

ПРЕДИСЛОВИЕ

Очередной, шестнадцатый выпуск «Научно-технического вестника» предлагает вниманию читателей материалы XXIV научной и учебно-методической конференции СПбГУ ИТМО, посвященной 100-летию первого выпуска специалистов вуза. На конференции, проходившей со 2 по 4 февраля 2004 г., было представлено около 600 докладов, многие из них – в соавторстве с представителями ведущих научных и научно-производственных центров Санкт-Петербурга. Всего в конференции приняли участие представители почти 40 организаций. Необходимо также отметить активное участие в конференции молодых ученых вуза – более 130 аспирантов и 140 студентов представили результаты научных исследований в соавторстве со своими научными руководителями.

Сборник открывается двумя пленарными докладами, которые были представлены на открытии конференции. Первый доклад был подготовлен профессором, деканом гуманитарного факультета СПбГУ ИТМО С.Б. Смирновым и посвящен анализу различных аспектов современного рынка образовательных услуг. Доклад основан на итогах научно-исследовательской работы «Анализ проблем и обоснование перспектив развития новой экономики в Российской Федерации с учетом мотиваций к использованию информационно-коммуникационных технологий домохозяйствами, учебными заведениями и предприятиями», выполненной в 2003 году по соглашению о сотрудничестве между Министерством образования Российской Федерации и Министерством экономического развития и торговли Российской Федерации. Второй пленарный доклад был подготовлен коллективом авторов и представлен начальником лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова», д. ф.-м. н. С.В. Авакяном. Доклад посвящен результатам многолетних работ сотрудников ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова» по разработке и созданию оптико-

электронной аппаратуры для исследования солнечного ионизирующего излучения.

Остальные статьи сборника представляют результаты исследований, проводимых сотрудниками СПбГУ ИТМО в рамках единого тематического плана научно-исследовательских работ Министерства образования и науки Российской Федерации. Все статьи этого сборника объединяет общее направление исследований, связанное с созданием оптико-информационных систем и технологий.

Базисом современных оптико-информационных систем и технологий являются оптические и оптико-электронные средства приема, передачи и преобразования информации. Современные оптико-информационные системы представляют собой, как правило, сложные, многокомпонентные устройства, включающие оптические, оптоэлектронные, электронные, микропроцессорные и механические компоненты. Различия в принципах работы компонентов, способах обработки сигнала, разнообразии условий эксплуатации обуславливают сложность теоретического описания, проектирования и экспериментального исследования оптико-информационных систем.

Надеемся, что включенные в сборник материалы представляют интерес для широкого круга специалистов, преподавателей, аспирантов и студентов, специализирующихся в области исследования с созданием оптико-информационных систем и технологий.

*В.О. Никифоров,
доктор технических наук, профессор,
проректор СПбГУ ИТМО*

АНАЛИЗ РЫНКА ВЫСШИХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ УСЛУГ**С.Б. Смирнов**

Сфера образования входит одновременно в экономическую и социальную системы. Будучи важнейшим элементом формирования инфраструктуры современной экономики, образование вместе с тем является постоянно возрастающим по масштабам рынком услуг. Развитие образования – долгосрочный приоритет социальной политики, так как в рыночной экономике именно образование призвано вносить решающий вклад в обеспечение социальной мобильности и равных стартовых возможностей для всех слоев населения¹.

Знания и навыки, получаемые в начале жизни, более не гарантируют успеха на протяжении всей трудовой деятельности. Концепция «образование длиною в жизнь» выделяет временной фактор непрерывного образования. Базовые навыки, приобретённые в молодости, служат ее основой. В информационном же обществе необходимы новые знания и навыки, список которых постоянно меняется. Итоговые документы Лиссабонского саммита Европейского совета относят к таким навыкам:

- компьютерную грамотность;
- иностранные языки;
- технологическую культуру;
- предпринимательство;
- социальные навыки.

Содержательно и функционально они пересекаются друг с другом. Некоторые из них (например, компьютерная грамотность) новые, в то время как другие (например, иностранный язык) приобретают новую значимость. Социальные навыки (например, умение вступать и поддерживать коммуникацию, адаптивность, умение рисковать) также становятся все более важными в современном мире.

Особенность образования заключается в том, что оно отдает даром свой продукт другим отраслям. Конечный продукт образования – человек с приобретенными знаниями и умениями – не может продаваться. Отсюда особый тип финансирования системы образования. Общество собирает денежные средства в виде налогов, рентных доходов или пожертвований и финансирует подготовку работников на перспективу. Либо сам человек тратит собственные деньги на свое образование, имея в виду получение более привлекательной профессии, более высокого социального статуса. Отдельные предприятия могут также заплатить за обучение собственного работника, но у них нет гарантий, что он, получив образование, согласится работать на тех условиях, которые устраивают фирмы. Более того, предприятия не могут быть уверены, что в будущем им понадобятся именно эти работники. Сфера же «образования на заказ» ограничена короткими программами дополнительного образования. Это не больше 10% финансирования профессионального образования.

¹ В статье использованы материалы научно-исследовательской работы по теме «Анализ проблем и обоснование перспектив развития новой экономики в Российской Федерации с учетом мотиваций к использованию информационно-коммуникационных технологий домохозяйствами, учебными заведениями и предприятиями», выполненной в 2003 году по Соглашению о сотрудничестве между Министерством образования Российской Федерации и Министерством экономического развития и торговли Российской Федерации.

Развитие образования признано бюджетным приоритетом. Удельный вес расходов на образование в федеральном бюджете вырос с 3,6% в 2000 году до 4,5% по проекту бюджета на 2004 год, а доля расходов федерального бюджета на образование в составе ВВП увеличиться в 2004 году до 0,76% против 0,52% в 2000 году. Однако прирост ресурсов идет в основном на поддержание сложившихся пропорций, не соответствующих ни перспективным, ни текущим потребностям экономики и общества. Это касается в том числе пропорций между начальным, средним и высшим образованием, структуры приема и выпуска по специальностям, а также соотношения затрат на персонал и материально-техническую базу.(4)

С 1990 года численность студентов вузов выросла примерно на 70% при сокращении численности школьников. В результате в России сложилась беспрецедентно высокая доля высшего образования за счет фактического вытеснения начального и среднего профессионального образования. На 1,46 млн. выпускников полной средней школы 1,44 млн. становятся студентами вузов. Сейчас в стране 5,5 млн. студентов вузов, 2,2 млн. студентов техникумов и только 1,4 млн. учащихся ПТУ. Это существенно превышает потребности рынка труда в кадрах высшей квалификации и, наоборот, оставляет предприятия в ситуации перманентного дефицита рабочих. Как следствие, воспроизводится памятная по СССР тенденция опережения зарплаты рабочих над зарплатой работников с высшим образованием.

В условиях России оптимальным является рынок образования с постоянным увеличивающимся субсидированием платежеспособного спроса индивидов, семей и прямых долгосрочных заказов со стороны государства. Сочетание бюджетного и внебюджетного финансирования на базе государственных именных финансовых обязательств и целевых субсидий позволяет не только привлечь дополнительные ресурсы, но и нацелить профессиональное образование на реальные общественные запросы.

Российский образовательный рынок представлен семью региональными сегментами (см. табл. 1) (1-3). Данные таблицы свидетельствуют, что самое большое количество государственных высших учебных заведений находится в Центральном федеральном округе, включающем восемнадцать субъектов Российской Федерации (272 вуза). На втором месте находятся Северо-Кавказский регион, состоящий из 13 субъектов и имеющий 208 вузов. На третьей позиции – Приволжский регион (15 субъектов, 195 высших учебных заведений). Четвертое место занимает Сибирский регион (16 субъектов, 148 вузов), пятое – Северо-Западный регион (11 субъектов), имеющий 121 государственный вуз, шестое и седьмое места принадлежат соответственно Уральскому региону (6 субъектов, 109 вузов) и Дальневосточному (10 субъектов, 63 вуза).

Таблица 1

Распределение государственных, включая муниципальные, и негосударственных высших учебных заведений и их структурных подразделений по регионам Российской Федерации

Наименование региона (федерального округа) и количество в нем субъектов Российской Федерации	Количество государственных, в том числе муниципальных высших учебных заведений					Итого государственных вузов	Количество негосударственных высших учебных заведений					Итого негосударственных вузов	Всего по региону
	Университеты	Академии	Институты	Филиалы вузов			Университеты	Академии	Институты	Филиалы вузов			
				своего региона	других регионов					своего региона	других регионов		
Северо-Западный (11)	40	20	20	32	9	121	5	7	55	4	24	95	216
Центральный (18)	93	56	56	43	24	272	35	32	222	34	19	342	614
Северо-Кавказский (13)	37	20	31	78	42	208	10	0	77	15	53	155	363
Приволжский (15)	45	27	55	41	27	195	2	5	42	14	46	109	304
Уральский (6)	15	14	22	38	20	109	2	1	22	8	19	52	161
Сибирский (16)	44	21	26	41	16	148	6	1	28	6	22	63	211
Дальневосточный (10)	17	9	13	17	7	63	2	0	15	0	15	32	95
Итого по Российской Федерации	291	167	223	290	145	1116	62	46	461	81	198	848	1964

Наибольшим количеством негосударственных вузов обладает так же территория Центрального региона – 342 вуза. Второе место занимает Северо-Кавказский регион – 155 вузов. Третье – Приволжский, имеющий 109 вузов, четвертое - Северо-Западный (95 вузов), в Сибирском регионе находятся 63 вуза (5 место), а шестое и седьмое места занимают Уральский и Дальневосточный регионы, имеющие соответственно 52 и 32 высших учебных заведения.

На основе имеющегося числа государственных и негосударственных высших учебных заведений и их филиалов в относительной форме можно судить об изменениях степени конкуренции между государственными и негосударственными вузами. По данным табл. 1 степень конкуренции между государственным и негосударственным сегментами рынка высших образовательных услуг по каждому региону выражается в виде следующих соотношений².

Данные свидетельствуют, что самая высокая степень конкуренции в настоящее время наблюдается в Центральном регионе. Однако конкуренция, кроме ее внутрирегио-

Северо-Западный регион	$95 : 121 = 0,79;$
Центральный регион	$342:272 = 1,26;$
Северо-Кавказский регион	$155:208 = 0,75;$
Приволжский регион	$109:195 = 0,56;$
Уральский регион	$52 : 109 = 0,48;$
Сибирский регион	$63 : 148 = 0,43;$
Дальневосточный регион	$32 : 63 = 0,51;$
Итого по Российской Федерации	$848:1116=0,76$

нального вида, может быть и межрегиональной. Составим три типа пропорций (см. табл.2), отражающих степень межрегиональной конкуренции: в общем виде, между государственными вузами и негосударственными высшими учебными заведениями, приняв за единицу наименьшее количество вузов в одном из федеральных округов (Дальневосточный).

На основе представленных данных можно сделать вывод, что самый низкий уровень обеспеченности высшими учебными заведениями – в Дальневосточном регионе. Наибольшая степень конкуренции на региональных рынках высших образовательных услуг прослеживается среди негосударственных вузов, расположенных в различных регионах, поскольку количество исследуемых высших учебных заведений в Центральном регионе превышает аналогичные учреждения высшего профессионального образования в Дальневосточном регионе более, чем в десять раз, а в Северо-Кавказском – почти в пять раз.

Отметим также, что два региона имеют стабильные пропорции степени межрегиональной конкуренции по сравнению с Дальневосточным федеральным округом как в общем виде, так и по видам (государственных и негосударственных вузов) и составляют превышение указанных пропорций немногим более, чем в три раза – Приволжский регион, и в полтора раза – Уральский регион.

Таблица 2

Степени межрегиональной конкуренции высших учебных заведений

² Количество негосударственных высших образовательных учреждений, приходящихся на одно государственное высшее учебное заведение по федеральным округам.

Регионы Типы пропорций	Северо-Западный	Центральный	Северо-Кавказский	Приволжский	Уральский	Сибирский	Дальневосточный
В общем виде	2,27	6,46	3,82	3,2	1,69	2,22	1
Между государственными вузами	1,92	4,32	3,3	3,1	1,73	2,35	1
Между негосударственными высшими учебными заведениями	2,97	10,69	4,84	3,41	1,63	1,97	1

Сравнение степеней конкуренции государственных и негосударственных высших образовательных услуг показывает, что в четырех регионах более развит рынок негосударственных образовательных услуг (Северо-Западный, Центральный, Северо-Кавказский и Приволжский федеральные округа). И только в двух регионах (Уральский и Сибирский) пропорции межрегиональных уровней конкуренции вузов отражают преобладание государственного сегмента над негосударственным.

Удельный вес регионов на российском рынке высших образовательных услуг, установленный по количеству высших учебных заведений государственного и негосударственного типов, представлен в табл. 3. Как видно из таблицы, наибольший удельный вес в общем количестве государственных и негосударственных вузов занимает Центральный регион, который включает почти одну треть всех высших учебных заведений по России. Такие регионы европейской части Российской Федерации, как Центральный, Северо-Западный, Северо-Кавказский и Приволжский, имеют удельный вес, равный 76,3%, а в азиатской части находится 23,7% от общего количества вузов.

Азиатская часть (Уральский, Сибирский и Дальневосточный регионы) включает 32 субъекта Российской Федерации (36% от общего количества субъектов), а по удельному весу высших учебных заведений (государственных и негосударственных) составляет менее одной четверти и более одной пятой общего объема рынка высших образовательных услуг Российской Федерации.

Таблица 3

Доли регионов (федеральных округов) в общем количестве высших учебных заведений на территории Российской Федерации, в процентах

Наименование региона (федерального округа)	Доля государственных вузов (ГОУ)	Доля негосударственных вузов (НОУ)	Доля всех вузов (ГОУ и НОУ)
Всего по Российской Федерации	100	100	100
Северо-Западный	10,84	11,2	11,0
Центральный	24,37	40,3	31,3
Северо-Кавказский	18,64	18,3	18,5
Приволжский	17,47	12,9	15,5
Уральский	9,77	6,1	8,2
Сибирский	13,26	7,4	10,7
Дальневосточный	5,65	3,8	4,8

В европейской части России наибольшую долю рынка по количеству государственных и негосударственных вузов занимает Центральный регион – 31,3% от общероссийского объема рынка и 41% от европейской доли. На втором и третьем местах находятся Северо-Кавказский и Приволжский регионы (18,5% и 15,5%) на общероссийском рынке и на европейской части рынка (24,2% и 20,3%). Последнее место принадлежит Северо-Западному региону – 11% общего рынка и 14,4% европейского, что составляет менее трети от доли рынка, принадлежащего Центральному региону, или, иначе, обеспеченность вузами в Центральном регионе в 2,8 раза больше, чем в Северо-Западном регионе.

В азиатской части Российской Федерации лидирующее место по доле рынка высших образовательных услуг принадлежит Сибирскому региону – 10,7% от общего рынка или 45,1% от азиатской части этого рынка, на втором месте – Уральский регион с долей в 8,2% и 34,6% на общем и азиатском рынках. На третьем месте находится Дальневосточный регион, занимающий соответственно доли в 4,8% и 20,3% на исследуемых рынках высших образовательных услуг.

Сравнивая лидеров европейской и азиатской частей рынка высших образовательных услуг – Центральный и Сибирский регионы, следует отметить, что доля рынка Сибирского региона превышает долю Центрального федерального округа на 4,1%, а аутсайдеры – Северо-Западный и Дальневосточный регионы, соответственно, имеют рыночную долю по 14,4% и 20,3%.

Количественные значения долей лидера и занимающего последнее место региона в европейской части рынка высших образовательных услуг отличаются в 2,8 раза, а в азиатской в 2,2 раза, в то время как величины указанных долей абсолютного лидера – Центрального региона и аутайдера – Дальневосточного региона отличаются в 6,5 раза.

Сравнение долей государственных и негосударственных высших учебных заведений по регионам (табл. 3) свидетельствует, что только в Центральном регионе доля негосударственных высших учебных заведений значительно превышает (в 1,65 раза) долю государственных вузов. В Северо-Западном регионе эти доли отличаются всего лишь на 0,4%, то есть практически равнозначны.

Таким образом, предложение на российском рынке высших образовательных услуг представлено совместно государственными и негосударственными вузами. В европейской части общее превышение негосударственных вузов над государственными составляет 11,38% (соответственно, 82,7% – НОУ и 71,32% – ГОУ). В азиатской части Российской Федерации, наоборот, доля государственных вузов (28,68%) превышает долю негосударственных (17,3%) на 11,38%. Самое удивительное при этом заключается в том, что количественные значения разницы числа превышения государственных и негосударственных высших учебных заведений по абсолютной величине в европейской и азиатской частях совпадают и составляют 11,38%.

Теперь проведём более сложный анализ количественных соотношений вузов федеральных округов. При этом в собственность федерального округа входят сами вузы, принадлежащие территориально конкретным субъектам Российской Федерации, а также филиалы собственных вузов, филиалы вузов, расположенных в других регионах (табл. 4). В соответствии с данными таблицы наибольшее количество филиалов (государственных и негосударственных высших учебных заведений), находятся в Северо-Кавказском регионе (188), в Приволжском регионе (128) и Центральном (105). Одинаковое количество филиалов в Уральском и Сибирском регионах – по 85 единиц, еще меньшее количество их в Северо-Западном регионе (69) и замыкает перечень Дальневосточный регион – 39 филиалов. По сравнению с лидером – Северо-Кавказским регионом, в Дальневосточном федеральном округе филиалов высших учебных заведений в 4,8 раза меньше.

Таким образом, составными частями рынка высших образовательных услуг являются вузы двух форм собственности – государственные и негосударственные, их филиалы в данном регионе и филиалы государственных и негосударственных вузов других регионов, расположенные в конкретном федеральном округе.

Рассмотрим соотношения этих составляющих в каждом конкретном регионе, приняв за базу наименьшую величину одной из них (вуза, его филиала). Например, для федеральных округов, представленных в табл. 4, наименьшими численными составляющими вузов и их филиалов, соответственно, будут 4, 19, 15, 14, 8, 6 и 7. Тогда для Северо-Западного региона указанные соотношения составляющих (табл. 4) примут следующие численные значения (см. табл. 5).(1-3,6)

В целом для федеральных округов России пропорции государственных и негосударственных высших учебных заведений, их филиалов можно представить в следующем виде (см. табл. 6). В представленной совокупности пропорций (первая строка) отражается соотношение государственных и не-

Таблица 4

Распределение собственных вузов, их филиалов и филиалов вузов других регионов на территории Российской Федерации

Наименование региона (федерального округа) Российской Федерации	Количество собственных					Количество несобст- венных филиалов, в том числе			Общее количество по регионам			
	вузов		филиалов			госу- дарст- венных	негосу- дарст- венных	всего	вузов	филиалов, в том числе		
	государ- ственных	негосу- дарст- венных	всего	госу- дарст- венных	негосу- дарст- венных					всего	госу- дарст- венных	негосу- дарст- венных
Северо-Западный	80	67	36	32	4	9	24	33	147	69	41	28
Центральный	205	289	62	43	19	24	19	43	494	105	67	38
Северо-Кавказский	88	87	93	78	15	42	53	95	175	188	120	68
Приволжский	127	49	55	41	14	27	46	73	176	128	68	60
Уральский	51	25	46	38	8	20	19	39	76	85	58	27
Сибирский	91	35	47	41	6	16	22	38	126	85	57	28
Дальневосточный	39	17	17	17	-	7	15	22	56	39	24	15
Всего по Российской Федерации	681	569	356	290	145	145	198	343	1250	699	435	264

государственных вузов в регионе по отношению к выбранной базе – количеству филиалов негосударственных высших учебных заведений, расположенных на территории данного региона. Вторая строка – это пропорции филиалов собственных государственных и негосударственных вузов. Третья – пропорции филиалов государственных и негосударственных вузов, расположенных в других регионах по отношению к исследуемому федеральному округу. Сравнимые результаты в виде пропорции получены для всех федеральных округов, кроме Дальневосточного, для которого в качестве базы избрано количество филиалов государственных вузов, расположенных в других регионах Российской Федерации, поскольку собственных филиалов негосударственных вузов в этом округе еще не создано.

Таблица 5

Соотношения вузов и филиалов различных форм собственности в Северо-Западном регионе по отношению к выбранной базе

Вузы и филиалы	Форма собственности	Государственные	Негосударственные
	Вузы		80 : 4 = 20
Филиалы (собственные)		32 : 4 = 8	4 : 4 = 1
Филиалы (несобственные)		9 : 4 = 2,3	24 : 4 = 6

Таблица 6

Пропорции государственных и негосударственных высших учебных заведений и их филиалов в федеральных округах России

Вузы и филиалы	Регионы						
	Северо-Западный	Центральный	Северо-Кавказский	Приволжский	Уральский	Сибирский	Дальневосточный
Вузы государственные	<u>20,0</u>	<u>10,8</u>	<u>5,9</u>	<u>9,10</u>	<u>6,4</u>	<u>15,2</u>	<u>5,6</u>
Вузы негосударственные	16,8	15,2	5,8	3,58	3,1	5,8	2,4
Госфилиалы собственные	8	<u>2,3</u>	<u>5,2</u>	<u>2,9</u>	<u>4,8</u>	<u>6,8</u>	<u>2,4</u>
Негосфилиалы собственные	1	1	1	1	1	1	0
Госфилиалы несобственные	<u>2,3</u>	<u>1,3</u>	<u>2,8</u>	<u>1,9</u>	<u>2,5</u>	<u>2,7</u>	<u>1,0</u>
Негосфилиалы несобственные	6	1	3,5	3,3	2,4	3,7	2,1

В Северо-Западном, Центральном, Северо-Кавказском, Уральском и Сибирском регионах наличие филиалов собственных государственных вузов превышает количество филиалов собственных негосударственных и инорегиональных как государственных, так и негосударственных вузов. Однако, в общей сумме (табл. 4) количество филиалов собственных высших учебных заведений превышает численность нерегionalных филиалов на 18%. При этом только в Центральном и Сибирском регионах это превышение составляет, соответственно, 8% и 10,6%. В Северо-Западном регионе отмечается превышение собственных филиалов на 4%, а в Северо-Кавказском, наоборот, преобладают инорегиональные

филиалы в размере одного процента. В то же время в Приволжском и Дальневосточном регионах такое превышение более заметно и, соответственно, равно 14% и 13%.

Следовательно, большинство высших учебных заведений Российской Федерации предпочитает более глубокое проникновение на уже освоенные рынки высших образовательных услуг в своём регионе. Однако, в Северо-Кавказском, Приволжском и Дальневосточном регионах реализуется стратегия завоевания инорегиональных рынков. Сравнение численности филиалов в регионах Российской Федерации как государственных, так и негосударственных вузов свидетельствует о значительном преобладании филиалов государственных вузов над негосударственными в пределах от 68% до 59%.

Проведенный анализ рынков с участием региональных производителей высших профессиональных образовательных услуг даёт возможность в более конкретной, количественно соразмерной и пропорциональной форме представить уровень их предложений. В то же время для более полного и адекватного раскрытия факторов влияния на развитие системы высшего профессионального образования необходимо провести анализ существующего спроса на виды высших образовательных услуг. Для этого производились расчёты численности населения и соотношений количества обучающихся студентов по федеральным округам России на основе имеющихся статистических данных о численности населения в трудоспособном возрасте, студентов государственных вузов, средних специальных учебных заведений и учащихся государственных дневных общеобразовательных учреждений за 2000 год по субъектам Российской Федерации (табл. 7).(2,3)

Основой для выбора анализируемого контингента населения послужило то, что численность населения в трудоспособном возрасте и учащихся дневных общеобразовательных учреждений составляют ёмкость региональных рынков высших образовательных услуг. При этом студенты государственных вузов (по негосударственным высшим учебным заведениям статистические данные отсутствуют), средних специальных учебных заведений и учащиеся средних образовательных учреждений представляют три сегмента рынка потребителей высших профессиональных образовательных услуг.

Представим структуру потребителей рынка образовательных услуг и его общей ёмкости, приняв за базу число студентов высших учебных заведений в регионе и приравняв их к единице. Например, исходя из данных столбца 3 табл. 7, для Северо-Западного, Центрального, Северо-Кавказского,

Наименование регионов (федеральных округов) Российской Федерации	Численность (тыс. чел.)				Численность на 10 000 чел. трудоспособного населения студентов государственных		Численность на 100 чел. учащихся государствен- ных средних дневных об- разовательных учреждений, студентов	
	наसे- ления в трудо- способ- ном воз- расте	студентов государственных		учащихся госу- дарственных средних днев- ных общеобра- зовательных уч- реждений	высших учебных заведений	средних специ- альных учебных заведений	высших учебных за- ведений	средних специаль- ных учеб- ных заведе- ний
		высших учебных заведений	средних спе- циальных учебных за- ведений					
Северо-Западный	8854,4	382,3	181,7	2020	432	205	19	9
Центральный	21314,3	1028,9	512,8	4881	483	241	21	11
Северо-Кавказский	12151,5	401,2	261,6	3277	330	215	12	8
Приволжский	18652,5	645,5	508,1	4897	346	272	13	10
Уральский	8902,9	270,4	194,8	2297	304	219	12	8
Сибирский	12626,5	483,2	310,8	3377,4	383	246	14	9
Дальневосточный	4621,4	146	98,9	1143,5	316	214	12	9
Итого по Российской Федерации	87123,5	3357,5	2068,7	21892,9	385	237	15	9

Таблица 7. Численность населения и соотношения количества учащихся, студентов и трудоспособного населения по регионам (федеральным округам) Российской Федерации

Приволжского, Уральского, Сибирского, Дальневосточного регионов базовыми величинами численности студентов высших учебных заведений (тыс. чел.), соответственно, являются 382,3; 1028,9; 401,2; 645,5; 270,4; 483,3; 146.

Например, результаты соотношений численности населения в трудоспособном возрасте, студентов государственных средних специальных учебных заведений, а также учащихся государственных средних дневных образовательных учреждений к указанной базовой величине 382,3 тыс. человек для Северо-Западного региона (табл. 7) приведены в табл. 8.

Таблица 8

Пропорции численности населения, студентов государственных средних специальных учебных заведений, учащихся государственных средних дневных образовательных учреждений

Соотношения	Северо-Западный регион
$\frac{\text{Численность населения в трудоспособном возрасте}}{\text{Численность студентов государственных вузов}}$	$8854,4/382,3 = 23,2$
$\frac{\text{Численность студентов государственных вузов}}{\text{Численность студентов государственных вузов}}$	$382,3/382,3 = 1,0$
$\frac{\text{Численность студентов государственных средних специальных учебных заведений}}{\text{Численность студентов государственных вузов}}$	$181,7/382,3 = 0,48$
$\frac{\text{Численность учащихся государственных средних дневных общеобразовательных учреждений}}{\text{Численность студентов государственных вузов}}$	$2020/382,3 = 5,28$

В целом пропорции анализируемых значений численности населения и обучающихся в высших и средних профессиональных учебных заведениях по регионам Российской Федерации представлены в табл. 9. На основе этих данных можно сделать вывод, что наибольшей емкостью рынка по сравнению с объемом (долей) спроса, удовлетворенного государственными высшими учебными заведениями, соответственно, обладают Уральский, Дальневосточный, Северо-Кавказский и Приволжский регионы. Среднюю емкость, равную общероссийской, имеет Сибирский регион и наименьшую – Северо-Западный и Центральный регионы.

Таким образом, данные табл.9 свидетельствуют, что менее всего удовлетворены потребности в высшем профессиональном образовании в Уральском, Дальневосточном и Северо-Кавказском регионах. В несколько лучших условиях находятся потребители Приволжского и Сибирского регионов и примерно в одинаковой степени удовлетворены потребности рынков Северо-Западного и Центрального регионов.

Соотношение численности студентов высших и средних профессиональных учебных заведений отражает сложившийся уровень рационального взаимодействия системы профессионального образования. Наиболее сбалансированным является соотношение указанных ступеней образования в Приволжском и Уральском регионах в пропорции единицы к 0,79 и 0,72 соответ-

Регионы	Северо-Западный	Центральный	Северо-Кавказский	Приволжский	Уральский	Сибирский	Дальневосточный	По Российской Федерации
Соотношения								
$\frac{\text{Численность населения в трудоспособном возрасте}}{\text{Численность студентов государственных вузов}}$	23,2	20,7	30,3	28,9	32,9	26,1	31,6	25,9
$\frac{\text{Численность студентов государственных вузов}}{\text{Численность студентов государственных вузов}}$	1	1	1	1	1	1	1	1
$\frac{\text{Численность студентов государственных средних специальных учебных заведений}}{\text{Численность студентов государственных вузов}}$	0,48	0,5	0,65	0,79	0,72	0,64	0,68	0,62
$\frac{\text{Численность учащихся государственных средних дневных общеобразовательных учреждений}}{\text{Численность студентов государственных вузов}}$	5,28	4,74	8,17	7,59	8,49	7	7,8	6,52

Таблица 9. Пропорции численности населения и обучающихся в высших и средних профессиональных учебных заведениях по регионам Российской Федерации

ственно. На среднем уровне находятся эти соотношения в Дальневосточном, Северо-Кавказском и Сибирском регионах. В то же время менее всего развито среднее специальное профессиональное образование в Центральном и Северо-Западном регионах.

Более точный и адекватный анализ степени удовлетворения спроса на высшие образовательные услуги и оценку ёмкости региональных рынков позволяет провести процедура приведения численности сегментов реального и потенциального рынка потребителей высших профессиональных образовательных услуг к единой базе: либо к 10 000 человек трудоспособного населения, либо к 100 человекам учащихся государственных средних дневных общеобразовательных учреждений (табл. 7). Наибольшей численностью студентов вузов на 10 000 человек трудоспособного населения отличаются Центральный (483 чел.) и Северо-Западный (432 чел.) регионы. Наименьшей – Дальневосточный (316 чел.) и Уральский (304 чел.). По мере убывания данного показателя можно расположить Сибирский (383 чел.), Приволжский (346 чел.) и Северо-Кавказский (330 чел.) регионы соответственно.

Если воспользоваться пропорциональным представлением численности студентов вузов на 10 000 человек трудоспособного населения, приняв за базу наименьшую численность студентов государственных вузов (304 чел.) в Уральском регионе, то последовательно для государственных вузов региона (табл. 7) получим следующие выражения (табл. 10). Например, для Северо-Западного региона величина отношения составит $432 : 304 = 1,42$.

Таблица 10

Пропорции численности студентов вузов на 10 000 человек трудоспособного населения

Регионы	Пропорции
Северо-Западный	1,42
Центральный	1,59
Северо-Кавказский	1,09
Приволжский	1,14
Уральский	1
Сибирский	1,26
Дальневосточный	1,04

Как видно из табл. 10 наибольшее превышение численности студентов на 10 000 человек трудоспособного населения Центрального региона над Уральским в 1,59 раза. В этой связи целесообразно отметить, что при включении численности студентов негосударственных высших учебных заведений в данные расчеты это превышение будет ещё больше.

Важно отметить, что при существующих социально-экономических условиях, небольших уровнях дохода на душу населения, миграция студенческой молодежи от мест проживания в западные регионы существенно ограничена (особенно студентов дневной формы обучения). Если рассмотреть европейские и азиатские регионы страны, то можно установить, что лидерами являются Центральный и Сибирский регионы, а замыкают ранжированный ряд Северо-Кавказский и Уральский регионы. Причинами такой ситуации, на наш взгляд, служат последствия проводившейся несколько десятилетий назад государст-

венной политики в сфере высшего профессионального образования и соответствующего размещения в регионах высших учебных заведений, научно-исследовательских центров, отделений Академии наук.

Не менее важное значение следует придать анализу степени обеспеченности регионов студентами учреждений среднего профессионального образования (средних специальных учебных заведений) как одному из сегментов потенциальных потребителей рынка образовательных услуг. Так, расчеты показали (табл. 7), что наибольшее количество студентов средних специальных учебных заведений обучается в Приволжском регионе (272 чел.), наименьшее – в Северо-Западном (205 чел.). Далее, регионы можно ранжировать по мере убывания численности студентов средних специальных учебных заведений следующим образом: Сибирский (246 чел.), Центральный (241 чел.), Уральский (219 чел.).

В пропорциональном отношении федеральные округа, исходя из базового значения студентов средних специальных учебных заведений (табл. 7) в Северо-Западном регионе (205 чел.) и принятом в данном случае за единицу, могут быть представлены следующим образом (см. табл. 11). В связи с этим необходимо отметить, что сфера среднего профессионального образования не имеет таких существенных различий, как система высшего профессионального образования, поскольку отношение максимальной и минимальной величин обеспеченности студентами средних специальных учебных заведений на 10 000 человек трудоспособного населения составляет величину 1,33 раза.

Таблица 11

Пропорции численности студентов средних специальных учебных заведений на 10 000 человек трудоспособного населения

Регионы	Пропорции
Северо-Западный	1
Центральный	1,18
Северо-Кавказский	1,05
Приволжский	1,33
Уральский	1,07
Сибирский	1,2
Дальневосточный	1,04

Однако, обеспеченность студентами высших и средних специальных учебных заведений в регионах, занимающих первое и второе места, различается на 211 человек не в пользу среднего профессионального образования, а в отстающих по данному показателю регионах – на 99 человек. Следовательно, в среднем по России такое отставание составляет 112 человек, что подтверждает наличие недостаточной емкости этого сегмента рынка, как источника студентов вузов, так и конкурента на рынке профессиональных образовательных услуг.

Кроме того, соотношения численности студентов высших и средних специальных учебных заведений к 100 человекам учащихся дневных средних общеобразовательных государственных учреждений (табл. 7) свидетельствуют о более равномерном распределении регионов, чем отношения данных контингентов студентов к 10 000 человек трудоспособного населения. Так, по численности студентов вузов на 100 человек учащихся школ первое место занимает Центральный регион (21 чел.), второе – Северо-Западный (19 чел.), третье – Сибирский (14 чел.), четвертое – Приволжский и Дальневосточный регионы (13 чел.) и пятое – Северо-Кавказский и Уральский регионы (12 чел.). При этом разница между наибольшей и наименьшей величинами указанных отношений составляет 9 человек.

В то же время отношение численности студентов средних профессиональных учебных заведений к 100 человекам обучающихся в средних общеобразовательных учебных заведениях свидетельствует о том, что ситуация более равномерная, чем в предыдущем случае, поскольку регионы могут быть ранжированы по занятию мест следующим

образом: первое место – Центральный (11 чел.), второе – Приволжский (10 чел.), третье – Северо-Западный, Сибирский и Дальневосточный (9 чел.) и четвертое – Северо-Кавказский и Уральский (8 чел.) регионы.

Разница между численностью студентов высших и средних специальных учебных заведений, приходящихся на выбранную базовую величину (100 человек учащихся школ), для Центрального и Северо-Западного регионов составляет максимальное значение в 10 человек, 5 человек – для Сибирского региона, 4 человека для Северо-Кавказского, Уральского и Дальневосточного федеральных округов, 3 человека – для Приволжского региона. Наиболее сильную конкуренцию создают высшим учебным заведениям средние специальные профессиональные учреждения в тех регионах, где наблюдается минимальная разность анализируемых соотношений (3 человека).

Необходимо отметить несколько меньшую по сравнению с Приволжским регионом конкуренцию на соответствующих сегментах рынка высших образовательных услуг. Например, в таких регионах, как Северо-Кавказский, Уральский, Дальневосточный, где превышение числа студентов средних профессиональных заведений над количеством вузов составляет 1,5 раза. Такое же положение сложилось и в Сибирском, Центральном и Северо-Западном регионах.

Для выявления перспектив развития рынка высших образовательных услуг по регионам важно рассчитать количество учащихся государственных дневных средних общеобразовательных учреждений, приходящихся на 10 000 трудоспособного населения. Рассчитанные величины по остальным регионам представлены диаграммой (рис. 1).

В соответствии с данными, представленными на рис. 1, наибольшая численность учащихся средних общеобразовательных учебных заведений в настоящий период в Северо-Кавказском регионе (2697 чел.), а наименьшая в Северо-Западном (2281 чел.). Немного больше учащихся по отношению к 10 000 трудоспособного населения наблюдается в Центральном регионе (2290 чел.), Дальневосточном (2474 чел.), Уральском регионах (2580 чел.). Приближаются к лидеру Приволжский (2625 чел.) и Сибирский (2675 чел.) федеральные округа.

Согласно полученной аналитической информации, более благоприятная для дальнейшего развития системы высшего профессионального образования ситуация сложилась в Северо-Кавказском регионе.

В Приволжском регионе структура профессионального образования более сбалансирована, чем в других, поскольку, наряду с достаточно развитым средним профессиональным образованием, имеются перспективы расширения высшего профессионального образования, о чем свидетельствует наличие достаточного количества учащихся средних общеобразовательных учебных заведений.

Уральский регион отличается от всех остальных тем, что профессиональное образовательное пространство здесь ещё не освоено в достаточно высокой степени при имеющихся резервах ёмкости рынка и обширного сегмента потребителей, к которому относятся, прежде всего, учащиеся общеобразовательных учреждений.

Сибирский регион, являясь лидером в азиатской части российского профессионального образовательного пространства, имеет вполне обоснованные возможности развития высшего профессионального образования, в отличие от Дальневосточного региона, в котором перспективы среднесрочного развития ограничены емкостью основного сегмента потребителей – количеством учащихся средних общеобразовательных учреждений как и в Северо-Западном и Центральном регионах.

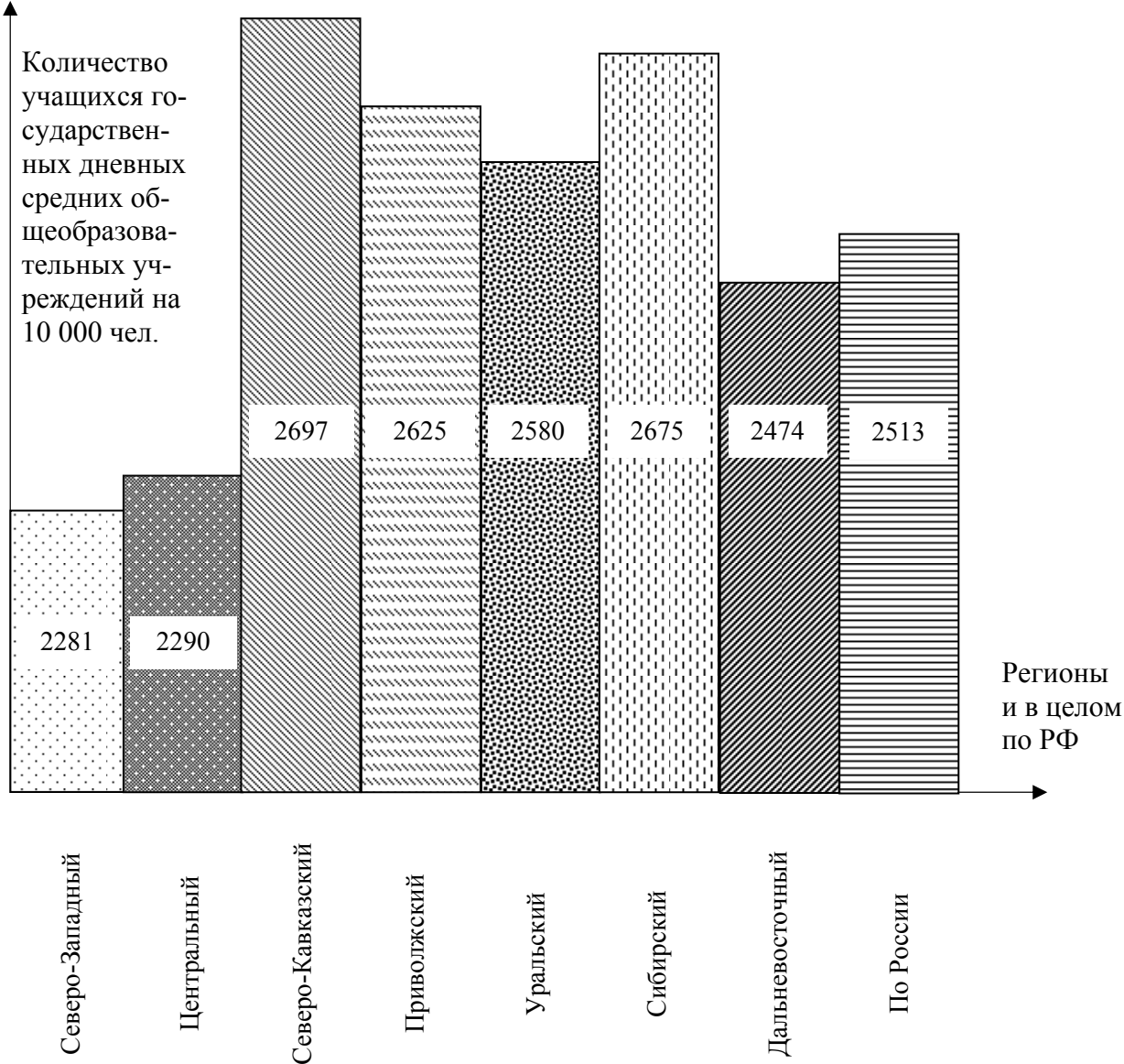


Рис. 1. Обеспеченность регионов и в целом России учащимися средних общеобразовательных государственных школ в 2000 году

Литература.

1. Региональные структуры системы образования: опыт, проблемы, перспективы // Под ред. Л.П. Куракова. — Чебоксары, 1999.
2. Регионы России: Статистический сб. в 2 т. — М.: Госкомстат России, 1999.
3. Российский статистический ежегодник, 2000. — М.: Госкомиздат России.
4. Садовничий В. Отечественная высшая школа и российская государственность // *Alma mater*. — М., 1998. № 6. С. 3-12.
5. Садовничий В. Проблемы образования и науки в России и стратегия на XXI век // *Проблемы теории и практики управления*. — М., 1998, № 2. С. 75-79.
6. Санкт-Петербург и Ленинградская область в 1999 году / Официальное издание. — СПб.: Госкомиздат России, Петербургкомстат, 2000.
7. Стратегия развития Российской Федерации до 2010 года (проект). — М.: Фонд "Центр стратегических разработок", 2000.

АППАРАТУРА КОСМИЧЕСКОГО ПАТРУЛЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

С.В. Авакян, Е.П. Андреев, П.М. Астафуров, И.М. Афанасьев, Л.А. Баранова,
В.Г. Богданов, В.С. Борткевич, А.С. Быстров, Д.П. Веселов, Н.А. Воронин,
А.И. Ефремов, А.П. Иванов, В.Н. Корнилов, Э.В. Кувалдин, М.Л. Лебединская,
Н.Б. Леонов, Е.Ф. Леханов, И.М. Прибыловский, Е.П. Савинов, А.В. Савушкин,
Г.В. Сазонов, А.Е. Серова, Н.Н. Тимофеев, С.В. Федосеев, Ю.А. Хаханов,
Л.П. Шишацкая, Э.А. Яковлев

Введение

Эра космических исследований, начатая нашей страной, открыла мировой науке новые возможности познания внеземных объектов. Наиболее ценным здесь является получение данных о коротковолновом излучении Солнца. Это рентгеновское и ультрафиолетовое излучение невозможно регистрировать с земной поверхности или самолетов, поскольку оно полностью поглощается в верхних слоях атмосферы.

Особенно высоко, в ионосферных областях, т.е. выше 60 км, поглощается ионизирующая часть солнечного спектра с длиной волны короче 134 нм (что соответствует порогу ионизации самой легкоионизируемой частицы верхней атмосферы Земли – молекулы окиси азота). Вся энергия потока этого излучения Солнца идет на образование ионосферы, ее свечение и нагрев.

Ионосфера является самой ближней к нам областью околоземного космического пространства, и именно ее состояние определяет влияние Космической погоды на повседневную жизнь человечества. В частности, это связано как раз с тем обстоятельством, что ионизирующая часть солнечного спектра испытывает наиболее сильные (до нескольких тысяч раз) вариации абсолютной величины потока излучения во время вспышек на Солнце – высшего проявления солнечной активности. Но как раз контроля за возрастанием потока этого излучения в мире до сих пор нет. Нет из-за технических и методологических трудностей измерений в данной области спектра, связанных, прежде всего, с отсутствием приемников ионизирующего излучения, истинно «слепых» к мощному видимому свету Солнца. И только ВНИЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова» разработал за долгие годы такие стабильные, малошумящие, высокоэффективные открытые вторично-электронные умножители с фотокатодом из окиси бериллия, имеющие спад чувствительности уже к 200 нм на десять порядков [1]. За рубежом еще только планируется разработка для космических исследований Солнца подобных приемников (на основе алмаза), имеющего спад чувствительности после 225 нм лишь на пять–семь порядков [2].

Результаты мониторинга солнечного ионизирующего излучения, полученные в космическом патруле, могут быть источником развития исследований сразу в нескольких науках, таких как:

- физика Солнца (состояние всех областей солнечной атмосферы);
- метеорология, физика атмосферы (влияние солнечной активности на глобальные изменения, климат и погоду, включая эффекты атмосферного электричества);
- аэронавтика, космонавтика (влияние солнечной активности на верхнеатмосферную плотность и торможение в ней космических аппаратов, на характеристики их внешней атмосферы и спутниковые аномалии);
- радиофизика (определение и предсказание состояния ионосферы планет и условий распространения радиоволн);
- гелиобиология (роль вариаций активности Солнца в биологии и медицине);
- сейсмология;
- возможно, социология.

Постоянный Космический солнечный патруль (КСП) даст большое количество важной информации для физики солнечной атмосферы. Анализ состояния степени ее неравновесности, ионизации и возбуждения возможен при сопоставлении данных во всех участках спектра – как мягкого рентгеновского, так и крайнего УФ излучения. Эти длины волн излучаются во всех областях солнечной атмосферы – от хромосферы до короны Солнца, и, соответственно, их временной анализ дает сведения о процессах в этих областях, о переносе энергии из одной области в другую (в соответствии с топологией магнитного поля). В последние годы ведутся наблюдения вида диска Солнца, включая солнечную корону, в различных участках спектра – от рентгеновского до крайнего УФ излучения (с космических аппаратов SOHO (ESTEC/ESA), TRACE (NASA), КОРОНАС-Ф (РКА), GOES-12 (NASA), RHESSI (NASA) и др.). Это позволяет надежно отделить при вспышках их разные типы, включая лимбовые и залимбовые. К сожалению, регистрация полных спектров и абсолютных потоков солнечного ионизирующего излучения при этом не проводилась, хотя соответствующие по времени приращения солнечной ионизирующей радиации во время вспышек (измерения которых и призван осуществить КСП) позволят также оценить состояние атмосферы Солнца по степени поглощения излучения в ней самой, и, соответственно, геоэффективность вспышки.

Такие исследования возможны только при постоянной регистрации полных спектров ионизирующего излучения Солнца во всем диапазоне от рентгеновского до УФ излучения, т.е. как раз в рамках создаваемого КСП. В этом случае появится перспектива определения всех предвестников солнечных вспышек, а значит – и вспышечно-обусловленных явлений, включая выбросы корональной массы (СМЕ) [3]. Дело в том, что микровспышки (или нановспышки) могут являться предвестниками мощной вспышки на Солнце. Поэтому их постоянный мониторинг позволит решить основную проблему предсказания Космической погоды – прогнозирования параметров солнечных вспышек.

В Программе исследований глобальных изменений Национального научного совета США [4] признаны наиболее актуальными предсказания влияния изменчивости Солнца на глобальные изменения, на озоносферу, среднюю, верхнюю атмосферу, а возможно, и биосферу, в том числе через изменчивость космической погоды. В [4] рекомендуется в качестве одной из самых приоритетных задач осуществить «мониторинг спектрального распределения солнечного крайнего УФ излучения ($\lambda < 120$ нм) в течение времени, достаточного для перекрытия наиболее длительных циклов».

Эти же данные мониторинга в постоянном режиме - Космический солнечный патруль ионизирующего излучения Солнца – совершенно необходимы при практической деятельности человечества в области :

- постоянного долговременного контроля за солнечной активностью и излучением солнечных вспышек в коротковолновом диапазоне;
- выявления роли солнечных вспышек в возмущении околоземной космической среды - космической погоды;
- предсказания катаклизмов на Земле.

Оптико-электронная аппаратура космического солнечного патруля

В Государственном оптическом институте им. С.И. Вавилова в течение нескольких десятков лет проведены обширные исследования по созданию оптических моделей верхнеатмосферно-ионосферных явлений при различных мощных воздействиях искусственного и естественного характера, включая мощные солнечные вспышки. Научные результаты этой работы опубликованы в монографиях и справочниках [5–12]. При этом в [7, 10] сделан вывод о необходимости для дальнейшего продвижения в научном ос-

мыслинии природы солнечно-земных связей, первостепенное налаживание постоянного контроля за коротковолновой солнечной активностью. Многолетние зарубежные попытки создания такого контроля привели к получению потока данных только на краях диапазона ионизирующего излучения (короче 0,8 нм и длиннее 119 нм). Поскольку основной геоэффективный поток от Солнца так и не измеряется, с 1996 г. по настоящее время в ГОИ ведется за счет средств Европейского Союза разработка и создание новейшей оптико-электронной аппаратуры космического базирования.

Один из методологических подходов, развитых для этих целей [1], состоит в одновременных измерениях как спектрометров (для контроля вариаций текущего спектра Солнца), так и радиометра, позволяющего определить абсолютный поток.

Оптико-электронная аппаратура КСП предназначена для проведения спектрофотометрических измерений вариаций солнечной активности в крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах с борта космического аппарата (КА). Объектом исследования КСП является полный диск Солнца в поле зрения не менее 8 градусов, при этом допустимая точность ориентации аппаратуры на центр диска Солнца может составлять до $\pm 1,5$ градусов. Методология патрульных измерений КСП заключается в одновременном использовании ультрафиолетового (УФ) и рентгеновского спектрометров и двух идентичных радиометров, а также в применении особого алгоритма выделения сигналов от излучения и заряженных частиц, высыпаящих из радиационных поясов [1, 13]. Эти приборы прошли лабораторные калибровочные испытания на источниках УФ и рентгеновского излучения как в вакуумных камерах ГОИ, так и в ESTEC [14, 15]. Абсолютную спектральную калибровку аппаратуры планируется провести на одном из синхротронных источников радиации непосредственно перед периодом подготовки КА к полету. В настоящее время ведутся работы по подготовке приборов КСП к опытной эксплуатации на служебном модуле российского сегмента Международной космической станции на поворотной платформе, ориентированной на центр диска Солнца с точностью до $\pm 1,5$ градусов.

В состав аппаратуры постоянного КСП входят следующие приборы.

1. Радиометр ионизирующей радиации обеспечивает измерение абсолютного потока излучения Солнца в диапазоне $\Delta\lambda = 0.14\text{--}157$ нм в 20 спектральных интервалах, выделяемых фильтрами в виде тонких металлических фольг, тонких пленок, а также оптических кристаллов [1]. Время регистрации полного спектра в этом приборе (как и во всей аппаратуре космического патруля) составляет 72 с, что позволит получать информацию о спектре самой кратковременной – импульсной фазы вспышек и субвспышек.

2. Рентгеновско-ультрафиолетовый (РУФ) спектрометр космического патруля (спектрометр скользящего падения) измеряет спектр излучения Солнца в широком диапазоне (1,8–198 нм) за счет использования уникальной светосильной оптической схемы без входной щели с дифракционной решеткой с переменным шагом [16]. Прибор имеет четыре измерительных канала: два основных (1,8–63 нм) и два экспериментальных (62–198 нм).

3. УФ спектрометр (спектрометр нормального падения) предназначен для измерения спектрального состава излучения всего диска Солнца в области крайнего ультрафиолетового излучения (16–153 нм) со спектральным разрешением 1 нм с помощью шести каналов [1, 17], при этом два канала на область 16–57 нм являются экспериментальными (для опытного определения измерительной способности спектрометра).

При этом использованы следующие уникальные разработки ВНИЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»:

- открытый вторично-электронный множитель (ВЭУ) с «солнечно-слепым» фотокатодом из окиси бериллия;
- дифракционная нарезная решетка ГОИ – 600 штрихов/мм с переменным шагом, радиус кривизны – 28080 мм, покрытие – золото;

- дифракционная нарезная решетка ГОИ – 3600 штрихов/мм, радиус кривизны – 250 мм, покрытие – золото.

Основой для высокоэффективной регистрации солнечного излучения в крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах спектра являются изготовленные в ГОИ для КСП вторично-электронные умножители (ВЭУ) открытого типа. Их преимущество заключается в высокой чувствительности к излучению в области спектра $\lambda < 160$ нм и солнечной слепоте [14, 18], что приводит к существенному уменьшению ошибок при регистрации солнечного излучения, связанных с наличием рассеянного света. Регистрация излучения с помощью такого ВЭУ может осуществляться как в токовом режиме, так и в режиме счета фотонов (РСФ), который позволяет измерять малые (до единиц квантов в секунду) потоки излучения.

Приемные части каналов радиометров, УФ и рентгеновского спектрометров полностью идентичны: каждый фотоприемный тракт содержит умножитель, предусилитель, измеритель скорости счета (ИСС). Регистрация излучения в каналах КСП осуществляется в РСФ путем усреднения числа импульсов с ВЭУ в единицу времени в ИСС [17, 19]. При этом динамический диапазон измеряемой частоты импульсов с фотоприемного устройства составляет 6 порядков (от 4 Гц до 2,2 МГц). При измерении малых потоков излучения ВЭУ представляет собой источник токовых импульсов со средней амплитудой около микроампера. Перед тем как сигнал с ВЭУ поступит в счетное устройство, его необходимо предварительно усилить и согласовать с ИСС. Это функцию выполняет созданный в ГОИ широкополосный быстродействующий усилитель-формирователь импульсов с коэффициентом передачи 1500 мВ/мкА. Усилитель имеет защиту от пробоев высоковольтными импульсами с фотоприемника.

Изготовленный в ГОИ измеритель скорости счета представляет собой двухканальный линейный логарифмический преобразователь частоты в напряжение – один канал для измерения низкочастотного (НЧ) сигнала (4 Гц – 6 кГц), другой – для высокочастотного (ВЧ) сигнала (300 Гц – 2,2 МГц). Частотные диапазоны каналов перекрываются. Выходные напряжения обоих каналов транслируются в бортовую измерительную телеметрическую систему (БИТС) КА. Для получения постоянной погрешности регистрации во всем динамическом диапазоне применено логарифмирование интегрированного напряжения, пропорционального числу счетных импульсов в единицу времени [20, 21]. Нелинейность передаточной (вольт-импульсной характеристики) ИСС во всех каналах во всем диапазоне скорости счета составляет не более 4% от полной шкалы. Выходной сигнал ИСС – постоянное напряжение от 0 до 6,5 вольт (пропорциональное логарифму частоты появления импульсов на выходе приемника излучения) соответствует стандарту на налоговые датчики БИТС КА.

Описанный радиоэлектронный тракт может применяться для регистрации одноэлектронных импульсов наносекундной длительности от любых слаботочных приемников излучения (т.е. источников с выходными токами порядка микроампера), работающих в режиме счета фотонов. Тракт изготавливается на отечественной элементной базе и имеет высокую надежность к неблагоприятным механическим, температурным и электрическим воздействиям. Высокая надежность узлов тракта объясняется подготовкой приборов к будущей космической эксплуатации, в связи с чем были также проработаны вопросы минимизации массы, габаритов и энергопотребления узлов.

Заключение

К настоящему времени вся аппаратура создана и испытана в вакуумных камерах ГОИ и ESTEC.

В рамках нового проекта МНТЦ № 2500 будет проведена абсолютная калибровка всей аппаратуры КСП на синхротронном источнике излучения. Аппаратура запланиро-

вана к постановке на российский модуль Международной космической станции (Радиометр и КУФ-спектрометр) для опытной эксплуатации через ОАО РКК «Энергия» им. С.П. Королева. Для постоянного мониторинга в непрерывном режиме Космический патруль (Радиометр и РУФ-спектрометр) планируется к установке на ИСЗ с солнечно-синхронной орбитой.

Конечно, проще осваивать международные научные достижения, достойно работать «рядовыми» в уже существующих космических проектах других стран. Совсем другое – данный проект России. В этом солнечном космическом эксперименте наша страна имеет не вторые, а передовые позиции, что, кстати, предопределило международную финансовую поддержку в течение последних лет. Действительно, можно констатировать проявление национального превосходства России в проекте ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова» «Космический солнечный патруль»:

- создана космическая оптико-электронная аппаратура для измерения ионизирующего излучения Солнца, не имеющая мировых аналогов;
- предложена и реализована методология измерения ионизирующего излучения в космосе, не имеющая мировых аналогов;
- воссоздана технология изготовления наиболее эффективных «солнечно-слепых» приемников ионизирующего излучения для диапазона спектра короче 125 нм – вторично-электронных умножителей открытого типа, не имеющих мировых аналогов;
- начато создание синхротронного канала абсолютной калибровки аппаратуры для мягкого рентгеновского и крайнего УФ излучения, по широте спектрального диапазона не имеющего мировых аналогов.

Работа выполнена по грантам МНТЦ № 385, 385В и 1523 и по контрактам с Минпромнауки и Росавиакосмосом.

Авторы благодарны за постоянную поддержку руководству МНТЦ, особо – главному куратору проектов О.В. Лапидусу, дирекции ВНЦ ГОИ – члену-корреспонденту РАН, почетному директору ГОИ М.М. Мирошникову (участнику создания радиометров ионизирующего солнечного излучения для Второго корабля-спутника), академику Г.Т. Петровскому и профессорам В.Н. Васильеву и В.Б. Карасеву, а также иностранным партнерам проектов: доктору Г. Шмидтке и доктору Н. Пайлеру (Германия), доктору А. Аулворду (Великобритания), доктору Ж.-П. Делабудинеру (Франция) и доктору Ук Вон Наму (Южная Корея).

Литература

1. Авакян С.В., Воронин Н.А., Ефремов А.И., Иванов А.П., Иванова М.Л., Кувалдин Э.В., Савушкин А.В. Методология и аппаратура для космического контроля солнечного ионизирующего излучения. // Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 12. С. 124-131.
2. J-F. Hochedez, P. Lemaire, E. Pace, U. Schuhle, E. Verwichte. Wide Bandgap EUV and VUV imagers for the solar orbiter // Proc. of “Solar Encounter: The First Solar Orbiter Workshop”, Spain, 2001 ESA SP-493, September 2001, pp. 245-250.
3. Harrison R.A., Solar coronal mass ejections and flares. // Astron. Astrophys. 1986. 162. ½. 283-291.
4. U.S. Global Change Research Program of NRC, Eos Trans. AGU. 75, 39, 449, 1994.
5. Авакян С.В., Иванченков А.С., Коваленок В.В., Лазарев А.И. Атмосфера Земли с "Салюта-6". Л.: Гидрометеиздат, 1981. 207 с.
6. Авакян С.В., Дробжев В.И., Краснов В.М., Кудряшев Г.С., Лазарев А.И., Николаев А.Г., Рязанова Л.Д., Севастьянов В.И., Яковец А.Ф. Волны и излучение верхней атмосферы. / Под ред. С.В. Авакяна, В.М. Краснова, А.И. Лазарева. Алма-Ата: Наука, 1981, 167 с.

7. Авакян С.В., Коваленок В.В., Солоницына Н.Ф. Ночная F-область ионосферы в период вспышек Солнца / Под ред. С.В. Авакяна. Алма-Ата: Наука, 1984, 150 с.
8. Авакян С.В., Лазарев А.И., Коваленок В.В. Исследование Земли с пилотируемых космических кораблей. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 399 с.
9. Авакян С.В., Евлашин Л.С., Коваленок В.В., Лазарев А.И., Титов В.Г. Наблюдения полярных сияний из космоса. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 229 с.
10. Авакян С.В., Вдовин А.И., Пустарнаков В.Ф. Ионизирующие и проникающие излучения в околоземном космическом пространстве. Справочник. СПб: Гидрометеиздат, 1994. 501 стр.
11. Авакян С.В., Ильин Р.Н., Лавров В.М., Огурцов Г.Н. Сечения процессов ионизации и возбуждения УФ излучения при столкновениях электронов, ионов и фотонов с атомами и молекулами атмосферных газов, Справочник. СПб: ГОИ им. С.И. Вавилова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2000.
12. Avakyan S.V., Il'in R.N., Lavrov V.M., Ogurtsov G.N., Collision Processes and Excitation of the Ultraviolet Emission from Planetary Atmospheric Gases. Handbook of Cross Sections / Editor S.V. Avakyan, London, Gordon and Breach Publ., 1998, 354 p.
13. Авакян С.В., Андреев Е.П., Афанасьев И.М., Воронин Н.А., Леонов Н.Б., Савушкин А.В., Серова А.Е. Создание постоянного Космического патруля ионизирующего излучения Солнца. // Сборник трудов III Международной конференции-выставки «Малые спутники». г. Королев, 2002. С. 338–345.
14. Авакян С.В., Андреев Е.П., Афанасьев И.М., Воронин Н.А., Кувалдин Э.В., Лебединская М.Л., Леонов Н.Б., Савушкин А.В., Савинов Е.П., Серова А.Е. Лабораторные исследования аппаратуры для космического контроля ионизирующей радиации Солнца. // Оптический журнал. 2001. Т. 68, № 2. С. 5-14.
15. S.V. Avakyan, E.P. Andreev, E.V. Kuvaldin, N.B. Leonov, E.P. Savinov et al. The laboratory testing of the space patrol apparatus for the solar ionizing radiation. // Proceedings SPIE: Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites III. Italy, 1999. v. 3870. pp. 451-461.
16. Авакян С.В., Андреев Е.П., Афанасьев И.М., Богданов В.Г., Борткевич В.С., Воронин Н.А., Леонов Н.Б., Савинов Е.П., Савушкин А.В., Серова А.Е. "Разработка рентгеновского спектрометра Космического солнечного патруля". Оптический журнал ("Journal of Optical Technology"); 2002; том 69, № 11. стр. 36-40.
17. Авакян С.В., Андреев Е.П., Афанасьев И.М., Воронин Н.А., Иванов А.П., Корнилов В.Н., Кувалдин Э.В., Лебединская М.Л., Леонов Н.Б., Леханов Е.Ф., Савушкин А.В., Савинов Е.П., Серова А.Е., Тимофеев Н.Н., Яковлев Э.А. Разработка аппаратуры для постоянного космического патруля ионизирующего излучения Солнца. // Оптический журнал. 2001. Т. 68. № 6. С. 54–62.
18. Avakyan S.V., Andreev E.P., Afanas'ev I.M., Leonov N.B., Lebedinskaya M.L., Savushkin A.V., Serova A.E., Voronin N.A., The perspectives of the space solar patrol apparatus application for the photometric measurements of the x-ray and EUV spectral range. // Proceedings of the IVth ISTC scientific seminar on «Basic science in ISTC activities». Novosibirsk, 2001. p. 268-277.
19. Avakyan S.V., Kuvaldin E.V.. The results of work for creating of Solar Patrol Mission optical electronics apparatus. // Physics and Chemistry of Earth, Part C: Solar-Terrestrial and Planetary Sciences. 2000. V. 25. № 5–6. P. 441–446.
20. Афанасьев И.М., Богданов В.Г. Новая плата измерителя в спектрофотометрической аппаратуре Космического солнечного патруля // Материалы конференции «Прикладная оптика – 2002». СПб. Т. 1. С. 150–155.
21. Авакян С.В., Афанасьев И.М., Богданов В.Г. и др. Новые подходы в формировании регистрирующего тракта в приборах КСП. // Научное приборостроение. 2003. Т. 13. № 2. С. 34–39.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ, ВЫПОЛНЕННЫХ В 2003 ГОДУ В РАМКАХ ЕДИНОГО ТЕМАТИЧЕСКОГО ПЛАНА НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ МИНИСТЕРСТВА ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ПУТИ АВТОМАТИЗАЦИИ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ПОВЕРХНОСТЕЙ В РЕАЛЬНОМ РЕЖИМЕ ВРЕМЕНИ

В.М. Мусалимов, Ю.В. Лисицын, М.М Трухин

Представлены результаты идентификации динамики процесса циклического трибологического взаимодействия двух плоских предварительно обработанных поверхностей. Наблюдаемые входные / выходные данные получены на оригинальной трибометрической системе, работающей в реальном режиме времени и оснащенной компьютером со всеми необходимыми пакетами прикладных программ. Показано, что динамические системы последовательно эволюционируют по соответствующим фазам: апериодическое звено – колебательное звено с демпфированием – консервативное звено. Установлено, что при эволюционировании динамической системы изменяются коэффициенты демпфирования и собственные частоты, в результате чего оказалось естественным ввести управляющий параметр динамической системы, следуя за изменениями которого мы обнаруживаем бифуркацию Хопфа. Установлена корреляция: эволюция качества поверхности – эволюция динамической системы трущихся поверхностей.

Цель работы состояла в проведении серии экспериментов по исследованию эволюции трибологического взаимодействия трибопар в режиме трения скольжения; в проведении анализа взаимодействия на протяжении всего цикла экспериментальных работ с использованием компьютерных технологий, предоставляемых пакетом Identification Matlab; в осуществлении синтеза нелинейной динамической системы, соответствующей исследуемому процессу. В качестве экспериментальной базы была задействована трибометрическая система «Трибал» [1], которая включает в себя нижнюю платформу с закрепленным на ней образцом трибопары. Входом динамической системы трущихся поверхностей являются циклические возвратно-поступательные перемещения нижней платформы. Выходом является динамическая составляющая силы трения, которая регистрируется при фрикционном движении контробразца, закрепленного на верхней платформе. Для обеспечения физической реализуемости системы и её идентификации было принято, что на каждом из интервалов времени система может быть представлена моделями линейных систем управления, - проводится так называемое модельное шивание пространства состояний (МСПС). Далее также было принято, что эволюция динамической системы определяется эволюцией качества трущихся поверхностей. В процессе испытаний систематически проводились оценки динамических моделей, соответствующих процессу трения–изнашивания; на каждом из этапов идентифицировались две системные характеристики: импульсная переходная и единичная переходная функции.

Систематизированные результаты исследований, проведенных с образцами трибопар (сплав CuAl10Ni, плотность $\rho = 760 \text{ N/M}^3$, твердость по Бриннелю HB = 200) представлены на рис.1. Здесь в строке «Переходные процессы фаз» представлены характерные единичные переходные функции, которые идентифицированы моделями в пространстве состояний

$$\frac{dx}{dt} = Ax + Bu;$$

$$y = Cx + Du,$$

где x – вектор состояния; u – вектор входа; y – вектор выхода; A, B, C, D – четверка матриц.

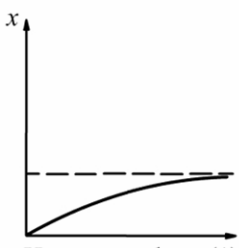
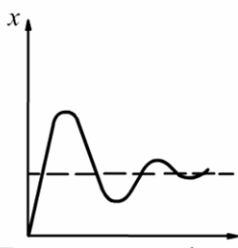
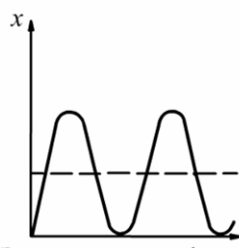
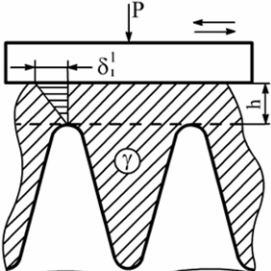
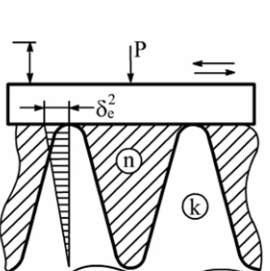
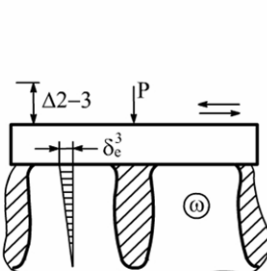



Переходные процессы фаз			
Модели фаз	$\dot{x} + \gamma x = g(t)$	$\ddot{x} + 2n\dot{x} + k^2x = g(t)$	$\ddot{x} + \omega^2x = g(t)$
Физика фаз			
Особые точки фаз	 Устойчивый узел	 Устойчивый фокус	 Центр
Эволюция матриц линейных систем	$\begin{pmatrix} -\gamma & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -k^2 & -2n \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\omega^2 & 0 \end{pmatrix}$

Рис. 1. Результаты исследований образцов трибопар

Во второй строке рис. 1 представлены соответствующие динамические модели. Отметим, что каждой из фаз соответствуют свои значения коэффициентов демпфирования и собственных частот колебаний

На рис. 2а показаны зависимости параметров сопротивления – коэффициентов демпфирования n (кривая 1) и частот собственных колебаний k (кривая 1) – от реализации фазы процесса. По завершении каждой из фаз в базовых областях поверхности трибопар снимались профилограммы с целью определения качества поверхности. Для обработки результатов использовался ППП Wavelet (Matlab).

Анализ экспериментальных данных позволил следующим образом объяснить «физику фаз» (третья строка рис.1). В начальной фазе в контакт включены наружные поверхностные слои, состоящие из загрязнений, адсорбированных газов и окислов. Здесь трибологическая характеристика определяется в основном коэффициентом демпфирования слоя γ (заштрихованная область), а сам слой имеет толщину H . Кроме того, его продукты заполняют впадины между высотами профиля поверхности, а упругость материала профиля в этой фазе играет минимальную роль. При переходе ко второй фазе, когда от наружных поверхностных слоев осталась функционировать только часть между впади-

нами, включается в сопротивление упругая составляющая материала профиля поверхности (собственная частота колебаний k), а вязкое сопротивление характеризуется изменившимся коэффициентом демпфирования $n < \gamma$. Наконец, в заключительной фазе профили поверхности становятся деформированными с упрочнением, а остатки поверхностного слоя не оказывают демпфирующего действия, и всё сопротивление определяется изменившейся упругой составляющей упрочненного материала профиля поверхности $\omega > k$. Каждой из фаз сопоставляется определенная динамическая система, которая характеризуется особыми точками (предпоследняя строка рис. 1); здесь же (последняя строка рис. 1) представлена эволюция матриц динамических систем.

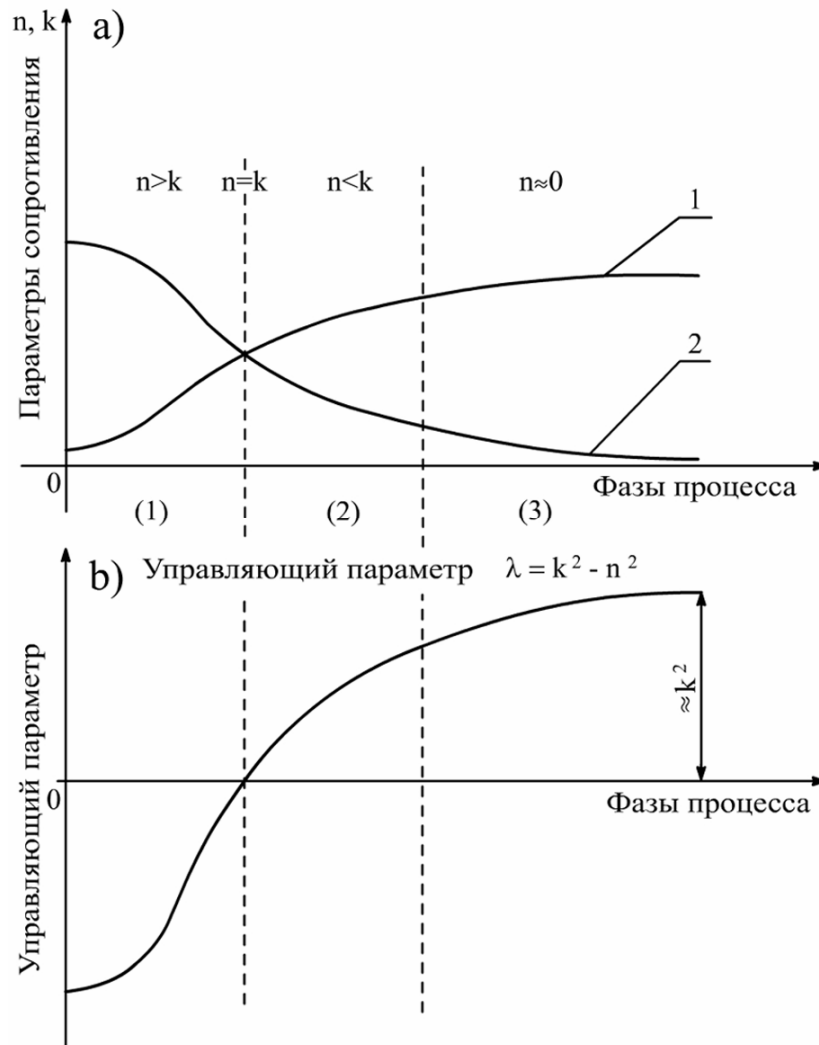


Рис. 2. Зависимости коэффициентов демпфирования n и частот собственных колебаний k от фазы процесса

Введем естественный параметр $\lambda = k^2 - n^2$ (рис. 2b) и сопоставим значения параметра с особыми точками фаз. При $\lambda < 0$ мы обнаруживаем точку притяжения (в линейных системах управления это апериодическое звено); далее, на границе 1-ой и 2-ой фаз $n = k$ – это точка бифуркации Хопфа; затем следует устойчивый фокус при $\lambda > 0$ (в линейных системах управления это колебательное звено); наконец, по завершении 3-ей фазы процесса наблюдается центр (консервативное звено). Таким образом, на основе МСПС мы приходим к нелинейной динамической системе

$$dr/dt = \lambda r - r^3 \Leftrightarrow dr/dt = -d/dt(V(r; \lambda)),$$

что соответствует катастрофе сборки [2]:

$$V(r; \lambda) = \lambda r^2/2 + r^4/4.$$

В свою очередь, потенциальная функция связана с не зависящей от времени вероятностной функцией распределения:

$$P(r; \lambda) = N \exp(-V(r; \lambda) / D),$$

где N – константа нормализации; D – коэффициент диффузии.

Теперь можно синтезировать силу трения

$$F_H = \Omega [(x - y)^2 - \lambda] (dx / dt - dy / dt).$$

Здесь нижний индекс показывает, что трение имеет бифуркационный характер, а его «адрес» – бифуркация Хопфа; Ω – коэффициент сопротивления.

Таким образом, изложенный подход позволил показать, как возникают внутренние степени свободы, когда ставшие неустойчивыми фокусы выпускают круговые притягивающие орбиты (дополнительное измерение) с радиусом $\sqrt{\lambda}$ – это масштаб явления, позволяющий учитывать внутренние вращения частиц граничных слоев трибопар.

Модельная система дифференциальных уравнений [3], таким образом, определяется наличием массы контртел m_1 и m_2 , жесткостью пружин c_1 и c_2 , координатами x и y , кинематического возбуждения $x_0 \sin(pt)$, силой трения F_H :

$$m_1 d^2 x / dt^2 = -F_H + c_1 (x_0 \sin(pt) - x);$$

$$m_2 d^2 y / dt^2 = -F_H - c_2 y.$$

Эта система уравнений для заданных амплитуд x_0 и частот возбуждения p реализована в ППП Matlab-Simulink и отразила все фазы эволюции.

Заключение

Установлено, что процессы трибологического взаимодействия трущихся поверхностей описываются моделями нелинейных динамических систем.

Установленная корреляция «эволюция динамической системы – эволюция качества трущихся поверхностей» является базой автоматизации контроля качества трущихся поверхностей процесса [3].

Функция плотности вероятности дает возможность оценивать вероятность перехода от процесса трения к процессу изнашивания.

Литература

1. Мусалимов В.М., Ларичкин М.П., Аникеев А. Д. Трибометрическая система идентификации динамики процесса циклического изнашивания. / Труды 6-ой сессии международной научной школы «Фундаментальные и прикладные проблемы теории точности процессов, машин, приборов и систем». Ч.2. СПб: ИПМаш РАН, 2003. С.52–59.
2. Гилмор Р. Прикладная теория катастроф. Кн.1. М.: Мир, 1984. 350с.
3. Musalimov V.M., Lisitin Y.V., Orlov S.V. Dynamic characteristics and quality surveillance of rubbing surfaces. // Proceedings ICTAM04, Waschawa, 2004, p.150–153.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАРУШЕННЫХ СЛОЕВ ПОЛИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ И НАПРЯЖЕНИЙ В КЛЕЕВЫХ И БЕСКЛЕЕВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ МЕТОДОМ ЭЛЛИПСОМЕТРИИ

А.Н. Горляк, О.С. Дронь, Ю.В. Лисицын, А.И. Семененко

В работе описываются новые возможности многоугловой эллипсометрии по исследованию нарушенных поверхностных слоев на стекле и сапфире. Сформулирован и разработан новый эллипсометрический подход, позволяющий успешно исследовать толстые (порядка десятков мкм) нарушенные слои. Проиллюстрирована возможность быстро и оперативно получать карту величины и направления напряжений с высокой степенью локальности в цифровой форме.

Введение

Метод эллипсометрии находит очень широкое применение, особенно для исследования поверхности твердого тела. В связи с высокой чувствительностью к изменению состояния поверхности и недостаточной осведомленностью о физических основах и трудностях в реализации возможностей метода часто допускаются очень грубые ошибки при интерпретации результатов измерений. Обычно выделяют три подхода в исследовании полированной поверхности методом эллипсометрии. Первый основан на анализе непосредственно эллипсометрических параметров отраженного светового пучка от чистой поверхности. Второй – на модельном представлении поверхностного слоя как однородного и изотропного с эффективными параметрами – показателем преломления n и толщиной d . Третий – на определении оптического профиля показателя преломления поверхностного слоя. При этом исследуют обычно образцы, прошедшие различные стадии полирования в условиях различной обработки (удельного давления, состава абразива, величины съема материала или времени обработки) [1]. Последний подход позволяет выявить детали строения структуры поверхностного слоя, но требует применения высокоточных измерений, усовершенствованных методов моделирования и решения обратных задач. В данной работе рассматриваются некоторые результаты, полученные с помощью новых подходов решения математически некорректных обратных задач эллипсометрии.

Физическая сущность метода эллипсометрии проявляется, прежде всего, через «нулевой» подход, т.е. через приборы с «нулевой» оптической схемой. Именно «нулевой» подход явным образом демонстрирует физику процессов, происходящих в приборе. Эллипсометр, действующий по «нулевой» схеме, очень чутко реагирует на все неблагоприятные факторы, связанные с работой прибора. Это очень наглядно проявляется через измерительные зоны такого прибора [2, 3, 4]. Для экспериментальных значений поляризационных углов Ψ и Δ , как правило, наблюдается заметный разброс по измерительным зонам, обусловленный нарушениями в оптической юстировке, неточным определением параметров фазового компенсатора, сбоями в системе термостатирования узла компенсатора и другими погрешностями прибора. Однако погрешности прибора не являются единственной причиной такого разброса. Существенный вклад вносят также неоднородности поверхности и поверхностная анизотропия, проявление которой может быть связано, в частности, и с неоднородностью поверхности. Таким образом, разброс $\delta\Psi$, $\delta\Delta$ поляризационных углов по измерительным зонам определяется не только свойствами прибора, но и качеством исследуемых образцов.

Неадекватность модели, а также экспериментальные ошибки вызывают в определенных ситуациях большие трудности в решении обратной задачи [5]. В связи с этим на первый план выдвигаются проблемы, связанные с дальнейшим развитием методов решения математически некорректных обратных задач эллипсометрии. К числу мате-

матически некорректных относится и обратная задача эллипсометрии для нарушенных поверхностных слоев, о чем будет сказано далее.

Основные результаты

В работе описан случай, когда учитывается поглощение пленки, а также переходный слой на границе пленка-подложка, роль которого резко возрастает с уменьшением толщины пленки до очень малых значений. Такой переходный слой, очевидно, включает в себя и нарушенный слой на поверхности подложки.

В исследованиях применялись программы, разработанные по алгоритмам, использующим методы регуляризации решений. По ним проведено исследование нарушенных слоев на различных образцах сапфира, причем на одних образцах поверхности получены с помощью механической обработки, а на других дополнительно использовалась химико-механическая полировка. Кроме того, исследовались и поверхности скола. Толщина нарушенных слоев на поверхностях скола составляет около 5 мкм, а на всех остальных образцах, независимо от способа обработки (с дополнительной химико-механической полировкой или без нее), составляет 15–20 мкм. Что касается показателя преломления, то его изменение в пределах нарушенного слоя существенно зависит от типа образца. При этом любой характер поведения показателя преломления находит свое физическое обоснование. В рамках использованной трехслойной модели, когда нарушенный слой представляется нижним – трещиноватым (на границе с подложкой (массивом)) и верхним – шероховатым (на границе с внешней средой (воздухом)) переходными слоями, между которыми находится основная (по толщине) часть нарушенного слоя, показатель преломления ведет себя следующим образом.

На поверхности скола сапфира нижний переходный слой (толщиной до 200 нм) оказывается оптически более плотным, нежели массив, верхний же переходный слой обладает заметно меньшей оптической плотностью по сравнению с массивом, однако он очень мал по толщине (около 3 нм). А вот основная (по толщине) средняя часть нарушенного слоя на поверхности скола по показателю преломления практически не отличается от массива. Создается вполне обоснованное впечатление, что при раскалывании прилегающий к поверхности скола очень тонкий слой испытал напряжение сдвига, что привело к появлению напряженной границы раздела между подложкой и возникшим нарушенным слоем. Причем основная часть нарушенного слоя сохранила оптические свойства подложки. Появление тонкого и рыхлого верхнего переходного слоя можно объяснить эффектом разрыва.

В случае нарушенного слоя на поверхности сапфира, полученной с помощью механической обработки, обращают на себя внимание значения показателей преломления нижнего переходного слоя и основного среднего слоя. Нижний переходный слой оказался оптически более плотным по сравнению с подложкой. Показатель преломления среднего слоя сопоставим с показателем преломления объема. Это можно объяснить напряжением, возникающим в приповерхностном слое в процессе механической обработки поверхности. Что касается верхнего переходного слоя, то у него показатель преломления меньше, чем у подложки. Это естественный результат, так как сама поверхность при использованном способе механической обработки обладает выраженной шероховатостью.

Применение дополнительной химико-механической полировки, как показывает технологический опыт, даже на ранней стадии этого процесса снимает механическое напряжение, однако след от действия механической обработки (в виде трещиноватости, пористости и т. д.) остается. По этой причине главная часть нарушенного слоя на поверхности сапфира, подвергнутая дополнительной (после механической обработки) химико-механической полировке, как и нижняя граница этого слоя, оказывается, как

показало проведенное исследование, оптически менее плотной по сравнению с массивом. Верхняя же граница нарушенного слоя в этом случае оптически плотнее массива. Это можно объяснить как сведением до минимума шероховатости, что подтверждается результатами, полученными на атомно-силовом микроскопе, так и некоторым уплотнением поверхности, обусловленным характером химико-механической полировки.

Следует подчеркнуть, что в математической программе, которая была использована нами для изучения нарушенных слоев на сапфире и стекле, впервые были применены специальные математические приемы, благодаря которым и были получены новые данные методом эллипсометрии.

В оптических стеклах изменение показателя преломления в пределах нарушенного слоя также очень сильно зависит от типа образца и находит свое физическое обоснование. Для стекла К8 соотношения могут быть следующими (рис. 1).

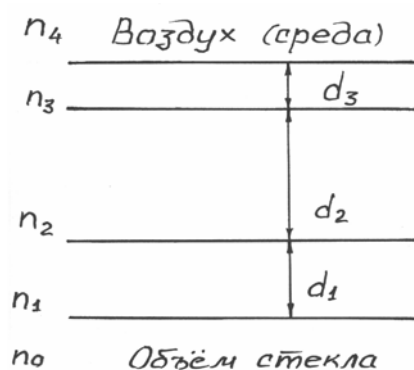


Рис.1. Трехслойная модель полированной поверхности оптического стекла.

Нижний переходный (трещиноватый) слой ($n_1 \approx 1,62$) толщиной ≈ 8 мкм оказывается оптически более плотным, чем массив. Верхний же переходный слой (n_3) обладает несколько меньшей оптической плотностью по сравнению с массивом ($n_3 \approx 1,50$), однако он очень мал по толщине (около 0,5 мкм). Меньшей плотностью обладает основной средний слой ($n_2 \approx 1,49$; $d_2 \approx 18$ мкм). Это можно объяснить напряжением, возникающим в приповерхностном слое в процессе механической обработки поверхности. Показатель преломления верхнего переходного слоя меньше, чем у массива. Отсюда следует обоснованное модельное предположение, что при операциях шлифовки и полировки самый нижний переходный слой (n_3) испытал напряжение сдвига, появилась напряженная граница между подложкой (массивом) и возникшим переходным слоем, причем основная часть нарушенного слоя сохранила оптические свойства массива. Появление очень тонкого и рыхлого верхнего переходного слоя объясняется разными факторами (например, эффектами разрыва и др.). То обстоятельство, что $n_3 < n_0$ ($n_0 \approx 1,52$), является вполне естественным, так как сама поверхность обладает выраженной при использованном способе механической обработки шероховатостью.

При проведении дополнительной химико-механической полировки (химической обработки) даже на ранней стадии снимается механическое напряжение, однако остается след от механического воздействия обработки (в виде трещиноватости, пористости и т. д.). Мы имеем картину: $n_1, n_2 < n_0$, а $n_3 > n_0$. Это можно объяснить как сведение до минимума шероховатости и как некоторое уплотнение поверхности, обусловленное характером химической обработки. Особенно актуальной оказывается величина нарушенного слоя на тонких образцах.

Для исследований соединений оптических элементов в приконтактной зоне (рис. 2–4) было использовано разработанное нами программное обеспечение, позволяющее одновременно определять параметры двулучепреломления, а также угол α ориентации одного из главных напряжений σ_1 в объеме материала с учетом неидеальности компенсато-

ра по двухзонной методике. Применение в программном обеспечении указанной методики позволяет существенно усовершенствовать и автоматизировать аттестацию оптических элементов, применяя автоматизированный комплекс [6] на различных этапах технологического процесса их изготовления. Представляется возможным быстро и оперативно получать карту величины и направления напряжений с высокой степенью локальности в цифровой форме. По этим данным можно установить направление дальнейшего производства или оценить влияние выявленных дефектов на качество конечного изделия.

Разность между главным показателем преломления необыкновенного луча в анизотропной среде и показателем преломления обыкновенного луча описывается зависимостью

$$\Delta n = B \cdot (\sigma_1 - \sigma_2), \quad (1)$$

где B – оптический коэффициент напряжения, являющийся коэффициентом пропорциональности между показателем двулучепреломления b , обусловленным механическими напряжениями, и разностью главных нормальных напряжений $\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2$, возникающих при этих положениях, плоскости действия которых совпадают с плоскостями поляризации обыкновенного и необыкновенного лучей.

$$b = n_e - n_o = \Delta n. \quad (2)$$

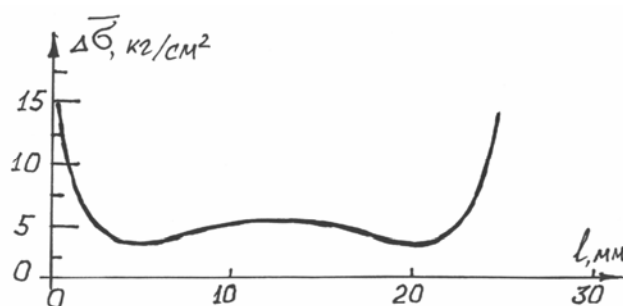


Рис 2. Распределение напряжений в оптическом контакте стекол К8

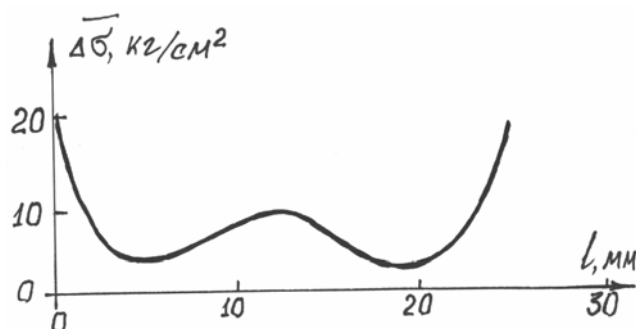


Рис. 3. Распределение напряжений в клеевом соединении оптических элементов из стекла К8

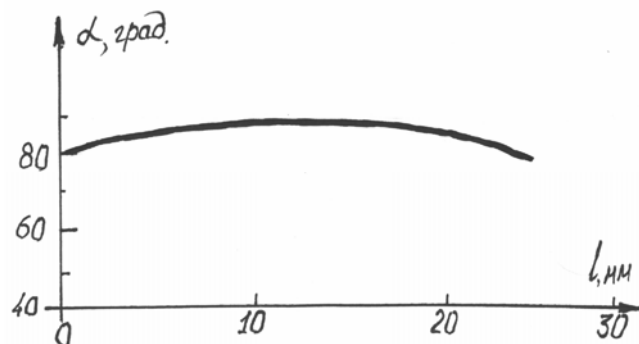


Рис. 4. Изменение ориентации главного напряжения σ_1 в оптическом контакте стекол К8

Заключение

Нарушенные поверхностные слои относительно слабо отличаются от объема по оптическим постоянным, но, как правило, характеризуются большой толщиной (до десятков микрометров), поэтому их учет является обязательным при определении оптических постоянных материала. Кроме того, неучтенный нарушенный слой особенно сильно сказывается на параметрах сверхтонких (10–100 Å) пленок. Необходимо также считаться и с тем, что в процессах эпитаксиального осаждения материалов на подложки наличие нарушенного слоя является неблагоприятным фактором.

Приведенные результаты по нарушенным слоям на сапфире и стекле относятся к весьма ограниченному кругу способов и режимов обработки поверхностей и фактически демонстрируют лишь возможности нового эллипсометрического подхода. В то же время широкое использование такого надежного способа контроля нарушенных слоев позволит испытать целый ряд новых технологических приемов и выйти в результате на гораздо более высокий уровень в технологии обработки поверхностей различных материалов.

Новые математические разработки позволили иначе подойти к решению обратной задачи эллипсометрии для нарушенных слоев. Стало ясно, что нарушенные слои на оптических стеклах могут быть очень толстыми (до десятков микрометров), что ранее не предполагалось и не отмечалось. В этих условиях использование нового эллипсометрического подхода позволит надежно контролировать качество обрабатываемых поверхностей оптических стекол, способствуя одновременно совершенствованию технологических процессов.

Литература

1. Пшеницын В.И., Абаев М.И., Лызлов Н.Ю. Эллипсометрия в физико-химических исследованиях. Л.: Химия, Ленинградское отделение, 1986. 152 с.
2. Семенов А. И. К теории измерительных зон эллипсометра // Оптика и спектроскопия. 1978. Т. 45. № 1. С. 199–201.
3. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
4. Azzam R.M.A. Selected Papers on "Ellipsometry". // SPIE Milestone Series. 1991. V. MS27. 707 p.
5. Aspnes D.E. // J. Appl. Opt. 1975. У.14, N 5 P. 1131-1136.
6. Дронь О.С. Развитие эллипсометрии. // Научное приборостроение. 2002. Т. 12. №4. С.57.

ОБОБЩЕННЫЙ АНАЛИЗ АДЕКВАТНОСТИ МОДЕЛЕЙ ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В ПРИРОДНЫХ И АНТРОПОГЕННЫХ ОБЪЕКТАХ И ИНФОРМАЦИОННЫХ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ СПЕКТРОЗОНАЛЬНОГО МОНИТОРИНГА

**В.В. Гуд, В.М. Красавцев, Э.Д. Панков,
Л.Ф. Порфирьев, А.Н. Тимофеев, К.Н. Чиков**

Рассматриваются особенности построения бортовых оптико-электронных систем спектрального зондирования с применением видеоспектрометров в УФ диапазоне спектра, обосновывается необходимость анализа адекватности моделей при спектральном зондировании.

В последние десятилетия практическая космонавтика предоставила возможность приступить к формированию нового направления в естествознании – космического природоведения. Как показал накопленный опыт, решение многих фундаментальных задач космического природоведения можно обеспечить только с использованием бортовых информационных оптико-электронных систем спектрального зондирования. Главным позитивным качеством этих систем является возможность глобального сбора информации о важнейших процессах и явлениях в природных и антропогенных объектах на основе дистанционного зондирования Земли. Применение такой аппаратуры обусловило существенные достижения при исследовании недр, поисках полезных ископаемых, изучении агропромышленных ресурсов, лесного фонда, водных ресурсов, при инженерных изысканиях с целью строительства нефте- и газопроводов и т. д. [1]. Наибольший эффект здесь дает комплексное изучение территорий с использованием баз данных, полученных средствами аэрокосмической техники со спутниковых и подспутниковых высот.

Современные аэрокосмические технологии комплексных исследований территорий позволяют привести в единую систему знания о естественно-экономическом потенциале крупных регионов, разведать новые запасы природных ресурсов, дать основу для разработки научно обоснованных планов их освоения с учетом охраны среды обитания человека и возможности воспроизводства возобновляемых видов сырья. Особое место в ряду таких технологий занимает компьютеризированная технология обработки космических съемок для геологических целей, представляющая одно из ведущих направлений космического природоведения.

Для разработки бортовых оптико-электронных приборов спектрального зондирования в оптическом диапазоне необходимо создание общей теории моделирования, исходя из физической природы подобных анализируемых явлений [2]. При этом очевидна необходимость построения обобщенной модели, изучение которой и перенос полученных сведений на моделируемый объект являются достаточно серьезными задачами. Причем при реализации спектрального зондирования важная роль должна отводиться разработкам математических и физических моделей, адекватным не только оптико-физическим явлениям в природных и антропогенных объектах, но и моделям блоков и узлов создаваемой и используемой аппаратуры.

При разработке бортовых оптико-электронных приборов, предназначенных для спектрального зондирования в целях геологии, необходимо в основу расчета оптики проектируемого прибора положить спектральную модель искомого геологического объекта, адекватную его «цвету», а точнее – его спектральному коэффициенту яркости (СКЯ). Данное обстоятельство поясняется тем, что тому или иному минералу, горной породе либо растительности присущ определенный «цвет», т.е. определенная спектральная характеристика отражения – СКЯ, что регистрируется как оптико-физическое явление при дистанционном зондировании Земли.

Указанная характеристика – СКЯ – иногда проявляется косвенным образом. В частности, было замечено, что повышенное содержание некоторых металлов в почве меня-

ет оттенки окраски лесной растительности. Это открытие позволило при компьютерной дешифровке космических изображений земной поверхности выявлять геологические породы по растительному покрову и положило начало новому направлению в геологии – геоботанике. Примером могут служить месторождения алмазов, которые обычно относят к трубкообразным субвертикальным структурам, заполненным кимберлитом. Эта порода резко отлична по химическому составу от окружающих трубку осадочных отложений. В ней много магния, но совершенно нет необходимых растениям калия и фосфора. Поэтому на кимберлитовых трубках лесной покров изменяет свой облик. Чаще всего кимберлитовые трубки покрыты листовичным редколесьем видоизмененного зеленого оттенка и поэтому хорошо выделяются на космических изображениях.

Одним из перспективных направлений развития средств спектрального мониторинга в оптическом диапазоне является разработка и применение приборов нового класса – видеоспектрометров (imaging spectrometers), работа которых основана на поэлементной регистрации спектров и структуры рассматриваемых удаленных объектов [3]. Получаемые данные от таких приборов могут использоваться как совместно с видеоданными о топологии наблюдаемых объектов, так и самостоятельно, что делает эти приборы особенно эффективными при решении задач геологии. Высокие информационные возможности этих приборов определяются формированием и раскрытием особой системы спектральных признаков, основанной на адекватности моделей оптико-физических явлений, учитывающих характерные различия в спектрах собственных излучений и спектрах отражений природных и антропогенных объектов. При этом обработка видеоспектральных данных хорошо поддается автоматизации с использованием компьютерной техники.

В полной мере позитивные свойства видеоспектральной аппаратуры бортового базирования (на атмосферных или внеатмосферных носителях) раскрываются при выполнении геолого-поисковых исследований в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне электромагнитного спектра с целью прогнозирования геологоразведочных работ и создания на их основе расширенных баз данных. Особое внимание разработчиков видеоспектральной аппаратуры к УФ диапазону объясняется тем, что в настоящее время – это самый малоизученный геологами спектральный диапазон. При этом анализ научно-технической литературы показывает возросший интерес к наблюдениям в ультрафиолетовом диапазоне спектра, хотя объем открытых публикаций по тематике УФ видеоспектрометрии крайне незначителен. Вместе с тем некоторым исключением могут служить материалы, в которых обсуждаются измерения характеристик излучения эмиссий полярных сияний в авральной области Земли.

Последнее обстоятельство объясняется возросшим интересом к освоению месторождений полезных ископаемых в северных районах и на арктическом шельфе. Прогнозирование и контроль геологоразведочных работ в этих районах требуют повышения надежности функционирования каналов связи. Следовательно, необходимо опираться на полученную с борта искусственного спутника Земли информацию об уровне авральной активности, что дает возможность, в частности, обеспечить организацию мероприятий по ослаблению вредных воздействий полярных сияний на работу радиоэлектронных устройств. Данное обстоятельство, в свою очередь, позволяет решать такую важную задачу, как повышение безопасности эксплуатации транспортной и пассажирской авиации в северных широтах.

Для обеспечения международного космического проекта «Интербол» современными аппаратными средствами был разработан в СПбГУ ИТМО первый отечественный сканирующий трехканальный УФ-видеоспектрометр «УФСИПС» (ультрафиолетовый спектрометр для исследования полярных сияний) с жестко детерминированной моделью эмиссий полярных сияний.

Данный прибор позволял получить панорамные и локальные изображения авральной области в трех длинах волн вакуумного ультрафиолета: 130,4 нм, 135,6 нм и

149,3 нм при их регистрации ФЭУ-154. Этот УФ-видеоспектрометр устанавливался на искусственном спутнике «Авроральный зонд», имеющем параметры орбиты: апогей – 20000 км, перигей – 450 км, наклонение орбиты – 65° . В разработанном приборе развертка изображения осуществлялась по его строкам посредством спинового вращения носителя вокруг своей продольной оси, а переход от строки к строке – за счет пошагового поворота плоского сканирующего зеркала вокруг поперечной оси носителя.

Схема отечественного УФ-видеоспектрометра «УФСИПС» представлена на рис.1.

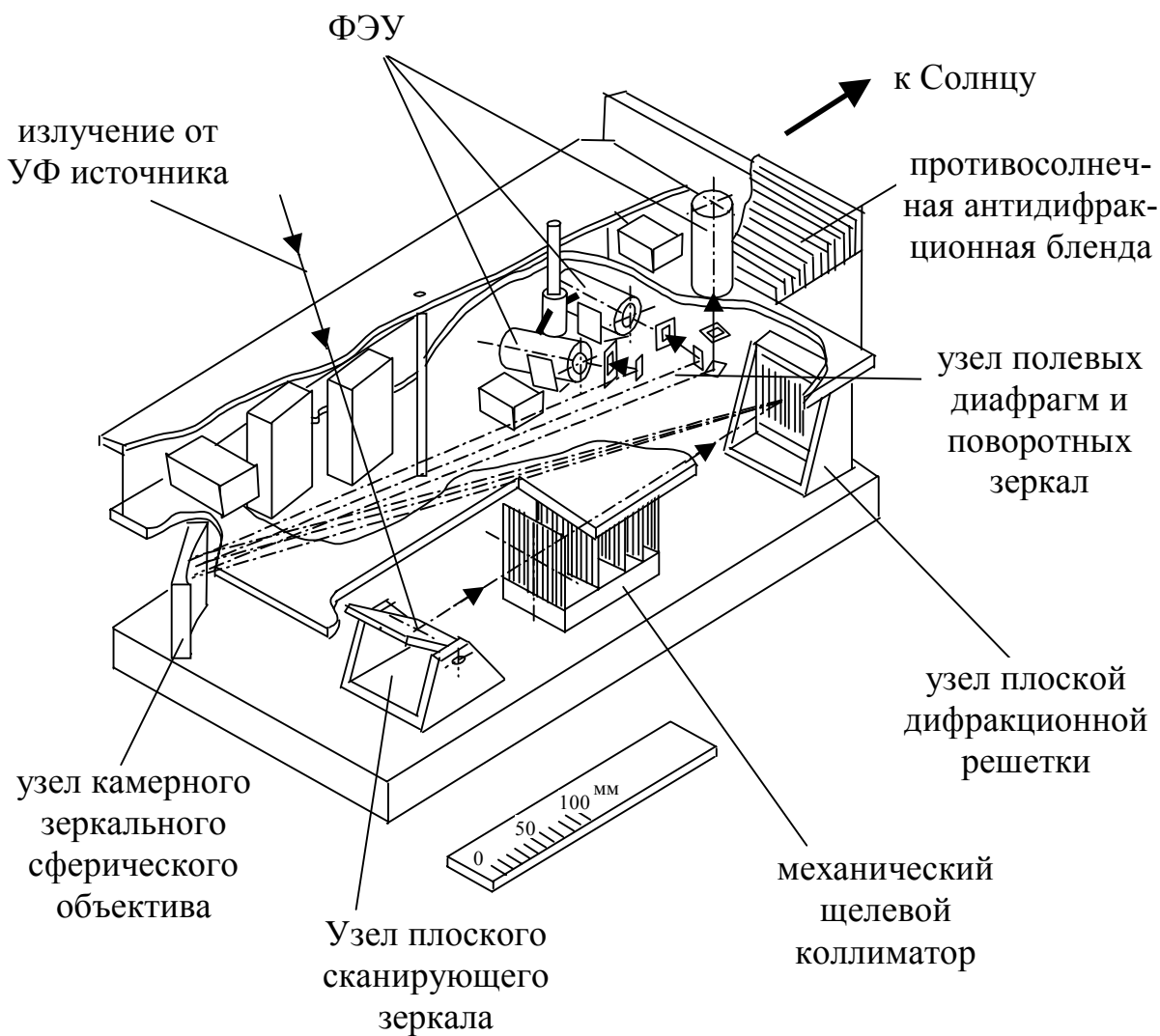


Рис. 1. Схема отечественного УФ-видеоспектрометра «УФСИПС»

То обстоятельство, что «УФСИПС» регистрирует излучение в вакуумном ультрафиолете, обусловило реализацию видеоспектрометра с минимальным числом необходимых оптических элементов с целью минимизации энергетических потерь при формировании изображений овала полярной шапки. Поэтому в основу схемного решения этого прибора положена схема бесщелевого спектрометра с плоской дифракционной решеткой.

На рис. 1 показано, как излучение от источника УФ диапазона, т.е. идущее от исследуемого элемента поверхности аврорального овала, плоским сканирующим зеркалом направляется в прибор. Далее, пройдя механический щелевой коллиматор, это излучение разлагается плоской дифракционной решеткой в спектр, который камерным зеркальным сферическим объективом проецируется в плоскость полевых диафрагм, выделяющих из спектрального континуума только те монохроматические изображения наблюдаемого элемента авроральной области, которые соответствуют выбранным длинам волн.

Неподвижные плоские поворотные зеркала направляют излучения, прошедшие через полевые диафрагмы, на фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Щелевой коллиматор обеспечивает одномерную коллимацию пучков в направлении дисперсии, формируя тем самым мгновенное угловое поле прибора в этом направлении. В направлении ортогональном дисперсии мгновенное угловое поле прибора определяется высотой полевых диафрагм. Дифракционная решетка установлена нормально к падающему пучку, что позволяет вывести из УФ-видеоспектрометра «УФСИПС» излучение, соответствующее нулевому порядку и тем самым снизить уровень рассеянного света в приборе.

Принцип формирования глобальных и локальных изображений авроральной области поясняется на рис. 2.

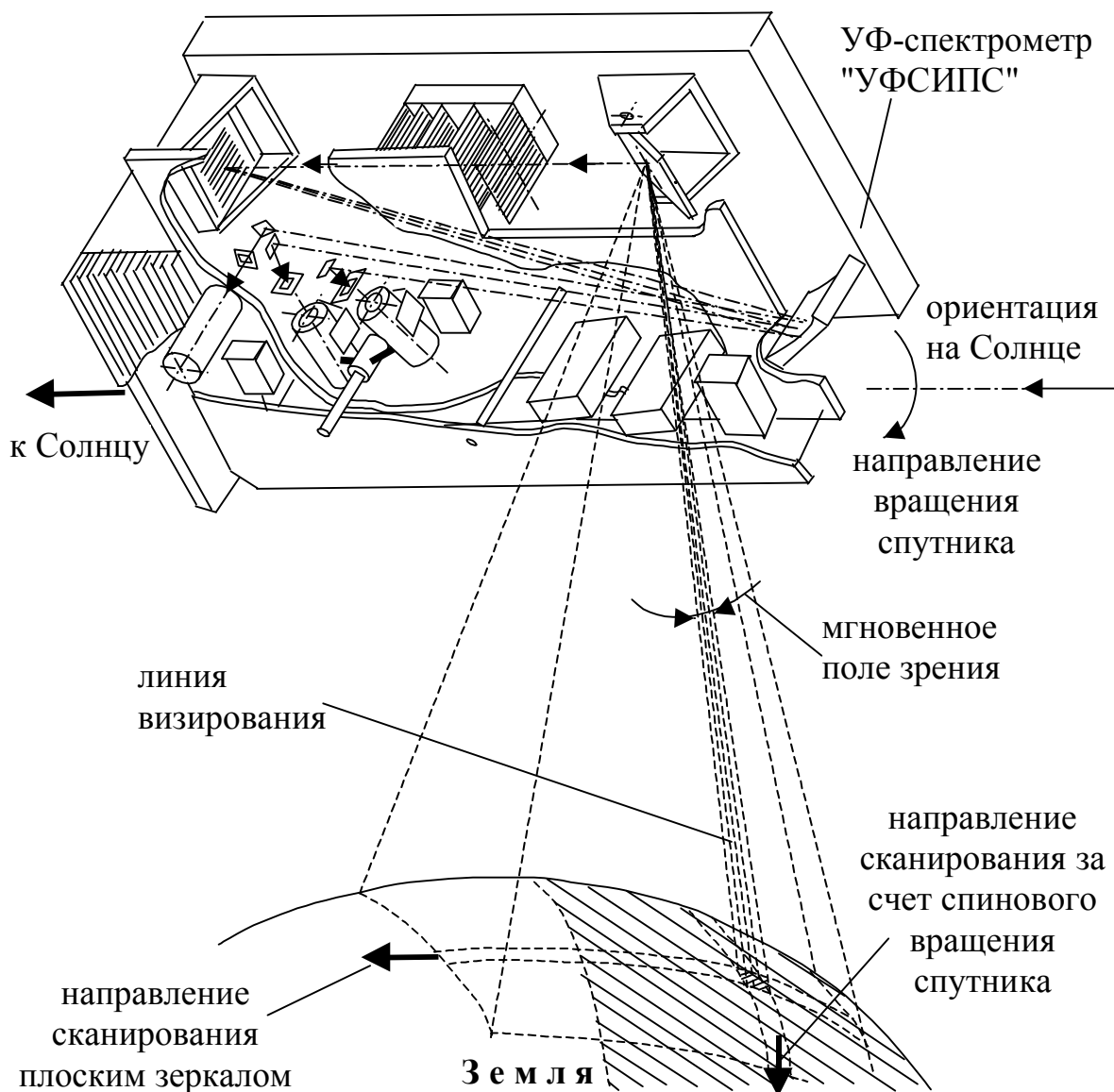


Рис. 2. Принцип формирования изображения авроральной области

В процессе движения по орбите (максимальная высота 20000 км) продольная ось искусственного спутника постоянно ориентирована на Солнце, причем этот носитель с установленным на нем УФ-видеоспектрометром совершает спиновое вращение вокруг указанной оси с периодом 120 с. Время, в течение которого мгновенное линейное поле прибора пробегает строку по поверхности авроральной области, составляет 3,3 с. При следующем спиновом обороте плоское сканирующее зеркало УФ-видеоспектрометра

переходит в новое положение, обеспечивая просмотр другой строки авроральной области. Таким образом, за несколько спиновых оборотов носителя формируется глобальное или локальное изображение овала полярной шапки одновременно на трех длинах волн вакуумного ультрафиолета.

Дальнейшим развитием видеоспектрального приборостроения УФ диапазона следует считать УФ-видеоспектрометры с матричными (двухкоординатными) приемниками излучения. Эти приборы способны удовлетворительно функционировать на борту носителя при отсутствии его спинового вращения. Отличительной чертой таких видеоспектрометров является совмещение в них высокого пространственного и спектрального разрешений.

Первая характеристика этих видеоспектрометров – пространственное разрешение – определяется минимальными размерами исследуемого участка земной поверхности, который данная аппаратура распознает как отдельный элемент (называемый пикселом). Вторая характеристика – спектральное разрешение – определяется способностью аппаратуры различать излучения ближайших соседних спектральных интервалов (например, пользуясь терминологией видимого диапазона – это способность прибора опознавать тонкие цветовые оттенки смежных, очень близких по цвету объектов).

Принцип работы УФ-видеоспектрометра, функционирующего без спинового вращения носителя, представлен на рис. 3.

Данный УФ-видеоспектрометр содержит в своем составе входную оптическую систему – проецирующий объектив, полевую диафрагму – входную щель полихроматора, затем оптическую систему спектральной части – полихроматор (включающий в себя коллиматорный объектив, диспергирующий элемент, камерный объектив) и выходное устройство регистрации оптического излучения – двухкоординатный, матричный приемник (на базе ПЗС-матрицы). В этом случае ПЗС-матрица, располагаемая в приемнике на выходе спектральной части прибора, функционально обеспечивает электронное сканирование по спектру, а сканирование по пространству с целью получения монохроматического видеокadra осуществляется за счет движения носителя УФ-видеоспектрометра.

В этих приборах входной проецирующий объектив строит изображение исследуемого удаленного объекта в неразложенном свете на входе полихроматора в плоскости его входной щели. Так как входная щель полихроматора является оптически сопряженной с плоскостью объекта, то длина этой щели определяет протяженность полосы обзора на указанной плоскости, а ширина щели – спектральное и пространственное разрешения.

Направление входной щели полихроматора и направление его дисперсии взаимно перпендикулярны. При этом максимальное пространственное разрешение прибора по полю обзора определяется элементом структуры матричного приемника, поскольку поверхность ПЗС-матрицы и входная щель полихроматора расположены в оптически сопряженных плоскостях. Входная щель полихроматора длинной стороной обычно ориентируется так, чтобы ее земная проекция располагалась поперек направления наземной трассы полета носителя, при движении которого эта земная проекция входной щели перемещалась бы на манер широкого бульдозерного ножа по поверхности исследуемого объекта.

Излучение от элементов исследуемого объекта – пикселов (оконтуренных в плоскости объекта проекцией входной щели на эту плоскость) поступает после проецирующего объектива в полихроматор. Пройдя коллиматорный объектив полихроматора, это излучение разлагается диспергирующим элементом в спектр, после чего его монохроматические составляющие проходят камерный объектив, который строит на фоточувствительной площадке приемника монохроматические (а точнее – квазимонохроматические) изображения входной щели и спроецированных на нее пространственных элементов (пикселов) исследуемого объекта. Любой пиксел при этом изображается в плоскости матричного приемника в направлении дисперсии полихроматора одновременно во многих смежных спектральных интервалах, в результате чего образуются непрерывные спектры отражения или излучения для каждого пиксела исследуемого объекта.

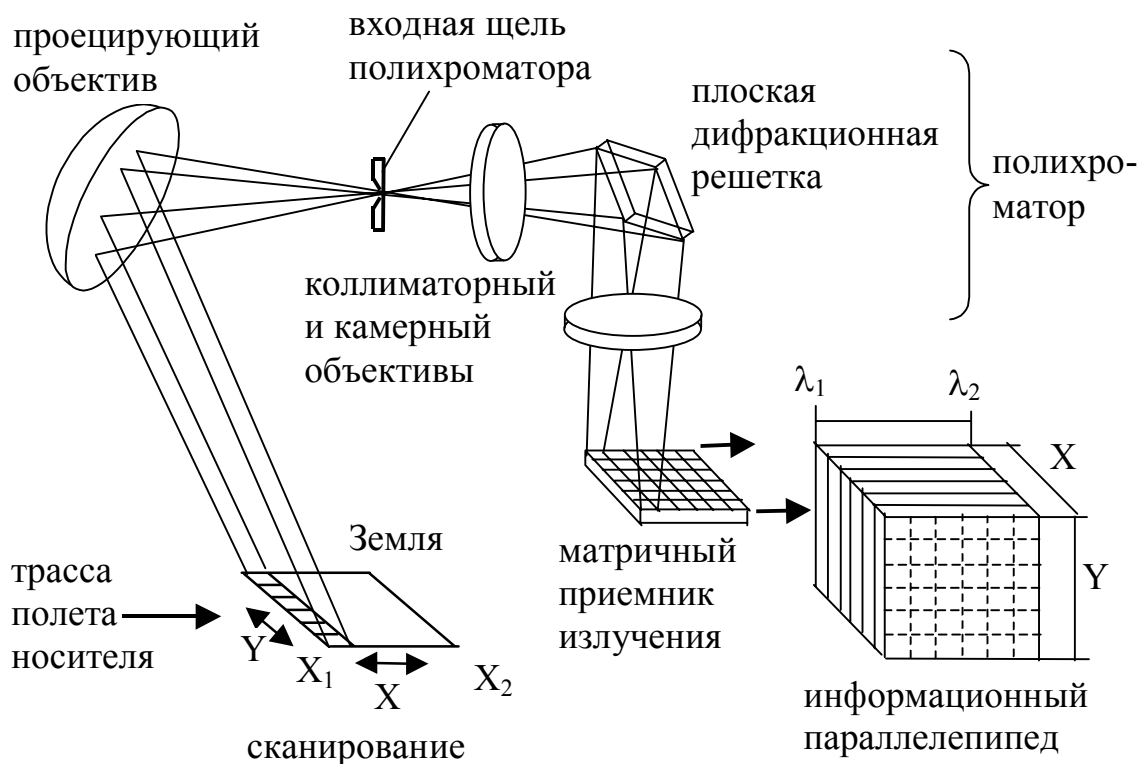


Рис. 3. Принцип работы УФ-видеоспектрометра с матричным (двухкоординатным) приемником излучения

Совокупности изображений пикселей, ортогональные направлению дисперсии полихроматора, образуют одновременно во всем рабочем диапазоне длин волн монохроматические строки (монохроматические изображения части исследуемого объекта, оконтуренной проекцией входной щели на этот объект на земной поверхности). Каждая такая монохроматическая строка регистрируется соответствующей строкой ПЗС-матрицы и записывается отдельно в определенном месте запоминающего устройства (ЗУ), отведенном для каждой рабочей длины волны.

При полете носителя с УФ-видеоспектрометром, т.е. при осуществлении сканирования по пространству, проекция входной щели перемещается шаг за шагом по поверхности исследуемого объекта, что приводит к обновлению изображений в монохроматических строках. Это позволяет сформировать в ЗУ монохроматические видеокadres для каждой рабочей длины волны из складываемых (или, другими словами, «сшиваемых бок о бок») монохроматических строк, соответствующих выбранной рабочей длине волны. При этом каждая из таких строк, «сшиваемых» по ее длинной стороне, отвечает очередному шагу при сканировании по пространству.

Из полученных монохроматических видеокadres с исследуемым удаленным объектом потребитель осуществляет дискретную выборку только тех, которые необходимы для обнаружения, определения и изучения определенных свойств этого объекта.

Здесь следует более подробно остановиться на оптико-физической модели формирования монохроматических видеокadres, показанной на рис. 3 в виде информационного параллелепипеда. Эта модель положена в основу аппаратно-программной обработки получаемой видеоинформации.

На верхней плоскости информационного параллелепипеда отображается многополосный полихроматический кадр как результат разложения в спектр (по направлению спектральной оси λ : от λ_1 до λ_2) изображения участка местности в виде узкой полосы (протяженности по Y), сформированного проецирующим объективом адекватно входной щели полихроматора.

Это изображение полосы местности (также как и длинная сторона входной щели полихроматора) обычно располагается ортогонально трассе полета носителя. И если бы не было разложения в спектр, то изображение указанной полосы местности занимало бы одну строку ПЗС-матрицы (ориентированную длинной стороной этой строки в направлении оси Y на информационном параллелепипеде). Количество строк в ПЗС-матрице (каждая из которых по ширине ориентирована в направлении спектральной оси λ) равно количеству разрешаемых спектральных интервалов (называемых спектральными каналами).

Вследствие движения носителя шаг за шагом происходит обновление изображения узкого участка местности во входной щели полихроматора. При каждом таком шаге отображается на ПЗС-матрице новый многополосный полихроматический кадр, что вызывает послонный рост информационного параллелепипеда в направлении оси X .

Результирующие монохроматические видеокadres, получаемые в процессе «пошагового» движения носителя, создаются из пластов (или, другими словами, слоев), параллельных плоскости, содержащей оси λ и Y , путем изъятия из этих пластов (слоев) одних и тех же выбранных монохроматических строк.

Так как толщина любого такого пласта (слоя) соразмерна ширине строки ПЗС-матрицы, т.е. соразмерна данному спектральному каналу, то после изъятия из этих пластов (слоев) соответствующих монохроматических строк, с целью получения любого итогового монохроматического видеокadra, адекватные горизонтальные монохроматические строки (адекватные спектральные каналы) последовательно как бы «сшиваются бок о бок».

Данная модель в виде информационного параллелепипеда позволяет упростить разработку алгоритмов для аппаратно-программной обработки видеoinформации.

Анализ адекватности моделей оптико-физических явлений в природных и антропогенных объектах и информационных оптико-электронных системах спектрального мониторинга, выполненный в рамках НИР № 10003, был положен в основу НИР № 20155 «Бортовая видеоспектральная аппаратура для целей прогнозирования геологоразведочных работ». Как показал проведенный анализ, особую ценность вышеуказанные модели приобретают при разработке средств дистанционного зондирования в ультрафиолетовом диапазоне спектра. Приборное воплощение таких моделей представляется перспективным при выполнении инженерно-геологических изысканий, проводимых в интересах проектирования и строительства подводных газопроводов с использованием информации, получаемой с помощью бортовой видеоспектральной аппаратуры.

Например, при реализации подводного газопровода Россия – Турция через Черное море или Северо-Европейского газопровода на акватории Финского залива множество прикладных задач может быть решено видеоспектральными средствами. При этом наиболее информативными могут оказаться диапазоны 0,5–0,6 мкм и короче 0,4 мкм (т.е. УФ диапазон). Здесь по мере перемещения от глубоководных участков к мелководным прослеживается сложная гамма тоновых переходов от темных тонов к светлым. При этом светлым тоном изображаются мутные воды. Так как коротковолновая часть спектра солнечных лучей проникает в морскую толщу на большую глубину, то получаемые видеоспектральные изображения способны охарактеризовать распространение мутных вод до границ мелководных участков и контролировать глубины. Кроме того, по некоторым данным, видеоспектральные съемки в УФ диапазоне позволяют визуализировать литодинамические процессы, которые могут заметно влиять на заносимость подводных траншей (прорезей) на морском дне, вымывание засыпки заглубленных трубопроводов, миграцию береговой черты и оказывать непосредственное динамическое воздействие на трубопровод. Следует также заметить, что величина обратимых высотных деформаций рельефа дна на акватории Финского залива в приурезной зоне достигает до 2,5 м, а в волноприбойной – до 0,5–1,2 м. Такие особенности морского дна обычно выявляются при исследовании видеоспектральных изображений [1].

Исключительное значение имеют литодинамические исследования на Черноморском побережье Кавказа. Это определяется сложной геоморфологией района. В данном районе присутствуют многочисленные подводные долины и каньоны, которые в большинстве случаев извилисты и имеют хорошо выраженные склоны, легко выделяемые на космических видеоспектральных изображениях. Такой рельеф дна может вызвать на отдельных участках магистрали протяженные провисания труб, а также значительные вибрационные нагрузки, вплоть до разрушения металла, что можно предотвратить в результате мер, принятых на основе анализа видеоспектральных данных.

Видеоспектральные аэрокосмические изображения позволяют выделить и картографировать разрывные нарушения, литолого-стратиграфические комплексы, выявлять складчатые структуры в условиях расчлененного рельефа. Например, область интенсивного проявления грязевого вулканизма, которая легко выделяется на видеоспектральных изображениях, парагенетически связана с нефтеносностью района. В частности, такие области характерны для районов западного побережья Каспийского моря.

Приведенное в качестве примеров описание возможностей получения ценной видеоспектральной информации, основанной на моделях оптико-физических явлений, подтверждает актуальность видеоспектрометрии [4]. Аппаратурная реализация этих моделей в перспективных оптико-электронных системах спектрального мониторинга - УФ-видеоспектрометрах - требует от разработчиков нового подхода к проектированию приборов такого класса. В этом случае первоочередными задачами проектирования являются увеличение пропускания и светосилы при одновременном повышении пространственного и спектрального разрешений с целью увеличения эффективности дистанционных геологических исследований и создание на основе этих исследований расширенных баз данных, предназначенных для решения проблем рационального природопользования.

При разработке в СПбГУ ИТМО оптической схемы бортового УФ-видеоспектрометра с входящими в ее состав зеркальными и зеркально-линзовыми объективами за базу были приняты концентрические оптические системы, свободные от большинства элементарных аберраций (в частности, от комы, астигматизма и дисторсии). При этом, как известно, остаточные аберрации концентрических систем могут быть подвергнуты довольно эффективному исправлению. Например, для коррекции сферической аберрации может быть предложен расчетный путь, при котором аналитическое выражение этой аберрации подчиняется условию ее минимизации. Исправление другой аберрации – кривизны поля – можно обеспечить, привлекая известные способы, а корригирование хроматизма можно получить, выполняя в определенной степени условие инвариантности эквивалентного заднего фокусного расстояния объектива от показателя преломления материала его линз.

При разработке входной оптики УФ-видеоспектрометра, включающей в себя проецирующий и коллиматорный объективы, положительный эффект достигается при полном совмещении их сферических фокальных поверхностей и входной щели полихроматора. При этом с привлечением характеристик высококочувствительного гибридного телевизионного прибора УПЗС-023, используемого в качестве приемника УФ излучений, получены значения задних фокусных расстояний проецирующего и коллиматорного объективов 98,76 мм, а для камерного объектива 95,57 мм.

Рассчитанные параметры схемы имеют следующие оценочные величины:

- угол дифракции: $29^{\circ}23'18''$;
- угловая дисперсия: 0,689 рад/мкм;
- линейная дисперсия: 65,8 мм/мкм;
- относительное отверстие: $\approx 1 : 2,5$
- входная щель (ширина \times высоту): $0,037 \times 13,824$ мм;
- спектральное разрешение: $\approx 1,8$ нм.

Машинное моделирование подтвердило значения расчетных параметров разрабатываемой в СПбГУ ИТМО оптической схемы УФ-видеоспектрометра и высокое качество видеоспектральных изображений, формируемых этим прибором.

Физическая модель исследуемого процесса предполагает, что совокупности изображений пикселей, ортогональные направлению дисперсии полихроматора, образуют одновременно во всем рабочем диапазоне длин волн монохроматические строки. Каждая такая монохроматическая строка регистрируется соответствующей строкой ПЗС-матрицы и записывается отдельно в определенном месте запоминающего устройства, отведенном для каждой рабочей длины волны. При этом приходится учитывать, что система в целом обладает качествами, не свойственными образующим ее элементам. Отдельные элементы и подсистемы, взаимодействуя между собой, создают глубокие внутренние связи [5], которые не позволяют провести моделирование без специальных приемов, поэтому предлагается расчленять систему на независимые составляющие, применяя метод наложения.

Ряд фундаментальных задач космического природоведения можно обеспечить только с использованием бортовых информационных оптико-электронных систем спектрального мониторинга.

Для разработки бортовых оптико-электронных приборов спектрального мониторинга в оптическом диапазоне необходимо создание общей теории моделирования, исходя из физической природы подобных явлений. При этом очевидна необходимость построения обобщенной модели, изучение которой и перенос полученных сведений на моделируемый объект являются достаточно серьезными задачами.

Все изложенное подтверждает целесообразность продолжения работ по анализу адекватности моделей оптико-физических явлений в природных и антропогенных объектах и информационных оптико-электронных системах спектрального мониторинга.

Литература

1. Шинков В.Д., Селезнев И.А. Информационное космическое обеспечение нефтегазодобывающей деятельности на шельфе. // Информация и космос. 2002. № 1-2. С. 21-22
2. Порфирьев Л.Ф., Комарова И.Э., Кузнецов Г.М. Некоторые перспективы применения оптико-электронных приборов для оперативного дистанционного мониторинга экосистем // Изв. вузов. Приборостроение. 2002. Т. 45. № 2. С. 5–11.
3. Гуд В.В., Красавцев В.М., Сандаков А.Н., Чиков К.Н. Видеспектрометрический космический комплекс Земли и планет Солнечной системы. // Оптический журнал. 1995. С. 67-71.
4. Опыт использования видеоспектрометра ИТМО в натурных исследованиях / П. В. Батян, В. В. Гуд, И. А. Коняхин, В. М. Красавцев, К. Н. Чиков, В. Н. Груздев, Б. В. Шилин // Изв. вузов. Приборостроение. 2002. Т. 45. № 2. С. 46–51.
5. Проблемы создания оптико-электронных систем для определения взаимного положения разнесенных в пространстве объектов или их элементов / А.Л. Андреев, И.А. Коняхин, В.В. Кортаев, В.Л. Мусьяков, Э.Д. Панков, А.Н. Тимофеев // Оптический журнал. 1995. №8. С. 8–12.

ОБОБЩЕННЫЙ ЗАКОН ОПТИЧЕСКОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ

Н.В. Варкентина, Т.К. Крутицкая, О.В. Майорова, Е.Е. Орлова,
В.Т. Прокопенко, Е.К. Скалецкий, И.Е. Скалецкая

На основе мало изученного явления аномального отражения (АО) деполаризованных монохроматических электромагнитных (ЭМ) волн когерентного источника линейно поляризованного излучения в оптическом диапазоне выявлен феноменологический обобщенный закон связи линейных параметров шероховатости с интенсивностью I отраженных волн λ на скользких углах падения φ . Показано, что этот закон $I = I(\lambda, \varphi, R_z)$ обобщенно описывает явления АО во всех диапазонах ЭМ волн (ядерном, рентгеновском, УФ, ИК и др.). Выявлен класс функций численной аппроксимации для описания выпуклого поведения интенсивности АО света от параметров оптической шероховатости R_z . Из опытных данных по методу наименьших квадратов (МНК) найдены статистически значимые коэффициенты этих аппроксимаций. Сформулирована гипотеза линейной экстраполяции функции интенсивности $I_{\text{лин}}(\lambda)$ по второму фактору длин волн, опосредованно отражающей угловое $I_{\text{макс}}(\varphi)$ распределение экстремумов АО. Найдены физические ограничения этого линейного прогнозирования на космические масштабы спекл-шероховатости распределения масс звездного вещества.

1. Введение

Понятие шероховатости как совокупности неровностей $H(x, y)$ реальной физической поверхности рекомендациями ГОСТ 2.309 – 73 (СТ. СЭВ РС6-71, 1632-79) определяется двумя вертикальными (R_a – среднеарифметическая высота H и R_z – средний размах между максимумами и минимумами распределения высот H) и горизонтальными (S_m – базовый шаг) параметрами:

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L R(l) dl = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |R_n|, \text{ где } \dots R_n = H_n - H_{\text{bas}},$$

$$R_z = \frac{1}{5} \left(\sum_{k=1}^5 H_k^{\text{max}} - \sum_{k=1}^5 H_k^{\text{min}} \right), \quad (1)$$

$$S_m = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N S_m^n.$$

Отношение этих средне статистических постоянных $\delta\varphi = R_z/S_m$ становится единственной характеристикой неровностей релейского типа – средним значением уклонов зеркальных площадок поверхности $\delta\varphi = \text{const}$.

Понятие аномального отражения в рентгеновской оптике впервые было введено И. Ионедой [1] по аналогии с модными для довоенных времен терминами аномального рентгеновского поглощения [2] в дифракционных эффектах Бормана-Кооллера для брэгг-лауэ-геометрии скользкого падения или аномальной атомной дисперсии в крючках Рождественского. Специальными исследованиями [3] гриф аномальности в методах полного внешнего отражения (ПВО) рентгеновских лучей был снят, и все эффекты этого АО были объяснены рассеянием на приповерхностных неоднородностях структуры материала.

R_z мкм	320	160	80	40	20	10	6.3	3.2	1.6	0.8	0.4	0.2	0.1	0.05	0.025	0.01
Класс	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	ОШП	ГШП

Таблица 1. Определение классов шероховатости по параметру R_z .

На рис. 1 представлены экспериментальные данные по распределению интенсивности в зеркально отраженных (ЗО) и АО лучах от оптического стекла марки К8 при разных классах чистоты обработки поверхности [3]. В табл. 1 приводится связь [4] классов чистоты с параметрами R_z . Особенность этих данных состоит в характере перераспределения интенсивностей ЗО и АО лучей: при росте шероховатости гладких зер-

кал интенсивность АО растет, а ЗО падает. Однако на диффузных отражателях интенсивность АО снова падает с ростом R_z .

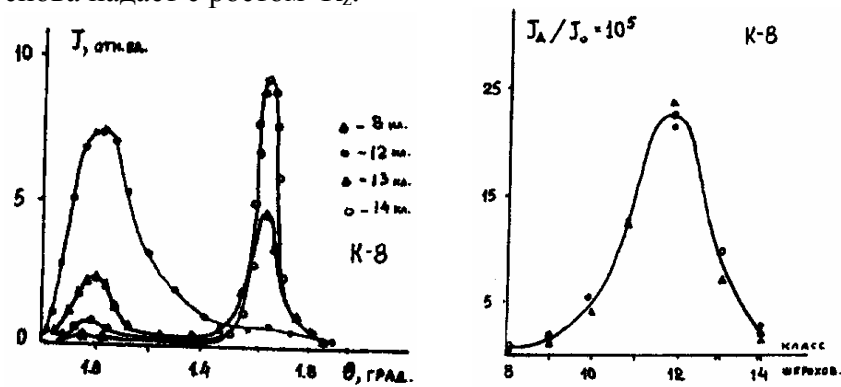


Рис. 1. Угловое распределение интенсивности отражения на стеклах марки К-8 ($\lambda = 0.8\text{\AA}$).

Первые результаты по АО в оптическом [4] диапазоне ($\lambda = 6328 \text{\AA}$) для того же стекла марки К8, обработанного по методу оптической и глубокой шлифовки-полировки (ОШП, ГШП), представлены на рис. 2. Эти данные показывают сложный спектр углового распределения интенсивности сигнала гашения в скрещенных поляризаторах с объектом исследования между ними при косом падении-отражении на него ($0^\circ < \varphi < 90^\circ$) линейно поляризованного света $U_{\text{ФЭУ}} = U(\lambda, \varphi, R_z; n, k, d)$. Однако в целом тенденция уменьшения интенсивности АО с классом чистоты обработки поверхности аналогична данным рентген-оптики (рис. 1).

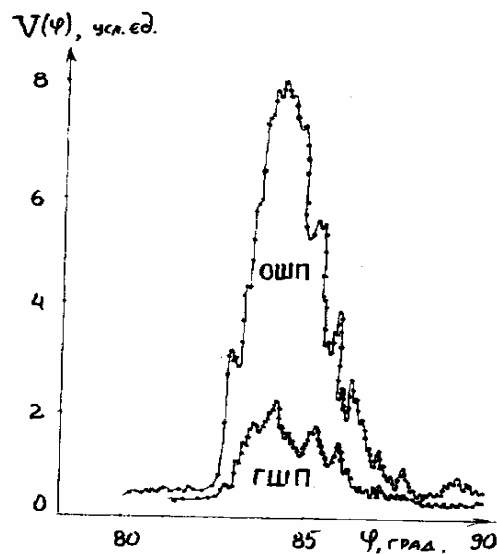


Рис. 2. Интенсивность деполяризованной части АО от стекла марки К8 при двух типах обработки поверхности – по методу ОШП и ГШП

С целью метрологической проработки отмеченных выше тенденций связи сигнала АО деполяризованного когерентного переизлученного приповерхностными слоями света с их структурной неоднородностью (шероховатостью R_z) был выполнен дополнительный эксперимент с мерными зеркалами Йогансона с известным классом чистоты их обработки. Теоретический анализ полученных данных и определяющих их оптические свойства механизмов взаимодействия света с веществом приводит нас к убеждению не только о статистической, но и закономерной физической корреляции между линейным параметром шероховатости (R_z) и интенсивностью деполяризации когерентно-

го ЭМ переизлучения по единому механизму рассеяния на хорошо развитых энтропийно-структурных флуктуациях отражающих приповерхностных слоях материала. На рис. 3 представлено многообразие угловых спектров АО для различных материалов – от чистой воды до неполируемых слоистых кристаллов нитрида бора (NB).

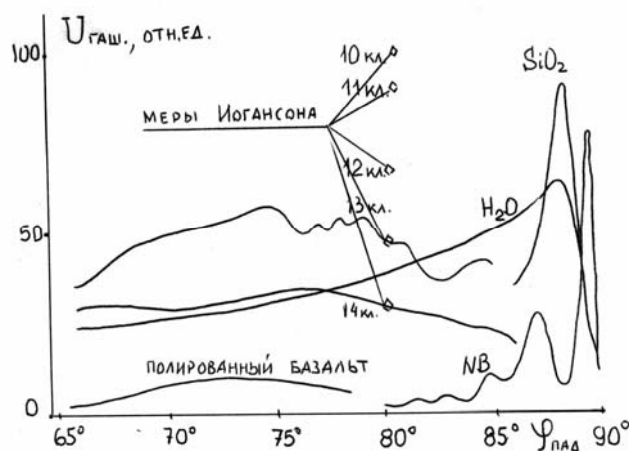


Рис. 3. Примеры типовых спекл-картин за гранью френелевского гашения света

Отображение экстремумов АО для этих измерений на длине волны He-Ne лазера на классы их линейной шероховатости по ГОСТ R_z указывает на существование обобщающего эти эффекты закона логистического характера, графически представленного на рис. 4.

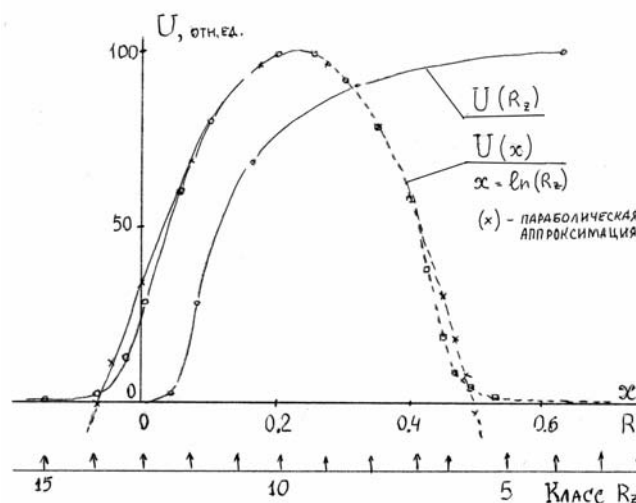


Рис. 4. Эмпирическая кривая связи $U_{\max}(\varphi)$ от R_z . Та же функция $U_{\max}(\varphi)$ от $x = \ln(R_z)$ с параболической экстраполяцией её значений в область, где нет данных прямого эксперимента ($R_z > 3$ мкм).

Задача состоит в нахождении функционального вида этого естественного закона связи интенсивности эмпирической деполаризации со статистическими параметрами R_z светорассеивающих структур. Это чисто аппроксимационная задача, решаемая с помощью численных методов прикладной математической статистики.

2. Постановка аппроксимационной задачи

Физические граничные условия на концах интервала $0 < R_z < \infty$, естественно, нулевые. Действительно, если нет рассеивателей даже микроуклонного типа, то нет и АО. Регулярная шероховатость гигантских размеров никогда не даст зиркального направле-

ния для АО лучей, т.е. их интенсивность также должна быть нулевой. Следовательно, по теореме Ролля, известной из математического анализа, внутри интервала искомая функция должна проходить через свой экстремум. Для рентгеновских лучей этот максимум четко обозначен среди всех 14 классов шероховатости на плоских зеркалах из оптического стекла марки К8 (см. рис. 1).

Данные оптических измерений на неполном множестве классов шероховатости представлены на рис. 4. Их можно аппроксимировать классами параболических, дробно-степенных, гиперболических, экспоненциальных и смешанных функций.

Рассмотрим аналитические алгоритмы типовых нелинейных аппроксимаций для некоторых из перечисленных функций. Общим критерием правдоподобия аппроксимации дискретного множества узлов экспериментальных данных $(x_k, y_k = Y(x_k))$ для $k = 1, 2, 3, \dots, K$ некоторой аналитической функцией $F(\text{Const}; x)$ от вектора констант $\text{Const} = (A, B, C, \dots)$ и аргумента x является статистически значимая минимизация функции невязок от многих переменных $G(\text{Const}) = \sum (F - Y(x_k))^2$. Для нахождения экстремума этой функции многих переменных необходимо решить систему уравнений для равных нулю $\partial G = 0$ всех частных производных этой функции по всем компонентам вектора неизвестных Const .

2.1. Параболическая аппроксимация

Начало и среднюю часть эмпирической логистической функции на рис. 4 удобно описывать параболой (растущими вначале и симметрично падающими в центральной части) общего вида: $F = Ax^2 + Bx + C$. Здесь неизвестные параметры A, B и C находятся в линейной несмешанной форме, и система нулевых частных производных по ним тоже оказывается линейной алгебраической (СЛАУ). Решения СЛАУ легко программируются в дискриминантной форме теоремы Крамера:

$$\begin{cases} A \sum_{k=1}^K x_k^4 + B \sum_{k=1}^K x_k^3 + C \sum_{k=1}^K x_k^2 = \sum_{k=1}^K y_k x_k^2 \\ A \sum_{k=1}^K x_k^3 + B \sum_{k=1}^K x_k^2 + C \sum_{k=1}^K x_k = \sum_{k=1}^K y_k x_k \\ A \sum_{k=1}^K x_k^2 + B \sum_{k=1}^K x_k + C K = \sum_{k=1}^K y_k \end{cases} \quad \text{Const} = \begin{cases} a = \frac{\Delta_a}{\Delta} \\ b = \frac{\Delta_b}{\Delta} \\ c = \frac{\Delta_c}{\Delta} \end{cases},$$

где

$$\Delta = \begin{vmatrix} \sum_{k=1}^K x_k^4 & \sum_{k=1}^K x_k^3 & \sum_{k=1}^K x_k^2 \\ \sum_{k=1}^K x_k^3 & \sum_{k=1}^K x_k^2 & \sum_{k=1}^K x_k \\ \sum_{k=1}^K x_k^2 & \sum_{k=1}^K x_k & K \end{vmatrix}, \quad \Delta_a = \begin{vmatrix} \sum_{k=1}^K y_k x_k^2 & \sum_{k=1}^K x_k^3 & \sum_{k=1}^K x_k^2 \\ \sum_{k=1}^K y_k x_k & \sum_{k=1}^K x_k^2 & \sum_{k=1}^K x_k \\ \sum_{k=1}^K y_k & \sum_{k=1}^K x_k & K \end{vmatrix}$$

$$; \Delta_b = \begin{vmatrix} \sum_{k=1}^K x_k^4 & \sum_{k=1}^K y_k x_k^2 & \sum_{k=1}^K x_k^2 \\ \sum_{k=1}^K x_k^3 & \sum_{k=1}^K y_k x_k & \sum_{k=1}^K x_k \\ \sum_{k=1}^K x_k^2 & \sum_{k=1}^K y_k & K \end{vmatrix}; \quad \Delta_c = \begin{vmatrix} \sum_{k=1}^K x_k^4 & \sum_{k=1}^K x_k^3 & \sum_{k=1}^K y_k x_k^2 \\ \sum_{k=1}^K x_k^3 & \sum_{k=1}^K x_k^2 & \sum_{k=1}^K y_k x_k \\ \sum_{k=1}^K x_k^2 & \sum_{k=1}^K x_k & \sum_{k=1}^K y_k \end{vmatrix}.$$

Искомые параметры могут равняться найденным с точностью до погрешностей МНК: $A = a \pm \delta_a$, $B = b \pm \delta_b$, $C = c \pm \delta_c$. Положение вершины параболы определяется как $x_{\text{max}} = -B/(2A)$.

2.2. Экспоненциально-параболическая аппроксимация

Частным случаем логистических функций являются функции асимметричного распределения максвелловского типа $F = Ax^2 \exp(-B(x-C)^2)$. Здесь также неизвестными являются три параметра A , B и C . Однако B и C – неразделяющиеся неизвестные. Поэтому система нулевых значений частных производных от целевой функции невязок уже не будет СЛАУ для трех неизвестных. Проще всего обойти это затруднение с помощью метода прямой прогонки по варьируемому значению подгоночного параметра C . Затравочное значение C можно выбирать либо по экстремуму параболической аппроксимации $F(x)$ вблизи максимума эмпирической функции $Y(x)$, исходя из гауссовского смысла параметра $C = x_{\max}$ в почти симметричной части распределения $Y(x)$, либо прямо из условия максимума функции $F'(x_m)=0$. Точка $x_m = C + 1/B$ и мало отличается от $x_{\max} = C$ при $1/B \ll C$, т.е. при широких, а не узких линиях вблизи экстремума эмпирической функции.

Определившись с подгоночным параметром C , можно более строго найти A и B . Рассмотрим $f(x) = \ln(F) = \ln(A) + \ln(x^2) - B(x-C)^2$. Введем обозначения: $a = \ln(A)$, $\epsilon = -B$ и $\gamma_k = \ln(y_k)$. Тогда функция невязок $G = \sum_{k=1}^K (a + \ln(x_k^2) + \epsilon(x_k - C)^2 - \gamma_k)^2 = G(a, \epsilon)$ – линейная функция двух параметров, которые находятся из СЛАУ второго порядка:

$$\begin{cases} aK + \epsilon \sum_{k=1}^K (x_k - C)^2 = \sum_{k=1}^K \gamma_k - \sum_{k=1}^K \ln(x_k) \equiv C1 \\ a \sum_{k=1}^K (x_k - C)^2 + \epsilon \sum_{k=1}^K (x_k - C)^4 = \sum_{k=1}^K [\gamma_k - \ln(x_k^2)](x_k - C)^2 \equiv C2, \end{cases}$$

где $a = \Delta_a/\Delta$, $\epsilon = \Delta_\epsilon/\Delta$, а детерминанты находятся из определителей вида

$$\Delta = \begin{vmatrix} K & \sum_{k=1}^K (x_k - C)^2 \\ \sum_{k=1}^K (x_k - C)^2 & \sum_{k=1}^K (x_k - C)^4 \end{vmatrix}, \quad \Delta_a = \begin{vmatrix} C1 & \sum_{k=1}^K (x_k - C)^2 \\ C2 & \sum_{k=1}^K (x_k - C)^4 \end{vmatrix}, \quad \Delta_\epsilon = \begin{vmatrix} K & C1 \\ \sum_{k=1}^K (x_k - C)^2 & C2 \end{vmatrix}.$$

Для эмпирических функций с очень сильной асимметрией подъема и спада максвелловская аппроксимация может оказаться несостоятельной в силу чрезвычайно высокой экспоненциальной чувствительности закона аппроксимации к режиму чисел.

Наиболее состоятельной, как показывает численный эксперимент, для критического поведения экспонент является четырехпараметрическая степенно-экспоненциальная аппроксимация выражением вида $F(x; A, B, C, D, E) = Ax^B \exp(-C(x-D)^E)$.

3. Параметрический закон обобщенной шероховатости

Исходными данными для нахождения параметров обобщенного закона АО ЭМ волн от параметров оптической шероховатости $U(R_z)$ при $\lambda=6328\text{Å}$ в классе кусочно-степенных функций (см. раздел 2.1) послужили детальные исследования отражательной способности $U_{\text{ФЭУ}}(\varphi)$ стальных мер Иогансона, калиброванных на определенное значение R_z . В табл. 2 представлены сводные данные по эмпирической связи этого сигнала «гашения» с дихотомическим ГОСТ параметром шероховатости R_z .

R_z мкм	320	160	80	40	20	10	6.3	3.2	1.6	0.8	0.4	0.2	0.1	0.05	0.025	0.01
$U_{\text{max, y.e.}}$	0.03	0.3	3	30	72	95	105	102	85.5	55.8	30	10	3	1	0.1	0.01

Таблица 2. Обобщенная эмпирическая функция связи уровня деполяризации $U(\varphi)$ отраженного когерентного света с уровнем чистоты обработки поверхности R_z

Статистически значимыми параметрами параболической аппроксимации Ax^2+Bx+C эмпирического закона обобщенной оптической шероховатости $U(R_z)$ в средней области спадающих крыльев искомой параболы являются числа

$$A = -13.88, B = -7.77, C = 104.33.$$

Наиболее интересна при высоких классах оптической шлифовки-полировки зеркал информация об остаточной шероховатости их прецизионной обработки. Параметры соответствующей параболической аппроксимации начального хода эмпирического закона $U(R_z)$ принимают следующие значения:

$$A_0 = 13.91, B_0 = 112.5, C_0 = 224.34.$$

Коэффициенты, описывающие крутизну развала «рогов» этих парабол, оказываются идентичными по модулю и противоположными по знаку ($|A| = 13.9$).

Полученные численные характеристики параметров обобщенного закона оптической шероховатости достаточны для прогнозирования степени чистоты поверхности зеркал как для сверхгладких нанотехнологических изделий, так и для диффузных транспарантов микронного диапазона шероховатостей. Третью зону наиболее грубых шероховатостей следовало бы описывать гиперболическим законом асимптотического спада сигнала U до бесконечномерных «шероховатостей».

4. Выводы

В традиционных методах [6, 7] поляризационно-оптического материаловедения при использовании классических эллипсометрических приборов по известным причинам не принято говорить об информативности индикаторного приборного сигнала гашения $U_{\text{фз}}$. Наше исследование показывает ошибочность «выплескивания» такого значимого для современных нанотехнологий способа оценки шероховатости прецизионно гладких зеркал и предлагает принять феноменологический закон ее трехфакторного описания $I = I(\lambda, \varphi, R_z)$.

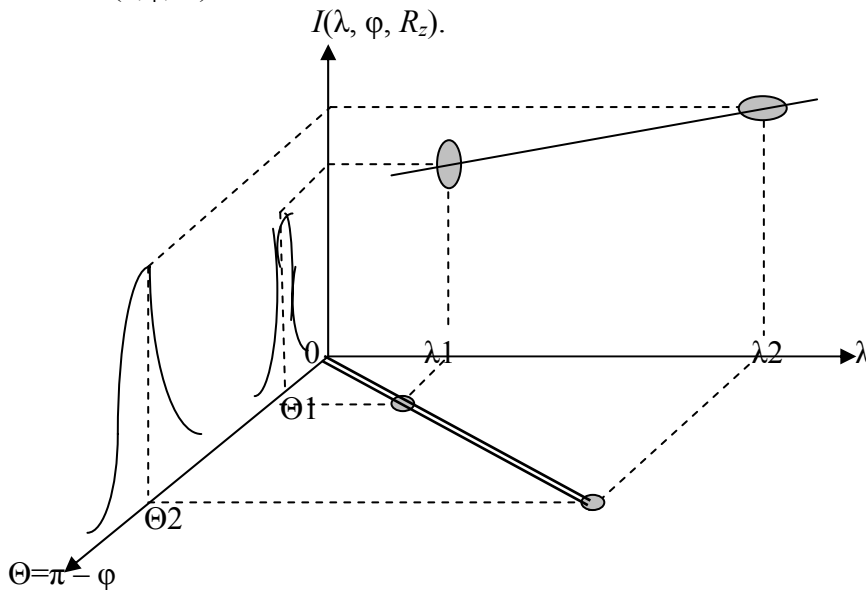


Рис. 5. Схема опосредованной линейзации угловых спектров АО по длинам волн

На рис. 5 показана схема возможного линейного прогнозирования $\psi(\lambda(\varphi)) = k\lambda$ по двум исследованным волновым диапазонам ($\lambda_1 \sim 1 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 6328 \text{ \AA}$) на неограниченную зону его положительных значений $0 < \lambda < \infty$ вплоть до реликтовых длинноволновых полей излучения. В подобном опосредованном переходе по кремнеземному материалу (К8) коэффициент линейной экстраполяции можно найти по формуле $k = (U_2 - U_1) / (\lambda_2 - \lambda_1)$. Естественно, в бесконечность можно перейти только асимптотическим приближением на хвостах убывающих экспонент или гипербол вместо линейной экстраполяции, но найти физическую интерпретацию такой крупномасштабной шероховатости проблематично и в хорошем смысле моделирования – спекулятивно. Эффективно, например ра-

ботает спекулятивная замена переходного шероховатого слоя оптической моделью пористой системы. При радиационном облучении материала также создается микропористая система в объеме и на поверхности с эффективной наведенной шероховатостью

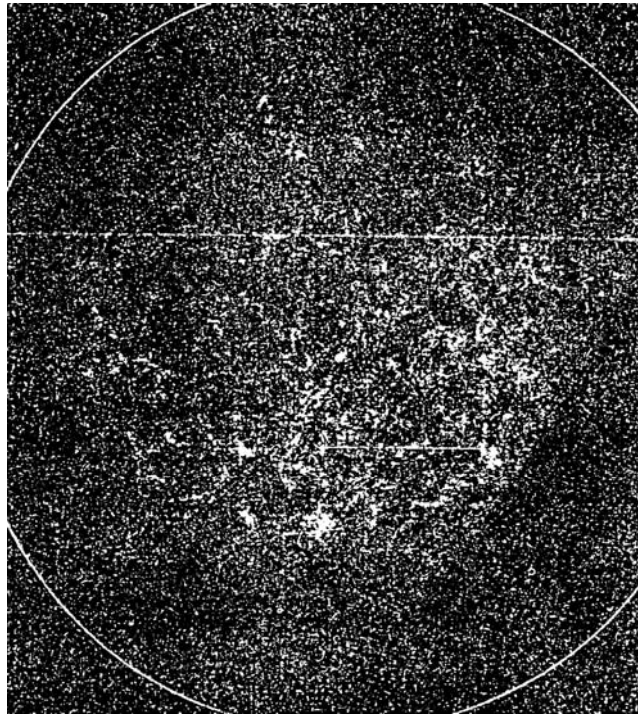


Рис.6. Спекл-образ кипящего звездного Космоса

На рис. 6 (из материалов журнала «Природа») представлена спекл-картина кипения вращающегося звездного мира излучающих галактик до 19 спектрального класса включительно, содержащая около полутора миллиона объектов, обладающих естественной пористостью и спекулятивной шероховатостью, соответственно.

Физические ограничения подобной космогонической спекуляции следует искать в эффектах квантования гравитационных полей классическим способом [6]:

$$\begin{cases} G \frac{mM}{R^2} = m \frac{v^2}{R} = m\omega^2 R = J \frac{\omega^2}{R} \\ mvR = n\hbar = m\omega R^2 = J\omega \end{cases}$$

$$\begin{cases} GM \frac{J}{R^4} = J \frac{\omega^2}{R} \\ J\omega = n\hbar; \dots n \in N \end{cases}$$

$$\begin{cases} GM = \omega^2 R^3; \Rightarrow R = \sqrt[3]{G \frac{M}{\omega^2}} = \sqrt[3]{\frac{GM}{\hbar^2 n^2} J^2} = R \sqrt[3]{\frac{GM}{\hbar^2 n^2} m^2 R} \\ \omega = \frac{1}{J} \hbar n = \frac{\hbar n}{mR^2} = \frac{n\hbar G^2 M^2 m^4}{m\hbar^4 n^4} = \frac{G^2 M^2}{\hbar^3} \left(\frac{m}{n}\right)^3 \end{cases}$$

Здесь квантование действия выбрано для интегрального описания всевозможных проявлений взаимодействия шероховатых структур вещества с полем излучений. Система содержит уравнение баланса сил в модели дальнего действия по закону Ньютона всемирного тяготения масс и центробежных сил инерции. Полный момент количества движения или действия в скалярной форме, выражен через моменты инерции J тяготеющих масс. Из этих уравнений при ограничениях на конечность скорости света $\omega R_c < c$ следует вывод о конечной протяженности вещественного звездного мира:

$$R_c = \frac{c\hbar^3}{G^2 M^2} \left(\frac{n}{m} \right)^3,$$

если считать конечным квантование вещества $m/n = m_0 = \text{Const}$, например, массы покоя нейтрино. Такое представление квантования вещественной формы физической материи требует конечности и максимального числа квантов ($n < \infty$). Таким образом можно промоделировать механизм самоорганизации космических масс Вселенной.

Полевая природа равновесного центра масс M легко берется из соотношения постоянства в материальном физическом мире удельной энергии $c^2 = E/M = \text{Const}$.

Литература

1. Yoneda Y. Nomalous surface reflaction of X-reys. // Phys. Rev. 1963..V.131. №.5. P.2010–2017.
2. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Мир, 1979. 390 с.
3. Турьянский А.Г., Киселева К.В. Модель переходного слоя при зеркадном отражении рентгеновских лучей от границ раздела двух сред. // Кр. сообщения по физике. 8. 20. 77.
4. Хусу А.П., Витенберг Ю.Р., Пальмов В.А. Шероховатость поверхностей. Теоретико-вероятностный подход./Под ред. А.А.Первозванского. М.: Наука, 1975. 344 с.
5. Скалецкий Е.К., Петровский Г.Т., Скалецкая М.И. О возможности применения метода эллипсометрии к исследованию прозрачных оптических сред. // Оптика твердого тела. М.: МФТИ, 1983. С.45
6. Скалецкая И.Е., Скалецкий Е.К. Анатомия атома. // Тезисы докл. на юбилейной НТК ППС, посвященной 100-летию ГУИТМО 29-31 марта 2000 г. С..87–88.

СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ МОЩНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ТОКА ПРОГРАММИРУЕМОЙ ФОРМЫ НА ОСНОВЕ ТРАНЗИСТОРНЫХ ШИП (ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ, АНАЛИЗ, СИНТЕЗ)

В.А. Толмачев

Освещены проблемы совершенствования технических характеристик мощных источников тока программируемой формы. Приведены методики анализа и синтеза систем управления источниками, разработанные на кафедре ЭТ и ПЭМС СПбГУИТМО в рамках госбюджетных НИР. Перечислены основные публикации по указанным вопросам.

Введение

Транзисторные широтно-импульсные преобразователи постоянного тока (ШИП) нашли широкое распространение в системах управления электроприводов, стабилизированных источников электропитания и других устройствах в силу ряда их известных преимуществ (высокого КПД, быстродействия, широкого диапазона регулирования выходного напряжения и т.п.). Особую область их применения составляют устройства, статические и динамические свойства которых в конечном итоге определяются свойствами ШИП. К числу таких устройств относятся мощные источники электропитания с программируемой формой выходного параметра (напряжения или тока) для установок нестационарного электролиза. Основной функцией таких источников, используемых как непосредственно в производственных установках, так и в качестве универсального инструмента для исследований и отработки новых технологических процессов нанесения покрытий, является формирование в нагрузке (гальванованне) тока или напряжения произвольной формы с возможностью управления их параметрами как с пульта оператора, так и от ЭВМ верхнего уровня.

Анализ принципов построения источников тока программируемой формы и технических требований к ним, содержащийся в работах [1–4], показал, что к числу наиболее перспективных следует отнести «следящий» принцип формирования выходного параметра, при котором выходной сигнал усилительно-преобразовательного устройства (УПУ) отслеживает заданное значение сигнала, формируемое контрольно-задающим устройством (КЗУ). Точность воспроизведения заданного переменного во времени сигнала зависит от динамических качеств УПУ. Принципы построения КЗУ и вопросы их технической реализации освещены в работах [5, 6].

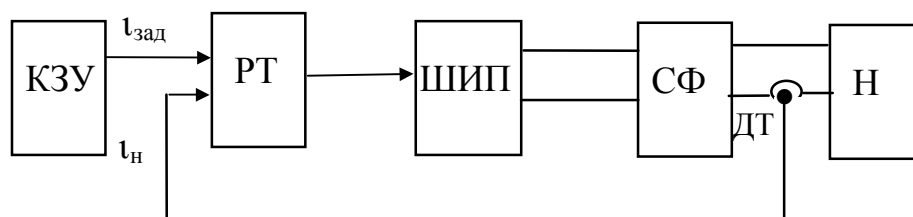


Рис.1. Структурная схема источника

Структурно источник содержит энергетическую и информационную подсистемы (рис.1). Энергетическая подсистема, определяющая энергетические, массогабаритные и предельные динамические характеристики источника, строится на базе реверсивных транзисторных ШИП [7, 8] и содержит, кроме того, силовой фильтр (СФ), предназначенный для сглаживания пульсаций тока нагрузки, обусловленных импульсным характером выходного напряжения ШИП. Назначение информационной подсистемы, содержащей датчик тока (ДТ) и регулятор (РТ), – формирование сигналов управления на входах ШИП в соответствии с принятым алгоритмом. Последний должен обеспечить требуемую статическую и динамическую точность воспроизведения в нагрузке задан-

ной кривой $i_{зад}$ тока при условии, что это эта точность реализуема при выбранных параметрах энергетической подсистемы.

К числу наиболее жестких и противоречащих друг другу требований относятся низкий уровень пульсаций тока в нагрузке, обусловленных импульсным характером выходного напряжения ШИП, высокое быстродействие в большом и в малом и широкий диапазон регулирования тока в нагрузке.

Проектирование универсального источника питания, генерирующего любую форму импульсного тока с широким диапазоном изменения его параметров, является многоплановой задачей, решение которой требует инженерных методик синтеза УПУ. Последние должны содержать выбор целесообразных структур энергетической и информационной подсистем, расчет параметров силовых фильтров и выбор коммутирующих элементов энергетической подсистемы из условия обеспечения заданных предельных динамических возможностей источника и допустимого уровня пульсаций тока в нагрузке, выбор целесообразных алгоритмов управления и определение их параметров (настроек регуляторов) из условия приближения статических и динамических характеристик источника к заданным (эталонным). Разработка таких методик является актуальной задачей.

Основные результаты работы

В результате анализа требований к статическим и динамическим качествам источников тока программируемой формы для установок нестационарного электролиза установлена целесообразность синтеза их систем управления из условия воспроизведения в следящем режиме импульса тока с заданной амплитудой $I_{3 \max}$, временами фронта t_{ϕ} и допустимым размахом пульсаций $2\Delta I_{н \text{ доп}}$, обусловленных импульсным характером выходного напряжения УПУ (рис. 2). Частота коммутации силовых ключей ШИП ограничена сверху как потерями мощности на переключение силовых транзисторов выходного каскада, так и требуемым диапазоном регулирования тока в нагрузке [8–10].

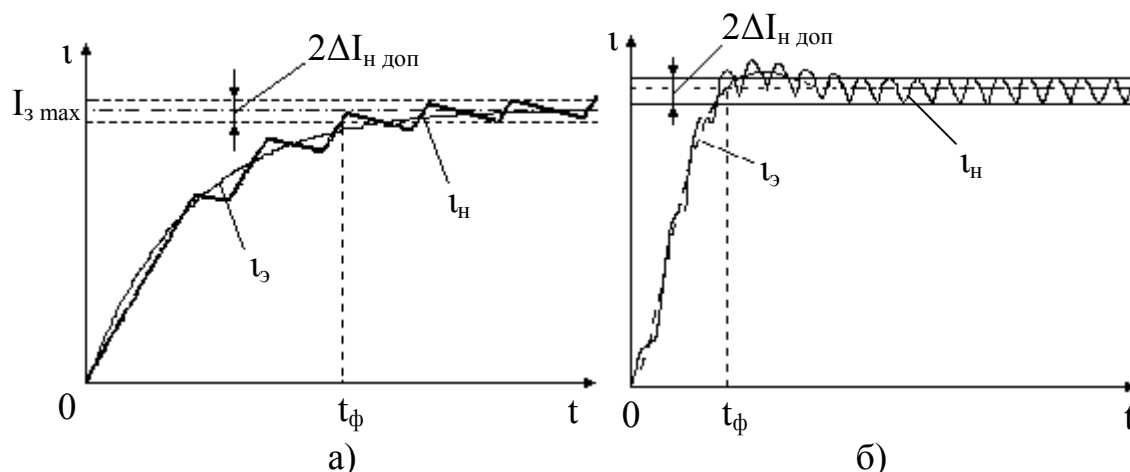


Рис. 2. К синтезу систем управления источников тока программируемой формы

В работах [11–13] проведен анализ и предложены методики параметрического синтеза одноконтурных систем управления с индуктивным и однозвенным индуктивно-емкостным фильтрами в нагрузке (рис.3).

Реверсивный ШИП содержит силовой каскад мостового типа на четырех транзисторных ключах СК1-СК4 с напряжением питания $U_{п}$ и широтно-импульсный модулятор (ШИМ), осуществляющий коммутацию силовых ключей с постоянным периодом $T_{к}$ по несимметричному закону и обеспечивающий род модуляции ШИМ2 и глубину модуляции M . Выходное напряжение ШИП $u_{шип}$ имеет вид импульсов с амплитудой $U_{п}$,

относительной длительностью γ , пропорциональной величине входного выходного сигнала u_y регулятора тока РТ и полярностью, определяемой полярностью последнего. В представленной структуре сглаживание пульсаций тока нагрузки осуществляется однозвенным фильтром, содержащим дроссель с индуктивностью L_F и конденсатор с емкостью C_F . При низкоомной нагрузке последний может отсутствовать.

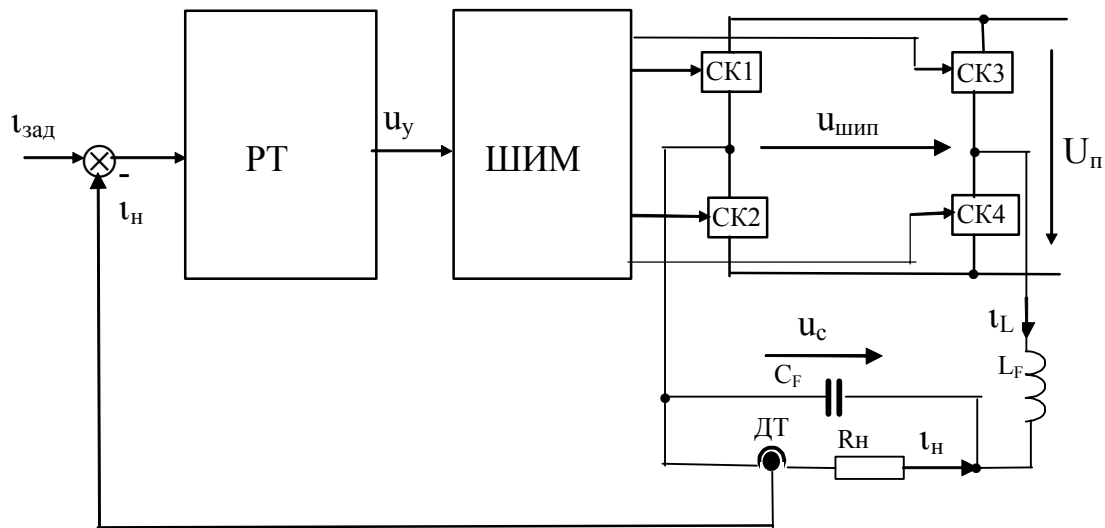


Рис. 3. К синтезу одноконтурных систем управления с индуктивным и однозвенным индуктивно-емкостным фильтрами в нагрузке

Алгоритмы синтеза предполагают выбор параметров силового фильтра из условия обеспечения заданного уровня пульсаций тока при заданной частоте коммутации силовых ключей и далее расчет параметров регуляторов (ПИ или ПИД) из условия обеспечения заданного или минимально возможного времени фронта прямоугольного импульса тока. Если минимально возможное время фронта больше заданного, то система с нужными параметрами не может быть реализована, и следует принимать решение по пересмотру требований задания. Минимально возможное время фронта при заданном его характере (экспоненциальном или слабоколебательном, в зависимости от типа сглаживающего фильтра) определяется, в конечном итоге, условиями устойчивости замкнутой системы управления к возникновению скользящего режима или автоколебаний на субгармонических частотах. Это значение связано только с параметрами ШИП (частотой коммутации силовых ключей, родом и глубиной широтно-импульсной модуляции) и не зависит от параметров нагрузки и заданного допустимого коэффициента пульсаций тока. Последние определяют граничное значение амплитуды тока задания, при котором обеспечивается минимальное время переходного процесса (предельное быстродействие системы в большом). С уменьшением допустимого значения коэффициента пульсаций при неизменной частоте коммутации силовых ключей ШИП растет требуемое значение индуктивности сглаживающего дросселя и падает граничное значение амплитуды тока задания.

Выбор параметров САР с ШИП из условия обеспечения заданных технических требований связан также с решением задачи анализа устойчивости САР к возникновению автоколебаний на субгармонических частотах и скользящему режиму, заключающейся в определении границ областей устойчивости в пространстве параметров САР, в которых такие колебания не возникают. Наиболее эффективным методом решения этой задачи является метод точечных отображений. Недостатком существующих алгоритмов анализа устойчивости САР с ШИП, основанных на этом методе, является их ориентация на ШИП с модуляцией только одного фронта выходного импульса. Более широкие возможности имеет унифицированный алгоритм, предложенный в работе [15].

Он включает в себя формирование математической модели системы управления в виде точечного отображения, вычисление координат однократной неподвижной точки отображения, вычисление собственных чисел матрицы Якоби и построение границ областей устойчивости. Этот алгоритм положен в основу программного комплекса, реализованного в среде MatLab и позволяющего строить границы областей устойчивости в пространстве параметров системы при любом роде и глубине широтно-импульсной модуляции [16]. В работах [17–19] приведены результаты анализа особых режимов в системах управления с различными типами регуляторов (аналоговыми и цифровыми), сглаживающих фильтров и видами широтно-импульсной модуляции, полученные с использованием программного комплекса.

Расширение предельных динамических возможностей системы возможно при построении УПУ на основе нескольких однотипных реверсивных транзисторных ШИП с многофазным принципом синхронизации их работы, работающих на общую нагрузку (рис.4). На основе такого подхода эффективно решается проблема наращивания мощности в нагрузке путем организации параллельной работы идентичных источников меньшей мощности.

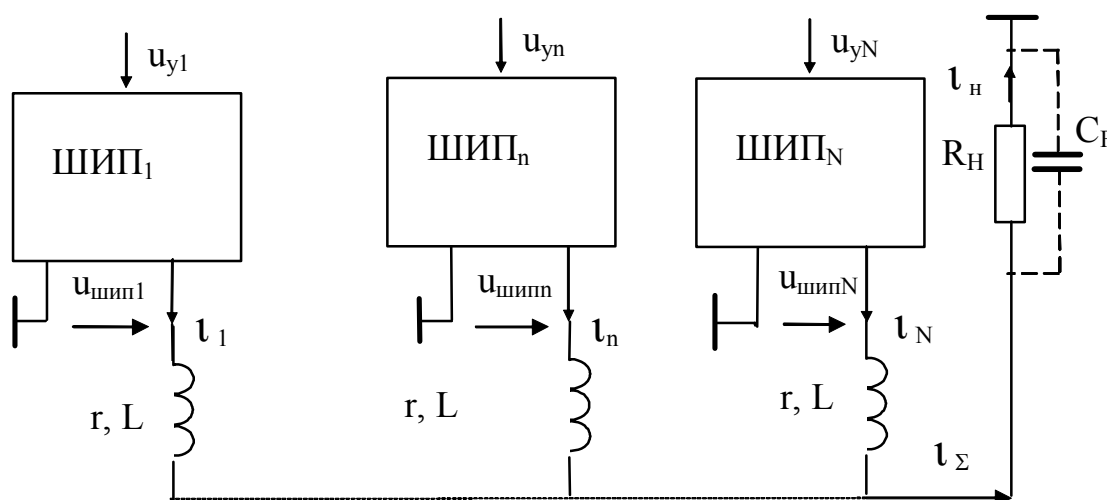


Рис. 4. УПУ на основе нескольких однотипных реверсивных транзисторных ШИП с многофазной синхронизацией их работы

Среди весьма ограниченного числа публикаций, посвященных теории замкнутых систем управления с многофазными ШИП, практически отсутствуют работы, посвященные методам синтеза систем. С позиции ТАУ система управления источника тока с таким УПУ является многосвязной, поскольку электромагнитные процессы в каналах взаимосвязаны через нагрузку. Трудности анализа таких систем обусловлены высоким порядком системы дифференциальных уравнений, пропорциональным числу каналов N , и наличием в каждом из них нелинейного импульсного звена – ШИП. При синтезе многосвязных систем с ШИП в каналах наиболее целесообразен двухэтапный подход, при котором предварительно осуществляется расчет параметров энергетической и информационной подсистем УПУ с использованием приближенных непрерывных моделей (линейных или нелинейных), а окончательный анализ с уточнением результатов предварительного синтеза проводится на ПЭВМ с использованием имитационных моделей, достаточно точно отражающих электромагнитные процессы в силовой цепи УПУ. Реализация такого подхода требует выбора или разработки рациональных структур систем управления, разработки математических моделей, учитывающих особенности построения энергетических и информационных подсистем и специфику протекающих там электромагнитных и информационных процессов, разработки методик параметрического синтеза систем управления.

В работах [19–23] дается математическое описание и анализ электромагнитных процессов в силовых цепях многомодульных источников с транзисторными ШИП и различными типами сглаживающих фильтров, получены поинтервальные уравнения состояния и их аналитические решения в виде суммы относительных и усредненных составляющих, каждая из которых содержит в свою очередь принужденную и свободную составляющие. Характер свободных составляющих усредненного движения может быть апериодическим или колебательным в зависимости от типа сглаживающего фильтра, параметров его элементов и числа модулей УПУ. Свободная составляющая относительного движения всегда является экспонентой с постоянной времени, прямо пропорциональной величине индуктивности разделительного дросселя канала и обратно пропорциональной суммарному омическому сопротивлению его силовой цепи. Время затухания свободной составляющей относительного движения на порядки может превышать время затухания усредненных составляющих. Принужденные составляющие относительного движения отличны от нуля при наличии разброса напряжений силовых источников питания ШИП каналов. По этой причине мгновенные значения токов, коммутируемые силовыми ключами ШИП каналов, могут различаться в десятки и сотни раз, и выравнивание их требует усложнения структурных решений систем управления. Указанные аналитические решения послужили основой для исследования квазиустановившихся и переходных режимов работы многомодульных источников и позволили разработать быстродействующие алгоритмы расчета параметров электромагнитных процессов в силовых цепях на ПЭВМ, не содержащие процедуры численного интегрирования системы уравнений состояния на межкоммутационных интервалах [24].

В работах [25, 26] излагаются результаты анализа квазиустановившегося режима работы источника тока, построенного на основе нескольких идентичных реверсивных транзисторных ШИП с многофазным принципом их синхронизации, работающих параллельно на общую резистивную нагрузку с различными типами сглаживающих фильтров. Приводятся аналитические соотношения для расчета коэффициентов пульсаций токов нагрузки и каналов и зависимости последних от числа модулей и параметров разделительных дросселей каналов. Анализ этих соотношений и математическое моделирование электромагнитных процессов в силовой цепи N -модульного УПУ показал, что при изменении относительной длительности импульса напряжения на выходе ШИП канала в диапазоне от 0 до 1 амплитуда пульсации тока в нагрузке $N+1$ раз обращается в 0 и N раз достигает максимального значения, практически в N раз меньшего максимального значения амплитуды пульсаций тока одномодульного источника с теми же параметрами силовой цепи. Это обстоятельство при одинаковых требованиях к уровню пульсаций тока в нагрузке позволяет снизить индуктивности сглаживающих дросселей токов каналов и емкости конденсаторов фильтра и в значительной степени повысить предельные динамические возможности УПУ.

В работах [27, 28] на основе анализа электромагнитных процессов предложены структурные решения систем управления источников с многомодульными УПУ, позволяющие обеспечить равномерное распределение тока нагрузки между каналами в установившихся и переходных режимах работы источников тока. При идентичных параметрах каналов целесообразны одноконтурные структуры с одной обратной связью по току нагрузки. Если возможен разброс параметров силовых цепей модулей, то необходимо использовать либо многоконтурные структуры с местными обратными связями по токам сглаживающих дросселей каналов, либо структуры с дополнительными обратными связями по отклонению токов дросселей от усредненного значения их суммарного тока.

В работах [29–32] предложены методики синтеза одноконтурных (замкнутых только по току нагрузки I_n) и многоконтурных (замкнутых и по току нагрузки, и по токам каналов I_n) систем управления источников тока программируемой формы с N -модульными УПУ для случаев индуктивного и однозвенного индуктивно-емкостного сглаживающих фильтров.

При синтезе, как и ранее, полагаются заданными частота коммутации силовых ключей ШИП, время фронта прямоугольного импульса тока в нагрузке и допустимая амплитуда его пульсаций, характер кривой эталонного переходного процесса. Кроме того, задается требуемая максимальная амплитуда прямоугольного импульса тока в нагрузке. Определению подлежат число модулей УПУ, параметры элементов силового фильтра и регуляторов. Расчет указанных параметров производится на основе совместного решения двух уравнений. Первое из них связывает параметры фильтра с числом модулей УПУ и амплитудой пульсаций тока нагрузки, второе – параметры фильтра с предельным значением амплитуды импульса тока задания, при котором длительность импульсов напряжения на выходе ШИП в процессе его отработки системой управления не превышает периода коммутации силовых ключей. При этом полагается, что параметры регулятора импульсной системы выбраны из условия обеспечения эталонного переходного процесса в эквивалентной непрерывной модели, составленной относительно гладких составляющих координат импульсной системы. Такие модели для энергетических подсистем N -модульных источников строятся на основе усредненных составляющих аналитических решений поинтервальных уравнений состояния, полученных в работах [19–23]. Наличие быстродействующих программ расчета на ПЭВМ электромагнитных процессов в N -модульных силовых цепях, основанных на аналитических решениях системы уравнений состояния на межкоммутационных интервалах, позволили реализовать двухэтапные методики автоматизированного синтеза систем управления, при которых после приближенного определения параметров элементов энергетической и информационной подсистем источника производится математическое моделирование процессов изменения токов каналов и нагрузки при реакции системы на скачкообразное изменение задающего воздействия. Результаты математического моделирования подтверждают корректность подходов и расчетных соотношений, на которых базируются методики.

Заключение

Методики синтеза систем управления источников тока с N -модульными УПУ на основе транзисторных ШИП, описанные в работах [6, 7, 12–15, 28–33], предполагают постоянство параметров энергетических подсистем. Однако актуальными остаются задачи как сохранения «эталонных» характеристик источника при изменении в процессе электролиза проводимости нагрузки и напряжения питающей сети, так и обеспечения равенства токов, коммутируемых силовыми транзисторными ключами ячеек (модулей) в статических и динамических режимах работы источников при наличии технологического разброса параметров элементов энергетической подсистемы. Реализация этих функций в полной мере возможна в структурах с адаптивными алгоритмами управления.

Перечень публикаций по результатам работы

1. Толмачев В.А., Кротенко В.В., Сеницын В.А. Мощные источники тока программируемой формы на основе транзисторных ШИП.// Силовая полупроводниковая техника в народном хозяйстве: Тез. докл. к 8 всесоюзной научно-технической конференции, Челябинск, Миасс, 1989. С. 89–90.
2. Сеницын В.А., Толмачев В.А., Томасов В.С., Поспелов Е.П. Мощные источники электропитания с программируемыми выходными параметрами.// Проблемы техники и технологий XXI века: Тез. докл. научно-технической конф. с международным участием. Красноярск, 1994. С.9.
3. Сеницын В.А., Толмачев В.А., Томасов В.С. Принципы построения и пути совершенствования технических характеристик мощных источников электропитания с

- программируемой формой выходного параметра.// Изв. вузов. Приборостроение. 1996. Т.39. №4. С. 46–54.
4. Толмачев В.А., Томасов В.С. Электрические комплексы и системы с полупроводниковыми преобразователями.// Изв. вузов. Приборостроение. 2000. Т.43. № 1-2. С.70-74.
 5. Денисов К.М., Гурьянов В.А. Контрольно-задающее устройство на базе однокристалльной микро-ЭВМ.// Изв. вузов. Приборостроение. 1996. Т.39. №3. С.67–71.
 6. Толмачев В.А., Денисов К.М. Проблемы реализации микропроцессорных систем управления источников тока программируемой формы.// Изв. вузов. Приборостроение. 2000. Т.43. № 1–2. С.75–80.
 7. Кротенко В.В., Сеницын В.А., Толмачев В.А., Томасов В.С. Широтно-импульсный преобразователь на защищенных транзисторных ключах.// Сер. Механизация и автоматизация производственных процессов, Ленинград, ЛДНТП, 1988.
 8. В.А. Рудский, В.А. Сеницын. Силовые полевые транзисторы с изолированным затвором и IGBT-транзисторы.// Тез. докл. семинара «Электронные элементы, компоненты, технологии и оборудование». В кн. «Универсальная электротехническая выставка UNEL-96, семинары, тезисы докладов, Санкт-Петербург, 1996. С. 39-42.
 9. Глазенко Т.А., Сеницын В.А., Толмачев В.А. Сравнительный анализ динамических характеристик транзисторных широтно-импульсных преобразователей.// Электротехника. 1988. №3. С.70–74.
 10. Глазенко Т.А., Сеницын В.А., Толмачев В.А. Выбор частоты коммутации силовых ключей замкнутых систем автоматического регулирования с транзисторными широтно-импульсными преобразователями.// Электротехника. 1988. №10. С. 40-46.
 11. Толмачев В.А., Кротенко В.В. Параметрический синтез системы управления программируемого источника тока, построенного на основе транзисторного ШИП.// Изв. вузов. Приборостроение. 1999. Т.42. № 9. С.49–54.
 12. Толмачев В.А. Синтез системы управления регулируемого источника тока с индуктивно-емкостным фильтром.// Изв. вузов. Приборостроение. 2001. Т.44. №5. С.32–39.
 13. Гурьянов В.А., Кротенко В.В. Цифровая система управления источника тока, построенного на основе транзисторного ШИП.// Научно-технический вестник СПбГИТМО(ТУ). Выпуск 3. Физические процессы, системы и технологии точной механики. Главный редактор В.Н. Васильев. СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2001. С.120-125.
 14. Осипов Д.В., Толмачев В.А. . Исследование особых режимов работы систем управления источников тока с транзисторными широтно-импульсными преобразователями. // XXX Юбилейная Неделя науки СПбГТУ. Ч. VII: Материалы межвузовской научной конференции. СПб.: Изд-во СПбГТУ, 2001. С. 67–69.
 15. Толмачев В.А., Осипов Д.В. Анализ устойчивости к автоколебаниям на субгармонических частотах импульсных источников тока программируемой формы.// Научно-технический вестник СПбГИТМО (ТУ). Выпуск 3. Физические процессы, системы и технологии точной механики. Гл. ред. В.Н. Васильев. СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2001. С.132-136.
 16. Осипов Д.В. Программный комплекс для анализа устойчивости систем автоматического регулирования тока с широтно-импульсными преобразователями.// Современные технологии: Сборник научных статей. Под ред. С.А. Козлова и В.О. Никифорова. СПбГИТМО (ТУ), 2002. С.267–76.
 17. Толмачев В.А., Осипов Д.В. Алгоритм анализа устойчивости системы автоматического регулирования тока с широтно-импульсным модулятором первого рода.// Изв. вузов. Приборостроение. 2002. Т.45. №8. С.57-62
 18. Осипов Д.В. , Толмачев В.А. К анализу устойчивости цифровой системы управления источника тока с транзисторным широтно-импульсным преобразователем // XXI Неделя науки СПбГТУ. Материалы межвузовской научной конференции. СПб: Изд-во СПбГТУ, 2002. С. 135-137.

19. Осипов Д.В., Толмачев В.А. Влияние частоты дискретизации на устойчивость цифровой системы автоматического регулирования тока с широтно-импульсным преобразователем // Научно-технический вестник СПбГИТМО (ТУ). Вып.10. Информация и управление в технических системах. СПб.: СПбГИТМО (ТУ), 2003. С.205-211.
20. Толмачев В.А. Математические модели источников тока с многоканальным питанием нагрузки от транзисторных ШИП. // Актуальные проблемы электронного приборостроения: Труды второй международной научно-технической конференции, т.7; «Преобразовательная техника», Новосибирск, 1994. С. 51-52.
21. Толмачев В.А. Уравнения электромагнитных процессов в силовой цепи источника тока с многоканальным питанием нагрузки. // Изв. вузов. Приборостроение. 1994. Т.37. №11-12. С. 53-59.
22. Толмачев В.А. Аналитический расчет электромагнитных процессов в источнике тока с многоканальным питанием нагрузки.// Изв. вузов. Приборостроение. 1995. Т.38. № 7–8. С. 44-47.
23. Толмачев В.А. Электромагнитные процессы в силовой цепи программируемого источника электропитания с нагрузкой резистивного характера.// Изв. вузов. Приборостроение. 1996. Т.39. №3. С.55–60.
24. Толмачев В.А. Уравнения электромагнитных процессов в силовой цепи электропривода постоянного тока с многомодульным усилительно-преобразовательным устройством. // Труды III Международной (XIV Всероссийской) конференция по автоматизированному электроприводу «АЭП-2001» (Н. Новгород 12-14 сентября 2001). Под ред. С.В. Хватова. Н. Новгород: «Вектор-ТиС», 2001. С. 75-77.
25. Толмачев В.А., Никитина М.В.. Моделирование электромагнитных процессов в силовых цепях n-модульных источников тока программируемой формы.// Научно-технический вестник СПбГИТМО (ТУ). Выпуск 10. Информация и управление в технических системах. СПб.: СПбГИТМО (ТУ), 2003. С.212-218.
26. Толмачев В.А., Никитина М.В. Расчет параметров квазиустановившегося режима в источнике тока с импульсным усилительно-преобразовательным устройством и индуктивным сглаживающим фильтром.// Научно-технический вестник СПбГИТМО(ТУ). Выпуск 3. Физические процессы, системы и технологии точной механики. Главный редактор В.Н. Васильев. СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2001. С.120-126.
27. Толмачев В.А.Никитина М.В. Анализ квазиустановившегося режима в источнике тока с многомодульным импульсным усилительно-преобразовательным устройством и индуктивно-емкостным сглаживающим фильтром.// Изв. вузов. Приборостроение. 2002. Т.45. №8. С.50–57.
28. Толмачев В.А. Вопросы синтеза мощных источников электропитания на основе ряда однотипных ШИП.// Проблемы техники и технологий XXI века: Тез. докладов научно-технической конф. с международным участием. Красноярск, 1994. С.36.
29. Толмачев В.А. Синтез системы управления источника тока с многоканальным питанием нагрузки. // Изв. вузов. Приборостроение. 1995. Т.38. №11–12. С.37-40.
30. Толмачев В.А.. Синтез системы управления многомодульного источника тока с индуктивным фильтром.// Изв. вузов. Приборостроение. 2001. Т.44. №3. С.16–22.
31. Толмачев В.А.. Синтез системы управления многомодульного источника тока с индуктивно-емкостным фильтром.// Изв. вузов. Приборостроение. 2002. Т.45. №4. С.33-39.
32. Толмачев В.А., Осипов Д.В. Параметрический синтез многоконтурной системы управления многомодульного источника тока.// Динамика нелинейных дискретных электротехнических и электронных систем: материалы IV Всерос. Науч.-техн. конф. Чебоксары: Изд-во Чуваш. Ун-та, 2001. С.66-68.
33. Никитина М.В. К синтезу системы управления многомодульного источника тока./ Современные технологии: Сборник научных статей.// Под ред. С.А. Козлова и В.О. Никифорова. СПбГИТМО (ТУ), 2002. С.276-286.

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА НОВЫХ МЕТОДОВ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РАБОТЫ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В.М. Домненко, А.А. Шехонин

Первый этап научно-исследовательской работы на тему «Исследование и разработка методов компьютерной оптики для моделирования, проектирования, конструирования и изготовления оптических систем» посвящен методам компьютерного моделирования работы оптических систем, формирования и анализа качества оптического изображения. В данной работе используется новая объектно-ориентированная модель произвольной оптической системы, которая реализуется на основе связанных структур данных. Этот подход делает структуру данных адаптируемой и расширяемой, а также позволяет моделировать многоконфигурационные системы и системы с переменными характеристиками.

1. Введение

В 80–90-е годы внимание разработчиков программного обеспечения для проектирования и анализа оптических систем было направлено на реализацию алгоритмов вычислительной оптики для персональной компьютерной техники. При этом основными проблемами являлись повышение скорости вычислений и уменьшение объема используемой памяти [1]. В последние годы эти проблемы теряют свою актуальность, так как характеристики персонального компьютера существенно улучшились (в частности, выросло быстродействие процессора, увеличился объем оперативной памяти, снизилось время доступа к данным и другие изменения).

В то же время номенклатура физически реализуемых оптических поверхностей, сред и элементов постоянно расширяется. Усложняется компоновка оптических систем (развивается класс систем с синтезированной апертурой, световые пути во многоконфигурационных системах становятся более сложными, и т.д.). Конструкторы требуют от инструментов новых возможностей для описания структуры оптической системы, новых механизмов для простого и быстрого расширения ее возможностей, новых технологий анализа качества системы и ее оптимизации. Все это ставит перед разработчиками проблемы организации гибкой, легко расширяемой, полиморфной структуры данных об оптической системе.

Эти проблемы могут быть решены путем привлечения новых технологий анализа и проектирования программных систем. Наличие в стандартных библиотеках современных языков программирования таких структур данных, как массивы переменного размера, списки, деревья, ассоциативные массивы [2], упрощает реализацию разработанных моделей. Новые подходы дают новые возможности, но требуют пересмотра и модернизации математических и численных методов, которые используются в прикладной и вычислительной оптике.

В данной работе предлагается построить модель оптической системы на основе объектно-ориентированной технологии программирования [3]. При разработке объектно-ориентированной модели произвольной оптической системы необходимо ответить на два принципиальных вопроса:

- 1) что представляет собой базовый объект в структуре данных оптической системы?
- 2) как организовать хранение набора объектов и их взаимного расположения?

Эти вопросы стоят наиболее остро при разработке программного обеспечения для проектирования оптики с последовательным расчетом лучей. В этом случае в структуре данных должны храниться непосредственно объекты, а также должна быть указана их последовательность в каждой конфигурации. В данной статье рассматриваются объекты, которые могут использоваться в качестве базовых. Затем предлагается структура данных для хранения набора разнородных объектов, представляющего собой модель оптической системы, в том числе и многоконфигурационной.

2. Базовый объект для модели оптической системы

2.1 Традиционный подход

Традиционно в программах проектирования оптики оптическая система представляется в виде набора поверхностей. Под поверхностью (рис. 1) понимается совокупность параметров, которую составляют не только геометрические параметры поверхности раздела двух сред (радиус кривизны R , эксцентриситет и другие), но и дополнительная информация: параметры сред до и после поверхности, расстояние до следующей поверхности d , световой диаметр h , повороты и смещения и др.

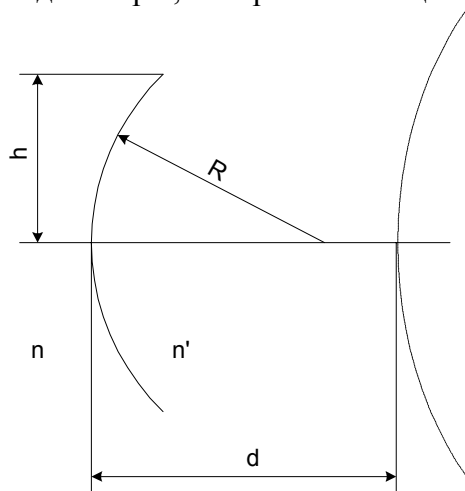


Рис. 1. Понятие «поверхность» в программах проектирования оптики

Как видим, понятие «поверхность» потеряло свой первоначальный смысл. При включении в системы проектирования оптики новых элементов и сред разработчики пытаются подогнать их под это понятие. В результате поверхностью оказывается параксиальный элемент, градиентная среда, атмосфера и другие. Часто это затрудняет освоение и работу пользователя с программой, а также усложняет саму программу и ее развитие программистами.

2.2. Поверхность как базовый объект

При переходе к объектно-ориентированной модели оптической системы наиболее простым и напрашивающимся решением является выбор в качестве базового объекта оптической поверхности (**Surface**). Следуя принципам абстракции и наследования, можно выявить общие атрибуты для каждой оптической поверхности и унаследовать их в объектах-наследниках. Диаграмма наследования, реализованная в обозначениях унифицированного языка моделирования (UML) [4], приведена на рис. 2.

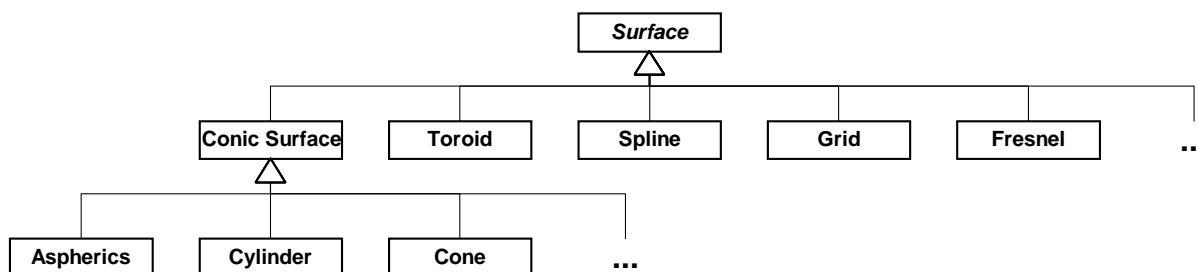


Рис. 2. Диаграмма наследования от базового объекта **Surface**

Упрощенные диаграммы базового объекта **Surface** и объекта-наследника **Conic Surface**, описывающего поверхность второго порядка, представлены на рис. 3.

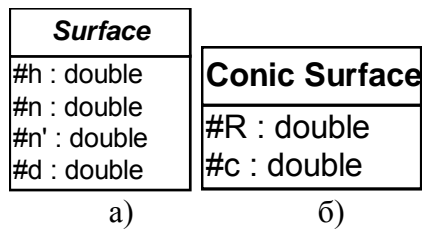


Рис. 3. Диаграммы объектов **Surface** (а) и **Conic Surface** (б)

Это решение существенно упорядочивает структуру данных о поверхностях различных типов. Функциональный интерфейс базового объекта обеспечивает безболезненное внедрение в структуру данных новых типов поверхностей. Однако структура данных с базовым объектом **Поверхность** недостаточно абстрактна для реализации виртуальных оптических элементов, таких как параксиальный элемент. Новые элементы и среды тоже оказываются за пределами модели.

2.3. Деталь как базовый объект

Следующий вариант базового объекта – это оптическая деталь (**Part**). В отличие от других вариантов деталь – наиболее понятный и естественный объект. Аналогично, от базового объекта можно построить иерархию наследования деталей (рис. 4). Упрощенные диаграммы объекта **Part** и его наследника **Lens**, описывающего деталь типа линза, представлены на рис. 5.

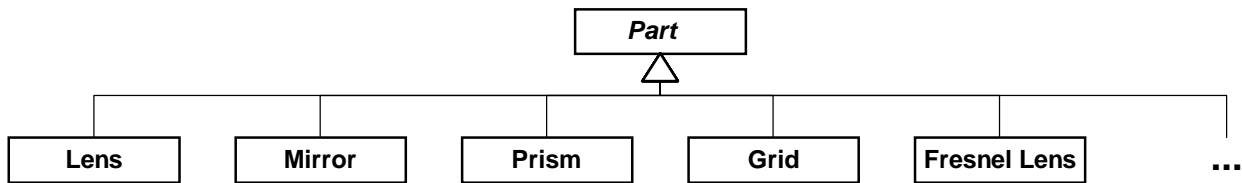


Рис. 4. Диаграмма наследования от базового объекта **Part**

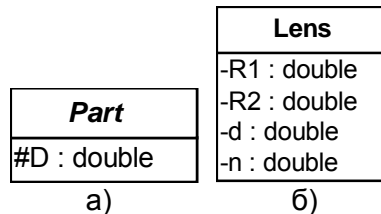


Рис. 5. Диаграммы объектов **Part** (а) и **Conic Surface** (б)

Использование детали как базового объекта отражает структуру оптической системы наиболее адекватно. Виртуальные элементы также могут быть адаптированы к концепции детали. Однако этот вариант далек от идеала. В этом случае описание таких деталей, как склеенная линза или разделитель пучков, приводит к затруднениям. Кроме того, на некоторых этапах проектирования оптической системы (в частности, синтез и оптимизация) работа с деталями в оптическом программном обеспечении неудобна для пользователей.

2.4. Элемент и направляющая

Недостатки рассмотренных вариантов можно преодолеть, если в качестве базовых использовать не один, а два типа объектов: элементы и направляющие. Элемент (**Element**) – это объект, который осуществляет такие преобразования оптического излучения, как преломление и отражение. Элемент также ограничивает пучки. Направляющая (**Guide**) – это объект, который осуществляет перенос оптического излучения в среде.

Также направляющая описывает взаимное положение элементов. Таким образом, модель оптической системы представляет собой набор чередующихся элементов и направляющих. Иерархия наследования для объектов типа **Элемент** представлена на рис. 6. Упрощенные диаграммы объектов **Element** и **Guide** представлены на рис. 7.

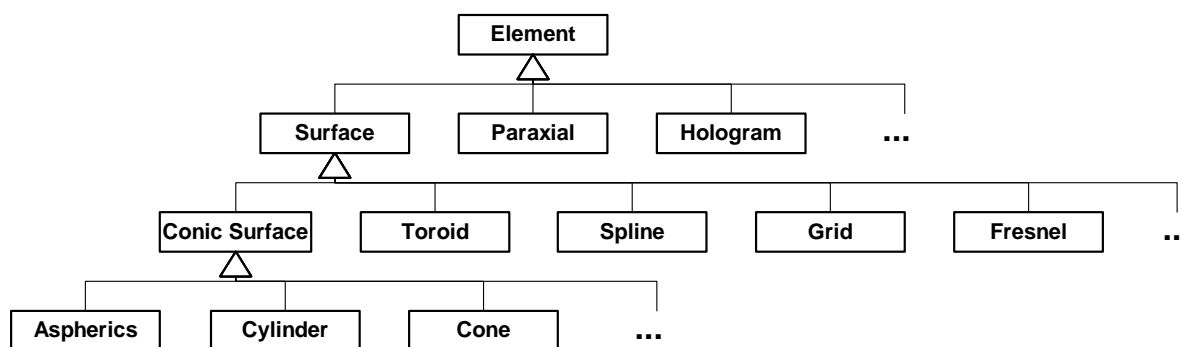


Рис. 6. Диаграмма наследования от базового объекта **Element**

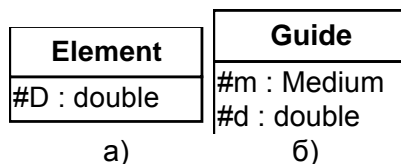


Рис. 7. Диаграммы объектов **Element** (а) и **Guide** (б)

Как видно из иерархии, элемент представляет собой обобщение понятия поверхность. Поверхность, виртуальные элементы, сложные детали сведены к концепции оптического элемента. Направляющая не является наследуемым объектом, но для описания различных сред может использоваться иерархия наследников объекта **Medium**.

Такое представление базовых объектов позволяет моделировать любой оптический компонент. Как показано ниже, этот подход является наиболее гибким и расширяемым и позволяет моделировать многоконфигурационные системы и системы с переменными параметрами.

3. Структура данных для модели оптической системы

3.1. Традиционный подход

В программах проектирования оптики, реализованных на языках Fortran, C, Pascal, структура данных представляет собой набор массивов встроенных типов данных, в которых хранятся параметры поверхностей. Например, центрированная оптическая система, состоящая из поверхностей второго порядка, в такой структуре данных будет представлена следующими массивами [5]:

- R [NS] – массив значений кривизны;
- C [NS] – массив значений эксцентриситета;
- N [NS, NL] – двумерный массив, содержащий показатели преломления на различных длинах волн;
- D [NS-1] – массив расстояний между поверхностями;
- H [NS] – массив световых высот, где NS – количество поверхностей в системе, а NL – количество длин волн.

Достоинство такой структуры данных заключается в простоте и быстром индексированном доступе к любому элементу массива. Среди многочисленных недостатков следует обратить внимание на сложность расширения. Например, описание асферических поверхностей, градиентных сред и других сразу требует дополнительных массивов.

вов. При этом в оптических системах таких поверхностей и сред немного, а память для хранения дополнительных параметров должна быть зарезервирована. В результате структура данных получается нерациональной, с большим количеством «пустых» значений. Использование массивов ограничивает количество поверхностей, которые могут составить оптическую систему. Нетривиально осуществляется вставка новой поверхности в произвольной позиции массива. При использовании же массивов переменного размера требуется трудоемкое синхронное перераспределение всех массивов в памяти.

Простейшей альтернативой, улучшающей структуру данных, является использование массива объектов типа **Поверхность**. Точнее, в массиве хранятся указатели на базовый тип **Surface**, так как массив – гомогенная структура данных. Ряд указанных выше проблем решается, однако оставшиеся недостатки побуждают к поиску альтернативных подходов.

3.2. Связанная структура данных

Одним из альтернативных вариантов является организация связанной структуры данных. В основу связанных структур данных положена простая идея: хранить информацию о последовательности в самом элементе структуры данных. Наиболее универсальной связанной структурой является двусвязный список [6] (далее – просто список). В списках размещаются узлы, которые, кроме значения, хранят указатели на предыдущий и последующий узел. Таким образом, однозначно определяется последовательность элементов. Среди достоинств списка следует отметить, что поддерживается двусторонний обход, вставка и удаление элементов в начало, конец и середину последовательности за постоянное время.

При построении модели оптической системы в узлах списка можно хранить указатель на базовый объект типа **Поверхность** или **Деталь** (рис. 8). Возможна организация чередующегося хранения элементов и направляющих (рис. 9).

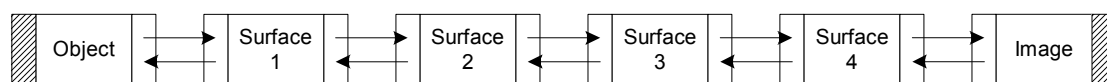


Рис. 8: Список поверхностей

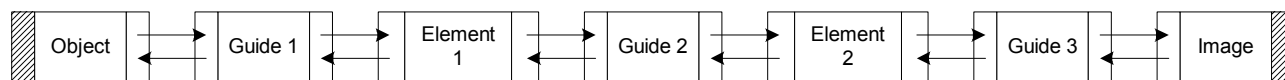


Рис. 9: Список чередующихся элементов и направляющих

При расчете лучей и реализации других алгоритмов легко организуется обход списка от первого до последнего элемента (от предмета до изображения). Возможно использование вспомогательных объектов, реализованных на основе паттернов «итератор» или «посетитель» [7] для обхода в алгоритмах расчета лучей, при отображении оптической схемы и выполнении других операций.

Двусвязные списки имеют одно ограничение. Они позволяют описать только линейную последовательность элементов. Таким образом, многоконфигурационные системы, в которых световые пути могут разветвляться, не могут быть описаны с помощью такой структуры данных. Для описания таких систем следует использовать другие типы связанных структур данных.

3.3. Структура данных на основе графов

При моделировании систем со сложной структурой успешно используется теория графов [8]. Предлагается использовать графы для описания широкого класса оптических систем (многоконфигурационные системы, системы с синтезированной апертурой и любые другие). Оптическую систему можно представить в виде направленного ациклического графа, если использовать базовые объекты элемент и направляющая. Узел графа – это оптический элемент, а ребро графа – это направляющая. На рис. 10 приве-

дена схема многоконфигурационной оптической системы с разделителем пучков (а) и диаграмма ее структуры данных (б).

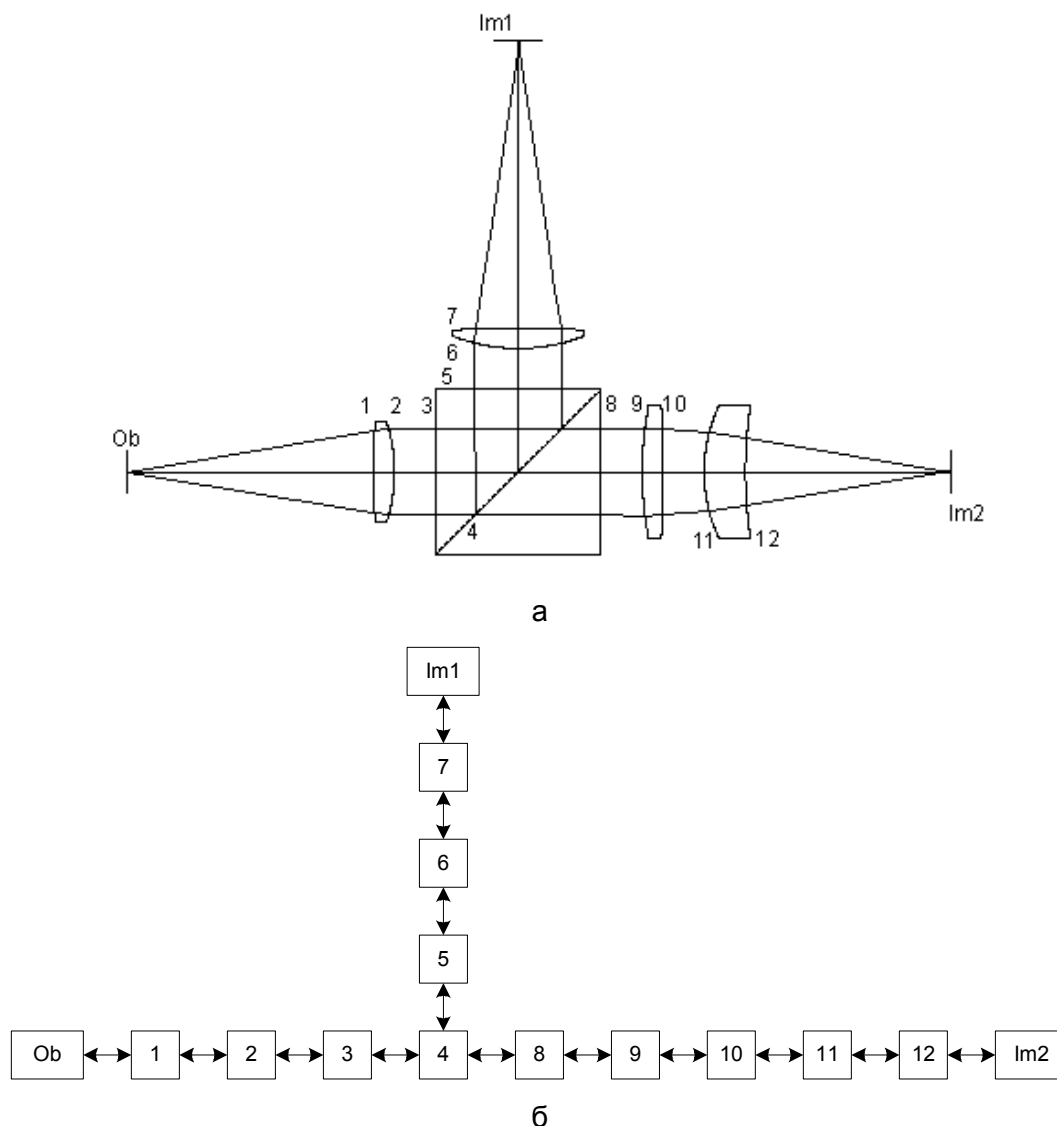


Рис. 10. Схема многоконфигурационной оптической системы с разделителем пучков (а) и диаграмма ее структуры данных (б)

Одним из способов организации хранения данных о расположении и связях узлов графов являются списки смежностей [8]. Этот способ можно применить и здесь с некоторыми модификациями. Последовательность прохождения элементов в рамках одной конфигурации соответствует пути графа. В модели оптической системы рассматриваются не все возможные пути графа, а лишь световые каналы, которые начинаются на элементе типа **Предмет** и заканчиваются на элементе типа **Изображение**. При этом в рамках одной конфигурации между двумя узлами может быть только одна смежность. Таким образом, в структуре данных должны четко отслеживаться смежности между узлами в конкретной конфигурации.

Структура данных об оптической системе, построенная на основе графов, является весьма перспективной. Она позволяет описывать оптические системы сколь угодно сложной конфигурации, может использоваться как для организации последовательного, так и непоследовательного расчета лучей. Она понятна как разработчикам программ, так и ее пользователям.

4. Заключение

Объектно-ориентированный подход позволил найти альтернативы традиционным вариантам. Принципы абстракции и наследования упорядочивают параметры гетерогенных объектов в иерархии. Структура данных, построенная на основе графов, обладает следующими свойствами:

- гибкость и расширяемость;
- близость внутреннего представления внешнему;
- простота реализации и использования.

Такая структура данных может быть легко реализована на одном из объектно-ориентированных языков программирования. При этом и разработчики, и пользователи программы будут работать в рамках единой модели, пригодной для описания произвольной оптической системы. Это очень важно для успеха инструмента проектирования оптики.

В рамках данной работы с использованием представленной структуры данных были решены задачи анализа габаритов и аберраций оптических систем, моделирования и оценки качества оптического изображения. При выполнении научно-исследовательской работы сформирован пакет программ, обладающий следующими возможностями:

- расчет лучей через оптическую систему с произвольным расположением оптических элементов;
- определение реальных световых габаритов оптических систем с использованием системы дифференциалов лучей;
- вычисление различных видов аберраций оптических систем: поперечные, продольные, волновые, полевые, неизопланатизм и др.
- вычисление характеристик качества оптических систем (ФРТ, ФРЛ, ФКЭ, пограничная кривая, ОПФ и др.);
- моделирование формирования изображения объектов произвольной формы при различных условиях освещения.

Литература

1. P. Robb, B. Pawlowski. Computer ray tracing speeds. // Applied optics. 1990. Vol. 29. № 13. P. 1933-1939.
2. B. Stroustrup, The C++ Programming Language. Third Edition, Chapter 3, Addison-Wesley, 1997.
3. G. Booch, Object-Oriented Analysis and Design with Applications. Second Edition, Addison-Wesley, 1994.
4. M. Fowler, K. Scott, UML Distilled. A Brief Guide to the Standard Object Modeling Language. Addison-Wesley, 2000.
5. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем Л.: Машиностроение, 1982.
6. W. Todd, W. Ford, Data structure in C++, Chapter 9, Prentice Hall, 1995.
- A. V. Aho, J. E. Hopcroft, J. Ullman, Data Structures and Algorithms. Chapter 6-7. Addison-Wesley, 1983.
7. E. Gamma, R. Helm, R. Johnson, J. Vlissides, Design Patterns: Elements of Reusable Object-Oriented Software. Chapter 5. Addison-Wesley, 1995.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИНЦИПОВ И РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ ЦВЕТНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ НА МАТРИЧНЫХ ПРИЕМНИКАХ

М.В. Бурсов, В.М. Домненко, А.В. Иванов

В статье обсуждаются особенности моделирования формирования цветного оптического изображения. Строится модель формирования изображения матричным приемником с учетом влияния его геометрических характеристик. Описывается подход к моделированию неизопланатических приборов посредством представления функции рассеяния точки по изопланатическим зонам, выводятся соотношения для зон прямоугольной формы.

Введение

Во многих современных оптических приборах (микроскопы, измерительные приборы, фото-, кино-, теле- и видеотехника и т.д.) для регистрации изображения широко используются полупроводниковые приемники, такие как приборы с зарядовой связью (ПЗС-приемники). Для проведения эффективного проектирования и дальнейшей оптимизации рассматриваемых оптических приборов программные пакеты автоматизированного проектирования должны предоставлять возможность моделирования и анализа качества изображения. В большинстве случаев изображение, формируемое такими приборами, является цветным. Однако существующие методики ориентированы на моделирование монохроматического изображения и не позволяют учитывать особенности матричных приемников.

В последнее время во многих приборах рассматриваемого класса для регистрации изображения используются полупроводниковые приемники, такие как приборы с зарядовой связью (ПЗС-приемники). Сами по себе такие приемники позволяют регистрировать лишь монохроматическое изображение. Однако существует несколько способов получения цветного изображения на их основе. Первый способ заключается в использовании светофильтров, которые в большинстве случаев наносятся непосредственно на светочувствительные площадки матрицы. Комбинации таких фильтров могут быть различными, но обычно используется модель основных цветов RGB (т.е. красного, зеленого и синего). При этом чаще всего на каждые четыре элемента приходится по одному красному, одному синему и по два зеленых светофильтра (так называемый байеровский фильтр, Bayer filter). Второй способ – технология X3, разработанная совсем недавно фирмой Foveon – основывается на том, что фотоны разных длин волн поглощаются в кремнии на разной глубине. Такая матрица не содержит цветных фильтров, но каждый ее элемент является трехслойным и состоит из трех независимых сенсоров, улавливающих три цветные компоненты. Третий подход заключается в использовании трехматричных систем, в которых световой поток разделяется на составляющие с помощью оптической системы (обычно призмной). Каждый из полученных потоков воспринимается своей светочувствительной матрицей ПЗС [2].

В данной работе была поставлена задача моделирования формирования изображения в рассмотренном оптическом приборе и анализа его качества.

Модель формирования цветного изображения

Первым этапом явилась разработка математической модели формирования цветного «воздушного» изображения с учетом влияния aberrаций и спектрального пропускания оптической системы. Существующие модели формирования изображения являются монохроматическими. Используя систему канонических координат, можно построить адекватную модель формирования цветного изображения. Основой такой модели является классическая монохроматическая модель формирования изображения,

учитывающая aberrации, неравномерность пропускания по зрачку и его форму [3]. Согласно ей, при некогерентном освещении распределение интенсивности на плоскости изображения определяется следующим выражением:

$$I'(\eta'_x, \eta'_y) = \left| F^{-1} \left[F \left[I(\eta_x, \eta_y) \right] \cdot F \left[\left| F^{-1} \left[f(\rho_x, \rho_y) \right] \right|^2 \right] \right] \right|^2. \quad (1)$$

На основе представленной монохроматической модели можно построить модель формирования цветного изображения. При этом необходимо вычислить несколько монохроматических изображений на различных длинах волн, используя модель (1), а затем совместить их. Для такого совмещения необходимо добиться того, чтобы шаги на изображении в реальных координатах совпадали для изображений, полученных на разных длинах волн. Это достигается использованием канонических координат. Из определения канонических координат на изображении, используя теорему Котельникова, получаем выражение, определяющее взаимосвязь шагов по изображению и параметров модели:

$$\Delta x' = \frac{\lambda}{D_x \cdot A'}; \quad \Delta y' = \frac{\lambda}{D_y \cdot A'}, \quad (2)$$

где D – моделируемая область зрачковой функции, называемая охватом зрачка. Для достижения равенства шагов на изображении для различных длин необходимо варьировать один из параметров в правой части этого соотношения. Здесь, числовая апертура и длина волны – это неизменные величины. Таким образом, для управления шагом по изображению остается только охват зрачка. Можно выбрать некоторое значение охвата D_0 для длины волны λ_0 , которая выбирается из середины имеющегося набора длин волн. Значения охвата для остальных длин волн могут быть пересчитаны в соответствии со следующим соотношением:

$$D_i = D_0 \cdot \frac{\lambda_i}{\lambda_0}. \quad (3)$$

На рис. 1 приведен пример охватов зрачка при моделировании изображения в международной колориметрической системе RGB.

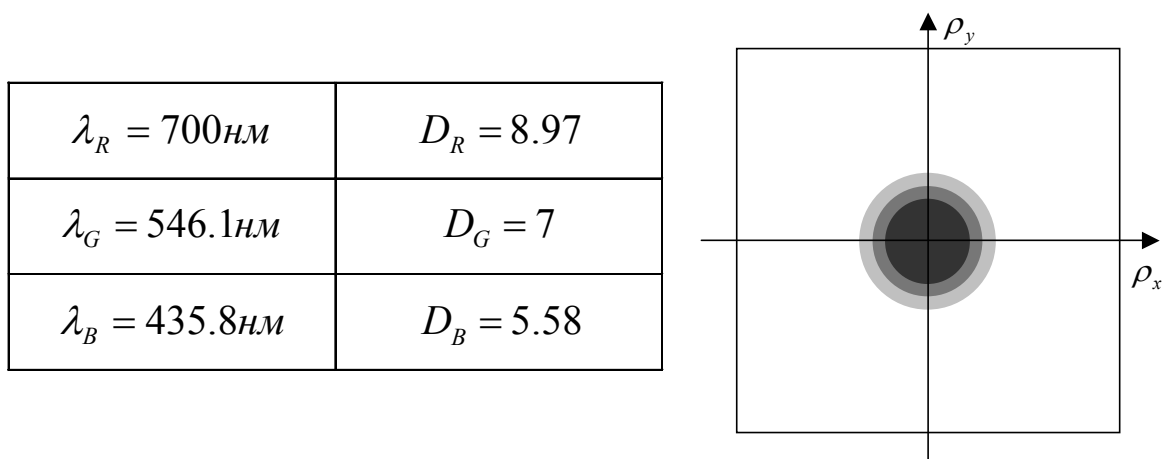


Рис. 1. Величина охвата зрачка для основных длин волн в системе RGB

Модель матричного приемника оптического изображения

Рассмотрим теперь особенности моделирования изображения на матричном ПЗС-приемнике. Первый фактор, который необходимо принимать во внимание при моделировании такого приемника, это его геометрия. Основными здесь являются размеры отдельной ячейки и расстояние между соседними ячейками (или шаг, т.е. расстояние ме-

жду их центрами) (рис. 2). Также следует учитывать, что реальные приемники чувствительны не к излучению на отдельной длине волны, а к определенному диапазону длин волн. Этот диапазон для каждого элемента приемника описывается некоторой кривой, называемой спектральной чувствительностью, максимум которой приходится на требуемую длину волны.



Рис. 2.. Геометрические характеристики ячеек ПЗС-матрицы

Моделирование формирования изображения матричным приемником состоит из нескольких этапов. Первый из них заключается в вычислении передаточной функции приемника [1]. Формирование изображения матричным приемником эквивалентно сканированию объекта прямоугольной диафрагмой с размерами, равными размерам ячейки приемника $a_x \times a_y$. Но при этом приемник «включается» только в определенные моменты времени с некоторой периодичностью, когда координата кратна шагу ячеек матрицы b_x, b_y . Вычисление распределения интенсивности на изображении описывается следующим выражением:

$$I'(x, y) = I(x, y) \otimes h(x, y), \quad (4)$$

где $h(x, y)$ – функция рассеяния точки (ФРТ) матричного приемника, которая, согласно сказанному выше, будет определяться выражением

$$h(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{a_x}, \frac{y}{a_y}\right) \otimes \text{sinc}\left(\frac{\pi x}{b_x}, \frac{\pi y}{b_y}\right). \quad (5)$$

Второй этап – это дискретизация (выборка изображения). Матричный приемник преобразует непрерывный сигнал в дискретный и интегрирует поток в пределах своих площадок. Это можно выразить математически перемножением полученного изображения и функции гребенки отмасштабированной так, чтобы максимумы располагались в центрах ячеек:

$$I'(x, y) = I(x, y) \cdot \text{comb}\left(\frac{x}{b_x}, \frac{y}{b_y}\right). \quad (6)$$

И последнее – это интерполяция изображения, т.е. вырезание одного периода окном, равным шагу ячеек матрицы. По теореме о спектре дискретной функции спектр изображения будет периодическим. В действительности же это не так, и требуется интерполяция изображения, полученного на предыдущем этапе, по теореме Котельникова:

$$I'(x, y) = I(x, y) \otimes \text{sinc}\left(\frac{\pi x}{b_x}, \frac{\pi y}{b_y}\right). \quad (7)$$

Однако при численной реализации требуется получить изображение на матричном приемнике именно в виде выборки, размеры которой соответствуют размерам матрицы. Поэтому достаточно выполнить первые два этапа.

Современные матричные ПЗС-приемники имеют достаточно большие геометрические размеры (диагональ порядка 5–8 мм). Соответственно, такой прибор будет неизопланатическим, что необходимо учитывать при его моделировании. Как известно, модель формирования изображения неизопланатическим прибором представляет собой свертку распределения интенсивности предмета и ФРТ прибора:

$$I'(x', y') = \iint_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) h(x' - x, y' - y) dx dy. \quad (8)$$

Однако в общем случае это выражение несправедливо, и распределение интенсивности на изображении, создаваемом неизопланатическим прибором, можно определить следующим образом [4–6]:

$$I'(x', y') = \iint_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) h(x, y, x' - x, y' - y) dx dy. \quad (9)$$

Это соотношение уже не является сверткой, и его численная реализация не будет эффективной. Из соотношения (9) видно, что функция рассеяния точки в общем случае зависит от четырех переменных. Каждой из точек на предмете может соответствовать изображение, отличное от изображений соседних точек. Оптическую систему обычно можно считать квазиизопланатическим прибором – для некоторых областей предмета она будет формировать изопланатическое изображение. В общем случае изопланатические зоны на предмете могут иметь разные размеры и форму. Каждой из этих областей будет соответствовать своя функция рассеяния точки. Получим выражения для изопланатических зон прямоугольной формы и одинакового размера. ФРТ может быть представлена в виде суммы произведений ФРТ и прямоугольника для отдельных зон предмета:

$$h(x, y, x' - x, y' - y) = h_0(x' - x, y' - y) \cdot \text{rect}\left(\frac{x - x_0}{\Delta x}, \frac{y - y_0}{\Delta y}\right) + \dots \\ \dots + h_n(x' - x, y' - y) \cdot \text{rect}\left(\frac{x - x_n}{\Delta x}, \frac{y - y_n}{\Delta y}\right), \quad (10)$$

где (x_i, y_i) – координаты центра прямоугольной изопланатической зоны, а Δx , Δy – ее размеры (рис. 2).

Подставляя полученное выражение в соотношение (9), получаем:

$$I'(x', y') = \iint_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) \cdot h_0(x' - x, y' - y) \cdot \text{rect}\left(\frac{x - x_0}{\Delta x}, \frac{y - y_0}{\Delta y}\right) dx dy + \dots \\ \dots + \iint_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) \cdot h_n(x' - x, y' - y) \cdot \text{rect}\left(\frac{x - x_n}{\Delta x}, \frac{y - y_n}{\Delta y}\right) dx dy. \quad (11)$$

Можно показать, что изображение будет равно сумме изображений, полученных для всех изопланатических зон оптической системы:

$$I'(x', y') = I'_0(x', y') \cdot \text{rect}\left(\frac{x' - x'_0}{\Delta x'}, \frac{y' - y'_0}{\Delta y'}\right) + \dots + I'_n(x', y') \cdot \text{rect}\left(\frac{x' - x'_n}{\Delta x'}, \frac{y' - y'_n}{\Delta y'}\right). \quad (12)$$

Соотношение (11), описывающее формирование изображения неизопланатическим прибором, в отличие от выражения (9), более пригодно для эффективной численной реализации, но применимо лишь для приборов, имеющих изопланатические зоны прямоугольной формы одинакового размера.

Заключение

В рамках данной работы была разработана методика моделирования формирования цветного изображения, основанная на модели формирования некогерентного изображения. Показаны условия совмещения изображений при равенстве шага в канонических координатах. Предложена методика анализа цветного трехканального изображения. Разработана модель формирования цветного изображения на матричном приемнике с учетом влияния геометрического и спектрального факторов. В работе предложена методика моделирования формирования изображения протяженных объектов с представлением функции рассеяния точки по изопланатическим зонам.

В рамках работы разработан набор алгоритмов и реализующие их исследовательские программные модули для моделирования формирования цветного изображения на матричных приемниках и его последующей визуализации для анализа. Результаты моделирования, полученные с использованием пакета исследовательских программ, созданного на основе этих модулей, представлены в сети Интернет по адресу <http://aco.ifmo.ru/~vdom/pdf/ColorCCDImaging.pdf>.

Разработанный пакет исследовательских программ может использоваться для анализа характеристик качества оптических систем, формирующих цветное изображение дифракционного качества. Этот программный пакет позволяет проводить исследования влияния различных факторов на формирование изображения оптической системой и производить назначение допусков при проектировании оптических приборов. Разработанные программные модули существенно обогатят возможности систем автоматизированного проектирования оптики при анализе современных оптических приборов, формирующих и регистрирующих цветное изображение.

Литература

1. Norman S. Kopeika. A System Engineering Approach to Imaging. Washington.: SPIE Optical Engineering Press, 1998. -706 с.
2. D. Merrill. The Next-Generation Digital Camera. // Optics & Photonics News. 2003. Vol. 14. № 1. P. 26–33.
3. Родионов С.А. Автоматизация проектирования оптических систем. Л. Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1982. 270 с.
4. Родионов С.А. Передача пространственных частот неизопланатическими приборами. // Оптика и спектроскопия. 1972. Т. XXXII. Вып.1. С. 178–183.
5. Родионов С. А. Об изопланатизме в произвольных оптических системах. // Оптика и спектроскопия. 1979 Т.46 Вып.3 С.566–573.
6. Родионов С.А. Фильтрация пространственных частот оптическими системами в случае неизопланатизма. // Оптика и спектроскопия. 1981. Т.50. Вып.6. С.1178–1183.

НЕРАЗРУШАЮЩИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТЕРЕОМЕТРИИ И ВНУТРЕННИХ ДЕФЕКТОВ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА ДЛЯ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ И МИКРОПРОЦЕССОРНОЙ ТЕХНИКИ

К.В. Дукельский, В.Л. Ткалич, В.Н. Фролков, Н.А. Коробейникова

В работе проведен анализ существующих методов неразрушающего контроля основных характеристик оптического волокна. Предложен новый метод исследования стереометрии и структурных дефектов оптического волокна. Осуществлен анализ температурных потерь оптического волокна. Для случая мягко-буферного покрытия из силоксановых эластомеров даны рекомендации по эффективному соотношению диаметров сердцевины и светоотражающей оболочки и оболочек защитного покрытия

Введение

В настоящее время мировое производство оптического волокна (ОВ) составляет более 77 млн.км\год, и производственные мощности постоянно растут.

ОВ широко применяется в современной связи, приборостроении, медицинской технике. Такие свойства ОВ, как высокая широкополосность, отсутствие заземляющих элементов, взрывобезопасность, малая материалоемкость, малые массогабаритные характеристики, отсутствие в составе дорогостоящей меди, позволили им успешно конкурировать и заменять традиционные металлические линии связи. ОВ для линий связи составляет порядка 90% от всех выпускаемых видов оптических волокон. Отсюда следует, что задача разработки неразрушающих бесконтактных оптических методов исследования стереометрии и внутренних структурных дефектов ОВ для элементной базы микроэлектроники и микросенсорной техники является актуальной, что полностью соответствует позиции «Информационно-телекоммуникационные технологии и электроника» перечня «Приоритетные направления развития науки, технологий и техники Российской Федерации», а также позиции «Микросистемная техника» из «Перечня критических технологий Российской Федерации».

Анализ существующих и разработка новых неразрушающих методов исследования характеристик оптического волокна

Комплекс измерений параметров ОВ выполняется в процессе строительства и технической эксплуатации волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) локальных и корпоративных сетей и предназначен для определения состояния кабельной системы и качества функционирования оптических трансиверов активного оборудования, для предупреждения повреждений и накопления статистических данных, используемых при разработке мероприятий по повышению надежности связи.

Так как ОВ нуждается в многократном тестировании, то производитель ОВ должен убедиться в том, что волокно соответствует специфицированным характеристикам. К числу контролируемых в этих тестах параметров относятся:

- диаметр сердцевины,
- диаметр кварцевой оболочки,
- диаметр защитной оболочки,
- числовая апертура,
- затухание,
- профиль показателя преломления,
- дисперсия,
- допустимая растягивающая нагрузка.

Для измерения диаметра отдельных волокон нельзя применять механические методы из-за малости диаметра волокон (25–100 мкм, возможно меньше). Наилучший результат, т.е. максимальную точность измерений, дают только оптические методы [1]. Измерение диаметра проводится путем оптического контроля расстояния между двумя точными роликами, сжимаемыми пружиной, при прохождении между ними волокна. В данном случае используются оптические методы увеличения механических перемещений. Повышение чувствительности достигается путем применения двух параллельных зеркал, одно из которых присоединено к механическому рычагу ролика с пружиной. Изображение источника света после многократных отражений от зеркал проецируется на экран или фотоэлемент. Высокая чувствительность достигается за счет сложения механического и оптического усиления. Точность данного метода ограничена механическими перемещениями, вибрациями, дефектами поверхности роликов. Для измерения диаметра ОВ можно также использовать микропроектор. В таком случае ОВ проходит через тщательно стабилизированные ролики, а изображение волокна увеличивается микропроектором. Диаметр ОВ может измеряться непрерывно, но возможно также измерение через случайные (но достаточно короткие) интервалы времени. Использование фотоэлемента позволяет получить электрические сигналы, связанные с изменением диаметра ОВ. В этом случае фотоэлемент осуществляет обратную связь в системе контроля.

Для исследования поверхности ОВ можно применить оптическую микроскопию [2]. Вследствие того, что глубина резкости микроскопа с большим увеличением ограничена, а поверхность ОВ имеет обычно цилиндрическую форму, в плоскости изображения оказывается только небольшой участок поверхности световода. Однако правильный выбор увеличения и фокусировки при продольном сканировании позволяет исследовать поверхность волокон полностью. Такой метод позволяет выявить и отбраковать волокна, имеющие механические дефекты (царапины). Для волокна с оболочкой интерес представляет исследование поверхности раздела сердцевина – оболочка, именно на ней происходят многократные полные внутренние отражения. Для анализа поверхности раздела материал–серцевина ОВ помещают между двумя покровными стеклами и заполняют пространство между ними жидкостью, показатель преломления которой равен показателю преломления материала оболочки. Оболочка в такой среде перестает играть роль. Торец волокна освещается, а боковая поверхность осматривается через микроскоп. Естественно, что любой дефект границы раздела может легко быть обнаружен визуально. Следует отметить, что граница раздела в стеклянных волокнах со стеклянной оболочкой отличается высоким качеством и имеет большой коэффициент отражения.

Поверхностная структура ОВ хорошо просматривается при использовании электронного микроскопа. Контроль поверхности стекловолокна лучше производить по истечении некоторого времени, дав возможность волокну остыть, а дефектам проявиться в полной мере. Средний размер поверхностных дефектов составляет 30–50 нм в ширину и 5–15 нм в высоту. На таких неоднородностях наблюдается рассеивание света.

Наиболее точным и чувствительным методом исследования поверхности ОВ и определения его диаметра являются методы, использующие интерферометры [2]. Одним из приборов, пригодных для исследования оптоволокна, является микроинтерферометр Линника. Волокно помещают в одну ветвь микроинтерферометра, а эталонную плоскую или цилиндрическую поверхность помещают в другую ветвь – ветвь сравнения. Фронт волны, отраженный от волокна, интерферирует с фронтом волны, отраженным от эталонной поверхности, образуя интерференционную картину, форма которой зависит от взаимного расположения волновых фронтов. Этот метод обеспечивает очень точные измерения диаметра ОВ и структуры поверхности. Использование плоской эталонной поверхности дает большое количество интерференционных полос, что затрудняет анализ картины. Для уменьшения числа полос в ветвь сравнения помещают образцовое волокно известного диаметра. Недостатком системы является то, что из-за боль-

шого увеличения одновременно анализируется лишь небольшой участок волокна в виде полоски.

Для исследования цилиндрической границы раздела между сердцевиной с высоким показателем преломления и оболочкой, показатель преломления которой ниже, волокно погружают в жидкость, которая имеет одинаковый с оболочкой показатель преломления. На микроинтерферометре можно проводить непрерывное исследование длинных стеклянных заготовок. Для этого волокно медленно и равномерно перемещают перед объективом, естественно, исключив вибрации. Подобное протаскивание осуществляет прецизионный привод – намоточник, перематывающий волокно с одного барабана на другой.

Волокна, вытянутые из расплавленного стекла, могут быть неоднородными. К тому же их показатель преломления точно (хотя бы вследствие легирования) будет отличаться от показателя преломления исходного стекла. Изменения показателя преломления вполне характерны для стеклянных световодов и зависят от технологической совместимости материалов сердцевины и оболочки, процесса вытяжки, режима отжига. Очевидно, что большие неоднородности стекла ухудшают механические (максимальное усилие на разрыв) и оптические (рассеяние света) свойства волокон. Если поместить ОВ между скрещенными поляризаторами и пропустить через него коллимированный свет, то будет наблюдаться картина в форме лепестков. Подобные фигуры свидетельствуют об образовании в стеклянном волокне слоев с различными оптическими свойствами, имеющих круговую симметрию относительно оси волокна и показывающих наличие напряжения. Эти напряжения обуславливают большую, чем у исходного стекла, прочность волокна.

Распределения напряжений и неоднородностей ОВ и оболочки наилучшим образом определяются интерференционными методами [2]. Один из приборов, позволяющих проводить подобный анализ, является микроинтерферометр Линника, упомянутый выше. Напряжения в оболочке и сердцевине проявляются в виде искажений на интерференционной картине.

Интерферометр вполне применим и для контроля толщины оболочки. Если поместить часть световода в жидкость с таким же показателем преломления, а часть оставить вне жидкости, то толщину оболочки можно измерить по смещению интерференционной картины при наблюдении световода в воздухе и жидкости.

Плотность укладки ОВ важна как для разрешающей способности прибора в целом, так и для светопропускания волоконной детали (жгута). Плотность укладки измеряется с помощью микроскопа с большим увеличением. Другой способ – пропустить коллиматорный свет через волоконный элемент. Способ особенно эффективен, если учтены френелевские потери на отражение, а жгут имеет непрозрачную оболочку, препятствующую проникновению падающего извне света.

Механические свойства ОВ, такие, как максимальные допустимые нагрузки на изгиб и растяжение, устанавливаются чисто механическими методами [2]: известное внешнее воздействие сообщается ОВ и медленно увеличивается до тех пор, пока световод не будет разрушен. Величина воздействия отслеживается. Распределение напряжения в ОВ легко выявить при помощи интерферометра, наблюдая изменение интерференционной картины при нагрузке изделия.

Для определения показателя преломления ОВ используется следующий метод: волокно погружают в жидкость, показатель преломления которой известен, и освещают монохроматическим светом некоторой длины волны. На конце световода фиксируют микроскоп. Если показатель преломления торца и жидкости равны, изображение торца волокна исчезает. При расфокусированном микроскопе дифракционные кольца не видны. При изменении длины волны может быть получена дисперсионная кривая ОВ. Для достижения равенства показателей преломления ОВ и иммерсионной жидкости исполь-

зуют свойство жидкости менять показатель преломления в зависимости от температуры. Для этого необходимо использовать жидкость с известной зависимостью показателя преломления от температуры. Такой метод применим только для волокна без оболочки, так как он не дает возможности выявить небольшие локальные изменения показателя преломления. Для обнаружения местных изменений показателя преломления можно использовать многолучевой интерференционный микроскоп. ОВ с оболочкой погружают в жидкость с известным показателем преломления. Иммерсионная жидкость должна иметь кривую дисперсии, пересекающую кривую дисперсии образца в среднем участке видимого спектра. Образец и соответствующую иммерсионную жидкость помещают между двумя параллельными пластинами интерферометра Фабри–Перо. Затем интерферометр освещают белым светом через коллиматор; для проецирования изображения образца на щель спектрографа удобно использовать микроскоп. Таким образом, появляется возможность наблюдать полосы равного хроматического порядка от лучей, проходящих через жидкость и образец. Очевидно, что эти полосы у границы образца будут смещены для длин волн, при которых показатели преломления жидкости и образца различны. Смещение полос не наблюдается только для некоторой длины волны, при которой показатели преломления обеих сред равны. Измерение температуры иммерсионной жидкости для большей точности проводится термомпарой.

Для определения нулевой точки, т.е. длины волны, при которой показатели преломления образца и жидкости равны, авторами предложен метод, использующий температурные изменения показателя преломления в различных участках спектра [1]. Если кривые дисперсии жидкости при различных температурах известны, то можно вычертить кривую дисперсии образца. Метод является достаточно точным: возможно определить 4–5-й знак после запятой в значении показателя преломления монолитного микроскопического образца. Точность определения температуры жидкости должна составлять десятые или сотые доли градуса, что вполне возможно при использовании электронных датчиков температур. Для максимально точного определения температуры жидкости можно применять медно-константановую термопару. Спай термопары погружают в жидкость у края исследуемого образца. Аналогичным образом можно проверять не только стеклянные и кварцевые волокна (которые при качественном изготовлении не имеют неоднородностей, поддающихся измерению), но и синтетические волокна, неоднородность которых бывает сравнительно высока.

Для определения фотометрической эффективности волокон необходимо знать общий передаваемый световой поток и угловое распределение выходящего светового потока в зависимости от параметров светового потока на входе световода. Спектральное пропускание отдельных волокон измеряется на микрофотометре. За выходной щелью монохроматора помещается объектив микроскопа, дающего изображение линз коллиматора на круглой диафрагме, диаметр которой меньше диаметра волокна. Волокно располагается за диафрагмой так, чтобы оно принимало весь световой поток, проходящий через диафрагму. Весь световой поток, выходящий из волокна, попадает на фотоумножитель. Энергия падающего потока измеряется следующим образом: фотоумножитель ставится вплотную к щели на место волокна. Доля общего потока, выходящая из волокна в пределах телесного угла наблюдения, измеряется с помощью фотоумножителя, на который проецируется изображение выходного торца волокна. Сигнал фотоумножителя определяет величину светового потока, выходящего из световода. Направление света на входе и телесного угла наблюдения на выходе можно изменять, поворачивая, таким образом, полную картину светопропускания световода при различной геометрии. Светопропускание высококачественного ОВ не должно изменяться при изменении угла конуса света. Данный метод вполне пригоден для измерения светопропускания как волокон большого диаметра, так и маленьких волокон. Однако из-за применения диафрагмы, диаметр которой меньше диаметра волокна, применение данного

метода для измерения светопропускания маленьких волокон затруднительно. Для обеспечения светопропускания (или поглощения) волокон малого диаметра можно сделать следующее: входной конец волокна жестко закрепляется по отношению к источнику освещения и отмечают показания принимающего фотоэлемента при двух волокнах разной длины. Поглощение потока вдоль волокна носит экспоненциальный характер. Взяв отношение потоков при разных длинах волокна, логарифмированием выражают показатель поглощения. Метод достаточно точен, но для исключения ошибки при отсчете длины волокна необходимо полировать выходной торец волокна, не нарушая установки входного конца на спектрофотометре.

Существующие технологии изготовления ОВ обеспечивают высокое пропускание света. Потери света необходимо учитывать в длинных (десятки, сотни метров и более) волокнах. Такие потери обусловлены неоднородностями, пузырьками и микровключениями в сердцевине и оболочке ОВ. В длинных световодах количество дефектов велико даже при малой линейной плотности дефектов. Однако при передаче изображения волокна обычно не имеют большой длины, и количество дефектов в них, а также потери на дефектах, малы.

Анализ температурных потерь в оптическом волокне

Вопрос сведения к минимуму температурных потерь в волоконных световодах широко освещен в научных публикациях, но не теряет своей актуальности в связи с разработкой новых материалов для защитных покрытий и постоянным совершенствованием конструкций [4]. Выбор исходных материалов, типа конструкции и оптимизация геометрических характеристик ее элементов позволяют устранить действие термически наведенных напряжений, вызывающих появление микроизгибов и рост оптических потерь. Высокой термической устойчивостью отличается конструкция с мягкобуферной структурой защитного покрытия. Для нее применительно к случаю мягкобуферного покрытия из силоксановых эластомеров даны рекомендации по эффективному соотношению диаметров сердцевины и светотражающей оболочки [5] и оболочек защитного покрытия [6, 7]. Метод направленного изменения свойств силоксановых эластомеров обеспечивает широкий диапазон рабочих температур: от $-120\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+250\text{ }^{\circ}\text{C}$ [8].

Для другого широко распространенного типа мягкобуферного покрытия, в качестве которого используются эпоксиакрилаты, вопрос усиления термической устойчивости световодов путем изменения конструктивных параметров решен в меньшей степени, что при отсутствии систематизированных данных затрудняет прогнозирование работоспособности световодов этой модификации.

Исследовалось влияние структурно-геометрических характеристик защитного покрытия на температурную зависимость оптических потерь в многомодовых кварцевых волоконных световодах с профилем показателя преломления, близким к параболическому. Первичное покрытие из УФ-отверждаемого эпоксиакрилата имеет одно- или двухслойную структуру. Вторичное покрытие из полиамида ПА12 наносится методом экструзии. Световоды должны иметь размеры диаметров сердцевины и светотражающей оболочки первичного и вторичного покрытий, соответственно, 35 и 50; 125; 230–270; 330–500 мкм. Физические характеристики материалов приведены в табл. 1.

Зависимости дополнительных оптических потерь при действии на световод изменяющейся температуры окружающей среды измерялись на образцах километровой длины, намотанных на пластмассовые катушки диаметром 200 мм с поролоновыми прокладками при натяжении 0,3 Н без пережестов и провисаний. Образцы помещались в климатическую камеру типа «Feutron» модели 3524\58 с рабочим диапазоном изменения температуры от $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Заданное значение температуры выдерживалось с точностью $\pm 1\text{ }^{\circ}\text{C}$ при скорости изменения температуры в режиме охлаждения и нагре-

вания 1 град\мин. Дополнительные потери измерялись методом обратного рассеяния с помощью измерителя затухания AQ-1702 «Ando» на длине волны $\lambda=850$ нм с точностью 0,2 дБ\км.

Элемент конструкции	Материал	Модуль Юнга E, ГН\м ²				Источник данных
		+20°C	-20°C	-40°C	-60°C	
Первичное покрытие	ЭАС-655	0,007	1	2,5	4,1	17
	De Soto 131	0,03	0,48	0,69	1,5	
	De Soto 030	0,012	0,54	1,37	2,07	
	De Soto 042	0,5	0,945	1,365	1,745	
Вторичное покрытие	ПА 12	1,3	1,5	1,55	1,7	18

Таблица 1. Физические характеристики материалов покрытий световода

Прирост затухания при низких температурах в световодах с мягкобуферной структурой защитного покрытия определяется, главным образом, термоупругими и геометрическими характеристиками вторичной оболочки [9, 10]. Однако роль первичного покрытия возрастает в случае конструкции с мягкобуферной оболочкой из эпоксиакрилатов. Авторами данной работы экспериментально было установлено, что при понижении температуры модуль упругости эпоксиакрилатов существенно возрастает и при (-40)–(-60)°С достигает значений модуля Юнга материала вторичного покрытия (см. табл. 1). Для оценки влияния этого фактора на величину дополнительных потерь использовалось соотношение [11]:

$$\Delta\alpha = C \left[\frac{k_g E_e}{E_f} \right]^{3,2}, \quad (1)$$

где E_e – модуль Юнга материала первичного покрытия; E_f – модуль Юнга кварца; k_g – безразмерная постоянная порядка единицы; C – коэффициент пропорциональности. Коэффициент пропорциональности C зависит от радиусов сердцевины и оболочки световода, относительного показателя преломления и параметров микроизгиба. Для исследованного световода он равен 37.2 в предположении одной микронеровности.

Полученные авторами результаты расчетов по формуле (1) после подстановки температурных характеристик модулей упругости материалов покрытий приведены на рис.1. В области низких температур от -40 до -50 °С они совпадают с экспериментально полученными значениями затухания. В диапазоне от +20 до -40 °С сравнить расчетные и экспериментальные данные не представляется возможным, так как уровень потерь, обусловленный температурным изменением упругих свойств материала покрытия, существенно ниже точности измерений на данной аппаратной базе. Оценка прироста затухания ($\Delta\alpha$), выполненная по формуле (1), показывает, что низкотемпературные потери определяются динамикой роста модуля Юнга материалов первичных покрытий и для их уменьшения необходимо использование материалов с возможно меньшим значением модуля упругости до 1–1,5 ГН\м² при -50 °С.

Снизить потери при низких температурах можно путем оптимизации толщины первичного покрытия [7]. На рис. 2 представлена зависимость дополнительных оптических потерь $\Delta\alpha$ от толщины буферного слоя d в световодах с первичным покрытием, охлажденных до -50 °С. Наибольший прирост потерь наблюдался в случае одно-

слоистого покрытия. Для покрытия из ЭАС-655, толщиной 20 мкм он составил $\Delta\alpha=0,9$ дБ/км и снизился до 0,5 дБ/км за счет увеличения толщины до 50–55 мкм.

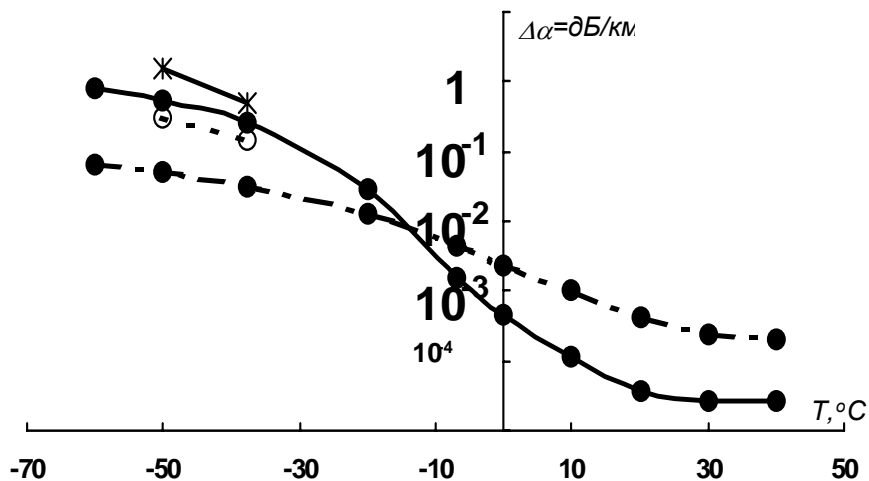


Рис. 1. Теоретические и экспериментальные значения температурных потерь в световодах с первичными покрытиями из эпоксиакрилатов

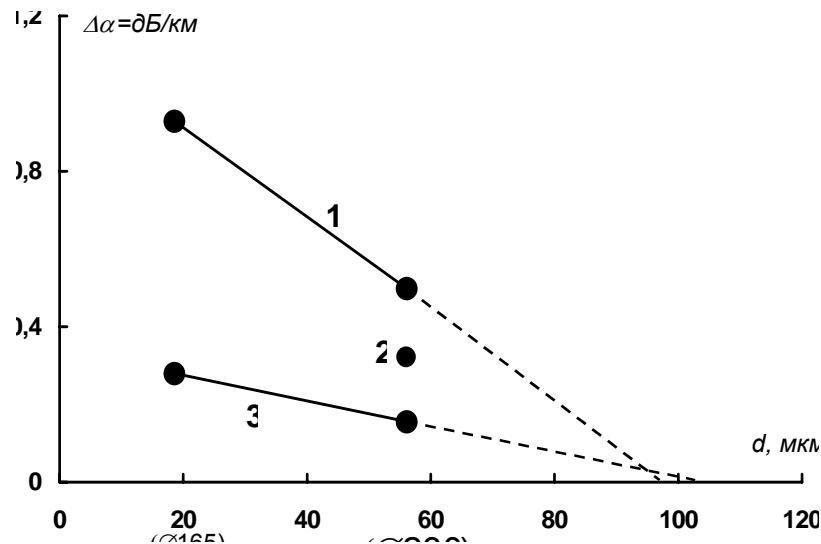


Рис. 2. Зависимость дополнительных оптических потерь от толщины буферного слоя в световодах с первичными покрытиями, охлажденных до -50 °C: 1 – ЭАС-655; 2, 3 – De Soto 030/042.

Испытание двухслойной конструкции с покрытием из De Soto 030/42 (табл. 1) с толщиной защитного слоя 15 мкм при неизменной толщине буфера 55 мкм на стойкость к действию низкой температуры не только не ухудшило уровня потерь, но и показало его снижение (рис. 1, кривые 2, 3) до 0,3 дБ/км, что делает такую конструкцию более предпочтительной по сравнению с однослойной.

Аппроксимируя прямые (рис. 2, кривые 1, 3) до пересечения с осью абсцисс, можно получить толщину буфера, при которой его вклад в температурные потери перестанет сказываться. С учетом поля погрешности эта величина составляет $d \approx 100$ мкм.

Исследование световодов с первичным покрытием показало, что оптимальной в плане стойкости к воздействию низких температур является двухслойная конструкция с мягкобуферным слоем толщиной 55 мкм и выше и диаметром сердцевины 35 мкм. Однако стандарт предусматривает диаметр сердцевины 50 мкм, что обеспечивает эф-

фективное соединение световодов на разъёмных и сварных узлах, поэтому переход к слою 35 мкм целесообразен лишь в задачах, не требующих применения протяженных линий связи [5].

На практике использование световодов только в первичном покрытии не удовлетворяет требованиям прочности и защиты от боковых сдавливающих нагрузок, для чего необходимо изготовление модулей (световодов в жесткой защитной оболочке) и обеспечение их термической стойкости. Полученные результаты показали, что вклад первичного покрытия в общий уровень низкотемпературных потерь не превышает 1 дБ·км, и сохранение его в модулях явилось бы критерием работоспособности конструкций.

Заключение

В ходе выполнения исследований были получены следующие результаты.

1. Разработан неразрушающий метод контроля ОВ, при помощи которого были исследованы качественные характеристики ОВ (затухание, ширина полосы пропускания, прочность и др.).
2. Разработана оригинальная методика оценки температурных потерь ОВ.
3. Установлено, что уменьшение диаметра сердцевины с 50 до 35 мкм является резервом для снижения оптических потерь при низких температурах для линий протяженностью порядка строительных длин.

Литература

1. Дукельский К.В. Разработка специальных типов оптических волокон для нетрадиционных областей использования. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук. СПб, СПб ГУ ИТМО, 2003, 20 с.
2. Гатчин Ю.А., Коробейников А.Г., Ткалич В.Л. Контроль качества оптического волокна. / Сборник научных статей / Под ред. д.т.н., проф. Ю.А. Гатчина и д.т.н., проф. В.Л. Ткалич. Диагностика и функциональный контроль качества оптических материалов. СПб: СПб ГУ ИТМО, 2004. 235 с. С.17–24
3. Ткалич В.Л. Оптический метод исследования и контроля напряженно – деформированных состояний упругих чувствительных элементов микроэлектроники и систем управления / Сборник научных статей / Под ред. д.т.н., проф. Ю.А. Гатчина и д.т.н., проф. В.Л. Ткалич. СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2002. 147 с. Оптические методы исследования дефектов и дефектообразования элементной базы микроэлектроники и микросенсорной техники. С.18–32
4. Коробейников А.Г., Ткалич В.Л. Анализ температурных потерь в оптическом волокне./ Сборник научных статей / Под ред. д.т.н., проф. Ю.А. Гатчина и д.т.н., проф. В.Л. Ткалич. Диагностика и функциональный контроль качества оптических материалов. СПб: СПб ГУ ИТМО, 2004. 235 с. С.10 – 16.
5. Gardner W.B., Nagel S.R. // The Bell Syst. Tech. J. 1981. Vol. 60. №6. P.859.
6. Новохатко С.М. // Электротехническая промышленность. Кабельная техника. 1984. №12. С.6.
7. Katsuyama Y., Mitsunaga Y., Ishida Y. // Appl. Optics. 1980. Vol. 19. № 24. P. 1200
8. Алексеева Е.И., Гусев А.И., Милявский Ю.С. и др. // Высокомолекулярные соединения. 1986. № 6. С.415.
9. Мурадян А.Г., Гольдфарб И.С., Иноземцев В.П. Оптические кабели многоканальных линий связи. М.: Радио и связь, 1987.
10. Абрамов А.А., Бубнов М.М., Вечканов Н.Н. и др. Волоконная оптика. М.: Наука, 1987. 72 с.

АНИЗОТРОПИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ЦЕНТРОВ В ЭРБИЕВЫХ СТЕКЛАХ ДЛЯ УСИЛИТЕЛЕЙ

Н.В. Никонов, А.К. Пржевуцкий, А.С. Рохмин, А.М. Ульященко

Обнаружена частичная поляризация люминесценции в лазерных фосфатных и силикатных стеклах, активированных эрбием, для основного лазерного перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ($\lambda=1.55$ мкм) при возбуждении линейно поляризованным лазерным светом (532 нм, 790–990 нм). Форма спектра поляризованной люминесценции зависит от длины волны возбуждающего света и состава матрицы стекла. Степень поляризации зависит как от спектрального диапазона возбуждения, так и от спектрального диапазона регистрации, достигая максимального значения $\sim 1\%$. Исследована концентрационная зависимость степени деполаризации.

Введение

Ввиду неупорядоченности структуры стекла редкоземельные активаторные центры в нем не обладают симметрией и, следовательно, поглощают и испускают свет анизотропно. Эта анизотропия должна приводить к явлению «поляризованной люминесценции» (ПЛ) стекол [1], а именно, к появлению частичной поляризации спектров люминесценции при ее возбуждении линейно поляризованным светом. Подобное явление наблюдалось для стекол, активированных ионами Pr^{3+} , Nd^{3+} , Eu^{3+} , Tb^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} [2-4]. Особенно подробно оно было исследовано для стекол, активированных ионами Eu^{3+} [2-3], которые наиболее удобны для его наблюдения.

В случае эрбиевых стекол, являющихся весьма актуальным материалом для современной квантовой электроники, сообщалось лишь о наблюдении поляризации штарковских компонент полосы люминесценции 545 нм, соответствующей переходу ${}^4S_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ при возбуждении образцов в области перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^2G_{9/2}$ (366 нм) [3]. Вместе с тем имеются многочисленные данные по использованию волоконных эрбиевых усилителей [5, 6], которые говорят об анизотропии излучения на основном лазерном переходе ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ и, следовательно, о возможности наблюдения эффекта ПЛ на этом переходе. Так, например, в волоконных эрбиевых усилителях на основном лазерном переходе ($\lambda=1.55$ мкм) наблюдается эффект «выжигания поляризационных провалов» и эффект «поляризационно-зависимого усиления» [7].

Исследование ПЛ на основном лазерном переходе представляет собой актуальную задачу для разработки волоконных эрбиевых усилителей света, поскольку может влиять на отношение сигнал/шум и приводить к уменьшению коэффициента усиления. В настоящей работе сообщается о наблюдении эффекта ПЛ в объемных образцах эрбиевых силикатных и фосфатных стекол для основного лазерного перехода.

Методика эксперимента

Оптимальные условия наблюдения ПЛ подразумевают использование узких спектральных интервалов как для возбуждения, так и для регистрации люминесценции. Поэтому люминесценция анализировалась монохроматором (модель Acton-300, Acton Research Corporation), а для ее возбуждения использовалось лазерное излучение (рис. 1). В роли источников возбуждения применялись два лазера: (1) неодимовый лазер с удвоением частоты ($\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм) (модель Millenia-Xs, Spectra Physics) и (2) титан-сапфировый лазер (модель 3900S, Spectra Physics), который перестраивался в диапазоне $\lambda_{\text{возб}} = 790-1000$ нм. Оба лазера работали в непрерывном режиме. Чтобы иметь возможность менять направление линейной поляризации возбуждающего света, излучение лазера пропускалось сначала через кристалл LiNbO_3 , а затем через призму Глана.

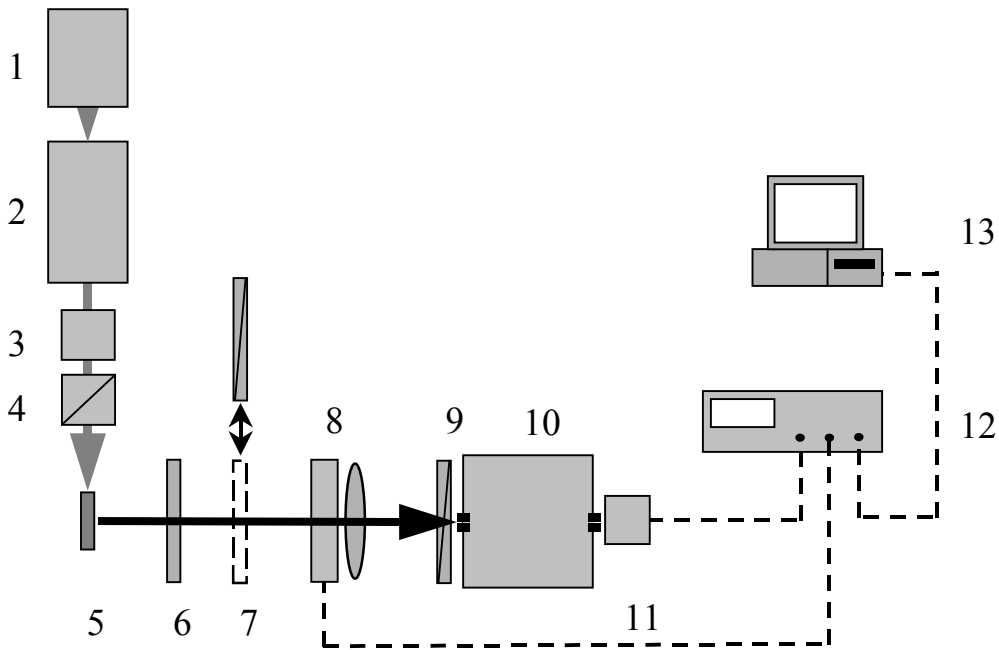


Рис. 1. Экспериментальная установка: (1) – неодимовый лазер ($\lambda = 532$ нм), (2) – титан-сапфировый лазер ($\lambda = 790 - 1000$ нм), (3) – кристалл LiNbO_3 , (4) – призма Глана, (5) – образец, (6) – инфракрасный фильтр, (7, 9) – пленочный поляризатор, (8) – вращающаяся пластинка из слюды $\lambda/2$, (10) – монохроматор, (11) – InGaAs-приемник, (12) – цифровой синхронный усилитель, (13) – компьютер.

Наблюдение сигнала люминесценции производилось в направлении, перпендикулярном к направлению возбуждающего света. Для повышения чувствительности установки использовалась модуляционная методика.

В качестве модулятора сигнала люминесценции использовалась вращающаяся пластинка из слюды $\lambda/2$ и пленочный поляризатор. Интенсивность света люминесценции, прошедшего через такую комбинацию оптических элементов, оказывалась промодулированной на учетверенной частоте вращения пластинки $\lambda/2$. Причем амплитуда модуляции была пропорциональна величине

$$\Delta I(\lambda) = I_{\parallel}(\lambda) - I_{\perp}(\lambda), \quad (1)$$

где $I_{\parallel}(\lambda)$ – интенсивность света люминесценции, поляризованного параллельно поляризации возбуждающего света, а $I_{\perp}(\lambda)$ – интенсивность света люминесценции, поляризованного перпендикулярно поляризации возбуждающего света. На выходной щели монохроматора сигнал регистрировался ИК приемником InGaAs (модель ID-441, Acton Research Corporation).

Для улучшения отношения сигнал/шум использовалась система синхронного детектирования, реализованная на основе цифрового синхронного усилителя (модель SR850, Stanford Research Inc.). При этом для получения опорного сигнала использовался светодиод, фиксирующий вращение пластинки $\lambda/2$. Результирующий протектированный сигнал обрабатывался компьютером и представлялся как функция длины волны света люминесценции – дифференциальный спектр $\Delta I(\lambda)$.

Для оценок степени поляризации необходимо было измерить сигнал, пропорциональный сумме $I_{\parallel}(\lambda) + I_{\perp}(\lambda)$. Для этого перед пластинкой $\lambda/2$ располагался пленочный поляризатор и снимались показания величины протектированного сигнала – I . Полагалось, что

$$I_{\parallel}(\lambda) + I_{\perp}(\lambda) = 2IT, \quad (2)$$

где T - максимальное пропускание поляризованного света поляридом.

Для разделения люминесценции и возбуждающего света после образца располагался фильтр ИКС-6. Спектральная чувствительность установки была проградуирована с помощью ленточной лампы.

Исследовались фосфатные и силикатные стекла с содержанием Er_2O_3 , изменяющимся в диапазоне 0.1–0.8 мол %. Образцы представляли собой полированные пластинки, у которых были отполированы 4 грани, для предотвращения деполяризации как возбуждающего света, так и света люминесценции. Толщина пластинок выбиралась так, чтобы уменьшить реабсорбцию света люминесценции.

Результаты и обсуждение

Обнаружена частичная поляризация штарковской структуры полосы ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в спектрах люминесценции как силикатных, так и фосфатных стекол при возбуждении образцов линейно поляризованным светом с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости, содержащей направление возбуждения и направление наблюдения.

Во всех случаях контуры дифференциальных спектров $\Delta I(\lambda)$ существенно отличались от «обычного» контура люминесценции, наблюдаемого при неполяризованном возбуждении (рис. 2–5). При этом форма контура дифференциального спектра $\Delta I(\lambda)$ зависела от длины волны возбуждающего лазерного света, в частности, менялась при сканировании в диапазонах $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм, $\lambda_{\text{возб}} = 790\text{--}813$ нм и $\lambda_{\text{возб}} = 960\text{--}990$ нм, что соответствует оптическим переходам в области полос поглощения ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^2H_{11/2}$, ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ и ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ (рис. 3–5). Таким образом, степень поляризации зависела как от длины волны возбуждающего света - $\lambda_{\text{возб}}$, так и света люминесценции - $\lambda_{\text{люм}}$.

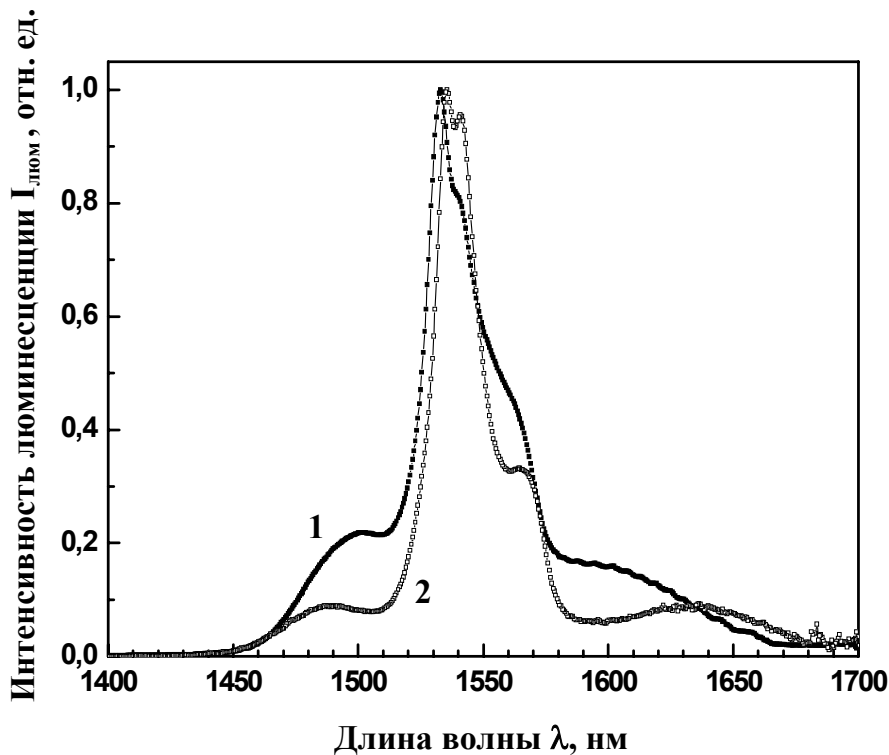


Рис. 2 Спектры люминесценции Er^{3+} для фосфатного (1) и силикатного (2) стекла.

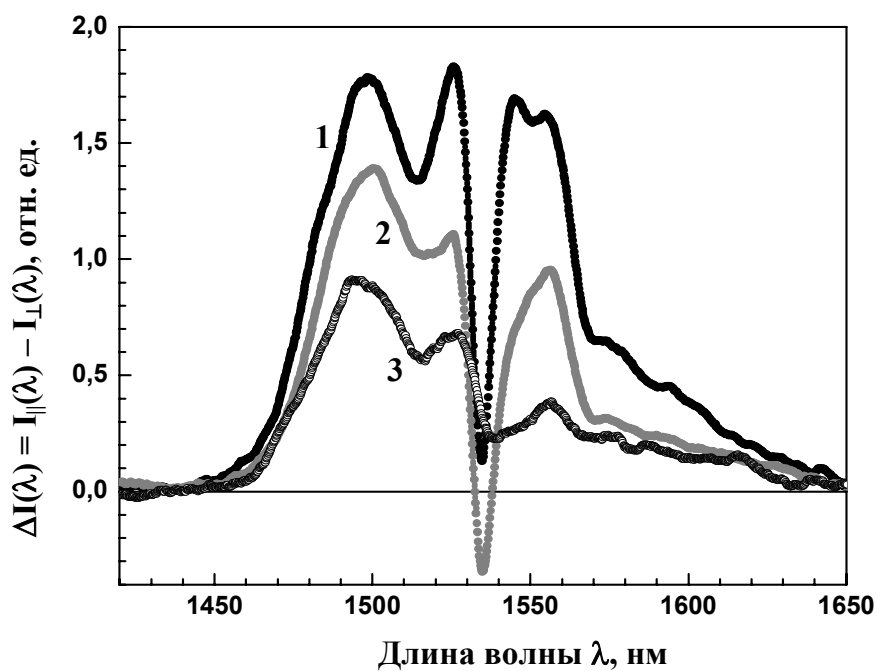


Рис. 3 Дифференциальные спектры поляризованной люминесценции Er^{3+} ($\text{Er}_2\text{O}_3 = 0.1$ мол. %) в фосфатном стекле, полученные при возбуждении в разные участки полосы поглощения (переход $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$): $\lambda_{\text{возб}} = 975$ нм (кривая 1), 980 нм (2) и 985 нм (3).

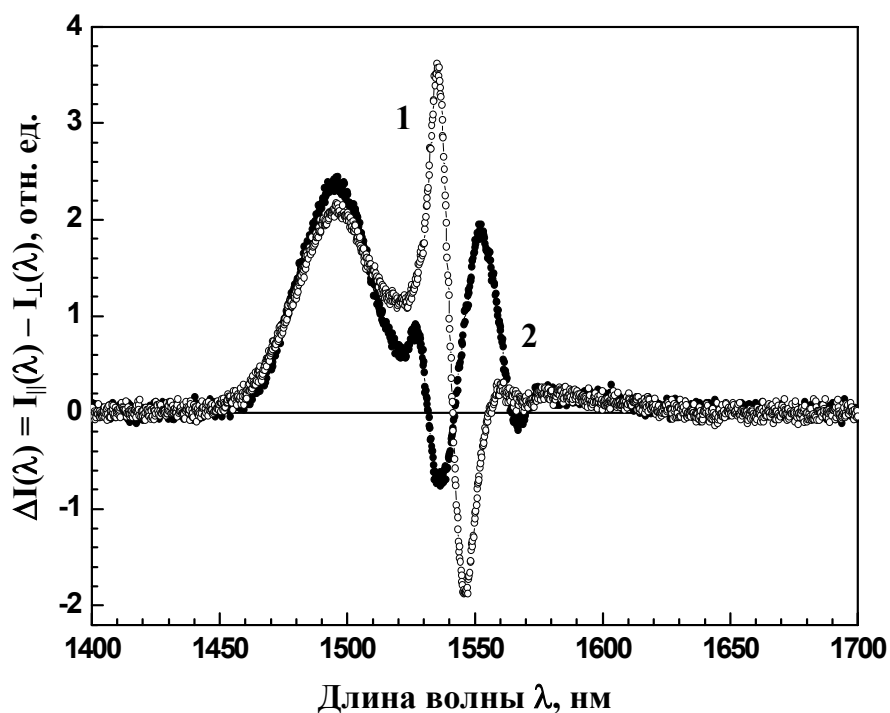


Рис. 4. Дифференциальные спектры поляризованной люминесценции Er^{3+} ($\text{Er}_2\text{O}_3 = 0.1$ мол. %) для силикатного (1) и фосфатного (2) стекол, полученные при возбуждении $\lambda_{\text{возб}} = 800$ нм.

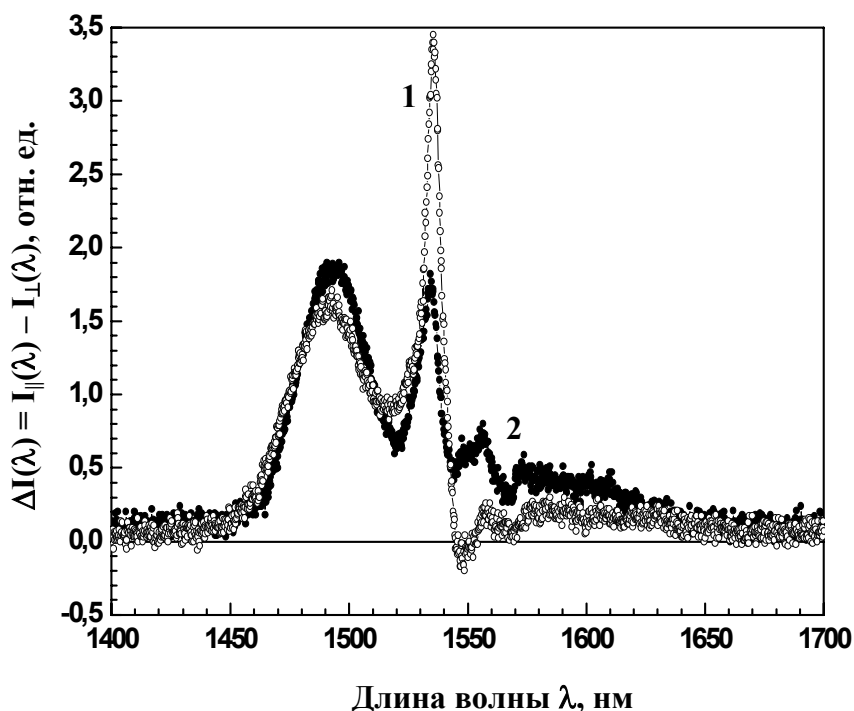


Рис. 5. Дифференциальные спектры поляризованной люминесценции Er^{3+} ($\text{Er}_2\text{O}_3 = 0.1$ мол.%) для силикатного (1) и фосфатного (2) стекол, полученные при возбуждении $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм.

Такая зависимость является характерной особенностью ПЛ стекол, активированных редкоземельными ионами [3], и служит доказательством того, что в наших экспериментах мы имели дело именно с этим эффектом. Тем не менее, ввиду малой величины наблюдаемых эффектов был проведен следующий проверочный эксперимент.

При изменении поляризации возбуждающего света на поляризацию, при которой электрический вектор был параллелен направлению наблюдения, сигнал $\Delta I(\lambda)$ уменьшался на полтора порядка и становился сопоставимым с погрешностью установки, которая возникала из-за угловой апертуры пучка света люминесценции и неточностей настройки (рис. 6).

Все описанные свойства ПЛ эрбиевых стекол естественно объясняются с помощью модели, предложенной в [3], суть которой состоит в следующем.

Ввиду неупорядоченной структуры стекла эрбиевые центры не обладают симметрией, и вырождение их энергетических уровней снято настолько, насколько это возможно в отсутствии магнитного поля. А именно, так как число электронов на $4f$ – оболочке нечетно (11), каждый уровень представляет собой дважды вырожденный крамерсов дублет. Для несимметричного оптического центра анизотропия поглощения или испускания света, соответствующая переходу между парой крамерсовых уровней, описывается эллипсоидом, на форму которого не наложено никаких ограничений. Степень поляризации люминесценции при поляризованном возбуждении определяется взаимной угловой ориентацией пары таких эллипсоидов. Первый эллипсоид описывает анизотропию поглощения света отдельной компонентой штарковской структуры спектра поглощения, а второй – анизотропию испускания света штарковской компонентой спектра люминесценции. Эта модель является сильно упрощенной. Наблюдаемую экспериментально степень поляризации уменьшают следующие факторы.

а) В случае эрбиевых стекол как в спектре поглощения, так и в спектре люминесценции отдельные штарковские компоненты настолько сильно уширены, что их контуры

ры всегда перекрываются. Поэтому даже в случае лазерного возбуждения поглощение и излучение света описываются несколькими парами оптических осцилляторов, а не одной. Экспериментально измеряемая степень поляризации представляет собой результат усреднения.

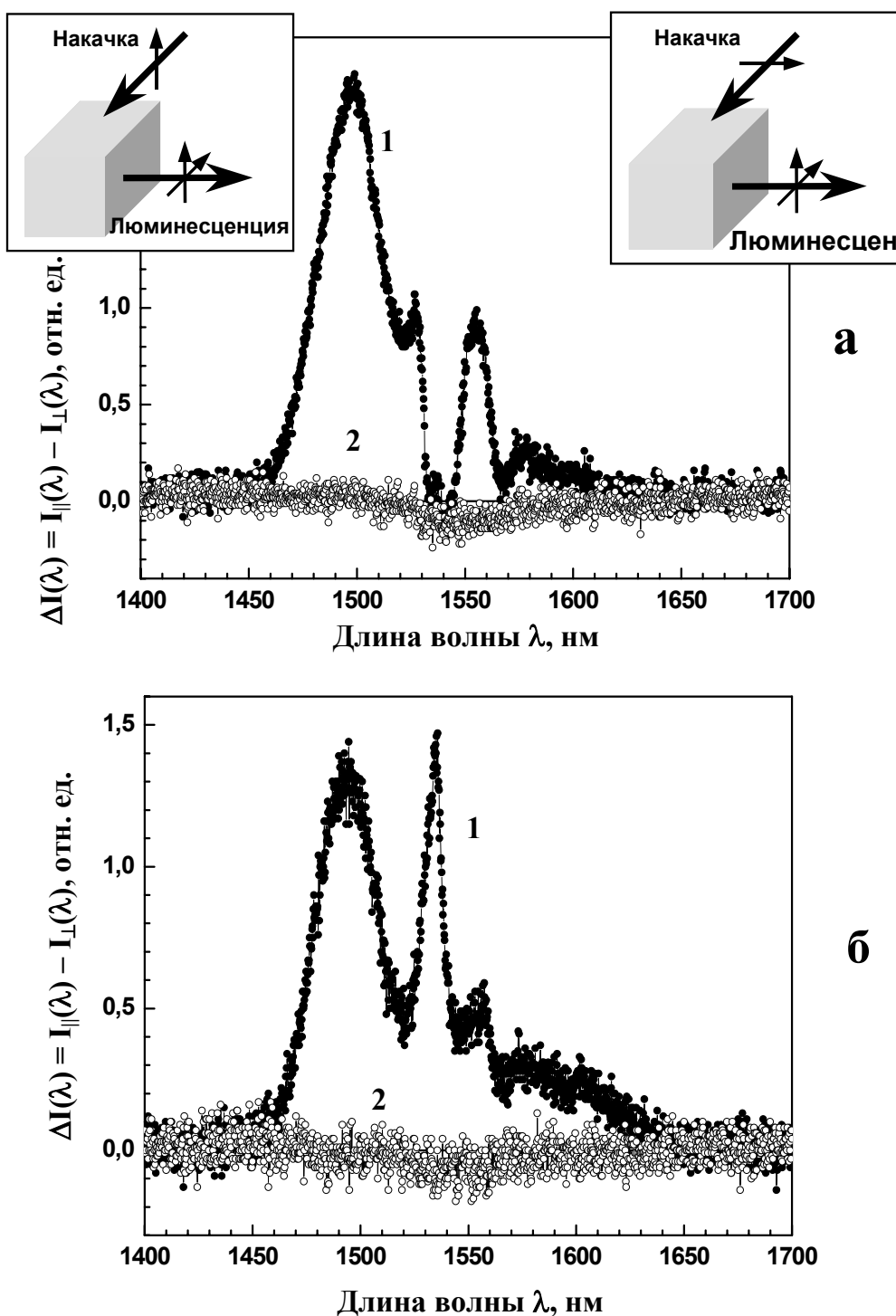


Рис. 6. Дифференциальные спектры поляризованной люминесценции Er^{3+} ($\text{Er}_2\text{O}_3 = 0.1$ мол. %) для фосфатного стекла, полученные при возбуждении $\lambda_{\text{возб}} = 795$ нм (а) и $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм (б) для различной геометрии эксперимента: (1) - вектор возбуждающего электрического поля E перпендикулярен плоскости, содержащей направление возбуждения и направление наблюдения люминесценции; (2) - вектор E параллелен направлению наблюдения люминесценции.

(б) Из-за неупорядоченности структуры стекла оптические центры эрбия в нем различаются по своему строению, т.е. неоднородны. Это приводит к дисперсии всех оптических параметров центров. Хорошо известным проявлением этой неоднородности является неоднородное уширение спектров. Менее известен факт дисперсии скоростей излучательных переходов [8]. Из общих соображений ясно, что должна существовать и дисперсия углов между оптическими осцилляторами.

При одинаковых условиях возбуждения и регистрации контуры спектров $\Delta I(\lambda)$ для фосфатных и силикатных стекол заметно различались, что естественно объясняется различием в штарковской структуре спектров.

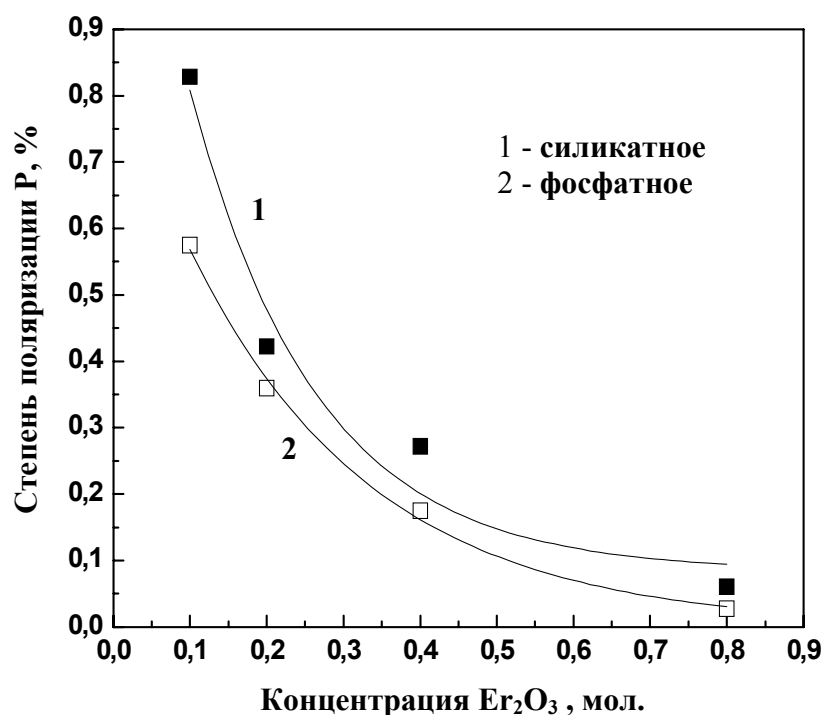


Рис. 7. Концентрационная деполяризация люминесценции Er^{3+} для силикатного (1) и фосфатного (2) стекол, полученная при возбуждении $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм.

Как для фосфатных, так и для силикатных стекол максимальные значения степени поляризации, $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / 2(I_{\parallel} + I_{\perp})$, наблюдались для образцов с наименьшей концентрацией эрбия 0,1 мол % (рис. 7). При увеличении концентрации степень поляризации P уменьшалась, что может быть приписано хорошо известному эффекту концентрационной деполяризации [1]. Миграция возбуждений по метастабильному уровню ${}^4I_{13/2}$ сопровождается потерей информации об ориентации осциллятора, первоначально возбужденного светом. В случае эрбиевых стекол картина концентрационной деполяризации усложняется явлением концентрационного тушения люминесценции – уменьшением времени затухания люминесценции τ с ростом концентрации. Уменьшение τ снижает влияние миграции на поляризацию люминесценции: возбуждения «не успевают» до излучения мигрировать и тем самым изменить ориентацию осциллятора, заданную возбуждающим светом.

Заключение

Обнаружена частичная поляризация люминесценции фосфатных и силикатных эрбиевых стекол для основного лазерного перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ ($\lambda_{\text{люм.}} = 1,55$ мкм) при возбуждении линейно поляризованным лазерным светом ($\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм,

$\lambda_{\text{возб}} = 790\text{--}990$ нм). Форма спектра поляризованной люминесценции зависит от длины волны возбуждающего света и состава матрицы стекла. Степень поляризации зависит как от спектрального диапазона возбуждения, так и от спектрального диапазона регистрации, достигая максимального значения $\sim 1\%$. Увеличение концентрации эрбия приводит к увеличению скорости миграции возбуждения между ионами эрбия и уменьшению степени поляризации.

Работа выполнена в рамках тематического плана НИР Министерства образования РФ №10184.

Литература

1. Феофилов П.П. Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов. М.: ГИФМЛ, 1959. 288 с.
2. Kushida T, Takushi E, Oka V. Memories of photon energy, polarization and phase in luminescence of rare earth ions under resonant light excitation. // J. Luminescence. 1976. 12/13. С. 723-727.
3. Лебедев В.П., Пржевуский А.К. Поляризованная люминесценция стекол, активированных ионами редких земель. // Физ. твердого тела. 1977. 19. С.1373–1376.
4. Holl D.W. and Weber M.J. Polarized fluorescence line narrowing measurements of Nd laser glasses: Evidence of stimulated emission cross section anisotropy. // Appl. Phys. Lett.. 1983. 42. №2. P. 157-159.
5. Wysocki P., and V. Mazurczyk Polarization dependent gain in erbium-doped fiber amplifier: computer model and approximate formulas // J. Light. Technol. 1996. 14. P. 572–584.
6. Tentori D., Carrillo V. K., May M., Kuzin E., Mendieta J., Soto H. Polarization dependent performance of helically-wound EDFAs // Conference on Rare-Earth-Doped Materials and Devices III. SPIE. 1999. Vol. 3622. P. 138-142.
7. Desurvire E. Erbium-doped fiber amplifiers. Principles and Applications. John Wiley & Sons Inc. New York. 1994. 770 p.
8. Weber M. J. Laser excited fluorescence spectroscopy in glass // In Laser Spectroscopy of Solids. Eds. W. M. Yen and P. M. Selzer. Berlin etc.: Springer. 1981. P. 189–239.

РАЗРАБОТКА СРЕДСТВ АВТОМАТИЗАЦИИ ПОСТРОЕНИЯ ОБЪЕКТНО-ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПРОГРАММ С ЯВНЫМ ВЫДЕЛЕНИЕМ СОСТОЯНИЙ

В.С. Гуров, М.А. Мазин, А.С. Нарвский, А.А. Шалыто

Введение

В последнее время широкое распространение получили пакеты для проектирования программ на языке *UML*. Они позволяют разработчику создавать модель программы с помощью набора диаграмм. В дальнейшем диаграммы могут быть преобразованы в код на целевом языке программирования.

В языке *UML* существуют диаграммы для описания как статической структуры программы (диаграммы классов), так и для описания поведения объектов (диаграммы состояний, диаграммы взаимодействия, диаграммы последовательности вызовов).

Существует множество методологий для моделирования статической структуры программ, а также для получения кода на целевом языке. Описание же поведенческой части программы, как правило, носит неформальный характер. Отсутствует семантическая связь с создаваемым впоследствии кодом, т.е. диаграммы, описывающие поведение, используются только для понимания предметной области. Более того, при наличии сложной логики построение диаграмм взаимодействия и диаграмм последовательности вызовов весьма проблематично. В этой ситуации также весьма сложно применять и диаграммы состояний в виде, предлагаемом авторами *UML* [1], так как в этом случае идентификаторы входных и выходных воздействий на них не разместить. Кроме того, *UML*-диаграммы состояний имеют ограничения по вложенности автоматов в состояния.

В работе [2] предложен метод проектирования событийных объектно-ориентированных программ с явным выделением состояний, названный *SWITCH*-технологией. Особенность этого подхода состоит в том, что поведение объектов описывается с помощью конечных автоматов, представляемых в форме графов переходов с нотацией, описанной в работе [3]. Для каждого автомата также строится схема связей, которая задает интерфейс автомата.

Существуют утилиты, позволяющие автоматически получать код из графов переходов. Например, в работе [4] такая утилита предложена в рамках *SWITCH*-технологии. При этом необходимо отметить, что указанные утилиты обладают ограниченной функциональностью.

Настоящая работа посвящена решению задачи автоматизации построения программ указанного класса – событийных объектно-ориентированных программ с явным выделением состояний. При этом для обеспечения переносимости создаваемых приложений применяется язык программирования *Java* и язык разметки *XML*. Для проектирования используется *SWITCH*-технология и унифицированный язык моделирования *UML*. Схема связей автомата, которая разрабатывается в соответствии с указанной технологией, записывается с помощью *UML*-диаграммы классов, а граф переходов – с помощью *UML*-диаграммы состояний.

1. Процесс моделирования системы

Предлагаемый процесс моделирования системы состоит в следующем:

- на основе анализа предметной области строится концептуальная модель системы – сущности и отношения между ними;
- в отличие от традиционных для объектно-ориентированного программирования подходов [5], из числа сущностей выделяются источники событий, объекты управления и автоматы. Источники событий активны – они по собственной инициативе

воздействуют на автомат. Объекты управления пассивны – они выполняют действия по команде от автомата. Объекты управления также формируют значения входных переменных для автомата. Автомат активируется источниками событий и на основании значений входных переменных и текущего состояния воздействует на объекты управления, переходя их в новое состояние;

- используя нотацию диаграммы классов, строится схема связей автомата, задающая его интерфейс. На этой схеме слева отображаются источники событий, в центре – автоматы, а справа – объекты управления. Источники событий с помощью UML-ассоциаций связываются с автоматами, события которым они поставляют. Автоматы связываются с объектами, которыми они управляют;
- схема связей, кроме задания интерфейса автомата, выполняет функцию, характерную для диаграммы классов – задает объектно-ориентированную структуру программы;
- каждый объект управления содержит два типа методов, которые реализуют входные переменные (x_j) и выходные воздействия (z_k);
- для каждого автомата с помощью нотации диаграммы состояний строится граф переходов типа *Мура-Мили*, в котором на каждой дуге могут указываться событие (e_i), булева формула из входных переменных и формируемые на переходах выходные воздействия. В вершинах могут указываться выходные воздействия и имена вложенных автоматов. Каждый автомат имеет одно начальное и произвольное количество конечных состояний;
- состояния на графе переходов могут быть простыми и сложными. Если в состояние вложено другое состояние, то оно называется сложным. В противном случае состояние является простым. Основной особенностью сложных состояний является то, что наличие дуги, исходящей из сложного состояния, интерпретируется как наличие такой дуги, исходящей из каждого вложенного состояния;
- все сложные состояния неустойчивы, а все простые, кроме начального, – устойчивы. При использовании сложных состояний в автомате при появлении события может выполняться более одного перехода. Это происходит в связи с тем, что сложное состояние является неустойчивым, и автомат осуществляет переходы до тех пор, пока не достигнет первого из простых (устойчивых) состояний. При этом отметим, что, если в графе переходов сложные состояния отсутствуют, то, как и в SWITCH-технологии, при каждом запуске автомата выполняется не более одного перехода;

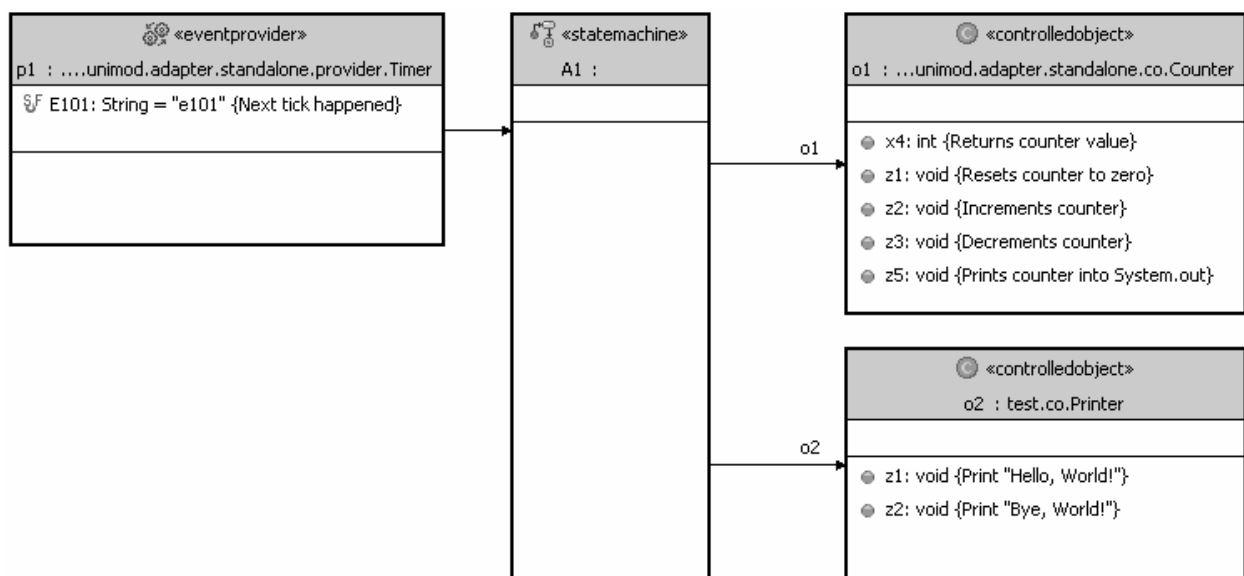


Рис. 1. Схема связей автомата

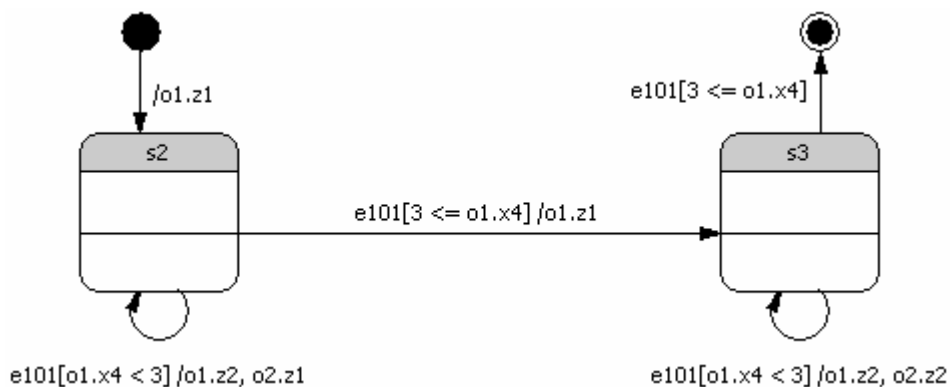


Рис. 2. Граф переходов автомата

- каждая входная переменная и каждое выходное воздействие являются методами соответствующего объекта управления, функциональность которых реализуется вручную на целевом языке программирования.

На рис. 1 приведен пример схемы связей автомата, представленной с использованием *UML*-нотации диаграммы классов.

На рис. 2 приведен пример графа переходов автомата, представленного с использованием *UML*-нотации диаграммы состояний.

Множество диаграмм классов и диаграмм состояний, построенных описанным выше образом, задает поведенческую модель системы. Содержимое диаграмм может быть автоматически преобразовано в текстовое описание в формате *XML*, для последующей передаче интерпретатору.

2. Программный пакет UniMod

Для автоматизации описанного выше процесса моделирования авторами был разработан программный пакет *UniMod*. Он состоит из следующих частей:

- ядро, которое содержит объектную метамодель конечного автомата, алгоритмы разбора и трансляции булевских выражений на переходах, алгоритмы проверки корректности конечного автомата и среду исполнения *XML*-описания;
- встраиваемый модуль для платформы *Eclipse*, который позволяет создавать схемы связей автомата и графы переходов в виде *UML*-диаграмм, сообщает пользователю об ошибках, допущенных им в процессе проектирования, и предлагает пути их устранения, выполняет генерацию *XML*-описания, а также позволяет запускать спроектированную автоматную модель «в одно нажатие».

2.1. Интерпретатор XML-описания модели системы

На языке *Java* разработана среда для интерпретации *XML*-описания модели. При этом сначала описание однократно и целиком преобразуется в соответствующее внутреннее объектное представление программы. В результате образуется система, состоящая из среды исполнения и объектного представления программы. Эта система функционирует в соответствии с описанной ниже операционной семантикой:

- при запуске системы инициализируются все источники событий. После этого они начинают воздействовать на связанные с ними автоматы;
- каждый автомат начинает свою работу из начального состояния, а заканчивает в одном из конечных;
- при получении события автомат выбирает все исходящие из текущего состояния переходы, помеченные символом этого события;
- автомат перебирает все выбранные переходы и вычисляет булевы формулы, записанные на них, до тех пор, пока не найдет формулу со значением *true*;

- если переход с такой формулой найден, автомат выполняет выходные воздействия, записанные на дуге, и переходит в новое состояние. В новом состоянии автомат выполняет выходные воздействия, указанные в этом состоянии, а также запускает вложенные в него автоматы;
- если переход не найден, то автомат продолжает, аналогично изложенному выше, поиск перехода у состояния, в которое вложено текущее состояние;
- при переходе в конечное состояние автомат останавливает все источники событий. После этого работа системы завершается.

При этом как при работе, так и при отладке могут вестись два типа протоколов (логов) – длинный и короткий. Первый из них отражает внутреннее поведение автоматов, в том числе вложенных, записи для которых выделяются отступами. Во втором протоколе отражаются только входные переменные и выходные воздействия.

2.2. Проверка корректности модели системы

В стандарте на язык *UML* синтаксис и семантика диаграмм определяется набором ограничений, записанных на языке объектных ограничений (*Object Constraint Language*). Данный набор ограничений должен удовлетворяться для любой правильно построенной диаграммы. Именно на этих ограничениях и основана проверка корректности модели диаграмм. Авторами предлагается расширить множество ограничений следующим образом:

- все состояние на диаграмме состояний должны быть достижимы;
- множество исходящих переходов для любого состояния должно быть полно и непротиворечиво. Это означает, что при обработке любого события не должно быть альтернативных переходов и хотя бы один переход должен выполняться.

Проверка набора ограничений, описанных в стандарте *UML*, является тривиальной задачей, поэтому дальше описано, как осуществляется проверка дополнительных ограничений, введенных авторами.

UML-диаграммы состояний графами не являются. Чтобы распространить теорию графов на эти диаграммы, их необходимо преобразовать.

Определение 1. Определим *UML* -диаграмму состояний как тройку $D = (S_s, S_c, T)$, где S_s - множество простых состояний, S_c - множество сложных состояний, а T - множество переходов между состояниями, каждый переход задается парой (s_1, s_2) , где оба элемента принадлежат объединению множеств простых и сложных состояний.

Будем говорить, что диаграмма состояний $D' = (S_s', S_c', T')$ получена из диаграммы $D = (S_s, S_c, T)$ исключением сложного состояния s_c , если

$$S_c' = S_c \setminus \{s_c\},$$

$$T' = T \cup \left(\{(s_1, s_2) : s_1 \in s_c, (s_c, s_2) \in T\} \cup \{(s_1, s_2) : s_2 = \text{init}(s_c), (s_1, s_c) \in T\} \right) \setminus \left(\{(s_1, s_c)\} \cup \{(s_c, s_2)\} \right),$$

где $\text{init}(s_c)$ – начальное состояние в s_c . Также будем говорить, что псевдограф $G = (V, E)$ получен из диаграммы состояний $D = (S_s, S_c, T)$ путем исключения всех сложных состояний, если диаграмма $D' = (S_s', \emptyset, T')$ получена из диаграммы $D = (S_s, S_c, T)$ последовательным исключением всех сложных состояний, $V = S_s'$, а $E = T'$.

Утверждение 1. Для каждой диаграммы состояний существует единственный псевдограф, полученный из нее путем исключения всех сложных состояний. То есть процесс исключения всех сложных состояний приводит к одному и тому же результату вне зависимости от порядка исключения состояний.

Все возможные диаграммы состояний можно разбить на классы эквивалентности. Две диаграммы эквивалентны, если им соответствует один и тот же псевдограф. Полученные результаты позволяют распространить теорию графов на диаграммы состояний.

Определение 2. Простое состояние на *UML*-диаграмме состояний называется достижимым, если в псевдографе, полученном исключением всех сложных состояний, соответствующая ему вершина достижима из вершины, соответствующей начальному состоянию на *UML*-диаграмме, которое вложено в сложное состояние, не вложенное ни в какое другое сложное состояние.

Множество достижимых состояний можно построить обходом графа переходов «в глубину» [7]. Время, затрачиваемое на обход графа, пропорционально количеству вершин в нем – $O(V)$.

Единственность перехода для каждого набора входных воздействий (непротиворечивость) означает, что для каждого состояния условия на всех переходах попарно ортогональны, то есть, если c_i – условие на i -ом переходе, то

$$i \neq j \Rightarrow c_i \wedge c_j = 0$$

Полнота множества переходов для состояния означает, что

$$c_1 \vee c_2 \vee \dots \vee c_N = 1$$

Далее показано, как решить задачу проверки полноты и непротиворечивости графа переходов конечного автомата.

2.3. Разбор, минимизация и интерпретация булевских формул

Для проверки полноты и непротиворечивости множества переходов, для каждой вершины необходимо решать задачу проверки тождественного равенства единице или нулю произвольной булевой формулы. Это *NP*-полная задача [8]. Для ее решения можно использовать два подхода:

- вычисление значений формулы на всех возможных значениях переменных, то есть построение таблицы истинности;
- минимизация булевой формулы. Для тождественно истинных и тождественно ложных формул минимизация приводит к получению константного значения.

Второй подход обладает рядом преимуществ. Во-первых, он позволяет расширить класс используемых булевских формул, дополнив множество литералов одноместными предикатами [9]. Во-вторых, в случае, если формула не является тождеством, то ее минимизированное представление можно использовать для облегчения процесса создания корректных диаграмм. По указанным причинам в состав программного пакета *UniMod* входит модуль минимизации булевских формул.

Ниже приведена грамматика в виде набора форм Бэкуса-Наура (БНФ), задающая язык формул, для которых реализован алгоритм минимизации.

$S \rightarrow T \quad T'$
 $T' \rightarrow or \quad S$
 $T' \rightarrow \varepsilon$
 $T \rightarrow L \quad L'$
 $L' \rightarrow and \quad T$
 $L' \rightarrow \varepsilon$
 $L \rightarrow (\quad S \quad)$
 $L \rightarrow not \quad L$
 $L \rightarrow P$
 $L \rightarrow id$
 $L \rightarrow bool$
 $P \rightarrow id \quad op \quad int$
 $P \rightarrow int \quad op \quad id$

Терминальные символы имеют следующий смысл: or – дизъюнкция; and – конъюнкция; not – отрицание; id – идентификатор; bool – булевская константа; int – целочисленная константа; op – символ предиката ($<$, \leq , $>$, \geq , $=$, \neq).

Построение синтаксического анализатора для данной грамматики осуществлялось с помощью библиотеки ANTLR [10], позволяющей автоматически по заданной $LL(k)$ грамматике [11, 12] строить транслятор входного потока в синтаксическое дерево разбора. Дерево, полученное в результате трансляции, можно использовать для вычисления значений формул во время выполнения программы, а также трансформировать в другое дерево.

Реализованный процесс минимизации булевой формулы основан на трансформации синтаксического дерева разбора и состоит из следующих этапов:

1. приведение формулы к дизъюнктивной нормальной форме (ДНФ);
2. упрощение термов ДНФ с помощью законов идемпотентности, операций переменной с ее отрицанием и операций переменной с константой для булевских переменных;
3. нахождение интервалов целочисленных переменных, входящих в терм, при которых терм не обращается в ложь.

Приведение формулы к ДНФ реализуется с помощью последовательности трансформаций, сохраняющих тождественное равенство соответствующих формул. Формула, приведенная к ДНФ, представляет собой дизъюнкцию термов, каждый из которых – конъюнкция литералов, а каждый литерал – предикат, булевская переменная или ее отрицание.

Для приведения синтаксического дерева к дереву, соответствующему ДНФ, необходимо и достаточно удовлетворить следующие условия:

- узлы, соответствующие логическому отрицанию, должны быть родительскими только по отношению к узлам, соответствующим вхождениям переменных;
- ни один узел, соответствующий конъюнкции, не должен быть предком по отношению к узлам, соответствующим дизъюнкции.

Для выполнения первого условия дерево трансформируется по законам де Моргана

$$\neg(a \wedge b) = \neg a \vee \neg b,$$

$$\neg(a \vee b) = \neg a \wedge \neg b$$

и отрицания отрицания

$$\neg(\neg a) = a$$

На рис. 3 приведена трансформация дерева по закону де Моргана для операции «ИЛИ». Для операции «И» соответствующая трансформация приведена на рис. 4. Закон отрицания отрицания показан на рис. 5.

Выполнение второго условия достигается трансформацией согласно дистрибутивному закону алгебры логики (рис. 6):

$$a \vee (b \wedge c) = (a \vee b) \wedge (a \vee c),$$

$$a \wedge (b \vee c) = (a \wedge b) \vee (a \wedge c).$$

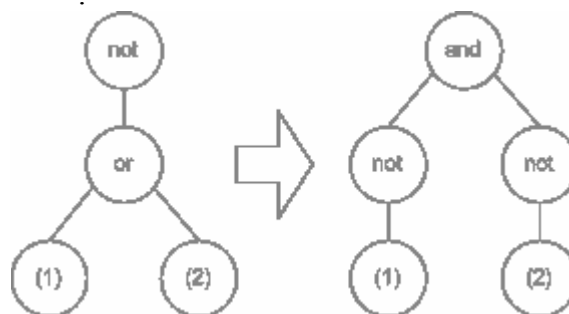


Рис. 3. Преобразование по закону де Моргана для операции «ИЛИ»

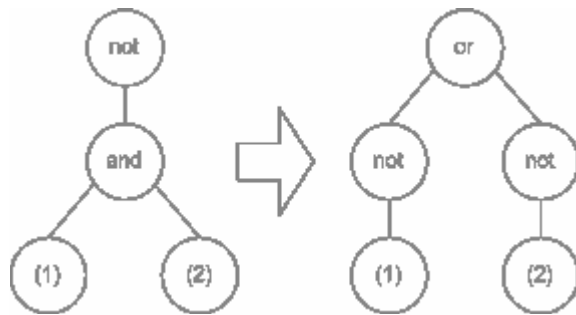


Рис. 4. Преобразование по закону де Моргана для операции «И»

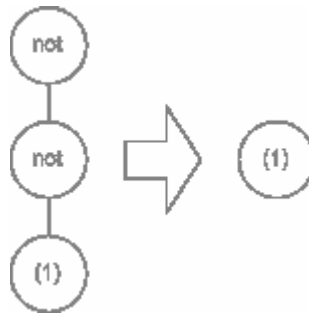


Рис. 5. Преобразование по закону отрицания отрицания

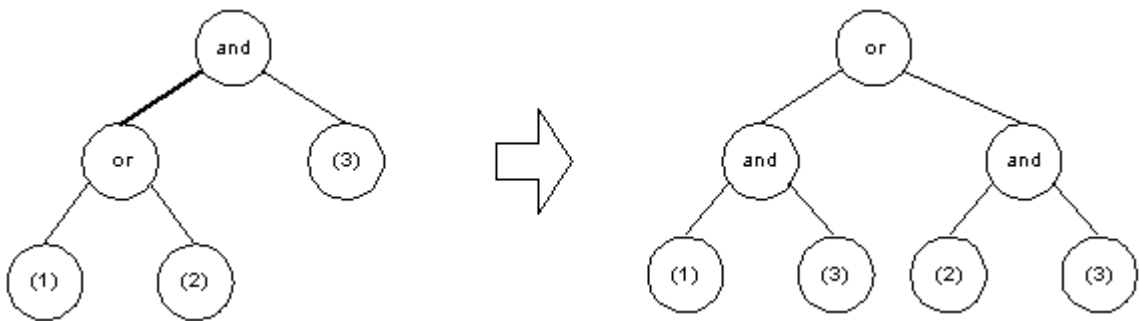


Рис. 6. Преобразование по дистрибутивному закону

Важно отметить, что порядок применения преобразований не безразличен – сначала должно быть удовлетворено первое условие, и лишь затем второе. Если сначала удовлетворить второе условие, а затем первое, то, в общем случае, результирующая формула не будет иметь вид ДНФ, и необходимо будет применять преобразования до тех пор, пока формула не будет приведена к ДНФ, что существенно понизит производительность алгоритма.

После приведения формулы к ДНФ поиск минимальной ДНФ не осуществляется, так как такой поиск является крайне ресурсоемкой операцией. К тому же оптимизация термов для тождественно ложных формул гарантированно приводит к тому, что формула обращается в ложь.

Упрощение термов основывается на применении для булевских переменных законов идемпотентности

$$a \vee a = a,$$

$$a \wedge a = a,$$

операций переменной с ее отрицанием

$$a \vee \neg a = 1,$$

$$a \wedge \neg a = 0$$

и операций с константой

$$a \vee 0 = a,$$

$$a \vee 1 = 1,$$

$$a \wedge 0 = 0,$$

$$a \wedge 1 = a.$$

Из формулы исключаются термы, в которые хотя бы одна переменная входит вместе со своим отрицанием. Множественные вхождения одного литерала в терм заменяются единственным вхождением.

Для упрощения термов, в которые входят предикаты над целочисленными переменными, используется специальная техника, описанная далее.

Определение 3. Ядром предиката P назовем множество значений переменной, на котором предикат P обращается в истину $\text{Ker } P = \{x : P(x) = 1\}$.

Если в терм входят предикаты P_1, P_2, \dots, P_n от переменной x_0 , то терм обращается в тождественную ложь, когда

$$\bigcap_{i=1}^n \text{Ker}(P_i) = \emptyset,$$

то есть когда при любом значении переменной x_0 хотя бы один предикат ложен.

Упомянутая техника состоит в том, чтобы для каждой переменной терма построить пересечение ядер предикатов, в которые она входит, и в случае, если хотя бы одно пересечение пусто, исключить терм из формулы. Заметим, что эта техника не использует целочисленности переменных, поэтому может быть распространена на предикаты заданные над произвольным множеством.

Теорема 1. Если ни одно правило для упрощения термов не привело к исключению терма из ДНФ, то существует комбинация значений переменных, обращающая терм в истину.

Доказательство. То, что терм не исключен из формулы ни по одному правилу, означает, что ни одна булевская переменная не входит в формулу со своим отрицанием, и для всех целочисленных переменных пересечение ядер, соответствующих предикатов, не пусто.

В качестве значения булевской переменной возьмем истину, если переменная входит в формулу без отрицания, и ложь – в противном случае. Для целочисленной переменной в качестве значения выберем любое из пересечения ядер, соответствующих ей предикатов. Выбранные значения переменных обращают терм в истину. ■

Как правило, формулы, соответствующие каждому переходу, не слишком длинны. Поэтому, если предварительно привести формулы для условий на каждом переходе к ДНФ и принять за один шаг алгоритма перемножение термов, то можно оценить время, затрачиваемое на проверку полноты и непротиворечивости.

Оценка сложности алгоритма проверки непротиворечивости. Пусть для данного состояния с данным событием связано N переходов, каждый из которых помечен формулой

$$c_i \quad (i=1, \dots, N)$$

Количество термов в i -ой формуле обозначим через m_i

$$c_i = t_i^1 \vee \dots \vee t_i^{m_i}$$

Для проверки непротиворечивости i -ого и j -ого условий необходимо привести к ДНФ их конъюнкцию

$$c_i \wedge c_j = \left(t_i^1 \vee \dots \vee t_i^{m_i} \right) \wedge \left(t_j^1 \vee \dots \vee t_j^{m_j} \right)$$

Эта операция займет $m_i \times m_j$ шагов. Количество термов в каждой формуле не превосходит числа $m = \max_i (m_i)$, поэтому количество шагов для проверки непротиворечивости всей системы переходов можно оценить как

$$O(C_N^2 \times m^2).$$

Оценка сложности алгоритма проверки полноты. Для проверки полноты необходимо привести к ДНФ отрицание дизъюнкции всех формул c_i ($i = 1, \dots, N$)

$$\neg(c_1 \vee \dots \vee c_N) = \neg\left(\left(t_1^1 \vee \dots \vee t_1^{m_1}\right) \vee \dots \vee \left(t_N^1 \vee \dots \vee t_N^{m_N}\right)\right)$$

Видно, что приведение этой формулы к ДНФ с помощью описанной выше процедуры и последующая оптимизация термов имеет экспоненциальную от количества формул трудоемкость. Увеличить производительность алгоритма позволяет эвристика, основанная на дополнительной оптимизации термов. Предлагаемая процедура проверки полноты состоит из следующих этапов:

1. построение дизъюнкции формул условий на переходах;
2. оптимизация термов в дизъюнкции;
3. приведение к ДНФ отрицания формулы, полученной на шаге (2);
4. оптимизация термов в формуле, полученной на шаге (3);
5. равенство лжи результирующей формулы означает полноту системы формул.

Количество термов за счет оптимизации на шаге (2) сокращается, поэтому приведение к ДНФ на шаге (3) происходит значительно быстрее.

В случае, если система не полна, минимизированная формула, полученная на шаге (4), может быть использована в качестве условия на переходе, который необходимо добавить, для обеспечения полноты.

Теорема 2. Формула, полученная на шаге (4), ортогональна каждой формуле c_i ($i = 1, \dots, N$), и система условий, дополненная этой формулой, полна.

Доказательство. Формула, полученная на шаге (4), тождественно равна

$$\neg(c_1 \vee \dots \vee c_N),$$

ее конъюнкция с формулой c_i :

$$\begin{aligned} \neg(c_1 \vee \dots \vee c_i \vee \dots \vee c_N) \wedge c_i &= (\neg c_1 \wedge \dots \wedge \neg c_i \wedge \dots \wedge \neg c_N) \wedge c_i = \\ \neg c_1 \wedge \dots \wedge \neg c_i \wedge c_i \wedge \dots \wedge \neg c_N &= \neg c_1 \wedge \dots \wedge 0 \wedge \dots \wedge \neg c_N = 0 \end{aligned}$$

Полнота системы следует из того, что дизъюнкция формулы со своим отрицанием тождественно истинна. ■

Эта теорема используется при построении инструмента для редактирования диаграмм состояний. Если введенная пользователем система переходов не полна, инструмент указывает, какое условие следует задать на переходе для исправления ошибки. Подобным образом может быть использована и формула, полученная в результате проверки непротиворечивости двух условий.

Теорема 3. Пусть c' – формула, полученная в результате минимизации конъюнкции формул c_i и c_j . Тогда формулы $c_i \wedge \neg c'$ и c_j ортогональны. И если система $\{c_1, \dots, c_i, \dots, c_N\}$ полна, то система $\{c_1, \dots, c_i \wedge \neg c', \dots, c_N\}$ также полна.

Доказательство. Проверка ортогональности:

$$\begin{aligned} (c_i \wedge \neg c') \wedge c_j &= (c_i \wedge \neg(c_i \wedge c_j)) \wedge c_j = \\ c_i \wedge c_j \wedge (\neg c_i \vee \neg c_j) &= (c_i \wedge c_j \wedge \neg c_i) \vee (c_i \wedge c_j \wedge \neg c_j) = \\ (0 \wedge c_j) \vee (c_i \wedge 0) &= 0 \end{aligned}$$

Полнота:

$$c_i \wedge \neg c' = c_i \wedge \neg(c_i \wedge c_j) = (c_i \wedge \neg c_i) \vee (c_i \wedge \neg c_j) = c_i \wedge \neg c_j,$$

таким образом, дизъюнкция формул равна

$$c_1 \vee \dots \vee (c_i \wedge \neg c') \vee \dots \vee c_j \vee \dots \vee c_N = c_1 \vee \dots \vee (c_i \wedge \neg c_j) \vee \dots \vee c_j \vee \dots \vee c_N,$$

но

$$(c_i \wedge \neg c_j) \vee c_j = (c_i \vee c_j) \wedge (\neg c_j \vee c_j) = c_i \vee c_j,$$

поэтому

$$c_1 \vee \dots \vee (c_i \wedge \neg c_j) \vee \dots \vee c_j \vee \dots \vee c_N = c_1 \vee \dots \vee c_i \vee \dots \vee c_j \vee \dots \vee c_N.$$

Последняя формула тождественно истинна в силу полноты системы переходов $\{c_1, \dots, c_i, \dots, c_N\}$. ■

Теорема 3 также используется при построении инструмента редактирования диаграмм – инструмент подсказывает пользователю пути устранения противоречий в системе условий на переходах.

2.4. Встраиваемый модуль для платформы Eclipse

Встраиваемый модуль для платформы *Eclipse* (<http://www.eclipse.org>) входит в состав пакета *UniMod* и позволяет создавать схемы связей и графы переходов автоматов. Платформа *Eclipse* обладает рядом преимуществ перед такими продуктами, как, например, *IntelliJ IDEA* или *Borland JBuilder*:

- является бесплатным продуктом с открытым исходным кодом;
- содержит библиотеку для разработки графических редакторов – *Graphical Editing Framework*;
- активно развивается фирмой *IBM* и уже сейчас обладает не меньшей функциональностью, чем упомянутые выше аналоги.

На рис. 7 представлена рабочая область платформы *Eclipse* с запущенным модулем *UniMod*. На этом рисунке справа вверху в виде дерева представлена структура разрабатываемого конечного автомата. Узлами дерева являются объекты управления, состояния и переходы между состояниями. Узлу, который представляет объект управления, сопоставлен класс на схеме связей. Узлу, представляющему состояние – состояние на графе переходов. При выделении какого-либо узла в дереве открывается диаграмма, на которой присутствует соответствующий элемент, и он выделяется. Такой подход позволяет легко ориентироваться в структуре создаваемого конечного автомата.

В окне, расположенном в нижней части экрана, отображаются ошибки, найденные при проверке корректности построенной модели.

Для обеспечения удобной и быстрой разработки программ на текстовых языках в современных средствах разработки реализованы:

- подсветка семантических и синтаксических ошибок;
- автоматическое завершение ввода и автоматическое исправление ошибок;
- запуск и отладка программы внутри среды разработки.

В английском языке эти возможности называются «*code assist*». При создании модуля для платформы *Eclipse* авторы перенесли указанные подходы на процесс редактирования диаграмм.

Проверка корректности диаграмм происходит следующим образом. В фоновом режиме запускается процесс, который при любом изменении диаграммы проверяет ее на корректность. При нахождении ошибки некорректный элемент на диаграмме выделяется цветом. На рис. 8 приведен пример диаграммы с недостижимым состоянием, которое автоматически выделено красным цветом.

Традиционно автоматическим завершением ввода называется подход, благодаря которому среда по заданному началу лексемы определяет набор допустимых конструкций, префиксом которых данное начало является, и предлагает пользователю выбрать одну из них. Автоматическое исправление ошибок предполагает, что редактор для каждой найденной ошибки указывает пользователю варианты ее исправления.

В случае текстового редактора оба подхода основываются на знании грамматики языка и наборе семантических правил.

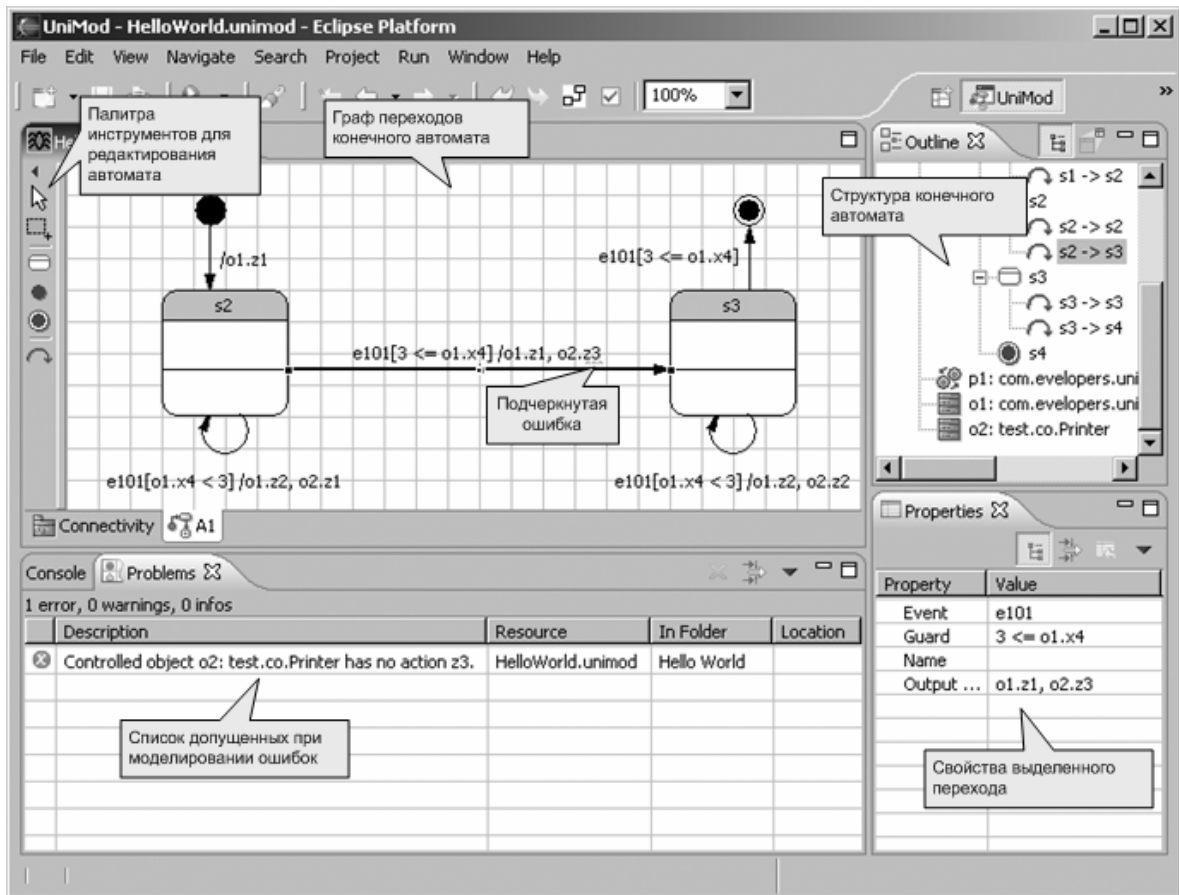


Рис. 7. Рабочая область платформы *Eclipse*

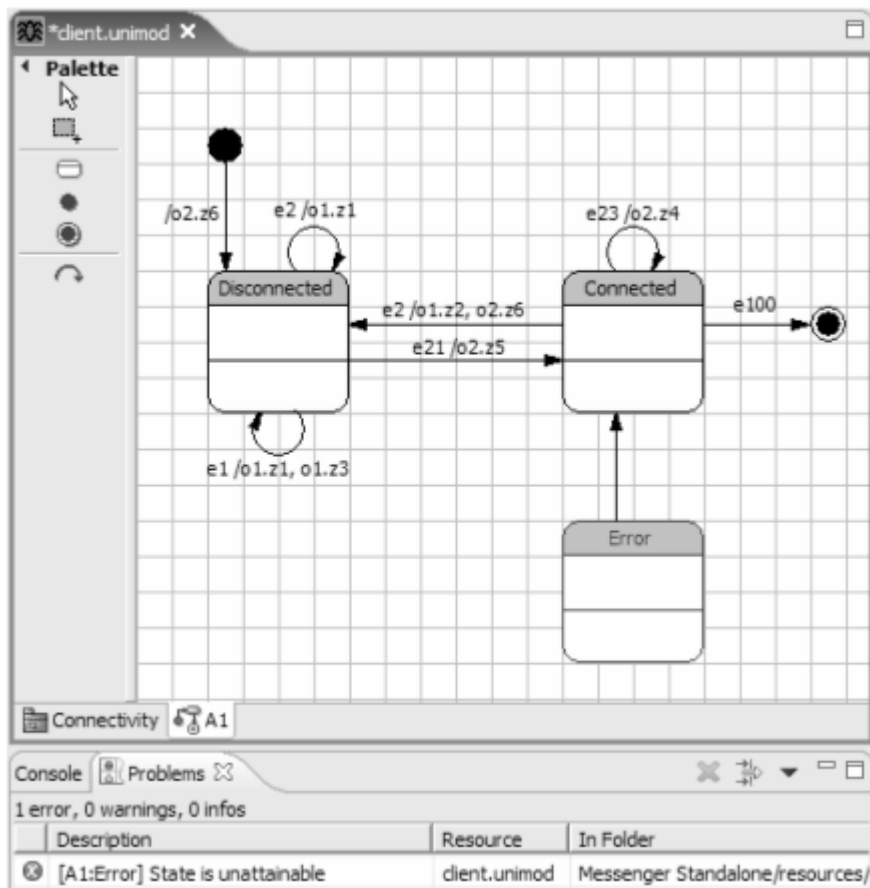


Рис. 8. Недостижимое состояние на графе переходов

В предлагаемом графическом редакторе диаграмм эти подходы реализованы автоматически на базе ограничений, определенных стандартом языка *UML* и описанных выше дополнительных ограничений. Так, для недостижимого состояния, представленного на рис. 8, пользователю будет предложено добавить переход в это состояние из любого достижимого (рис. 9).

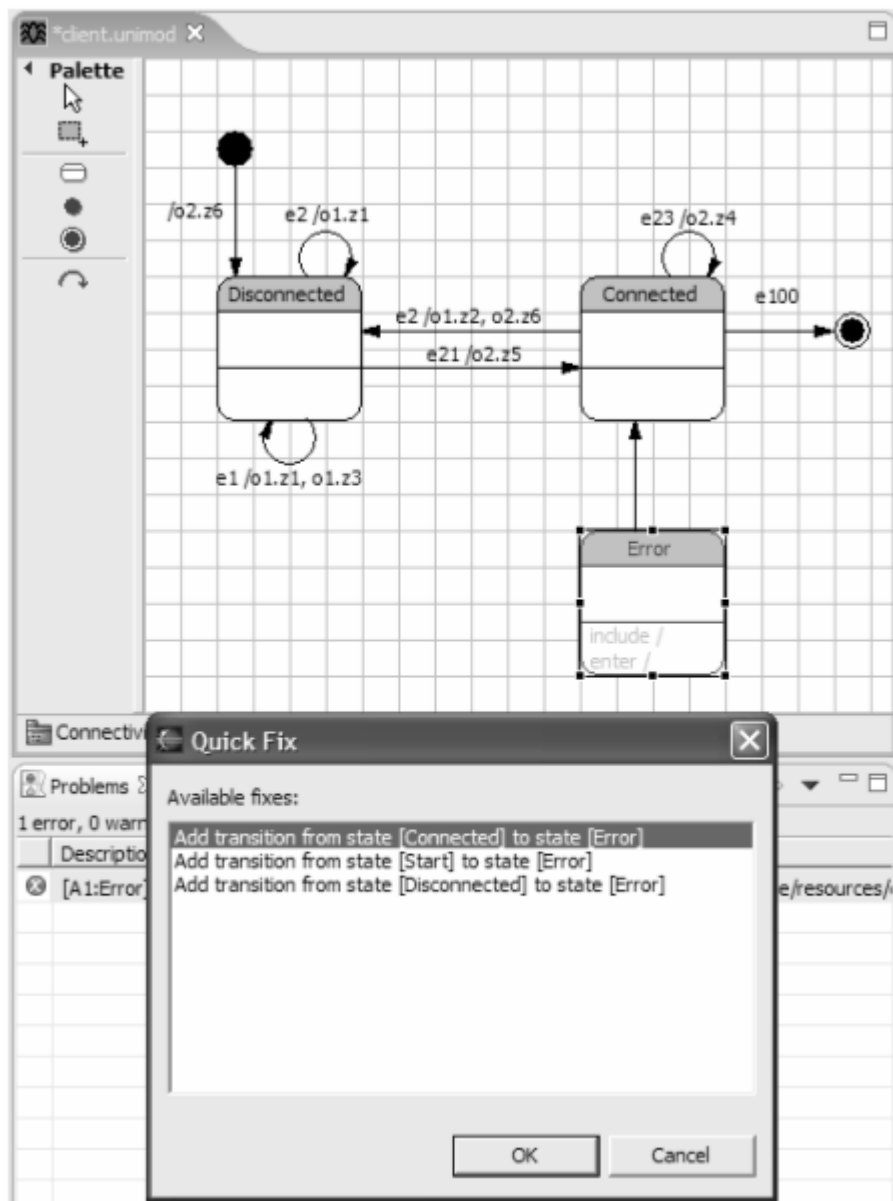


Рис. 9. Предлагаемые варианты исправления ошибки на диаграмме

В случае неполноты или противоречивости системы переходов пользователю будет предложено модифицировать условия на переходах или добавить новый переход. Алгоритм определения того, как нужно модифицировать систему переходов, основан на теоремах 2 и 3.

Для запуска программы, написанной на текстовом языке программирования, ее текст либо компилируется в код, исполняемый операционной системой (*C++*, *Pascal*) или виртуальной машиной (*Java*, *C#*), либо непосредственно исполняется интерпретатором (*JavaScript*, *Basic*).

Подобные решения доступны и для графического языка программирования. При запуске диаграммы ее содержимое преобразуется в *XML*-описание, которое передается интерпретатору. Интерпретатор, в соответствии с операционной семантикой, изложен-

ной выше, «выполняет» *XML*-описание. Это описание является изоморфным представлением содержимого диаграмм, и поэтому можно говорить о «запуске» диаграмм как программ.

Заключение

Разработанный метод апробирован при создании ряда приложений и показал свою эффективность. К таким приложениям относятся, например: клиент-серверное приложение мгновенного обмена сообщениями и задача о преступниках (<http://is.ifmo.ru/projects/>).

Предложенный подход позволяет:

- сократить объем ручного программирования;
- при наличии библиотеки источников событий и объектов управления для определенной предметной области полностью отказаться от ручного программирования;
- использовать диаграммы классов и графы переходов в составе проектной документации;
- формально и наглядно описывать логику поведения программы и модифицировать ее, изменяя только графы переходов;
- упростить сопровождение проекта вследствие повышения централизации логики программы.

Исходные тексты, документация и примеры использования программного пакета «UniMod» представлены на сайте <http://unimod.sourceforge.net>.

Литература

1. Буч Г., Рамбо Д., Джекобсон А. Язык UML. Руководство пользователя. М.: ДМК, 2000. – 320 с.
2. Шалыто А.А., Туккель Н.И. Танки и автоматы // ВУТЕ / Россия. 2003. №2. С. 69–73. <http://is.ifmo.ru> (раздел «Статьи»).
3. Шалыто А.А., Туккель Н.И. SWITCH-технология - автоматный подход к созданию программного обеспечения "реактивных" систем // Программирование. 2001. №5. С. 45-62. <http://is.ifmo.ru> (раздел «Статьи»).
4. Головешин А. Использование конвертора Visio2SWITCH. <http://softcraft.ru>
5. Грэхем И. Объектно-ориентированные методы. Принципы и практика. 3-е издание. М.: Вильямс, 2004.
6. Eclipse. <http://eclipse.org>
7. Кормен Т., Лайзерсон Ч., Ривест Р. Алгоритмы. Построение и анализ. М.: МЦМНО 2000. 960 с.
8. Гэри М., Джонсон Д., Вычислительные машины и труднорешаемые задачи. М.: Мир. 1982.
9. Верещагин Н.К., Шень А. Лекции по математической логике и теории алгоритмов. Ч.2 Языки и исчисления. М.:МЦМНО. 2000. 288 с.
10. Parr T.J., Quong R.W. ANTRL: A Predicated-LL(k) Parser Generator // Software Practice And Experience. 1995. №25 (7).. P. 789–810.
11. Ахо А., Сети Р., Ульман Д. Компиляторы: принципы, технологии и инструменты. Вильямс. 2001. 768 с.
12. Хантер Р. Основные концепции компиляторов. Вильямс. 2002. 256 с.

ДИФРАКЦИОННАЯ МОДЕЛЬ КВАЗИНЕПРЕРЫВНОГО ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА С ПРОДОЛЬНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ И АКТИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

Н.Р. Белашенков, С.В. Гагарский, М.З. Смирнов, П.Н. Фимин, В.Ю. Храмов

В работе приведены результаты теоретического исследования модели твердотельного лазера с продольной диодной накачкой в дифракционном приближении. Рассмотрены основные факторы, относящиеся к конструкции резонатора и геометрии возбуждения активной среды, влияющие на динамику формирования поперечной структуры излучения генерации. Рассчитаны поперечные профили амплитуды и фазы световых пучков на выходе лазера при различных режимах возбуждения активной среды и управления добротностью резонатора.

Введение

Одним из наиболее существенных отличий в моделях твердотельных лазеров с ламповой и диодной накачкой является необходимость учета пространственного распределения коэффициента усиления в активном элементе в случае лазера с диодной накачкой. Если тепловые aberrации активной среды так или иначе учитывались ранее при анализе режимов формирования поперечных мод в резонаторах лазеров с ламповой накачкой, то пространственной неоднородностью коэффициента усиления пренебрегали практически во всех случаях, за исключением, может быть, достаточно экзотических вариантов взаимного расположения ламп накачки и активного элемента, а также при анализе сравнительных характеристик ламповых отражателей. Ключевая роль пространственного профиля коэффициента усиления в лазерах с продольной диодной накачкой была отмечена в литературе давно [1, 2]. Однако в этих и большинстве последующих работ авторы не учитывали в своих моделях эффект насыщения усиления, ограничиваясь рассмотрением линейной задачи в приближении среднего по резонатору поля [3]. Это приближение в ряде случаев может вполне удовлетворительно описывать поперечное распределение амплитуды поперечных мод резонатора даже при условии насыщения усиления. В частности, к этим случаям относится рассмотрение таких конфигураций лазерного резонатора, при которых поперечный размер генерируемой моды существенно превышает радиус пучка накачки в активном элементе [4]. Данное соотношение является весьма характерным для микрочип-лазеров, однако модель, способная описывать более широкий класс резонаторов, должна учитывать эффекты насыщения в общем виде. Важность корректного рассмотрения нелинейности усиления в твердотельных лазерах с продольной диодной накачкой отмечалась многими авторами, но в большинстве случаев исследования ограничивались анализом энергетических аспектов проблемы. В частности, в работе [5] было выполнено исследование влияния радиуса пучка накачки в активном элементе на величину порога генерации и к.п.д. лазера с учетом эффекта насыщения активной среды. При этом было отмечено существенное различие полученных результатов и данных, вытекающих из линейного приближения. В работе [6] предложена теория расчета лазерных пучков с учетом насыщения усиления активной среды, основанная на формализме ABCD матриц. В этой работе авторами впервые была предложена процедура учета нелинейности усиления тонкого активного элемента при его возбуждении пучком накачки с гауссовым профилем интенсивности путем модификации ABCD матрицы эквивалентной гауссовой апертуры. В работе [7] была предложена модель, учитывающая не только амплитудные aberrации активного элемента, вызванные пространственно неоднородным распределением коэффициента усиления, но и фазовые aberrации, вносимые в лазерный пучок усиливающей средой при отстройке частоты излучения генерации от резонанса линии усиления.

Как и в традиционных лазерах с ламповой или поперечной диодной накачкой, оптимизация резонатора лазеров с продольной накачкой играет решающую роль при

обеспечении заданных энергетических и пространственных характеристик излучения генерации. В первом приближении можно считать, что наилучшие параметры излучения генерации твердотельного лазера могут быть получены в том случае, если в активном элементе обеспечено максимальное перекрытие лазерной моды и пучка накачки [8, 9]. В последние годы в ряде работ были опубликованы результаты исследований, направленных на создание моделей твердотельных лазеров с продольной диодной накачкой, которые можно характеризовать как простые и эффективные. В частности, к этим работам следует отнести, например, работы [10, 11], в которых авторы основное внимание уделяли построению точечных моделей лазеров, учитывающих поперечное распределение излучения накачки и генерации лишь в оптико-геометрическом приближении. Это приближение при аккуратном построении модели балансных уравнений является, безусловно, продуктивным, так как дает возможность производить эффективные оценки диапазона изменения основных энергетических и временных параметров выходного излучения. Однако более тонкие зависимости выходных параметров излучения от параметров накачки и лазерного резонатора, также как и вопросы устойчивости получаемых решений, можно исследовать лишь при условии учета дифракционных эффектов в моделях, построенных на основе решения дифракционного интеграла. Доказательством этого может служить, например, следующее: в работах [12, 13] авторы рассматривали динамику формирования основной поперечной моды лазерного резонатора и оценку влияния на выходную мощность и стабильность энергетических характеристик излучения геометрии резонатора лазера. В работе [12] был использован аппарат лучевых матриц, и полученные результаты позволили предсказать диапазоны изменения параметров лазерного резонатора, в которых наблюдается нестабильный характер динамики формирования пучка генерации. Позже в работе [13] те же авторы для расчета поперечного распределения амплитуды светового поля в резонаторе лазера использовали формализм дифракционного интеграла Гюйгенса, и это позволило обнаружить новые закономерности динамики генерации твердотельных лазеров с продольной диодной накачкой вблизи так называемых «критических» геометрий лазерного резонатора и, что самое главное, дало возможность объяснить их происхождение и сформулировать рекомендации относительно практического использования полученных результатов.

Постановка задачи

В данной работе мы в силу уже отмеченных выше обстоятельств остановимся на рассмотрении осесимметричной задачи взаимодействия излучения накачки с активной средой и распространения излучения генерации в резонаторе. Прежде всего рассмотрим модель формирования фазовых и амплитудных aberrаций активного элемента под действием накачки. Полагая, что коэффициент теплопроводности материала активной среды K является постоянным по объему лазерного элемента (при умеренных перепадах температуры это предположение не искажает физической картины), пространственное распределение температуры $T(r, z)$ можно найти из уравнения:

$$-K\Delta T(r, z) = \mu_p I_p(r, z) \quad (1)$$

где μ_p – коэффициент поглощения активной среды на длине волны излучения накачки, $I_p(r, z)$ – пространственное распределение интенсивности накачки в активном элементе.

Будем полагать, что поперечное распределение интенсивности пучка накачки описывается колоколообразной функцией вида

$$I_p(r) = I_{p0} \exp\left(-2r^2/\omega_p^2\right)^N \quad (2)$$

где I_{p0} – интенсивность излучения накачки на оси пучка, ω_p – радиус пучка накачки по уровню $1/e^2$ интенсивности, а параметр N может принимать значения 1, 2, 3.

При $N=1$ поперечное распределение интенсивности пучка накачки будет иметь вид функции Гаусса, характерной для излучения, полученного непосредственно с выхода оптической системы, формирующей пучок диодного лазера. Необходимость принятия к рассмотрению профилей интенсивности накачки, отвечающих значениям параметра N выше 1, диктуется практическими соображениями, так как при использовании волоконных систем доставки излучения накачки с последующей его фокусировкой непосредственно в активный элемент лазера именно эти функции наиболее точно описывают возникающее в этом случае поперечное распределение интенсивности накачки в активной среде.

Пренебрегая нелинейным поглощением, распределение накачки в активной среде запишем в виде:

$$I_p(r, z) = I_p(r) \exp(-\mu_p z) \quad (3)$$

Далее, решив уравнение (1) с граничными условиями Неймана (3-го рода) для температуры на боковой поверхности и торцах активного элемента вида

$$\vec{n} \cdot \nabla(T) \cdot K = -h \cdot (T - T_{col}), \quad (4)$$

где \vec{n} – единичный вектор внешней нормали к поверхности, T_{col} – температура хладагента на боковой поверхности элемента и на его торцах, h – коэффициент теплопередачи, а также с граничным условием $(\partial T / \partial r) = 0$ на оси активного элемента, определим показатель преломления активной среды, используя выражение

$$n(r) = n_0 + P[T(r) - T_0] + Q \cdot [T(r) - T_m(r)], \quad (5)$$

где $T_0 = 2R^{-2} \cdot \int_0^R T(r) \cdot r \cdot dr$ – средняя температура по сечению активного элемента радиуса

R , n_0 – показатель преломления, соответствующий температуре T_0 , $T_m(r) = 2r^{-2} \int_0^r T(r') \cdot r' \cdot dr'$

– средняя температура по внутренней части сечения радиуса r , P и Q – термооптические коэффициенты активной среды, $n_0 = n_{col} + \partial n / \partial T \cdot (T_0 - T_{col})$.

При условии, что эффектами нелинейного поглощения излучения можно пренебречь, амплитудные aberrации активного элемента лазера обусловлены только неоднородным пространственным распределением коэффициента усиления в активной среде $\alpha(r, z)$. Исходное распределение ненасыщенного коэффициента усиления в активной среде до момента включения режима активной модуляции лазера $\alpha_0(r, z)$, определим по формуле

$$\alpha_0(r, z) = \frac{\sigma_g \cdot \mu_p \cdot T_1}{h \nu_p} \cdot I_p(r, z) \cdot q, \quad (6)$$

где σ_g – сечение вынужденного перехода, T_1 – время продольной релаксации активной среды, ν_p – частота излучения накачки, q – квантовый выход накачки.

Таким образом, будем считать, что функция $\alpha_0(r, z)$ с точностью до множителя соответствует пространственному распределению интенсивности накачки в активном элементе.

Для нахождения пространственного распределения излучения генерации в резонаторе и на выходе лазера будем применять итерационную процедуру Фокса и Ли. Чтобы сократить количество итераций, необходимое для расчета поперечного распределения комплексной амплитуды фундаментальной пространственной моды резонатора, будем использовать в качестве начального (затравочного) излучения пучок с поперечным распределением комплексной амплитуды, соответствующим пространственному профилю пучка накачки.

Активный элемент лазера представим в виде набора плоскопараллельных слоев толщиной Δz с однородным по координате z распределением коэффициента усиления. Число слоев будем выбирать в каждом случае, исходя из критерия погрешности результата, не превышающей 5%.

Будем учитывать насыщение усиления активной среды, используя известное соотношение Франца-Нодвика, и рассчитывать пространственное распределение плотности энергии излучения генерации на каждом проходе через активный элемент в каждом его слое по формуле

$$W_{i+1,j}(r) = \ln \{ \exp[\alpha_{i,j}(r)\Delta z] \cdot [\exp[W_{i,j}(r)] - 1] + 1 \}, \quad (7)$$

при этом изменения коэффициента усиления будем учитывать, используя формулу

$$\alpha_{i,j+1}(r) = \alpha_{i,j}(r) \cdot \exp[W_{i,j}(r) - W_{i+1,j}(r)], \quad (8)$$

где i – порядковый номер слоя активного элемента по ходу распространения излучения в резонаторе, j – номер прохода излучения через активный элемент, а функция $W(r)$ нормирована на плотность энергии насыщения активной среды.

Основные результаты

Рассмотрим задачу моделирования на примере твердотельного YAG:Nd³⁺ лазера с продольной накачкой излучением диодного лазера с длиной волны $\lambda_p=810$ нм и активной модуляцией добротности резонатора. Оптическая схема твердотельного лазера представлена на рис. 1.

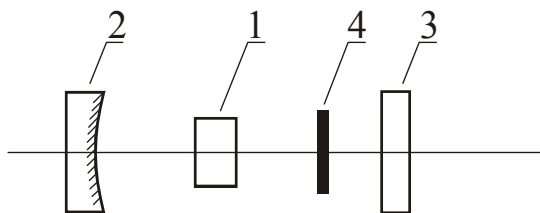


Рис.1. Оптическая схема твердотельного лазера с продольной диодной накачкой: 1 – активный элемент; 2 – вогнутое зеркало с радиусом кривизны отражающей поверхности $R_m=400$ мм; 3 – плоское выходное зеркало с коэффициентом отражения на длине волны генерации $r=60\%$; 4 – модулятор добротности резонатора с мгновенным включением.

Выберем для анализа кристалл YAG:Nd³⁺ с геометрическими размерами $a=\emptyset 3$ мм, $l_{a,z}=8$ мм и концентрацией ионов неодима, отвечающей коэффициенту поглощения излучения накачки $\mu_p=3$ см⁻¹. Будем полагать, что излучение накачки направлено в активный элемент по оси резонатора со стороны вогнутого зеркала и сфокусировано на торцевой поверхности активного элемента, обращенной к вогнутому зеркалу, причем $\omega_p=0.9$ мм. Коэффициент отражения вогнутого зеркала на длине волны генерации будем полагать равным 1. Длину резонатора выберем равной 155 мм. Для кристалла YAG:Nd³⁺ используем следующие значения термооптических коэффициентов: $P=1.0 \cdot 10^{-5}$ (1/К), $Q=0.6 \cdot 10^{-5}$ (1/К). Учтем также, что для этого кристалла показатель преломления при температуре $T_{col}=20$ °С равен $n_{col}=1.816$, термический коэффициент показателя преломления составляет $\partial n/\partial T=9.86 \cdot 10^{-6}$ (1/К), коэффициент теплопроводности равен $K=0.14$ Вт/(см К), время продольной релаксации $T_l=0.25 \cdot 10^{-3}$ с, сечение вынужденного перехода $\sigma_g=8.8 \cdot 10^{-19}$ см², а квантовый выход накачки $q=0.99$. Примем, что боковая поверхность активного элемента охлаждается водой, а торцевые поверхности – воздухом. Для водяного охлаждения коэффициент теплопередачи будем полагать равным $h_w=1.13$ Вт/(см² К) [14], а для воздушного – $h_a=0.01$ Вт/(см² К) [15].

На рис. 2 представлены результаты расчета пространственного распределения температуры активного элемента и изменения его показателя преломления при мощности диодной накачки, равной 10 Вт.

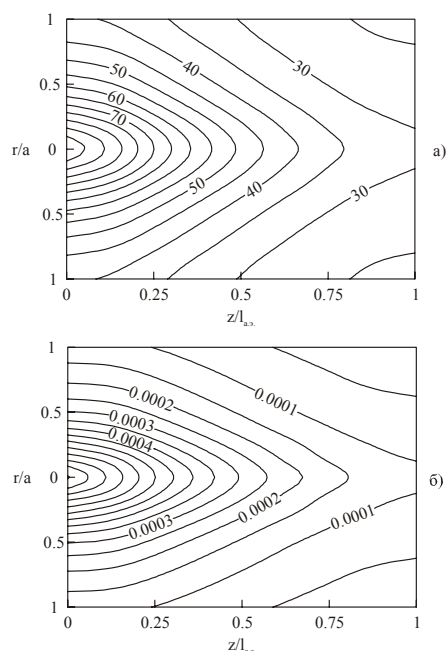


Рис. 2. Распределение температуры (а) и изменения показателя преломления (б) в плоскости симметрии активного элемента

На рис.3 представлены поперечные профили изменения показателя преломления в активном элементе при различных значениях средней мощности накачки.

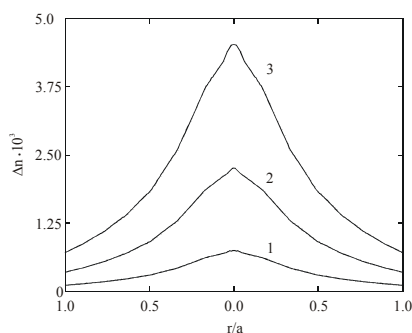


Рис. 3. Поперечные распределения изменения показателя преломления активного элемента при средней мощности накачки 10 Вт (кривая 1), 30 Вт (кривая 2) и 60 Вт (кривая 3).

В настоящей модели лазера излучение накачки может иметь импульсно-периодический характер и представлять собой последовательность квазипрямоугольных импульсов с различной скважностью. При этом значение средней мощности P_{av} , определяющее процессы формирования фазовых aberrаций активного элемента, и значение импульсной мощности P_p , характеризующее амплитудные aberrации активного элемента, вообще говоря, могут различаться.

На рис. 4 представлены рассчитанные интегральные по импульсу модулированной добротности поперечные распределения интенсивности излучения генерации на выходном зеркале лазера при различных соотношениях средней и импульсной мощности накачки.

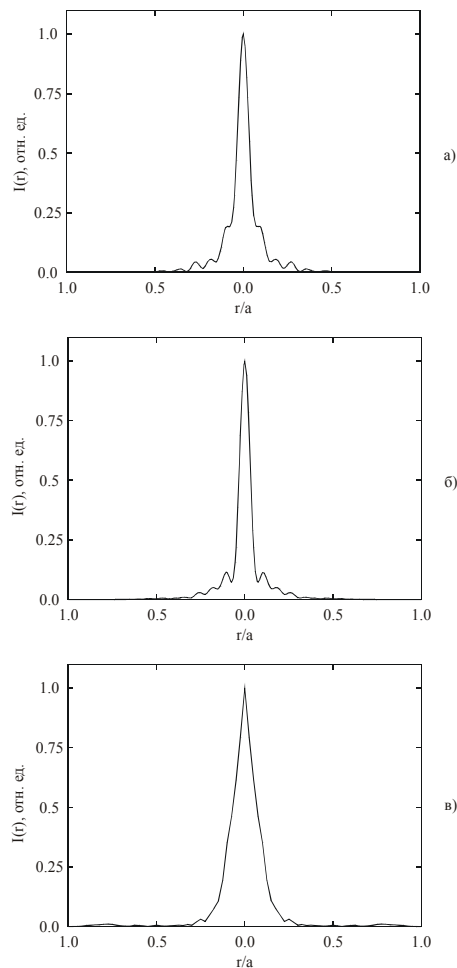


Рис.4. Поперечные распределения интенсивности излучения генерации на выходном зеркале лазера при различных значениях средней и импульсной мощности накачки.
 а) $P_a=10$ Вт, $P_p=10$ Вт; б) $P_a=10$ Вт, $P_p=30$ Вт; в) $P_a=30$ Вт, $P_p=30$ Вт

Из рис.4 (а, б) видно, что увеличение импульсной мощности без изменения средней приводит к некоторому уменьшению поперечного размера пучка на выходном зеркале, что связано с проявлением так называемого «index guiding» эффекта, т.е. затягивания и сжатия пучка генерации в активном элементе с неоднородным колоколообразным профилем коэффициента усиления. На рис.4 (б,в) представлены поперечные распределения интенсивности излучения генерации при накачке активной среды излучением, имеющим одинаковую импульсную, на различную среднюю мощность. Полученные результаты иллюстрируют влияние фазовых термоиндуцированных aberrаций активного элемента на модовую структуру излучения генерации. Видно, что поперечный размер пучка генерации на выходе лазера увеличивается с ростом средней мощности, что можно объяснить изменением параметров устойчивости резонатора.

Заключение

Представленная в настоящей работе теоретическая дифракционная модель формирования поперечных мод квазинепрерывного YAG:Nd³⁺ лазера с продольной диодной накачкой в режиме активной модуляции добротности учитывает основные факторы, влияющие на характеристики выходного излучения, а именно: конфигурацию резонатора, пространственно-энергетические параметры излучения накачки, амплитудные aberrации активной среды твердотельного лазера с учетом насыщения усиления, фазо-

вые термооптические aberrации активного элемента, вызванные его неравномерным нагревом излучением накачки. Наибольший интерес представляет оценка влияния «index guiding» эффекта, приводящего к уменьшению поперечного размера внутррезонаторной моды с увеличением импульсной мощности накачки, определяющей величину коэффициента усиления активной среды.

Литература

1. F.Salin, J., Squier, "Gain guiding in solid-state lasers", *Optics Letters*, 17, 19, 1352-1354, (1992)
2. G.K.Harkness, W.J.Firth, "Transverse modes of microchip solid state lasers", *J. Mod. Opt.*, 39, 10, 2023-2037, (1992)
3. C.Serrat, M.P. van Exter, N.J. van Druten, J.P.Woerdman, "Transverse mode formation in microlasers by combined gain- and index-guiding", *IEEE J. Quantum Electron.*, 35, 9, 1314-1321, (1999)
4. N.J. van Druten, S.S.R.Oemrawsingh, Y.Lien, C.Serrat, M.P. van Exter, J.P.Woerdman, "Observation of transverse modes in a microlaser with combined gain and index guiding", *J. Opt. Soc. Am. B*, 18, 12, 1793-1804, (2001)
5. F.Sanchez, M.Brunel, K.Aït-Ameur, "Pump-saturation effects in end-pumped solid-state lasers", *J. Opt. Soc. Am. B*, 15, 9, 2390-2394, (1998)
6. E.J.Grace, G.H.C.New, P.M.W.French, "Simple ABCD matrix treatment for transversely varying saturable gain", *Opt. Lett.*, 26, 22, 1776-1778, (2001)
7. A.J.Kemp, R.S.Conroy, G.J.Friel, B.D.Sinclair, "Guiding effects in Nd:YVO₄ microchip lasers operating well above threshold", *IEEE J. Quantum Electron.*, 35, 4, 675-681, (1999)
8. P.Laporta, M.Brussard, "Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, 27, 10, 2319-2326, (1991)
9. F.Sanchez, A.Chardon, "Pump size optimization in microchip lasers", *Opt. Commun.*, 136, 405-409, (1997)
10. R.Капоор, P.K.Mukhopadhyay, J.George, "A new approach to compute overlap efficiency in axially pumped solid state lasers", *Optics Express*, 5, 6, 125-133, (1999)
11. J.K.Jabczynski, J.Kwiatkowski, W.Zendzian, "Modeling of beam width in passively Q-switched end-pumped lasers", *Optics Express*, 11, 6, 552-559, (2003)
12. M.-D. Wei, W.-F.Hsieh, C.C.Sung, "Dynamics of an optical resonator determined by its iterative map of beam parameters", *Opt. Commun.*, 146, 201-207, (1998)
13. C.-H.Chen, M.-D.Wei, W.-F.Hsieh, "Beam-propagation-dominant instability in an axially pumped solid-state laser near degenerate resonator configurations", *J. Opt. Soc. Am. B*, 18, 8, 1076-1083, (2001)
14. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М.: Радио и связь, 1994.
15. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. Новосибирск: Наука, 1979.

МЕТОДЫ СЕГМЕНТАЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА И МОДИФИКАЦИИ ЛОКАЛЬНЫХ ГИСТОГРАММ

В.Н. Васильев, И.П. Гуров, М.В. Волков

Развитие методов компьютерной обработки изображений имеет важное значение для современных информационных технологий и систем бесконтактного контроля объектов. Во многих случаях требуется решать задачу сегментации изображений для последующей обработки или анализа информативных фрагментов. Вследствие физических, технических ограничений и влияния шума анализируемые изображения могут быть искажены, что затрудняет решение задачи сегментации. В работе рассмотрен метод подавления помех в изображениях с определением их локальных характеристик, позволяющий эффективно решать задачи сегментации изображений.

Введение

Известны различные методы сегментации изображений [1]. Наиболее распространенными являются методы двумерного дифференцирования путем свертки изображения с градиентной маской. Недостатком этого подхода является низкая помехоустойчивость к влиянию составляющей шума в изображении. Важной задачей является снижение влияния шума без потерь полезной информации о деталях изображения. Для решения этой задачи широко используются различные методы инверсной фильтрации с регуляризацией [1, 2]. Однако методы этого вида обеспечивают высокую эффективность при априорном знании характера искажающего воздействия. Во многих случаях такая информация отсутствует, поэтому требуется использовать методы улучшения изображений на основе анализа их характеристик при использовании более слабых требований к объему априорной информации.

Одним из возможных подходов к улучшению качества изображений перед последующими преобразованиями является метод локально-адаптивной фильтрации [3–5], в котором импульсный отклик фильтра формируется в зависимости от локальной структуры изображения. Метод основан на анализе локальных характеристик изображения, что также позволяет эффективно решать задачи сегментации.

Метод подавления помех на основе модификации локальных гистограмм

Сущность метода локально-адаптивной модификации гистограмм состоит в нелинейном преобразовании эмпирических гистограмм, полученных внутри локальных зон изображения с однородными пространственными свойствами, в частности, в зонах с преимущественным направлением ориентации деталей изображения, однородными размерами деталей и т. д. При этом учитывается не только распределение полутоновых уровней, но и локальная пространственная структура изображения в отдельных зонах. Если влияние составляющей шума в изображении можно считать равномерным по полю и изотропным, то форма локальных областей, внутри которых осуществляется модификация полутоновых гистограмм, определяется внутренней пространственной структурой изображения.

Рассмотрим вначале сущность метода модификации локальных гистограмм для простейшего одномерного случая.

Одномерный сигнал $\xi(x)$, представляющий значения яркости в некотором сечении изображения, можно представить в виде

$$\xi(x) = s(x) + n(x), \quad (1)$$

где $s(x)$ – полезный сигнал, $n(x)$ – составляющая шума. Выделим в области независимой переменной x некоторый интервал $[a, b]$ с центральной точкой x_c . Оценку полезного сигнала $s(x_c)$ можно получить при обработке значений $\xi(x)$ в точках x_k , $k = 1, \dots, K$,

внутри выбранного интервала. Для значений сигнала внутри интервала $[a, b]$ можно построить эмпирическую гистограмму $p(\xi_i)$, т.е. оценку плотности распределения вероятности значений $\xi(x_k)$ по дискретным уровням ξ_i . Значение гистограммы для уровня ξ_i равно количеству отсчетов сигнала, для которых $\xi(x_k) = \xi_i$. Полученная гистограмма позволяет получить оценку среднего значения отсчетов $\xi(x_k)$, а именно

$$\bar{s}(x_c) = \frac{\sum_{i=1}^N \xi_i p(\xi_i)}{\sum_{i=1}^N p(\xi_i)}. \quad (2)$$

Выбранный интервал $[a, b]$ перемещается на величину шага дискретизации Δx , рассчитывается значение $\bar{s}(x_c + \Delta x)$ и т. д. Из (1) следует, что усреднение в (2) позволяет уменьшить влияние шума $n(x)$ с нулевым средним значением. При этом, подобно вычислению «скользящего» среднего, выполняется фильтрация нижних частот, которая может приводить к потерям информации о деталях изображения. Покажем, что нелинейная модификация локальных гистограмм позволяет улучшить изображение без потери контраста.

Выполним модификацию локальной гистограммы $p(\xi_i)$ в соответствии с некоторым функциональным преобразованием T , например

$$p'(\xi_i) = T[p(\xi_i)] = [p(\xi_i)]^\alpha, \quad (3)$$

где коэффициент α для задач обработки сигналов и изображений выбирается из диапазона $1 < \alpha \leq 3$. Такое преобразование увеличивает «вес» для статистически наиболее заполненных уровней ξ_i . В частности, происходит повышение значений в окрестностях экстремумов гармонической составляющей сигнала на фоне шума. Однако нелинейное преобразование (3) приводит также к искажениям сигнала, которые возможно частично компенсировать при получении оценки значения $s(x_c)$ с учетом положения отсчетов $\xi(x_k)$. Для этого при построении гистограммы вводится «весовая функция» $g(x_k)$, которая позволяет учесть вклад значений $\xi(x_k)$ в гистограмму в соответствии с положением точек x_k внутри интервала по отношению к точке x_c . При этом алгоритм модификации гистограммы имеет вид

$$p'(\xi_i) = \left[\sum_{x_{k_i}} g(x_{k_i}) \right]^\alpha; \quad x_{k_i} : \xi(x_{k_i}) = \xi_i. \quad (4)$$

Использование преобразования (4), в общем случае при динамическом изменении весовой функции $g(x_k)$, позволяет устранить влияние шума при незначительных искажениях сигнала, как это иллюстрируется на рис. 1.

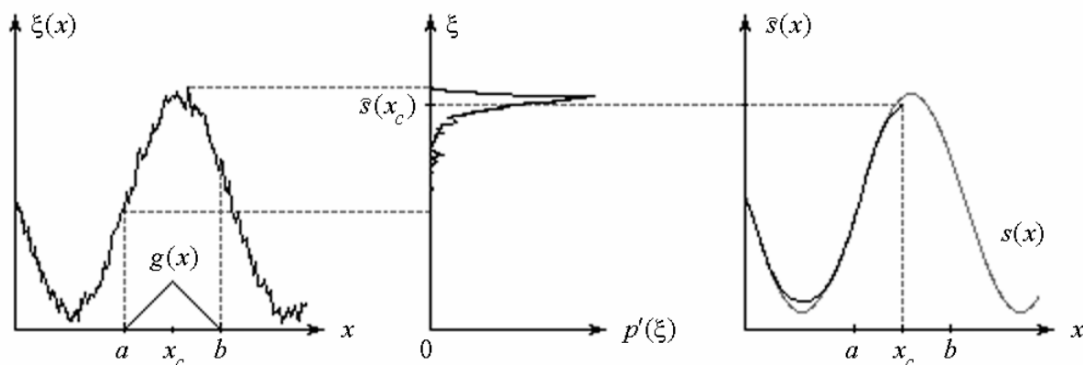


Рис. 1. Нелинейная обработка сигнала методом модификации локальных гистограмм с весовой функцией

Основные результаты

Метод нелинейной модификации локальных гистограмм с использованием пространственной весовой функции внутри двумерных локальных областей позволяет улучшить качество без существенных потерь контраста изображения (см. рис. 2).

Исходное изображение (рис. 2) искажено при дискретизации с малым разрешением для снижения объема информации. Использование рассмотренного метода позволяет повысить качество представления деталей изображения. Кроме этого, оказывается возможным применение известных методов сегментации без возникновения ложных контуров. Недостатком метода модификации локальных гистограмм является ограниченная эффективность метода в случаях, когда в выбранной локальной области оказывается малое число точек, поэтому получаемая гистограмма характеризуется сильной выборочной изменчивостью. Для преодоления этого недостатка разработан метод локально-адаптивной фильтрации [5].



Рис. 2. Исходное изображение ландшафта, искаженное при дискретизации, и улучшенное изображение [3]

Метод локально-адаптивной фильтрации исследовался применительно к задачам обработки изображений в измерительных системах, в частности, обработки интерферограмм [5].

Метод включает несколько операций. Вначале осуществляются дифференцирование распределения интенсивности по круговым траекториям (с центрами в каждой точке интерферограммы) с суммированием значений модулей производных и определение максимального и минимального значений (удвоенной амплитуды отклонений) на выбранной траектории. Отношение амплитуды к среднему значению производной по круговой траектории позволяет в режиме итераций получить оценку локального шага полос, как это показано на рис. 3.

Следующая операция состоит в определении среднего значения модулей производных в различных угловых направлениях для каждой точки интерферограммы, что позволяет найти приближенные оценки локального направления полос в каждой точке.

Используя полученные предварительные оценки локального шага полос и их угловой ориентации, можно в режиме итераций сформировать локально-анизотропный импульсный отклик двумерного фильтра для каждой точки интерферограммы, как это иллюстрируется на рис. 4. На рисунке внутри сформированных локальных областей полутоновыми уровнями представлены значения импульсного отклика двумерного фильтра.

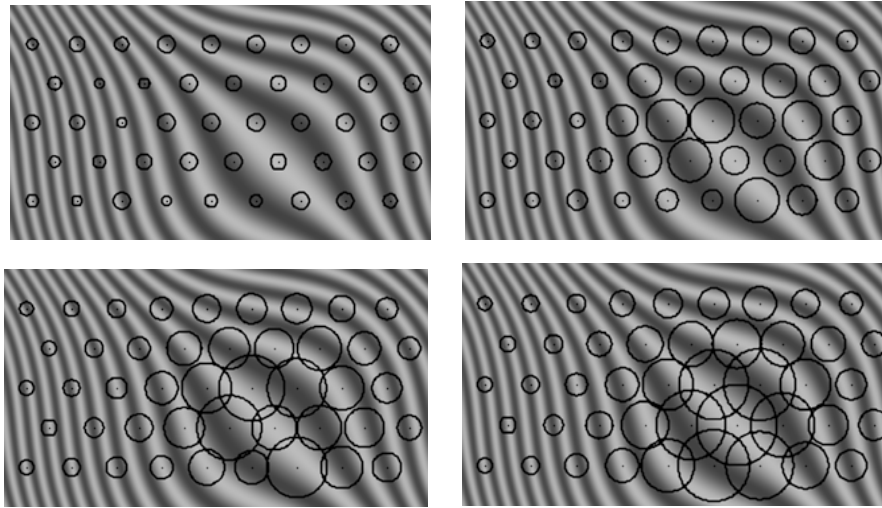


Рис. 3. Результаты итерационного оценивания локального шага полос интерферограммы. Значение локального шага соответствует размеру окружностей

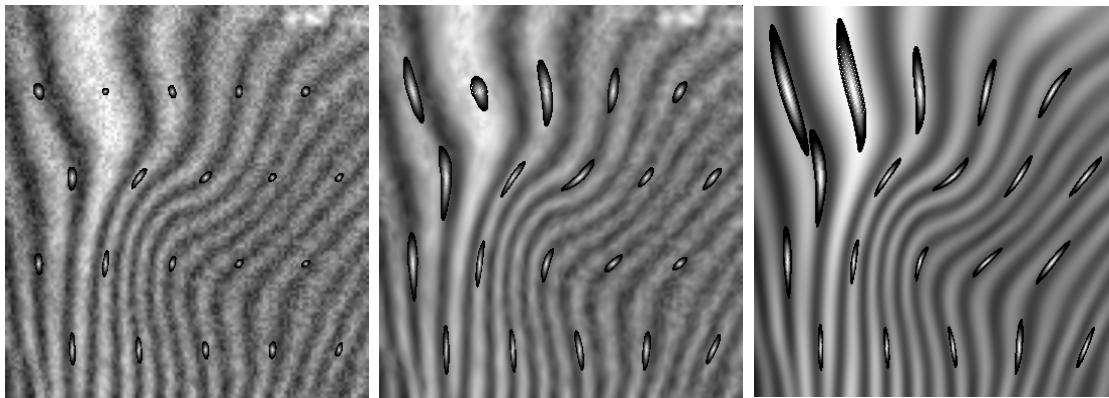


Рис. 4. Пример улучшения качества интерферограммы при использовании двумерной локально-адаптивной фильтрации в режиме итераций

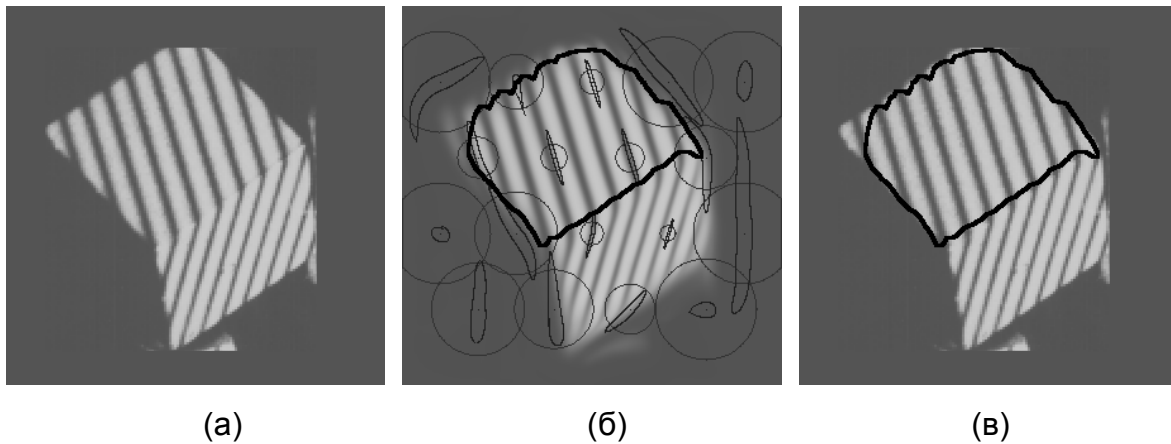


Рис. 5. Исходная картина полос, содержащая две области с различными характеристиками полос (а), иллюстрация получаемых оценок шага и ориентации полос (б) и выделенный сегмент картины полос с однородными свойствами (в)

В результате выполнения перечисленных операций определяются параметры, характеризующие локальную структуру изображения. В рассматриваемом примере такими параметрами являются шаг и ориентация полос в интерферограмме. Сегментация может быть выполнена с использованием локальных оценок параметров изображения, полученных при компьютерной обработке. При этом сегментацию можно осуществить по признаку однородности значений параметров в отдельных зонах изображения.

На рис. 9 показан пример выделения области интерферограммы по признаку однородности значений шага и ориентации полос.

Заключение

Рассмотренный метод локально-адаптивной фильтрации может быть использован для обработки изображений различных видов в целях улучшения качества и параметрической сегментации. Определение локальных областей изображения с однородными свойствами позволяет использовать подход на основе нелинейной модификации гистограмм внутри этих областей при количестве отсчетов внутри каждой области, достаточном для получения надежных оценок локальных гистограмм.

Литература

1. Прэтт У. Цифровая обработка изображений. М.: Мир, 1982.
2. Сизиков В. С. Математические методы обработки результатов измерений. СПб: Политехника, 2001.
3. Gurov I., Volkov M. Distorted image enhancement by the nonlinear local histogram modification method, in Image and Signal Processing for Remote Sensing VII / S.B. Serpico, ed. // Proc. SPIE 2002. V. 4541. P. 393-400.
4. Gurov I., Volkov M. Nonlinear filtering of noisy interference fringes with the 2D spatially dependent filter impulse response, in ICONO 2001: Quantum and Atomic Optics, High-Precision Measurements in Optics, and Optical Information Processing, Transmission, and Storage / S.N. Bagayev, S.S. Chesnokov, A.S. Chirkin, V.N. Zadkov, eds. // Proc. SPIE. 2002. V. 4750. P. 256-265.
5. Gurov I., Volkov M. Evaluation of complicated fringe patterns by the nonlinear data-dependent fringe processing method // Proc. IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, 2004.

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ОБНАРУЖЕНИЯ КРУПНОГАБАРИТНЫХ ОБЪЕКТОВ

О.П. Тимофеев

Проведен анализ энергетических характеристик оптико-электронных систем обнаружения крупногабаритных объектов при их импульсной оптической локации в условиях инерционного приема с квазиоптимальной фильтрацией отраженных сигналов.

Инерционный прием сигналов характерен для импульсных оптико-электронных систем (ИОЭС), использующих фотоприемники с инерционным фотоприемным контуром (ФПК), образованным емкостями фотоприемника, монтажа, первого каскада предварительного усилителя и сопротивлением нагрузки фотоприемника. Для решения задачи обнаружения сигналов в условиях инерционного приема система обнаружения может быть построена с использованием оптимальных фильтров. В связи со сложностью практической реализации оптимальных фильтров необходимо рассмотреть возможность использования квазиоптимальных фильтров, обеспечивающих заданные характеристики обнаружения отраженных от крупногабаритных объектов (КГО) сигналов при минимальной требуемой энергии источника зондирующего оптического излучения.

Поскольку форма передаточной характеристики квазиоптимального фильтра мало влияет на величину отношения сигнал/шум на выходе фильтра, а основную роль играет полоса пропускания, то рассмотрим фильтр с передаточной характеристикой вида

$$K(j\omega) = \frac{K}{1 + j\omega T}, \quad (1)$$

которая в первом приближении соответствует передаточной характеристике широкополосного усилителя.

В этом случае передаточную характеристику $K_k(j\omega)$ квазиоптимального фильтра, включающего ФПК и фильтр с $K(j\omega)$ вида (1), можно записать следующем образом:

$$K_k(j\omega) = \frac{1}{1 + j\omega T_n} \times \frac{K}{1 + j\omega T}, \quad (2)$$

где $1 / (1 + j\omega T_n)$ – передаточная характеристика ФПК; T_n – постоянная времени ФПК; $T_n = C R_n$; C – емкость; R_n – сопротивление нагрузки фотоприемника; T – постоянная времени фильтра, роль которого может выполнять широкополосный усилитель; K – коэффициент передачи фильтра на низких частотах ($\omega \cong 0$).

Отношение сигнал/шум на выходе квазиоптимального фильтра, создаваемое сигналом со спектральной функцией $S(j\omega)$ и шумом с энергетическим спектром $G(\omega)$, определяется по формуле [1]:

$$\rho = \frac{S_{\max}}{\sigma} = \frac{\left| \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} S(j\omega) K_k(j\omega) e^{j\omega t_i} d\omega \right|}{\left[\frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) (K_k(j\omega))^2 d\omega \right]^{1/2}}, \quad (3)$$

где S_{\max} – максимальное значение сигнала на выходе фильтра, которого он достигает в момент t_i ; σ – среднее квадратическое значение шума. В работе [2] показано, что для оценки величины отношения сигнал/шум в ИОЭС с инерционным ФПК при приеме сложных сигналов, получаемых при оптической локации КГО, могут быть использованы эквивалентные прямоугольные импульсы, амплитуда Φ_0 и длительность τ_0 , которых определяются из условий равенства оптических и электрических энергий сложного и

эквивалентного сигналов. После подстановки в (3) спектральной функции $S_y(j\omega)$ эквивалентного прямоугольного импульса и соответствующих преобразований выражение для ρ может быть записано в виде:

$$\rho = \frac{K\varepsilon_\lambda\Phi_\Delta}{\sigma} \left[1 - \frac{T_H e^{-\tau_\Delta/T_H} - T e^{-\tau_\Delta/T}}{T_H - T} \right], \quad (4)$$

где ε_λ - чувствительность фотоприемника на длине волны λ принимаемого излучения.

Энергетический спектр шумов $G(\omega)$ при использовании фотоприемников с ФПК имеет вид [3]:

$$G(\omega) = G_k(1+m)(1+\omega^2 T_o^2), \quad (5)$$

где G_k - энергетический спектр шумов ФПК; $m = G_y / G_k$; G_y - энергетический спектр шумов фильтра с $K(j\omega)$ вида (1); T_o - обобщенная постоянная времени ФПК:

$$T_o = \frac{m}{1+m} T_H^2. \quad (7)$$

На основании выражения (3) с учетом (5) можно получить следующее выражение для среднего квадратического значения шума:

$$\sigma = \left[\frac{G_k(1+m)}{\pi} \int_0^\infty \frac{K^2(1+\omega^2 T_o^2) d\omega}{(1+\omega^2 T_H^2)(1+\omega^2 T^2)} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

После соответствующих преобразований выражение (8) принимает вид

$$\sigma = \left\{ \frac{G_k(1+m)K^2}{2(T_H + T)} \left[1 + \frac{T_o^2}{T_H T} \right] \right\}^{1/2}. \quad (9)$$

После подстановки (9) в (4) отношение сигнал/шум ρ определяется по формуле

$$\rho = \varepsilon_\lambda \Phi_\Delta \left[\frac{2(T_H + T)}{G_k(1+m)(1 + \frac{T_o^2}{T_H T})} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{T_H e^{-\tau_\Delta/T_H} - T e^{-\tau_\Delta/T}}{T_H - T} \right] \quad (10)$$

или

$$\rho = \frac{\varepsilon_\lambda \Phi_\Delta \sqrt{\tau_\Delta}}{\sqrt{G_k(1+m)}} \left[\frac{2(T_H + T)/\tau_\Delta}{\left(1 + \frac{T_o^2}{T_H T} \right)} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{T_H e^{-\tau_\Delta/T_H} - T e^{-\tau_\Delta/T}}{T_H - T} \right], \quad (11)$$

где

$$\frac{\varepsilon_\lambda \Phi_\Delta \sqrt{\tau_\Delta}}{\sqrt{G_k(1+m)}} = \rho_o; \quad (12)$$

ρ_o - отношение сигнал/шум на выходе оптимального фильтра при безынерционном приеме.

С учетом (12) выражение (11) можно записать в виде:

$$\rho = \rho_o \alpha, \quad (13)$$

где

$$\alpha = \left[\frac{2(T_n + T)/\tau_\varepsilon}{\left(1 + \frac{T_o^2}{T_n T}\right)} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{T_n e^{-\tau_\varepsilon/T_n} - T e^{-\tau_\varepsilon/T}}{T_n - T} \right]. \quad (14)$$

Так как сигнал, отраженный от КГО, имеет большое число реализаций, то удобно представить отношение сигнал/шум ρ_i для i -ой реализации сигнала в нормированных единицах, причем нормировка производится по отношению сигнал/шум для реализации сигнала, соответствующей облучению КГО под ракурсом 90° импульсом длительностью $\tau_n = 10$ нс при попадании луча в «середицу» объекта. На основании (13) получаем выражение

$$\rho_{Hi} = \rho_{Ho_i} \cdot \alpha_i. \quad (15)$$

С учетом шумов тока сигнала ρ_{Hi} определяется по формуле

$$\rho_{Hi} = \frac{\rho_{Ho_i} \cdot \alpha_i}{(1 + l_i M)^{1/2}}, \quad (16)$$

где l_i – коэффициент амплитуды сигнала i -ой реализации; M – коэффициент шума тока сигнала для опорной реализации, относительно которой производится нормировка отношения сигнал/шум различных реализаций. Для конкретизации дальнейших исследований будем считать, что в ИОЭС используется в качестве фотоприемника с ФПК p - i - n фотодиод, а в первом каскаде фильтра с $K(j\omega) = K / (1 + j\omega T)$ полевой транзистор. В этом случае

$$G_k = q(I_T + I_\phi) + \frac{2kT_o C}{T_n}, \quad (17)$$

$$G_y = \frac{qI_A C^2}{S^2 T_n^2}. \quad (18)$$

Отсюда:

$$G_k(1 + m) = q(I_T + I_\phi) + \frac{2kT_o C}{T_n} + \frac{qI_A C^2}{S^2 T_n^2} = G, \quad (19)$$

$$T_o^2 = \frac{qI_A C^2}{S^2 G(1 + l_i M)}, \quad (20)$$

где q – заряд электрона; I_A – ток стока полевого транзистора; s – крутизна вольт-амперной характеристики полевого транзистора; T_o – температура среды (К); k – постоянная Больцмана; I_T – темновой ток p - i - n фотодиода; I_ϕ , – ток фона p - i - n фотодиода.

На основании (14) с учетом (20) получаем выражение:

$$\alpha_i = \left[\frac{2(T_n + T)/\tau_\varepsilon}{\left(1 + \frac{qI_A C^2}{S^2 G(1 + l_i M)}\right)} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{T_n e^{-\tau_\varepsilon/T_n} - T e^{-\tau_\varepsilon/T}}{T_n - T} \right]. \quad (21)$$

При оптической локации КГО получение той или иной реализации отраженного сигнала зависит в общем случае от большого числа факторов и, следовательно, является случайным [4]. Поэтому основной характеристикой обнаружения сигналов в

этом случае является вероятность \bar{D} правильного обнаружения КГО в целом, которая при известном законе распределения вероятностей получения реализаций сигнала может быть определена по формуле:

$$\bar{D} = \int_0^{\infty} W(i)D(i)di, \quad (22)$$

где $W(i)$ – плотность вероятности получения i -ой реализации; $D(i)$ – вероятность правильного обнаружения i -ой реализации сигнала;

$$D(i) = \frac{1}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{h_i}{\sqrt{2}\sigma_i} - \frac{\rho_i}{\sqrt{2}} \right) \right], \quad (23)$$

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-x^2} dx.$$

Из выражений (22) и (23) следует, что для определения \bar{D} необходимо знание соотношений между значениями ρ_i для различных реализаций, а также закона распределения вероятностей получения этих реализаций. Соотношения между ρ_i могут быть определены по формуле (16) для различных T_n , T_o , T , параметров транзисторов, фотодиодов, уровня фоновой засветки. Для определения $W(i)$ можно исходить из того, что закон обнаружения КГО под различными ракурсами равновероятен, т.е.

$$W(\varphi) = 1 / 90. \quad (24)$$

Кроме того, наиболее характерными реализациями отраженного сигнала являются реализации, полученные при попадании зондирующего луча в определенные места КГО. Для получения закона распределения вероятностей попадания луча в эти места КГО были использованы пространственные характеристики КГО под различными ракурсами, т.е. определены «геометрические» вероятности попадания, зависимости $P(k|\varphi)$ которых от ракурса φ представлены на рисунке.

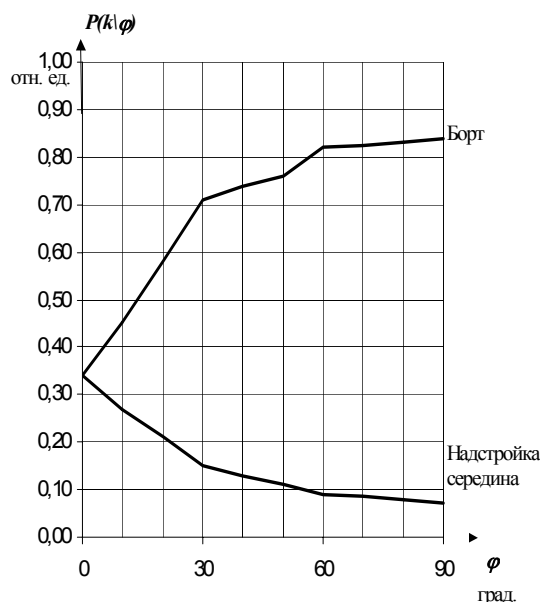


Рисунок. Зависимость $P(k|\varphi)$ от ракурса φ

Плотность вероятности получения отраженного сигнала, соответствующего облучению КГО под ракурсом φ при попадании в какое-то место КГО, определяется по формуле

$$W(k, \varphi) = p(k|\varphi)W(\varphi). \quad (25)$$

Плотность вероятности $W(i)$ получения i -ой реализации отраженного от КГО сигнала в этом случае характеризуется совокупностью $W(k, \varphi)$ и имеет вид

$$W(i) = \left\{ \begin{array}{l} W(B, \varphi) \\ W(H, \varphi) \\ W(C, \varphi) \end{array} \right\}. \quad (26)$$

Знание соотношений между ρ_i и $W(i)$ для различных реализаций отраженного от КГО сигнала позволяет определить \bar{D} для КГО в целом при заданной вероятности F ложной тревоги, так как в качестве критерия обнаружения используется критерий Неймана-Пирсона. Если задаться величиной \bar{D} , то можно определить величину отношения сигнал/шум для опорной реализации, требуемого для обеспечения заданной \bar{D} для КГО в целом, поскольку отношение сигнал/шум для различных реализаций пронормированы в единицах ρ_{oT_j} для опорной реализации. В общем случае расчет ρ_{oT_j} при локации КГО импульсами с длительностью τ_{ij} производится по формуле:

$$\begin{aligned} \rho_{oT_j} = \rho_{oT_j}(0) & \left[1 + \frac{G_\phi}{G_T} + l_j \frac{G_c}{G_T} + \frac{2kT^0 C}{G_T T_n} + \frac{qI_A C^2}{S^2 G_T T_n^2} \right]^{1/2} \times \\ & \times \left\{ \frac{1 + \frac{qI_A C^2}{S^2 [G_T (1 + G_\phi / G_T + l_j G_c / G_T + 2kT^0 C / (G_T T_n) + qI_A C^2 / (G_T T_n^2 S^2))] G_n T}}{2(T_n + T) / \bar{\tau}_{\varepsilon_j}} \right\} \times \\ & \times \left[\frac{1}{1 - \frac{T_n e^{-\bar{\tau}_{\varepsilon_j} / T_n} - T e^{-\bar{\tau}_{\varepsilon_j} / T}}{T_n - T}} \right] \end{aligned} \quad (27)$$

где $G_\phi = qI_\phi$, $G_T = qI_T$, G_e – энергетический спектр шумов тока сигнала; $G_e = a_\varepsilon q E_\lambda \mathcal{E}_{Tj} / \tau_{\varepsilon_0}$; a_ε – нормирующий коэффициент амплитуды эквивалентного импульса ($a_\varepsilon = 1,62j$); $\rho_{oT_j}(0)$ – отношение сигнал/шум, требуемое для обеспечения заданной \bar{D} при безынерционном приеме и оптимальной фильтрации опорной реализации сигнала от КГО; $\bar{\tau}_{\varepsilon_j}$ – средняя длительность эквивалентного импульса для КГО в целом; τ_{ε_0} – длительность эквивалентного импульса для опорной реализации ($\tau_{\varepsilon_0} = 30$ нс).

Поскольку $\rho_{oT_j}(0)$ представляет собой отношение сигнал/шум на выходе оптимального фильтра при безынерционном приеме сигнала, то его можно определить как

$$\rho_{oT_j}(0) = \frac{\varepsilon_\lambda K \cdot \mathcal{E}_{Tj}}{(\tau_{\varepsilon_0} G_T)^{1/2}}, \quad (28)$$

где \mathcal{E}_{Tj} – энергия источника излучения; K – коэффициент, учитывающий условия распространения отраженного излучения.

На основании (27), (28) получается выражение для расчета энергии \mathcal{E}_{Tj} , требуемой для обеспечения заданных характеристик обнаружения:

$$\mathcal{E}_{Tj} = \frac{1}{K} \cdot \frac{q a_\varepsilon l_j \rho_{oT_j}^2(0)}{4 \varepsilon_\lambda \frac{T_n + T}{\bar{\tau}_{\varepsilon_j}} \left(1 - \frac{T_n e^{-\bar{\tau}_{\varepsilon_j} / T_n} - T e^{-\bar{\tau}_{\varepsilon_j} / T}}{T_n - T} \right)^2} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \left[1 + \frac{8 \frac{T_n + T}{\bar{\tau}_{\Delta j}} \left(1 - \frac{T_n e^{-\bar{\tau}_{\Delta j}/T_n} - T e^{-\bar{\tau}_{\Delta j}/T}}{T_n - T} \right)^2}{l_j^2 \cdot a_{\Delta}^2 \cdot q^2 \cdot \rho_{OTj}^2(0)} \cdot \tau_{\Delta 0} \left[q(I_T + I_{\phi}) + \frac{2kT^{\circ}C}{T_n} + \frac{qI_A C^2}{S^2 T_n^2} + \frac{qI_A C^2}{S^2 T_n T} \right] \right]^{1/2} \right\} \quad (29)$$

Эта формула позволяет произвести расчет требуемой энергии \mathcal{E}_T источника излучения для любых значений параметров фотоприемника, нагрузки, полевого транзистора при известных значениях l_j , $\rho_{OTj}(0)$, $\bar{\tau}_{\Delta j}$, которые представлены в табл. 1.

$\bar{\tau}_u$ (нс)	$\rho_{OT}(0)$	l	$\bar{\tau}_{\Delta}$ (нс)
10	63	$4,39 \cdot 10^{-2}$	86,4
20	85	$2,18 \cdot 10^{-2}$	161,1
50	122	$1,33 \cdot 10^{-2}$	329,1
100	157	$8,84 \cdot 10^{-3}$	375,7

Таблица 1. К расчету требуемой энергии источника излучения

По формуле (29) с использованием данных табл. 1 были рассчитаны значения требуемой энергии источника излучения при различных длительностях зондирующих импульсов для $p-i-n$ - фотодиода и полевого транзистора с типовыми параметрами: $I_T = 5 \cdot 10^{-9}$ А; $\varepsilon_{\lambda} = 0,4$ А/Вт; $s = 10^{-3}$ А/В; $I_A = 5 \cdot 10^{-4}$ А; $C = 10$ пФ. При этом значения T_n и T выбирались из условия минимума требуемой энергии и представлены в табл. 2.

$\tau_n = 10$ нс;	$T_n = 450$ нс;	$T = 26$ нс;
$\tau_n = 20$ нс;	$T_n = 774$ нс;	$T = 44$ нс;
$\tau_n = 50$ нс;	$T_n = 860$ нс;	$T = 85$ нс;
$\tau_n = 100$ нс;	$T_n = 939$ нс;	$T = 96$ нс.

Таблица 2 Выбор T_n и T

τ_u (нс)	$L = 7 \cdot 10^3$ м				$L = 10 \cdot 10^3$ м			
	Безын. огп. прием. \mathcal{E}_T (Дж)		Инерц. квазиогп. прием \mathcal{E}_T (Дж)		Безын. огп. прием. \mathcal{E}_T (Дж)		Инерц. квазиогп. прием \mathcal{E}_T (Дж)	
	$I_{\phi} = 0$	$I_{\phi} = 5 \cdot 10^{-8}$ А	$I_{\phi} = 0$	$I_{\phi} = 5 \cdot 10^{-8}$ А	$I_{\phi} = 0$	$I_{\phi} = 5 \cdot 10^{-8}$ А	$I_{\phi} = 0$	$I_{\phi} = 5 \cdot 10^{-8}$ А
10	0,005	0,0145	0,101	0,105	0,0100	0,0290	0,202	0,21
20	0,0063	0,0192	0,076	0,078	0,0126	0,0384	0,152	0,156
50	0,0080	0,027	0,054	0,059	0,0160	0,054	0,108	0,118
100	0,0113	0,035	0,041	0,047	0,0226	0,070	0,082	0,094

Таблица 3. Полученные значения \mathcal{E}_T

Полученные значения \mathcal{E}_T представлены в табл. 3. Там же для сравнения даны значения требуемой энергии при безынерционном приеме и оптимальной фильтрации отраженных сигналов, когда в качестве фотоприемника используется лавинный фотодиод (ЛФД) с $I_T = 5 \cdot 10^{-9}$ А; $\varepsilon_{\lambda} = 0,4$ А/Вт, $(I + B) = 7$. Расчет \mathcal{E}_{Tj} проводился по формуле:

$$\mathcal{E}_{Tj} = \frac{q \cdot l_j \cdot a \rho_{oTj}^2 (0)(1+B)}{2\varepsilon_\lambda} \left[1 + \left(1 + \frac{4(I_T + I_\phi) \tau \mathcal{E}_0}{(1+B) q \cdot l_j^2 \cdot a^2 \cdot \rho_{oTj}^2 (0)} \right)^{1/2} \right] \quad (30)$$

По данным табл. 3 можно вычислить энергетический проигрыш η при инерционном приеме с квазиоптимальной фильтрацией отраженных от КГО сигналов по сравнению с безынерционным приемом и оптимальной фильтрацией сигналов:

$$\eta = \mathcal{E}_{T.u} / \mathcal{E}_{T.\delta},$$

где $\mathcal{E}_{T.u}$, $\mathcal{E}_{T.\delta}$ – требуемая энергия при инерционном и безынерционном приеме. Из табл. 3 следует, что при инерционном приеме с квазиоптимальной фильтрацией отраженных от КГО сигналов энергетический проигрыш η по сравнению с безынерционным приемом и оптимальной фильтрацией сигналов составляет: для длительности зондирующего импульса $\tau_n = 10$ нс и $I_\phi = 0$ А $\eta \cong 20$, а при $I_\phi = 5 \cdot 10^{-8}$ А $\eta \cong 7,2$; для длительности $\tau_n = 100$ нс и $I_\phi = 0$ А $\eta \cong 3,62$, а при $I_\phi = 5 \cdot 10^{-8}$ А $\eta \cong 1,34$.

Уменьшение η с увеличением τ_n объясняется тем, что при безынерционном приеме с оптимальной фильтрацией существенную роль играет преобразование энергетического подобия, которое приводит к увеличению \mathcal{E}_{Tj} с ростом τ_n . Для инерционного приема с квазиоптимальной фильтрацией более существенным является влияние инерционности ФПК на принимаемый сигнал, которая в меньшей степени сказывается на реализации, полученной при облучении КГО более длинными импульсами, что приводит к снижению \mathcal{E}_{Tj} с ростом τ_n . Уменьшение η с увеличением I_ϕ связано с тем, что при безынерционном приеме с использованием ЛФД шумы определяются темновым током I_T и током I_ϕ , а так как I_T мал, то увеличение I_ϕ приводит к значительному увеличению \mathcal{E}_{Tj} , а для инерционного приема с использованием p - i - n фотодиода шумы, как видно из формулы (19), определяются рядом составляющих, вклад шумов тока I_ϕ незначителен и, следовательно, увеличение I_ϕ не вызывает существенного увеличения \mathcal{E}_{Tj} .

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- использование в ИОЭС обнаружения КГО при их импульсной оптической локации фотоприемников с инерционным ФПК и квазиоптимальных фильтров отраженных от КГО сложных сигналов, хотя и приводит к некоторому увеличению в энергии источника излучения, требуемой для обеспечения заданных характеристик обнаружения, но, с другой стороны, позволяет значительно упростить техническую реализацию системы обнаружения;
- для уменьшения величины требуемой энергии источника оптического излучения при инерционном приеме с квазиоптимальной фильтрацией отраженных от КГО сложных сигналов предпочтительным является использование более длительных зондирующих импульсов оптического излучения;
- важным преимуществом инерционного приема отраженных от КГО сложных сигналов является относительно слабое влияние фоновой засветки на величину требуемой энергии источника оптического излучения, что позволяет упростить требования к условиям работы системы обнаружения.

Литература

1. Тихонов В.Н. Статистическая радиотехника. М.: Сов. радио, 1966.
2. Лебедько Е.Г., Тимофеев О.П. Оценка влияния инерционности фотоприемников на условия обнаружения сложных сигналов // Изв. вузов. Приборостроение. 1978. Т.21. № 5. С. 110.
3. Хайтун Ф.Н., Лебедько Е.Г. Об эффективности преобразования энергетического подобия в системах с инерционными фотоприемниками. // ОМП. 1969. № 3.
4. Хайтун Ф.Н., Кадзов Д.А. Расчет отражения от ламбертовых поверхностей при нестационарном облучении. // ОМП. 1972. №8.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭЛЕМЕНТАМИ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ И БИОЛОГИЧЕСКИМИ ОБЪЕКТАМИ

**А.В. Беликов, А.Б. Веселовский, В.Б. Карасев, А.В. Лендяев, В.В. Назаров,
О.А. Смолянская, В.А. Тарлыков, Г.Д. Фефилов, Л.В. Хлопонин, И.Г. Ходус,
В.Ю. Храмов**

Впервые исследована температурная динамика пропускания и ИК спектров поглощения липидов. Обнаружены спектральные особенности, отвечающие термостимулированному переходу липидов из α -полиморфной формы в более стабильную β -форму. Разработана модель дифракции лазерного излучения на агрегированных эритроцитах, получена связь степени агрегации с координатой первого минимума функции рассеяния. Лазерная дифрактометрия на двух длинах волн использована для измерения показателя преломления сферулированных эритроцитов. Проведенные экспериментальные исследования подтвердили применимость лазерной дифрактометрии для измерения показателя преломления эритроцитов. Отмечена роль волса и такого его параметра, как поперечный размер, который является важным для диагностирования различных патологий как самого волса, так и состояния живого организма в целом. Показана перспективность дифракционного способа измерения поперечного размера волса. Предложен способ оптимального преобразования сигнала в дифрактометрии, основанный на пространственно-временной фильтрации, позволяющий существенно снизить влияние аддитивной и параметрической помехи. Проведено исследование оптических свойств динамического градиентного отражателя (ДГО), построенного на основе модифицированного интерференционного отражателя, в конструкции которого использован НПВО-затвор. В результате численной оптимизации показано, что использование ДГО в качестве полностью отражающего зеркала в плоскопараллельном резонаторе моноимпульсного твердотельного лазера может увеличить яркость выходного излучения примерно в 1,5 раза по сравнению с резонатором, использующим градиентное или традиционное выходное зеркало.

Успешное применение источников когерентного и некогерентного излучения в биологии и медицине стимулирует дальнейшее развитие научных исследований в этой области. В медицинской практике развиваются методы, основанные на хорошо контролируемом по температуре, времени и пространству нагреве человеческих тканей и органов инфракрасным излучением. Данные методы для достижения лечебного эффекта очень часто используют комбинированное воздействие ряда факторов. Так, например, одновременно с воздействием световым излучением биологические ткани нагревают или охлаждают. Обычно в эти процессы вовлекаются ткани различного типа, в том числе и жировая ткань. Для применения подобного рода технологий знание оптических свойств ткани является крайне необходимым. Однако в современной литературе эта информация носит далеко не полный характер.

В биологии, медицине, биофизике, биохимии и т.д. широко применяются оптические методы измерения, основанные на рассеянии излучения. В биологии и медицине, где одним из основных объектов исследования являются форменные клетки крови, данные методы могут использоваться для нахождения их геометрических и физических параметров

Идентификация клеток с использованием стандартных методов биохимического анализа, как правило, занимает много времени. Оптические же методы в большинстве случаев являются более удобными и позволяют при минимальных затратах труда и времени идентифицировать клетки и получить информацию об их важнейших характеристиках. Основными достоинствами оптических методов являются неконтактность, малое время измерения, высокая точность и т.д.

При исследовании крови одними из основных объектов исследования является эритроциты, которые, с одной стороны, являются отличными индикаторами всех процессов, происходящих в организме, с другой стороны – очень удобными объектами исследования в силу их сравнительно больших размеров.

Изменение формы эритроцита, как правило, сопровождается изменением его объема и, как следствие, внутреннего содержимого. Поэтому основными параметрами кон-

троля являются его геометрические размеры, а в качестве физического параметра – показатель преломления, характеризующий изменение состава и концентрации внутреннего содержимого. Информационным параметром эритроцитов является также их способность объединения в группы – агрегация.

В настоящей работе представлены результаты фундаментальных исследований, направленных на изучение взаимодействия оптического излучения с элементами лазерных систем и биологическими объектами.

1. Исследование температурной динамики оптических свойств липидов

Как известно, основными компонентами жировой ткани являются триацилглицериды. Фазовое поведение триацилглицеридов хорошо известно [1–3]. Кристаллические триацилглицериды, как и жирные кислоты, могут кристаллизоваться в различные кристаллические модификации, называемые полиморфными формами. Эти формы существенно различаются по структуре и параметрам кристаллической решетки, по температуре плавления, плотности и другим физическим свойствам, но, в отличие от позиционных изомеров, дают идентичную жидкую или газообразную фазы [2]. Способность к полиморфным превращениям весьма свойственна соединениям жирного ряда с длинной цепью и в их числе триацилглицеридам природных жиров. Главными модификациями являются гексагональная, орторомбическая и триклинная формы (их обозначают α , β' и β , соответственно). В гетерогенных системах фазовые переходы могут быть энантиотропными, т.е. осуществляться обратимо в обоих направлениях без расплавления при повышении или понижении температуры системы, или монотропными, которые необратимы, протекают с потерей свободной энергии в направлении более устойчивой формы и для обратного получения нестабильной полиморфной формы требуют промежуточного расплавления [1]. Для триацилглицеридов характерны главным образом монотропные фазовые переходы. Кристаллическая структура смесей триацилглицеридов также может относиться к α , β' и β модификациям, однако их фазовое поведение очень сложно. Направление полиморфных превращений и образование тех или иных форм зависят от температуры нагревания, давления, скорости кристаллизации, наличия или отсутствия растворителя, содержания примесей [1–3]. Следовательно, о кристаллических, термических и других физических свойствах отдельного триацилглицеридов в определенных условиях среды можно говорить только после определения полиморфной формы, в которой находится в данный момент это соединение. Экспериментальных данных по термооптике смесей триацилглицеридов и природных жиров очень мало [4, 5]. Известно, что они могут образовывать множественные твердые растворы и микрогетерогенные эвтектические смеси. Существенно, что их фазовые превращения в значительной степени зависят от термической истории образца.

В рамках настоящей работы изучалась температурная динамика ИК и видимого спектров жира путем анализа интенсивности прошедшего света в диапазоне температур от 1°C до 50°C. Для каждой температуры был снят спектр поглощения жира в ИК и БИК областях спектра, и был зафиксирован спектр полос. Исследовалась связь пропускания света жировой тканью с ее температурой. Фиксировались полосы поглощения в спектрах, и изучалась связь между температурой, полосами поглощения в спектрах и агрегатным состоянием жира. Особое внимание обращалось на характер поведения вышеописанных потоков вблизи температур, соответствующих изменению фаз состояния жировой ткани. Таким образом, исследовалась температурная динамика потока света, прошедшего через образец человеческого жира *in vitro*.

ИК фурье-спектры регистрировались с помощью спектрометра Perkin-Elmer 1760X с МСТ приемником по методике НПВО, с разрешением 4 см^{-1} и усреднением 150–200 сканирований. Для получения спектров использовался элемент многократного

НПВО из германия с углом падения 45° . Спектры регистрировались относительно спектра элемента НПВО. Для того чтобы учесть увеличение интенсивности спектров за счет растекания (при плавлении) жира по элементу НПВО, интенсивности полос нормировались на интенсивность поглощения метиленовых групп $\nu_{as}CH_2$ ($\sim 2920\text{ см}^{-1}$), так как считается, что коэффициент поглощения $\nu_{as}CH_2$ слабо зависит от температуры. Интенсивность этой полосы может изменяться за счет изменения площади контакта образца (жира) и элемента НПВО при растекании жира. Температура повышалась в интервале от $+5^\circ\text{C}$ до $+50^\circ\text{C}$ с помощью элемента Пельтье. Температура регистрировалась термопарой, помещенной внутрь образца. Измерительная головка термопары располагалась на расстоянии не более $2\pm 0.5\text{ мм}$ от границы наблюдаемой области.

Спектры в видимой и ближней ИК (БИК) области регистрировались в режиме пропускания с помощью спектрофотометра Lambda-9 (Perkin-Elmer) при скорости сканирования 240 нм/мин и целевой программе 2 нм с пустым каналом сравнения. Спектр фона (электрический ноль) регистрировался в присутствии кварцевого окна в канале образца. Образец представлял собой тонкий срез свиного жира (порядка 100 мкм), сделанный при комнатной температуре и зажатый между двумя кварцевыми окнами. Температура менялась от 24°C до 50°C , затем 20°C , 15°C и 10°C . При интерпретации спектров учитывалось, что при 1670 нм , 1190 нм и 860 нм в приборе происходит смена фильтров, что может привести к появлению артефакта в спектрах. Обзорные спектры представлены на рис.1.1 (для видимой и ближней ИК области) и рис.1.2 (для ИК области).

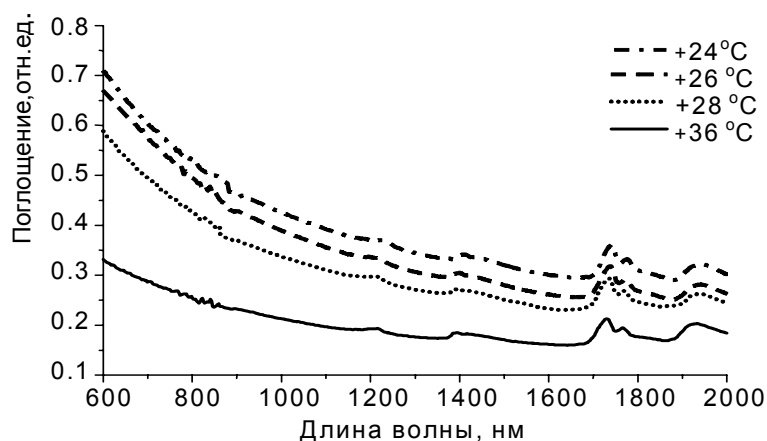


Рис.1.1. Видимый и ближний ИК спектр поглощения жировой ткани *in vitro*

Анализ спектров поглощения жира в видимом, БИК и ИК диапазонах при различных температурах позволяет заключить, что при $+26^\circ\text{C}$ начинается переход триацилглицеринов из α -полиморфной формы в более стабильную β -форму, об этом свидетельствует коротковолновый сдвиг полосы с 8.5 на 8.46 мкм . Кроме того, начиная с $+26^\circ\text{C}$, в спектрах появляется новая полоса 835 см^{-1} , характерная для β -формы триглицеридов. При нагреве жировой ткани до $+30^\circ\text{C}$ в спектре жировой ткани пропадают два пика 7.96 мкм и 10.26 мкм , что может быть объяснено испарением некоторых компонент жировой ткани. При температурах $(+38)$ – $(+45)^\circ\text{C}$ наблюдается следующий (после перехода $+26^\circ\text{C}$) фазовый переход жира в состояние, для которого характерно изменение вязкости, об этом свидетельствует прекращение изменения отношения интенсивностей полос поглощения асимметричного и симметричного колебания метиленовых групп.

В экспериментах по исследованию пропускания в качестве источника излучения была взята галогеновая лампа. Образец помещался на прозрачную подложку и вместе с последней фиксировался на предметном столике микроскопа. Толщина образца состав-

ляла $1 \pm 0,1$ мм. Температура регистрировалась термопарой, помещенной внутрь образца. Измерительная головка термопары располагалась на расстоянии не более $2 \pm 0,5$ мм от границы наблюдаемой области. Регистрация светового потока, прошедшего через образец, осуществлялась с помощью CCD-видеокамеры. После камеры изображение передавалось на персональный компьютер для обработки и хранения.

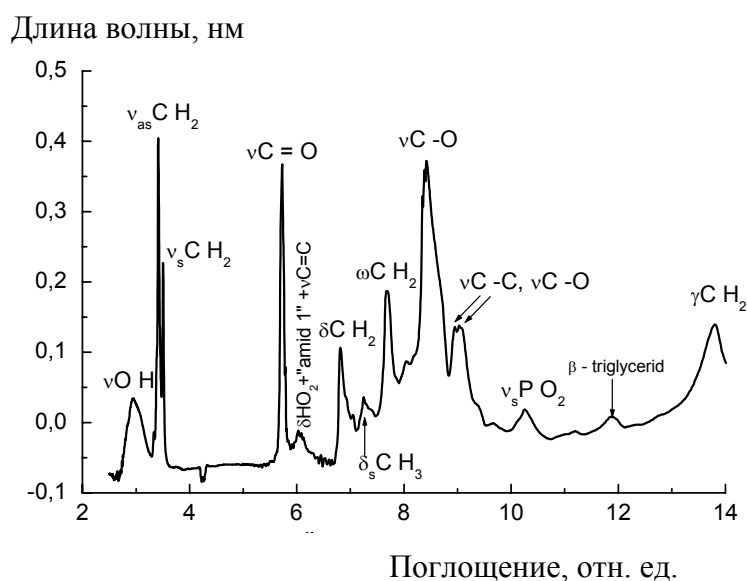


Рис.1.2. ИК спектр поглощения жировой ткани *in vitro*.

Образец можно было нагревать или охлаждать. Для нагревания использовался элемент Пелтье, соединенный с прозрачной подложкой. Охлаждение осуществлялось с помощью воздушно-капельного потока газа (фреон) из баллона (Fiber Instrument Sales Inc., New York) направляемого на прозрачную подложку. Экспериментальная установка позволяла в один и тот же момент времени записывать значение температуры жировой ткани и компьютерную фотографию (в виде *.bmp файла) обращенной к объективу микроскопа стороны образца.

В результате исследований было установлено, что при увеличении температуры образца жировой ткани от $+5$ °C до $+50$ °C возрастает интенсивность светового потока, локализованного в области малых углов (коллимированная составляющая) и уменьшается интенсивность светового потока, локализованного в области больших углов (диффузная составляющая). Интенсивность диффузно-рассеянной компоненты света, прошедшего слой жировой ткани толщиной 1 мм, уменьшается в 1,5 раза. Интенсивность коллимированной компоненты света увеличивается в 3 раза. Наиболее сильные изменения происходят при температуре $+(26-28)$ °C.

2. Лазерная дифрактометрия степени агрегации эритроцитов

Агрегационная способность эритроцитов – одно из основных реологических свойств крови. Образование агрегатов («монетных столбиков» эритроцитов) в кровотоке происходит непрерывно и определяет их роль в газообмене. Необратимая агрегация эритроцитов способствует нарушению микроциркуляции в органах и тканях.

В процессе агрегации в образце наблюдаются как свободные эритроциты, так и монетные столбики. При исследовании дифракции лазерного излучения на биологических частицах в качестве модели объекта будем использовать его теневое сечение. Монетный столбик представляет из себя совокупность эритроцитов, соединенных друг с другом по плоскости. Форму каждого одиночного эритроцита в поперечном сечении в этом случае можно рассматривать как частицу, состоящую из прямоугольника и двух полудисков, а

монетный столбик – как их совокупность (рис. 2.1) [6–8]. Для определения влияния реальной формы эритроцитов на вид дифракционного распределения рассматривались модели: прямоугольник, описанный вокруг монетного столбика, вписанный в него, и прямоугольник среднего размера (проходящий через середину выступов). Интегральные сечения дифракционных картин монетного столбика и прямоугольника практически идентичны. Это, вероятно, связано с тем, что соотношение площадей прямоугольника и полудиска: $\frac{S_{pd}}{S_{np}} \ll 1$. За теневое сечение такого объекта можно принять прямоугольник.

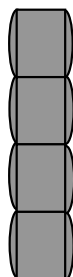


Рис. 2.1. Модель монетного столбика в виде прямоугольников и полудисков

При исследовании агрегации в образце наблюдаются хаотически расположенные монетные столбики и свободные эритроциты.

Была разработана модель дифракции на агрегированных эритроцитах. Поскольку в рассматриваемой модели существует два типа объектов: свободные эритроциты (кружочки) и монетные столбики (прямоугольники), то в формировании дифракционного распределения участвуют три основных размера: длина монетных столбиков (h), их ширина (b) и диаметр свободных эритроцитов (d). В эксперименте монетные столбики в камере Горяева расположены и ориентированы случайным образом как по углу, так и на плоскости.

Были построены модели для различных степеней агрегации – от 0% до 100% с шагом 5%. Общее число эритроцитов для всех моделей было фиксировано и равно 500. Высота всех монетных столбиков была одинакова и соответствовала 10 эритроцитам. Дисперсность по ширине и высоте монетных столбиков и размеру свободных эритроцитов не учитывалась.

В силу случайного расположения и ориентации по углу большого числа однотипных объектов на плоскости распределение интенсивности в дифракционной картине имеет кольцевую структуру. В результате моделирования было выявлено, что за формирование характерных точек функции рассеяния и интенсивности центрального лепестка отвечает ширина монетных столбиков.

Предполагается, что диапазон изменения координаты первого минимума связан со степенью агрегации. В случае нулевой агрегации (все эритроциты свободны, что возможно в NaCl) координата минимума u соответствует положению дифракционного минимума круглой частицы ($1,22\pi$). В случае полной агрегации координата минимума u соответствует ширине монетного столбика (π). Результат моделирования подтвердил данное предположение. В реальных популяциях агрегированных эритроцитов наблюдаются монетные столбики различной длины и ширины. Дисперсность по ширине и длине монетных столбиков оказывает влияние в первую очередь на контраст ДК, равный

$$V = \frac{2I_{ini}}{I_0},$$

где I_0 , $I_{осн}$ – соответственно амплитуды модуля нулевой и основной гармоник фурье-спектра выровненной ДК. Величина контраста для одинаковых объектов составляет 85%. Наличие разброса монетных столбиков по ширине практически не приводит к из-

менению вида функции рассеяния. Разброс монетных столбиков по длине приводит к понижению контраста ДК до 75 % .

Для всех образцов исследование агрегационной способности эритроцитов осуществлялось двумя методами – микроскопическим и методом лазерной дифрактометрии. Приготовление образцов крови осуществлялось одинаково для обоих методов. В основу методов положена способность аутологичной плазмы «фиксировать» фрагменты агрегатной структуры крови.

В ходе эксперимента фиксировалось распределение интенсивности и размера дифракционной картины (первого и второго колец).

Под наблюдением находилось 17 больных с множественной миеломой (ММ) (женщин 10, мужчин 7) в возрасте от 53 до 76 лет с длительностью заболевания от 6 месяцев до 12 лет. Кровь брали из локтевой вены человека с помощью инъекционной иглы в сухую центрифужную пробирку. В качестве стабилизатора в пробирки добавлялся гепарин (100 МЕ гепарина на 1 мл крови) для предотвращения свертывания крови.

Агрегации эритроцитов доноров свойственно образование отдельно лежащих небольших монетных столбиков, в то время как в крови больного наблюдаются патологические изменения – образование более крупных конгломератов.

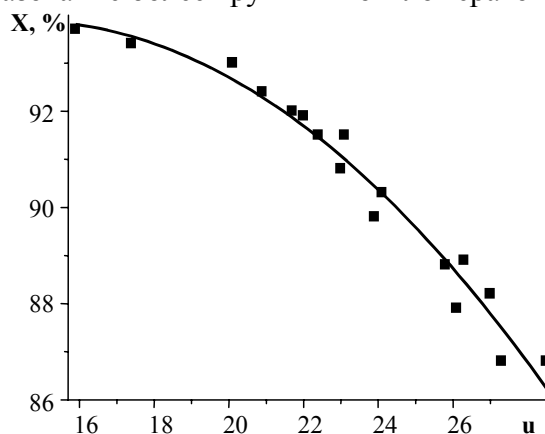


Рис. 2.2. Связь степени агрегации и координаты первого минимума, полученная экспериментально

С целью определения связи степени агрегации эритроцитов и положения экстремальных точек ДК проведено измерение среднего радиуса совокупности агрегированных эритроцитов дифрактометрическим способом. Суспензию эритроцитов вводили в камеру Горяева и помещали в дифрактометр. ДК фиксировали на экране монитора. Результаты экспериментальных исследований приведены на рис. 2.2. Полученная зависимость хорошо аппроксимируется полиномом второго порядка:

$$F(x)=a_0 + a_1x + a_2x^2.$$

В работе разработана модель дифракции лазерного излучения на агрегированных эритроцитах. Получена связь степени агрегации с координатой первого минимума функции рассеяния.

3. Измерение показателя преломления эритроцита

При исследовании биологических частиц рефрактометрический анализ проводят, используя светорассеяние. В большинстве работ по измерению показателя преломления биологических частиц получаемые теоретические и экспериментальные результаты интерпретируются на основе теории Ми.

Для определения показателя преломления биологических частиц в основном используется измерение интенсивности излучения, рассеянного под определенными уг-

лами. Согласно теории Ми, при дифракции плоской электромагнитной волны на одно-родной сфере интенсивность дифрагированного излучения зависит от дифракционного параметра $\rho = ka\tilde{n}$ ($k=2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, a – радиус частицы, \tilde{n} – комплексный показатель преломления, $\tilde{n} = n - i\chi$ (n – вещественный показатель преломления, χ – показатель поглощения).

В приведенных исследованиях авторы использовали модель гипоосмотического набухания эритроцитов [8–10].

Угловой размер дифракционного кольца (расстояние между одноименными минимумами интенсивности по обе стороны от центра ДК) по теории Ми является функцией показателя преломления и радиуса сфероида, что и лежит в основе дифрактометрии показателя преломления эритроцита.

Согласно данным дисперсионной зависимости, показатель преломления эритроцита в пределах спектрального интервала 500–800 нм в основном зависит от концентрации гемоглобина и практически не зависит от длины волны излучения. Для уменьшения погрешности измерения, связанной с влиянием диаметра эритроцита и дисперсности размеров, в работе дифрактометрия проводилась на двух длинах волн. С уменьшением длины волны размер дифракционного кольца уменьшается; характер зависимости размера дифракционных колец от показателя преломления сохраняется. Чувствительность размера дифракционного кольца к показателю преломления и диаметру с уменьшением длины волны растет. Погрешность измерения относительного показателя преломления эритроцита

$$\delta n = (\varphi_{\text{ном}}/S_n) \delta(\varphi),$$

где $\varphi_{\text{ном}}$ – номинальное значение размера дифракционных колец, $\delta(\varphi)$ – погрешность измерения размера дифракционных колец.

Анализ дифракционного распределения, выполненный для разных длин волн, показал, что целесообразно использовать излучение с длинами волн 0,63 и 0,53 мкм. На данных длинах волн наблюдается максимальный контраст дифракционной картины; дисперсность совокупности эритроцитов по диаметру оказывает минимальное влияние на относительный размер дифракционных колец. Относительные показатели преломления по данным дисперсионной зависимости на длинах волн 0,53 и 0,63 мкм отличаются на величину 0,0005 (0,05%).

Размер дифракционных колец линейно уменьшается с увеличением диаметра эритроцита. Точность линейной аппроксимации зависимости размера дифракционных колец от диаметра эритроцита в диапазоне 6,8–8 мкм для длин волн 0,63 и 0,53 мкм составляет 0,3–0,6%, что можно считать несущественным при погрешности измерения размера дифракционных колец 1–2%. Это позволяет составить систему параметрических уравнений для определения показателя преломления и диаметра эритроцита. Решением данной системы являются значения показателя преломления и диаметра эритроцита.

В качестве источников когерентного излучения использовались He-Ne – лазер ($\lambda=0,63$ мкм) и YAG:Nd³⁺ – лазер, работающий на второй гармонике ($\lambda=0,53$ мкм). Для регистрации дифракционной картины применялась ПЗС-линейка.

Для исследования показателя преломления эритроцитов было использовано 17 образцов крови больных множественной миеломой и 5 образцов крови доноров. Обеспечение сферической формы эритроцитов достигалось путем помещения их в гипоосмотические растворы разной осмолярности. Показатель преломления эритроцитов отдельно измерялся на длинах волн 0,53 и 0,63 мкм, а также рассчитывался по предложенной модели измерения показателя преломления для двух длин волн. Показатель поглощения эритроцита на этих длинах волн достаточно мал и в данной модели измерения показателя преломления не учитывается.

При набухании эритроцита в гипотоническом растворе объем клетки увеличивается за счет поступления в нее воды, что приводит к уменьшению концентрации гемоглобина в эритроците и, соответственно, показателя преломления клетки.

Проведенные исследования показали, что излучение с длинами волн 0,53 и 0,63 мкм неодинаково воздействует на эритроцит, что приводит к изменению жесткости эритроцитарной мембраны и, как следствие, отражается в характере набухания сферулированного эритроцита. Необходимо учитывать поглощение лазерного излучения гемоглобином эритроцитов и структурные перестройки при облучении образца крови.

Абсолютные значения показателя преломления эритроцита менялись в пределах 1,027–1,062 ($\lambda=0,63$ мкм) и 1,015–1,046 ($\lambda=0,53$ мкм). Это, по-видимому, также связано с влиянием лазерного излучения. Также обнаружено повышенное значение жесткости эритроцитарной мембраны на длинах волн 0,53 и 0,63 мкм для больных с повышенным значением концентрации общего белка и парапротеина, и, как следствие, меньший характер изменения показателя преломления клетки при гипоосмотическом набухании.

Характерной особенностью использования метода двух длин волн является то, что на результаты измерения показателя преломления эритроцита не оказывает влияние диаметр клетки, и погрешность измерения показателя преломления эритроцита будет зависеть от погрешности линейной аппроксимации зависимости относительного размера дифракционных колец от диаметра эритроцита. Это позволяет измерять показатель преломления эритроцита с относительной погрешностью порядка 0,1%.

Средний показатель преломления эритроцита при гипоосмотическом набухании, найденный по методу «двух длин волн», коррелирует с показателем преломления эритроцита, найденным из полученных данных по концентрации гемоглобина в эритроците путем использования формулы Гладстона-Дейла (см. рис. 3.1).

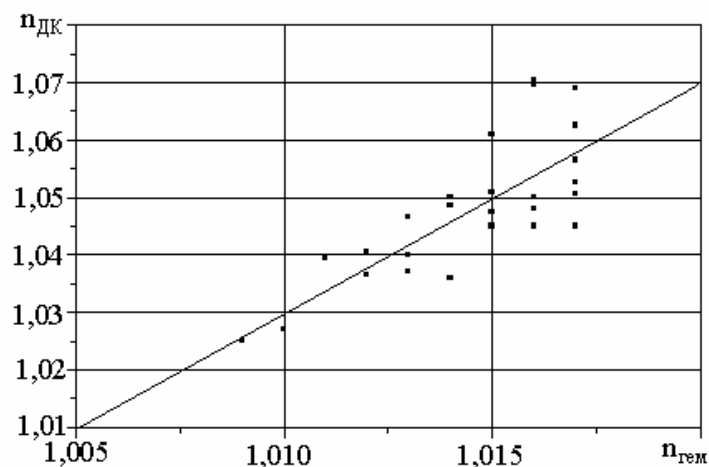


Рис. 3.1. Корреляция показателя преломления сфероцита с показателем преломления гемоглобина в исследуемом образце крови

4. Лазерная дифрактометрия малоразмерных биологических объектов протяженной формы

Одним из биологических объектов протяженной формы является волос, растущий на теле человека. Волосы выполняют ряд важных функций, они образуют теплоизоляционный покров, предохраняют кожу от потертостей, воспаления и инфекционного заражения. Пушковые волосы участвуют в осязании. Ресницы защищают глаза от чрезмерного воздействия света и от инородных тел (мелких частиц и насекомых), волосы в носу и ушах задерживают пыль. Волосы действуют как защитный барьер, предохраняя как отдельные органы, так и живой организм в целом от воздействия термических и

биологических факторов, таких как засорение, заражение, ранение, удар, сдавливание [11]. По форме волоса можно определить расовую принадлежность человека.

Анализ состояния волос – это еще один доступный метод определения состояния здоровья человека. Связь, существующая между внешним видом волос и здоровьем, огромна. Измерение поперечного размера волоса (толщина волос человека колеблется от 0,04 до 0,12 мм.) бесконтактным методом (используя лазерную дифрактометрию) позволяет получить дополнительную информацию о патологии как самого волоса, так и состояния живого организма в целом и будет существенным дополнением к используемым методам анализа для установления более достоверного диагноза различных заболеваний.

Сравнительный анализ основных характеристик дифракционных способов измерения объектов микронных размеров (чувствительности, диапазона измерения) показывает, что дифракционный способ, основанный на измерении интервала между экстремальными точками дифракционной картины, является оптимальным.

Исследование спектра измерительного сигнала и математическое моделирование воздействия аддитивной помехи на погрешность дифракционного метода показывает, что практическая ширина спектра сигнала, описывающего распределение интенсивности в ДК, в десятки раз превосходит основную частоту сигнала, это делает малоэффективной борьбу с аддитивными помехами традиционными способами.

Для решения указанной проблемы разработан способ оптимального преобразования сигнала, основанный на пространственно-временной фильтрации измерительного сигнала из дифракционной картины [12, 13], что позволяет в последующем эффективно подавлять аддитивные помехи и, кроме того, существенно уменьшить влияние параметрических помех [14, 15].

Амплитудная пространственно-временная фильтрация измерительного сигнала в лазерной дифрактометрии основана на изменении во времени по заданному закону интенсивности регистрируемой ДК, синхронно с ее сканированием и преобразованием во временной сигнал [12]. При этом на выходе анализатора изображения возникает изменяющийся во времени поток излучения, обладающий равномерной амплитудой. Изменение интенсивности ДК во времени происходит в результате синхронного изменения мощности излучения лазера, падающего на контролируемый объект.

В основу синтеза нелинейно изменяющегося напряжения, управляющего мощностью излучения лазера, положен метод кусочно-линейной аппроксимации [12, 16]. Для реализации метода кусочно-линейной аппроксимации воспроизводимая функция на всем интервале разбивается на N участков длиной $l_i = X_{i+1} - X_i$ и на каждом из них заменяется прямой линией. Число участков разбиения и их координаты определяются заданной погрешностью аппроксимации Δ .

Огибающая максимумов ДК одномерных изделий, таких, например, как щель, волос или микропровода, неизменна во всем диапазоне изменения контролируемых размеров. Поэтому сигнал, управляющий оптико-электронным attenuатором, неизменен во всем диапазоне изменения размеров измеряемых изделий и является жестким детерминированным воздействием, начало которого синхронизовано с началом сканирования ДК.

Применение метода кусочно-линейной аппроксимации для моделирования сигнала управления позволяет создавать адаптивные и перестраиваемые дифракционные измерительные системы.

Разработана схема реализации амплитудного пространственно-временного фильтра. Проведены экспериментальные исследования предложенного амплитудного пространственно-временного фильтра. Результаты экспериментальных исследований подтвердили правильность теоретических выводов.

5. Исследование динамического градиентного отражателя с целью увеличения яркости выходного излучения

Одним из традиционных способов увеличить яркость генерируемого излучения является использование градиентных выходных отражателей в резонаторах твердотельных лазеров [17–19]. Наряду с использованием традиционных методик, определенный интерес представляет проведение фундаментальных исследований, направленных на разработку новых внутрирезонаторных оптических элементов, позволяющих улучшить пространственно-энергетические характеристики лазерного излучения. Одним из возможных оптических элементов может являться динамический градиентный отражатель (ДГО), у которого пространственное распределение оптических характеристик изменяется в течение импульса генерации.

В настоящей работе рассматривается возможность применения в качестве ДГО хорошо известных оптико-механических лазерных затворов, основанных на применении явления НПВО [20]. Известно, что в процессе переключения у этих затворов величина зазора между рабочими поверхностями является функцией не только времени, но и координат. Представляет интерес рассмотреть применение затвора НПВО в качестве одного из элементов интерференционного отражателя, который применяется в качестве полностью отражающего зеркала в резонаторе твердотельного лазера, что позволило получить устройство [21], сочетающее свойства модулятора и полностью отражающего зеркала, обеспечивающего неразьюстируемость резонатора [22]. Нетрудно показать, что эффективный коэффициент отражения R_{eff} , связывающий интенсивности падающей на отражатель I_{in} и отраженной обратно в резонатор I_{out} волн, зависит от коэффициента пропускания затвора T следующим образом:

$$R_{\text{eff}}=I_{\text{in}}/I_{\text{out}}=4T(1-T).$$

На основании данных, устанавливающих взаимосвязь между коэффициентом пропускания затвора T и величиной зазора между пластинами затвора, были определены зависимости R_{eff} от радиальной координаты r для различных моментов времени включения затвора t/t_{sw} . При этом радиальная зависимость величины зазора между пластинами аппроксимировалась параболой. Из рис. 5.1 видно, что в процессе переключения затвора радиальная зависимость коэффициента отражения изменяется от квазигауссовой до зависимости, имеющей минимум коэффициента отражения в центре апертуры.

В ходе численных исследований влияния характеристик интерференционного отражателя с НПВО-затвором на пространственно-энергетические характеристики лазерного излучения производилось сравнение яркостей излучения, полученных для трех моделей резонатора моноимпульсного лазера: 1 – плоскопараллельный резонатор с активным элементом, задним отражателем в виде ДГО и традиционным выходным зеркалом; 2 – плоскопараллельный резонатор с активным элементом, обычным модулятором добротности и выходным зеркалом, имеющим супергауссов профиль коэффициента отражения; 3 – плоскопараллельный резонатор с активным элементом, обычным модулятором добротности и традиционным выходным зеркалом. Анализ полученных результатов показал, что яркость излучения генерации существенным образом зависит как от числа Френеля F_n , которое определялось апертурой активного элемента, установленного в резонаторе, и изменялось в пределах 1–50, так и от значения апертурного фактора $F_{\text{ap}}=r_{\text{ap}}/r_{\text{max}}$ (r_{ap} , r_{max} – радиусы апертур активного элемента и НПВО-затвора соответственно), который принимал значения 0.4, 0.6, 0.8. Коэффициент усиления слабого сигнала был равен $g_0=4$ и $g_0=7$. Результаты расчетов, приведенные на рис. 5.2, показывают, что в активных средах со значительным коэффициентом усиления ($g_0=7$) использование динамического градиентного отражателя может увеличить яркость выходного излучения примерно в 1,5 раза по сравнению с резонатором, использующим градиентное или традиционное выходные зеркала.

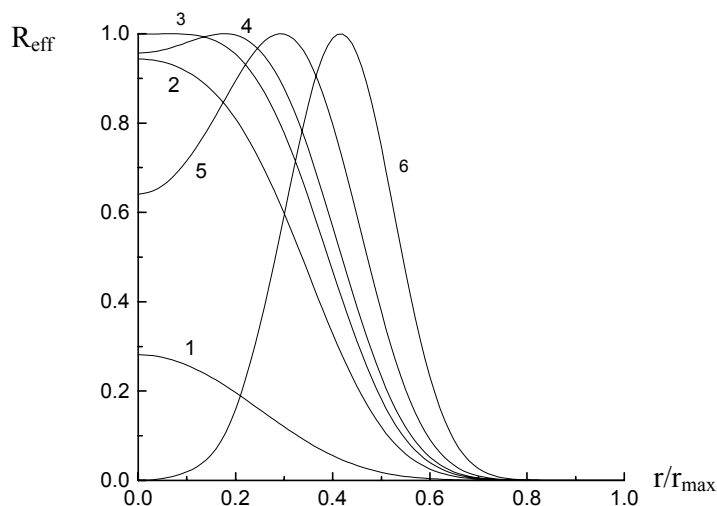


Рис 5.1. Зависимости эффективного коэффициента отражения R_{eff} динамического градиентного отражателя (ДГО) от радиальной координаты, для различных моментов времени переключения ДГО $t/t_{\text{sw}}=0.5; 0.6; 0.7; 0.8; 0.9; 1.0$ (кривые 1–6 соответственно), t_{sw} – время полного переключения ДГО, r_{max} – радиус апертуры

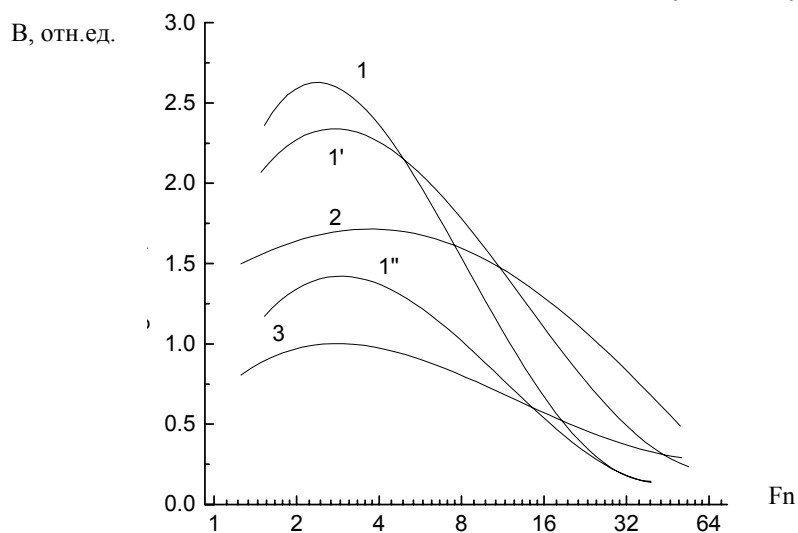


Рис. 5.2 Зависимость яркости пучка излучения B от числа Френеля F_n для моделей резонатора 1 (кривые 1, 1', 1''), 2 (кривая 2) и 3 (кривая 3) при значении коэффициента усиления слабого сигнала $g_0=7$ и значениях апертурного фактора $F_{\text{ap}}=0.4$ (кривая 1), 0.6 (кривая 1'), 0.8 (кривая 1'')

Заключение

Полученные в работе результаты демонстрируют специфику взаимодействия оптического излучения с биологическими объектами (жировой тканью, эритроцитами, биологическими объектами протяженной формы) и элементами лазерной системы. Найденные закономерности и особенности поведения биологических тканей и эритроцитов человека при различных внешних воздействиях могут быть использованы при создании методик лечения различных заболеваний. Использование предложенного динамического градиентного отражателя резонатора позволяет увеличить яркость излучения в полтора раза, что очень существенно для практического применения.

Представленные в настоящей работе результаты получены в ходе выполнения госбюджетной темы № 10002 «Исследование физических процессов в объектах квантовой электроники и биомедицинской оптики», выполняемой на кафедре квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Литература

1. А.Г. Верещагин. Биохимия триглицеридов. М.: Наука, 1972.
2. Б.Н.Тютюнников. Химия жиров. М.: Пищевая промышленность, 1974.
3. Garti N., Sato K. Crystallization and polymorphism of fats and fatty acids. New York: Marcel Dekker, 1998.
4. Баграташвили В.Н., Баграташвили Н.В., Игнатъева Н.Ю., Лунин В.В., Гроховская Т.Е., Аверкиев С.В., Свиридов А.П., Шах Г.Ш. Структурные изменения в соединительных тканях при умеренном лазерном нагреве. // Квантовая электроника. 2002. Т.32. №10.
5. Антонов В.Ф., Смирнова Е.Ю., Шевченко Е.В. Липидные мембраны при фазовых превращениях. М.: Наука, 1992.
6. Бессмельцев С.С., Лендяев А.В., Тарлыков В.А., Ходус И.Г. Использование лазерной дифрактометрии для измерения степени агрегируемости эритроцитов / Тез. докл. конф. «Лазеры. Измерения. Информация», СПб, 2001. С. 68-69.
7. Bessmeltsev S.S., Lendiaev A.V., Tarlykov V.A., Hodus I.G. Use of laser diffractometry for erythrocytes aggregation estimation // Proceedings SPIE.ж 2002. Vol. 4680. P. 177-180.
8. Bessmeltsev S.S., Lendiaev A.V., Moskaleva A.U., Tarlykov V.A., Hodus I.G. The measurement of the refractive index and aggregation of the erythrocytes by the laser diffractometry method // Proceedings SPIE. 2002. Vol. 4900. P. 1031-1038.
9. Лендяев А.В., Тарлыков В.А. Дифрактометрия показателя преломления эритроцита/ Тез. докл. конф. «Лазеры. Измерения. Информация», СПб, 2003. С. 49-50.
10. Лендяев А.В., Тарлыков В.А. Измерение показателя преломления биологических частиц / Тез. докл. конф. «Лазеры для медицины, биологии и экологии», СПб, 2001. С. 26-27.
11. <http://www.hairclab.ru>
12. Фефилов Г.Д. Дифракционный способ измерения линейного размера изделия и устройство для его осуществления / А.с. №1357701. Опубл. БИ №45, 1987.
13. Митрофанов А.С., Фефилов Г.Д. Использование пространственно-временной фильтрации дифракционной картины Фраунгофера при определении размеров изделий. / Материалы российской научно-практической конференция по проекту «Оптика и научное приборостроение» в рамках ФЦП «Интеграция», январь 2000. СПб: ИТМО (ТУ), 2000. С. 17.
14. Митрофанов А.С., Фефилов Г.Д. Оценка влияния положения контролируемого отверстия в гауссовом пучке на погрешность дифракционного метода измерения. Материалы российской научно-практической конференция по проекту “Оптика и научное приборостроение” в рамках ФЦП “Интеграция”/ январь 2000 г. С.Пб.: ИТМО (ТУ), 2000, с. 19.
15. Митрофанов А.С., Фефилов Г.Д. Влияние неравномерности распределения фазы поля на круглом отверстии на погрешность дифракционного метода измерения. / Научно-технич. вестник СПб ГИТМО (ТУ). Выпуск №4 (квантовая электроника, волновая оптика и лазерные технологии) / Под ред. В.Н. Васильева. СПб? СПбГИТМО (ТУ), 2002. С.74–80.
16. Смоллов В.Б. Функциональные преобразователи информации. Л.: Энергоиздат, 1981. 248 с.
17. De Silvestri S., Laporta P., Magni V., Svelto O. // Opt. Commun. 1988. V.67. №3. P.229–232.
18. De Silvestri S., Magni V., Taccheo S., Valentini G. // Opt. Lett. 1991. С. 16. №9. P. 642–644
19. Bostanjoglo G., Weber H. // Laser und Optoelektronik. 1996. V. 28. №4. P. 51–61.
20. Харрик М. Спектроскопия внутреннего отражения. М. Наука, 1970. 336 с.
21. Альтшулер Г.Б., Исянова Е.А., Карасев В.Б., Левит А.Л., Овчинников В.М. // Квантовая электроника. 1977. Т.4. №7. С. 1517
22. Парахуда С.Е., Корчагин А.А. Устройство для модуляции добротности резонатора. АС на полезную модель № 11630 от 16.10.99.

ПРИМЕНЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ СЕЛЕКТИВНОСТИ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ

О.В. Андреева, В.Г. Беспалов, В.Н. Васильев, А.А. Городецкий, А.П. Кушнарченко,
Г.В. Лукомский, А.А. Парамонов

Разработан метод исследования параметров высокоселективных объемных голограмм и фотонно-кристаллических структур с использованием импульсного излучения сверхкороткой длительности с широким спектром. Описана экспериментальная установка и методика проведения измерений. Приведены результаты определения дифракционной эффективности и спектральной селективности голограмм-решеток с пространственной частотой 360 и 640 мм^{-1} . Показано совпадение параметров голограмм, определенных данным методом и известными методами, использующими непрерывное лазерное излучение.

Введение

Объемные голограммы-решетки, зарегистрированные в средах с толщиной порядка 1 мм, перспективны в качестве узкополосных селекторов излучения, потребность в которых остро ощущается в таких научно-технических направлениях, как спектроскопия, астрономия, лазерная техника и лазерная локация и т.д. [1–3]. Такие голограммы представляют собой одномерные фотонные кристаллы – самый простой вид фотонно-кристаллических структур [4–6]. Несмотря на различие в терминологии, объемные голограммы и фотонные кристаллы имеют одинаковый механизм преобразования излучения, обусловленный взаимодействием излучения со структурно-организованной средой, имеющей размеры периодических структурных элементов, сравнимые с длиной волны излучения. Такие свойства, как спектральная и угловая селективность объемных голограмм, ширина и спектральное положение запрещенных зон в фотонных кристаллах имеют глубокую физическую аналогию. Их исследование представляет собой актуальную задачу для создания и развития элементной базы современной лазерной оптики, фотоники и оптоинформатики [7, 8].

Наиболее изученным объектом являются объемные голограммы-решетки [2, 3, 9]. К их отличительным особенностям относятся: наличие единственного ненулевого дифракционного порядка; высокая дифракционная эффективность (теоретически – до 100%); высокая угловая и спектральная селективность. Совокупность указанных параметров позволяет реализовать на основе объемных голограмм высокоэффективные селекторы излучения, но накладывает жесткие ограничения на характеристики используемого излучения, что в большинстве случаев не позволяет применять для измерения параметров таких голограмм стандартные приборы и методики.

В данной статье предложен метод измерения спектральной селективности объемных голограмм с помощью импульсного излучения фемтосекундной длительности, который также применим для исследования параметров запрещенных зон фотонных кристаллов.

Объект исследования

Объектом исследования являются голограммы-решетки, полученные в полимерной регистрирующей среде «Диффен» с толщиной 1–2 мм [10]. Запись пропускающих голограмм-решеток производилась ионным аргоновым лазером (488 нм) по симметричной схеме на пространственной частоте 360 и 640 мм^{-1} . Постэкспозиционная обработка производилась по методикам, описанным в работе [10]. Полученные голограммы являлись фазовыми объемными голограммами, и для расчета их параметров использовались формулы теории связанных волн [9].

Как известно, максимум интенсивности волны, дифрагированной на объемной голограмме-решетке, наблюдается при выполнении условий Брэгга:

$$2d \sin\theta_0 = \lambda_0, \quad (1)$$

где d – постоянная решетки, θ_0 – угол между направлением распространения волны и плоскостью решетки (в среде), λ_0 – длина волны излучения (в среде).

Изменение интенсивности дифрагированной волны при отклонении условий считывания голограммы от условий Брэгга в теории связанных волн определяется изменением параметра ξ . При выполнении условий Брэгга $\xi=0$ (см. рис.1).

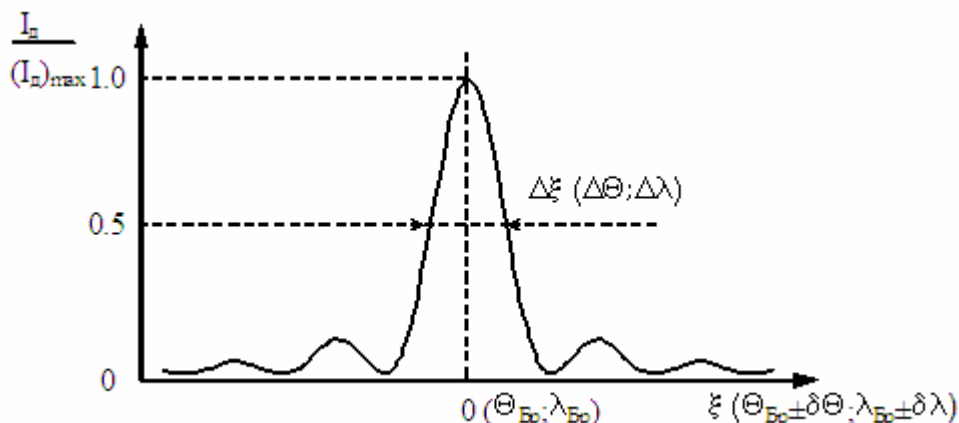


Рис.1. Изменение интенсивности дифрагированной волны при отклонении условий считывания объемной голограммы от условий Брэгга.

При изменении угла падения излучения на решетку и $\lambda_0 = \lambda_{Bp} = \text{const}$ параметр ξ определяется следующей формулой:

$$\xi = \delta\theta(2\pi/\lambda_0)T \sin\theta_0,$$

где $\delta\theta = \theta - \theta_{Bp}$ – отклонение угла падения света на голограмму от $\theta_0 = \theta_{Bp}$, T – толщина голограммы.

Зависимость интенсивности дифрагированного пучка от изменения угла падения излучения на голограмму – $I_d(\delta\theta)$ – представляет собой контур угловой селективности голограммы. При $\theta = \theta_{Bp} = \text{const}$ $I_d(\delta\lambda)$ представляет собой контур спектральной селективности голограммы. Согласно теории, отклонения условий считывания голограммы от условий Брэгга по углу ($\theta = \theta_{Bp} \pm \delta\theta$; $\lambda = \lambda_{Bp}$) и по длинам волн ($\theta = \theta_{Bp}$; $\lambda = \lambda_{Bp} \pm \delta\lambda$) связаны следующим соотношением:

$$\delta\theta = \delta\lambda / (2nd \cos\theta_0). \quad (2)$$

Количественно угловая и спектральная селективность описываются значениями величин $\Delta\lambda$ и $\Delta\theta$ (рис.1) [3], которые, соответственно, определяют интервал углов падения или длин волн, в пределах которого $I_d \geq 0.5(I_d)_{\text{max}}$. Естественно, что $\Delta\lambda$ и $\Delta\theta$ связаны между собой соотношением (2). При проведении измерений параметров объемных голограмм особенно следует обратить внимание на то, что для оценки угловой селективности необходимо использовать излучение, спектр которого существенно уже $\Delta\lambda$ исследуемой голограммы. В то же время при оценке спектральной селективности объемной голограммы пространственный спектр считывающего излучения (определяющий расходимость пучка считывающего излучения) должен быть существенно меньше $\Delta\theta$ исследуемой голограммы.

Селективность объемных голограмм (спектральная и угловая) в первую очередь зависит от пространственной частоты голограммы (ν) и ее толщины (T). В табл. 1 приведены данные, которые можно использовать для предварительной оценки параметров считывающего излучения, необходимых для корректного объемных голограмм с соответствующими характеристиками.

$\nu, \text{мм}^{-1}$	$\Delta\lambda T \cdot 10^{14}, \text{м}^2$	$\Delta\lambda, \text{нм (при } T=1 \text{ мм)}$	$\Delta\theta T \cdot 10^6, \text{рад} \cdot \text{м}$	$\Delta\theta, 10^{-3} \text{ рад (при } T=1 \text{ мм)}$
100	8300	270	4.1	13.4
500	330	10.6	0.8	2.7
1000	80	2.6	0.4	1.3
2000	16.6	0.5	0.2	0.7

Таблица 1. Параметры пропускающих голограмм-решеток с различной пространственной частотой (ν), рассчитанные по теории связанных волн для голограмм с ДЭ $\leq 50\%$ при $\lambda = 600 \text{ нм}$.

Угловая и спектральная селективность объемных голограмм-решеток

Согласно теоретическим представлениям [9] для объемной фазовой пропускающей голограммы справедливо соотношение

$$\Delta\theta = \Delta\xi n / (\pi \nu T), \quad (3)$$

где $\Delta\xi$ – расчетный параметр теории, который характеризует полуширину контура селективности при определенном значении фазовой модуляции голограммы (φ_1), n – средний показатель преломления среды. ($\varphi_1 = \pi n_1 T / \lambda \cos\theta_0$, где n_1 – амплитуда модуляции первой гармоники показателя преломления голограммы). Как видно, $\Delta\theta$ не зависит от длины волны исследуемого излучения и при определенной геометрии записи определяется толщиной голограммы T и величиной фазовой модуляции φ_1 – через параметр $\Delta\xi$. С учетом этой зависимости при анализе экспериментальных данных, полученных при различных значениях φ_1 , использовались приведенные к минимальным значениям фазовой модуляции значения $(\Delta\theta)_{\text{прив}}$, вычисление которых производилось по формуле:

$$\Delta\theta_{\text{прив}} = \Delta\xi_{\text{прив}} (\Delta\theta / \Delta\xi) = 2.8 (\Delta\theta / \Delta\xi),$$

где $\Delta\xi_{\text{прив}} = 2.8$ соответствует значениям $\varphi_1 < 0.3\pi$. (Следует отметить, что формула (3) используется для определения толщины голограммы по измеренному значению $\Delta\theta$ при известной величине ν . В этом случае толщину голограммы принято называть эффективной толщиной $T_{\text{эф}}$. Как правило, $T_{\text{эф}}$ меньше толщины, определяемой геометрическими размерами голограммы.)

Определение угловой селективности объемных пропускающих голограмм производилось на основании исследования зависимости интенсивности дифрагированного излучения от угла поворота исследуемой голограммы относительно падающего излучения (исследование контура угловой селективности голограмм) [3, 9, 11]. В работе использовалось монохроматическое лазерное излучение с расходимостью пучка порядка десятых долей миллирадиана при длинах волн 633 нм (гелий-неоновый лазер) и 808 нм (лазер на сапфире с титаном «Фемос-2» в непрерывном режиме генерации). Голограмма устанавливалась на поворотном столике, механизм которого позволял осуществлять изменение угла поворота голограммы относительно падающего пучка с точностью 0.05 мрад.

Спектральная селективность объемных пропускающих голограмм при известной геометрии записи и толщине голограммы, согласно теории связанных волн [9], оценивается по формуле

$$\Delta\lambda / \lambda = \Delta\xi n / (\pi \nu T \text{tg}\theta_0).$$

Для измерения спектральной селективности тонкослойных трехмерных голограмм с толщиной 10–20 мкм, как правило, используют источник со сплошным спектром излучения, спектральный прибор и оптическую систему, формирующую пучок коллимированного полихроматического излучения, падающий на голограмму [2, 3, 12]. Измерение интенсивности спектральных компонент дифрагированного излучения при этом производится сканированием спектра выходной щелью спектрального прибора.

Для измерения контура спектральной селективности голограмм с толщиной порядка 1 мм такая методика практически неприменима из-за необходимости формирования полихроматического пучка с расходимостью порядка миллирадиан, что связано с большими энергетическими потерями. Известен способ измерения спектральной селективности высокоселективных объемных голограмм с помощью перестраиваемого по частоте лазера на красителе с эксимерной накачкой [13]. В цитируемой работе расходимость лазерного пучка не превышала 0.5 мрад, а спектральная ширина сканирующего излучения составляла 0.01 нм. Контур спектральной селективности объемной голограммы, используемой в качестве спектрального селектора, имел в этом случае ширину $\Delta\lambda = 0.16$ нм.

В данной работе для исследования спектральной селективности объемных голограмм предложено использовать импульсное лазерное излучение фемтосекундной длительности, имеющее расходимость пучка порядка десятых долей миллирадиана и широкий (полихроматический) спектральный состав излучения.

Экспериментальная установка и методика проведения эксперимента

Исследование спектральной селективности объемных голограмм проводилось на установке, оптическая схема которой приведена на рис. 2 [14].

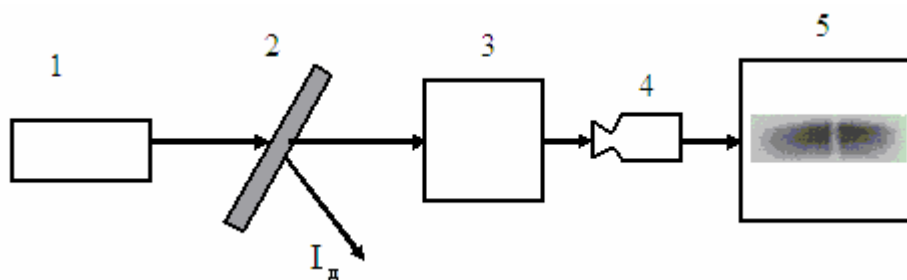


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для исследования спектральной селективности объемных голограмм с помощью фемтосекундных импульсов излучения: 1 – лазер «Фемос-2»; 2 – голограмма; 3 – спектральный прибор; 4 – ПЗС-камера; 5 – компьютер, I_d – дифрагированное излучение.

В качестве источника излучения был использован лазер «Фемос-2». Излучение лазера – периодические импульсы с длительностью 15–50 фс и частотой повторения 80 МГц. Пучок излучения в поперечном сечении имел гауссово распределение интенсивности, расходимость пучка составляла величину, равную дифракционному пределу. Исследуемое излучение направлялось на щель спектрального прибора, на выходе которого в соответствии с линейной дисперсией прибора спектр фемтосекундного импульса имел ширину несколько миллиметров. Распределение энергии импульсного излучения по длинам волн регистрировалось ПЗС-матрицей, видеосигнал с которой поступал на вход платы обработки изображения компьютера. Зарегистрированная спектрограмма на экране компьютера представляла собой полосу почернения, высота которой (ось y) ограничивалась диафрагмой входной щели спектрального прибора, а ширина (ось x) определялась шириной спектра исследуемого излучения. Вид спектрограммы фемтосекундного импульса на экране компьютера представлен на рис. 3а.

Исследуемая голограмма устанавливалась перед входным отверстием спектрального прибора под таким углом к падающему излучению, чтобы выполнялось условие Брэгга для требуемой длины волны излучения. На рис. 3в приведена спектрограмма, полученная при установке голограммы таким образом, что условие Брэгга выполнялось для $\lambda=796$ нм. ПЗС-матрицей регистрировался спектр излучения нулевого порядка дифракции (рис. 3в) (с минимумом в спектре фемтосекундного импульса при $\lambda=796$ нм), а

излучение, дифрагированное на голограмме (I_d), не попадало в спектральный прибор. Полученная спектрограмма на экране компьютера была видна в виде такой же полосы почернения, как на рис. 3а, из которой изъята часть, соответствующая дифрагированному излучению.

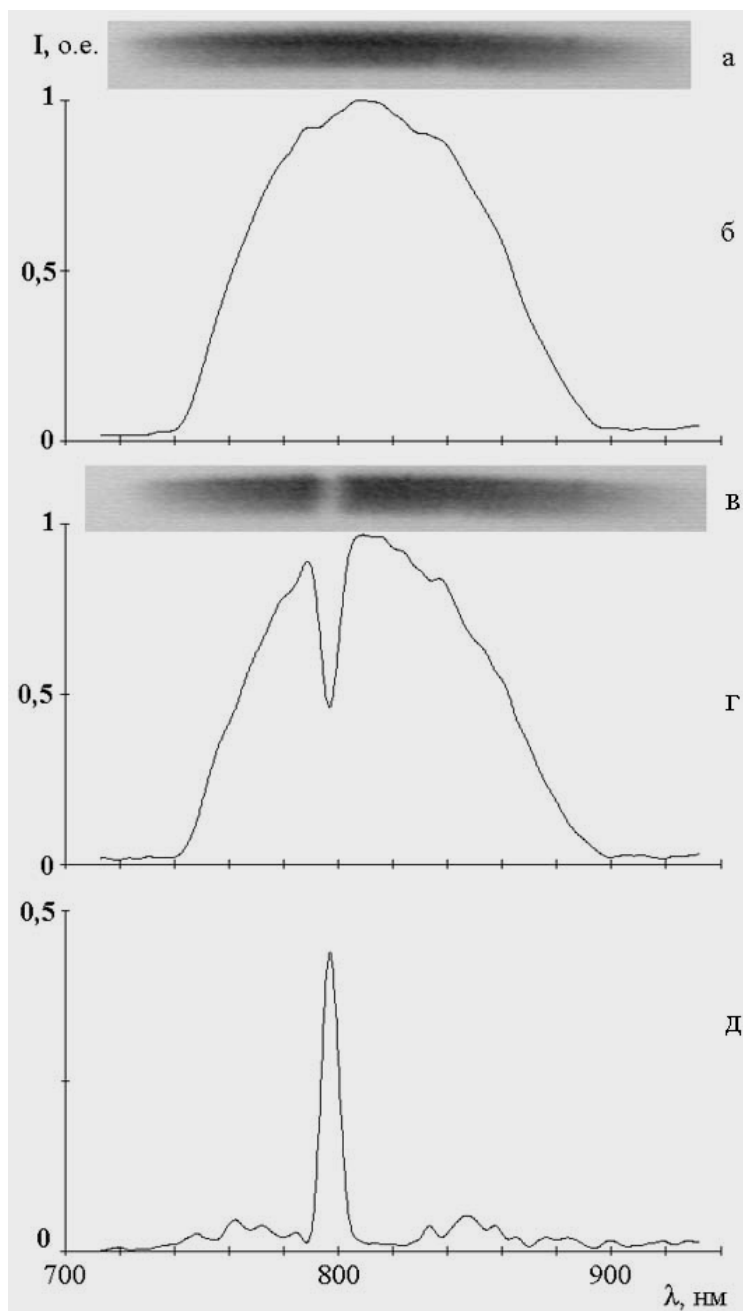


Рис. 3. Спектральное распределение интенсивности излучения на экране компьютера (а, в) и его математическая обработка (б, г, д). а, б – спектр фемтосекундного импульса, прошедшего голограмму вне условий Брэгга; в, г – спектр фемтосекундного импульса, прошедшего голограмму при выполнении условий Брэгга для $\lambda=796$ нм; д – спектральное распределение интенсивности дифрагированного излучения, полученное в результате математической обработки спектров, приведенных на рис. б и г.

Привязка полученных спектрограмм по длинам волн при исследовании спектров производилась в одной реперной точке, полученной при использовании излучения полупроводникового лазера с длиной волны 808 нм (ширина спектрального интервала равна 1.5 нм). Контрольное излучение направлялось по оптической оси на входную щель спектрального прибора одновременно с излучением фемтосекундного лазера. Та-

ким образом, на ПЗС-матрицу одновременно попадало излучение обоих лазеров, при этом контроль производился по виду спектров на экране компьютера. Эксперименты показали, что при наложении спектров излучения двух лазеров контрольная спектральная компонента 808 нм находится в центре спектрального интервала фемтосекундного импульса.

Получение спектрограмм и обработка экспериментальных данных

Основной задачей при исследовании спектральной селективности голограмм является получение контура спектральной селективности и его анализ. Эта задача в работе решалась следующим образом.

1. Исследуемая голограмма устанавливалась перед щелью спектрального прибора перпендикулярно падающему излучению, дифрагированное излучение при этом отсутствует (внебрэгговские условия считывания голограммы). В этих условиях производилась регистрация спектра фемтосекундного импульса, прошедшего голограмму - I_A (рис. 3а), а затем обработка спектрограммы для получения спектральной зависимости интенсивности излучения импульса - $I_A(\lambda)$ (рис. 3б).

2. Голограмма устанавливалась в положение, соответствующее выполнению условия Брэгга для определенной длины волны в центральной части спектра фемтосекундного импульса (в данном случае $\lambda=796$ нм). Производится регистрация спектра фемтосекундного импульса, прошедшего голограмму в условиях Брэгга - I_B (рис. 3в) и получение зависимости $I_B(\lambda)$ (рис. 3г).

3. Получение зависимости $I_D(\lambda)$ путем сравнения спектров $I_A(\lambda)$ и $I_B(\lambda)$.

При регистрации обоих спектров параметры падающего на голограмму излучения не изменялись (контроль производился по интенсивности излучения и временным характеристикам). Потери при прохождении излучения через голограмму обусловлены отражением от поверхностей образца и дифракцией на решетке, так как в данных образцах потери на поглощение внутри образца отсутствуют. Угол поворота голограммы относительно оптической оси при регистрации двух сравниваемых спектрограмм в экспериментах не превышал 15° , следовательно, изменением коэффициента отражения образца с голограммой при регистрации спектрограмм I_A и I_B можно пренебречь и считать, что

$$I_D(\lambda) = I_A(\lambda) - I_B(\lambda).$$

Определение масштаба длин волн на оси x было произведено расчетным путем с учетом дисперсии спектрального прибора и линейных размеров ПЗС-матрицы. Кроме того, был осуществлен контроль равномерности рассчитанного масштаба длин волн с использованием высокоселективной объемной пропускающей голограммы, установленной перед щелью спектрального прибора на столике с отградуированным механизмом поворота, который позволял изменять угол поворота голограммы относительно падающего излучения с точностью 0.05 мрад. Было получено 20 спектрограмм для положений голограммы с различным значением λ_{Br} , находящихся в пределах спектра фемтосекундного импульса. Получение серии спектрограмм производилось путем поворота голограммы относительно падающего излучения на определенный угол $\delta\theta$. Используя условие Брэгга (1), можно определить соответствующее изменение длины волны $\delta\lambda$:

$$\delta\lambda = (\lambda_{Br})_{i+1} - (\lambda_{Br})_i = 2d \sin\{(\theta_{Br})_i + \delta\theta\} - (\lambda_{Br})_i.$$

Для каждой спектрограммы серии ($i = 1, 2, \dots$) определялось значение x_i , соответствующее $(\lambda_{Br})_i$, что позволило нанести масштаб длин волн на ось x , сопоставив его с реперной длиной волны 808 нм. Проведенный контроль показал линейность оси x по длинам волн в исследуемом спектральном диапазоне с точностью 1 нм.

Интенсивность спектральных компонент в полученных спектрограммах определялась в относительных единицах I_λ/I_{\max} при обработке спектрограмм по следующей программе. В конкретной экспериментальной ситуации производилась регистрация спектрограмм с использованием набора калиброванных фильтров – ослабителей излучения, которые устанавливались перед входной щелью спектрального прибора. Это позволило определить характеристическую кривую программы расчетов (количественную зависимость характера почернения на спектрограмме от энергии падающего излучения с учетом искажений, вносимых регистрирующей системой), необходимую для определения относительной интенсивности исследуемых спектральных компонент в линейном масштабе.

Результаты обработки спектрограмм, приведенных на рис. 3а и 3в, показаны на рис. 3б и 3г соответственно.

Спектр фемтосекундного импульса, приведенный на рис. 3б, можно характеризовать величиной $(\Delta\lambda)_{\text{имп}}$ – интервал длин волн, в котором интенсивность спектральных компонент превосходит половину ее максимального значения. Как видно из данных рис. 3б, в экспериментах $(\Delta\lambda)_{\text{имп}} = (103 \pm 3)$ нм.

Зависимость $I_d(\lambda)$, представляющая собой контур спектральной селективности исследуемой голограммы, приведена на рис. 3д. Как уже было сказано, она получена математической обработкой (вычитанием спектра 3г из спектра 3б) и позволяет определить ДЭ и спектральную селективность $(\Delta\lambda)$ исследуемой голограммы.

ДЭ определялась как отношение интенсивности дифрагированного излучения при считывании голограммы в условиях Брэгга к суммарной интенсивности нулевого и дифрагированного излучения в тех же условиях.

Анализ экспериментальных данных и выводы

Результаты измерений параметров голограмм, зарегистрированных на различной пространственной частоте, приведены в табл. 2.

№	ν , мм ⁻¹	Режим генерации фемтосекундных импульсов		Непрерывный режим генерации		
		ДЭ, %	$\Delta\lambda$, нм	ДЭ, %	$\Delta\theta$, мрад	$\Delta\lambda$, нм (расчет)
1	2	3	4	5	6	7
1	360	46±3	20.1±2.0	43±2	2.6±0.1	21.0±0.8
2	640	55±3	7±1	<49*	1.7±0.1	7.6±0.4

*Оценка по данным, полученным при 633 нм.

Таблица 2. Параметры голограмм, полученные при $\lambda=808$ нм

Для каждой из исследованных голограмм производилась регистрация нескольких спектрограмм при различных значениях $\lambda_{\text{бр}}$, принадлежащих центральной части спектра фемтосекундного импульса; для каждой спектрограммы была получена зависимость $I_d(\lambda)$ и определены ДЭ голограммы и $\Delta\lambda$. В табл. 2 (столбцы 3 и 4) приведены значения ДЭ и $\Delta\lambda$, усредненные по результатам обработки 5–7 контуров спектральной селективности, полученных при различных $\lambda_{\text{бр}}$ вблизи $\lambda=808$ нм.

Достоверность полученных данных подтверждают результаты, полученные при измерении параметров голограмм с использованием непрерывного излучения титан-сапфирового (808 нм) и гелий-неонового лазера (633 нм). При использовании непрерывного излучения проводились измерения ДЭ голограмм (табл. 2, столбец 5) и контура угловой селективности с определением $\Delta\theta$ (табл. 2, ст.6). (Напомним, что значение

$\Delta\theta$ не зависит от длины волны используемого излучения.) Значение $\Delta\lambda$ (табл. 2, ст. 7) было определено расчетным путем с помощью формулы (2) по данным измерения $\Delta\theta$. Представленные в табл. 2 результаты позволяют сделать следующие выводы.

Для всех исследованных голограмм значения $\Delta\lambda$, измеренные с использованием импульсного излучения фемтосекундной длительности по методу, впервые предложенному в данной работе, совпадают в пределах погрешности измерений со значениями $\Delta\lambda$, определенными расчетным путем по данным измерений контуров угловой селективности, которые проведены по известной, хорошо отработанной методике.

Значения ДЭ голограммы №1, измеренные при $\lambda = 808$ нм с использованием импульсного и непрерывного излучений, совпадают в пределах погрешности измерений.

Несоответствие значений ДЭ голограммы №2, полученных различными методами, по нашему мнению, обусловлено тем, что при записи голограммы-решетки №2 были использованы волны, пространственный спектр которых шире, чем пространственный спектр используемого излучения. Такое расхождение, как показали проведенные эксперименты, в первую очередь приводит к изменению ДЭ и практически не влияет на полученные значения $\Delta\theta$.

Значения спектральной селективности ($\Delta\lambda$) исследуемых голограмм отличаются от полуширины спектра импульса $(\Delta\lambda)_{\text{имп}}$ в 3–9 раз. В этом интервале получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных, что позволяет для измерения $\Delta\lambda$ рекомендовать использовать излучение, спектральный состав которого по крайней мере в 3 раза превышает спектральную селективность исследуемых голограмм.

Точность метода и его разрешающая способность определяются техническими характеристиками системы регистрации и обработки сигнала (в первую очередь, характеристиками ПЗС-матрицы).

Следует отметить, что данный метод может найти применение для исследования параметров двумерных и трехмерных фотонно-кристаллических структур, получение которых также возможно с помощью голографии [15].

Заключение

Предложен метод исследования объемных высокоселективных голограмм, а также фотонно-кристаллических структур с использованием широкополосного импульсного излучения фемтосекундной длительности. Проведено изучение спектральной селективности пропускающих объемных голограмм с толщиной более 1 мм, получено хорошее совпадение параметров исследуемых голограмм при использовании данного метода и известных методов, использующих непрерывное лазерное излучение.

Применение источников фемтосекундного излучения для исследования параметров объемных голограмм и фотонных кристаллов имеет широкие перспективы. Предполагается, что следующим шагом в этом направлении может стать использование генерации сверхширокополосного излучения спектрального суперконтинуума в микроструктурированных волокнах [16]. Данный спектральный суперконтинуум простирается от 400 нм до 1100 нм и включает область видимого и ближнего ИК излучения. Вследствие малого диаметра сердцевины микроструктурированного волокна (~ 0.5 мкм), появляется возможность сформировать коллимированный световой пучок «белого света» с дифракционной расходимостью, недостижимая при использовании непрерывных источников излучения. Генерация сверхширокополосного суперконтинуумного излучения создает предпосылки для применения новых, а также более чувствительных и точных методов исследования объемных голограмм и фотонных кристаллов в различных спектральных диапазонах.

Работы кафедры фотоники и оптоинформатики по данному направлению были выполнены с использованием уникального оборудования Центра фемтосекундной оптоинформатики, при широком привлечении магистрантов и аспирантов.

Литература

1. Денисюк Ю.Н. // Журн.прикл.спектр. 1980. Т. 33. С. 397.
2. Суханов В.И.// Оптич.журн. 1994. №1. С. 61.
3. Андреева О.В // Оптич.журн. 2002. Т.69. №5. С. 87.
4. Yablonovitch E. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 2059.
5. Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N. Photonic Crystals. Molding the Flow of Light. Princeton University Press, Boston: Kluwer. 1995. P. 137.
6. Желтиков А.М. // Успехи физических наук. 2000. Т. 170. №11. С.1203.
7. Беспалов В.Г., Васильев В.Н.. / В кн. Проблемы когерентной и нелинейной оптики. СПб: ИТМО, 2000. С. 88.
8. Sharp D.N. *et al* // Opt. Quant. Elec. 2002. V. 34. P. 3.
9. Kogelnik H. // Bell Syst.Techn.J. 1969. Vol. 48. № 9. P. 2909.
10. Андреева О.В., Бандюк О.В., Парамонов А.А. и др. // Оптич. журн. 2000. Т. 67. №12. С. 27.
11. Андреева О.В., Корзинин Ю.Л., Назаров В.Н., Гаврилюк Е.Р., Курсакова А.М. // Оптика и спектр. 1996. Т. 81. Вып. 5. С. 856.
12. Денисюк Ю.Н., Суханов В.И., Андреева О.В. // Оптико-механич. промышл. 1970. №2. С. 29.
13. Суханов В.И., Ащеулов Ю.В., Петников А.Е., Лашков Г.И. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 15. С. 925.
14. Беспалов В.Г., Крылов В.Н., Стаселько Д.И. и др. / В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики. СПб: ИТМО, 2000. С. 127.
15. Kondo T., Matsuo S., Juodkazis S., Misawa H. // Appl. Phys. 2001. V. 79. № 6. P. 725.
16. Беспалов В.Г., Васильев В.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Использование фемтосекундного суперконтинуума в системах сверхплотной передачи информации. / В кн.: Оптические и лазерные технологии. СПб, 2001. С.214–219.

ОБРАТНЫЕ ВОЛНЫ И ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛАХ

П.А. Белов, В.Н. Васильев, К.Р. Симовский

Данная работа представляет собой оригинальный детальный обзор и обсуждение обратных волн и отрицательной рефракции в фотонных кристаллах. Рассматриваются вопросы классификации прямых и обратных волн в линейных средах, а также связь этих понятий с эффектом рефракции на границе раздела кристаллической среды и изотропного диэлектрика. Освещена роль ориентации границы раздела по отношению к внутренней геометрии среды. Приведены элементарные примеры возможности существования эффекта отрицательной рефракции без обратной волны, а также обратной волны, которая не дает отрицательной рефракции. Приведены примеры эффектов отрицательной рефракции и возбуждения обратной волны в фотонных кристаллах, не обладающих магнитными свойствами. Поэтому рассматриваемые эффекты могут наблюдаться в оптическом диапазоне частот.

Введение

Изучаемые в данной статье эффекты обратных волн и отрицательной рефракции считались ранее присущими только гипотетической изотропной среде, обладающей отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями ($\epsilon < 0$, $\mu < 0$). В природе не существует таких сред, однако их можно создать искусственным путем в виде композита для микроволнового диапазона частот. Среда с одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями была впервые предложена к рассмотрению В.Г. Веселаго в шестидесятые годы в работе [1]. Далее мы будем называть такую среду *средой Веселаго*. Однако она имеет много других названий. В русскоязычной литературе употребляются такие термины, как «левша» [1], *среда с приходящими волнами* [2], *среда с отрицательной дисперсией* [3] (см. также обзор русскоязычной литературы, приведенный в [3]). В иностранных источниках используются такие понятия, как *среда с обратными волнами* (*backward-wave medium*) [4, 5], опять же «левша» (*left-handed medium*) [6–9], *среда с отрицательным индексом рефракции* (*negative-index media*) [10], а также *дважды отрицательная среда* (*double negative medium*) [11].

Теоретические предсказания Веселаго были экспериментально проверены группой Р. Шелби (R. Shelby) и Д. Смита (D. Smith) [6–8] в микроволновом диапазоне при помощи одноосного аналога среды Веселаго, состоящего из решетки проводов и резонансных рассеивателей с магнитными свойствами (*split ring resonators*, SRR:s).

Среда Веселаго привлекает к себе исследователей своими потенциальными применениями не меньше, чем своими необычными свойствами. В качестве нескольких наиболее известных применений следует назвать возможность создания идеальной плоской псевдолинзы Д. Пендри (J. Pendry) [12], а также резонатора Н. Энгета (N. Engheta) с размером, много меньшим длины волны [13]. Здесь *псевдо-линзой* мы называем оптическую систему, которая собирает расходящиеся от источника лучи в фокальной точке, но не может собрать параллельный пучок лучей. Следует отметить, что каждая из предложенных выше систем использует различные свойства среды Веселаго. Псевдо-линза Пендри использует эффект отрицательной рефракции для фокусировки излучения. При этом эффект обратной волны используется лишь для того, чтобы в фокусе псевдо-линзы волны собрались в фазе. То же самое может быть получено и при помощи прямых волн обладающих отрицательной рефракцией [14, 15]. Идеальность линзы Пендри обусловлена свойством эффектом усиления затухающих пространственных мод (в данной статье этот эффект не будет обсуждаться). Резонатор Энгеты принципиально использует свойства обратной волны, а свойства отрицательной рефракции являются в этом случае вторичными и необязательными. Таким образом, понимание связи между обратными волнами и отрицательной рефракцией (или ее отсутствием) в каждом конкретном случае становится крайне важным.

Могут ли отрицательная рефракция и обратные волны существовать друг без друга и оказывать влияние на поведение электродинамических структур по отдельности? Можно ли получить оба эти эффекта в оптическом диапазоне частот для немагнитных сред? Ведь известно, что получить магнитные свойства сред даже на сверхвысоких частотах крайне сложно. В случае частот, близких к диапазону видимого света, магнитные свойства материалов практически исчезают, так что $\mu \approx 1$. Данная статья отвечает на оба поставленных вопроса положительно. При этом в качестве немагнитных материалов рассматриваются фотонные кристаллы (см., например, спец. выпуски журналов по этой тематике [16, 17]).

Определения понятий

Прежде всего, необходимо определиться с понятиями прямых/обратных волн и положительной/отрицательной рефракции. Ограничимся случаем однородных плоских волн в средах без потерь (волновой вектор вещественен).

Для этой цели предлагается следующая классификация:

– по направлению волнового вектора \vec{q} по отношению к вектору групповой скорости $\vec{S} = d\omega/d\vec{q}$ (см. рис. 1)

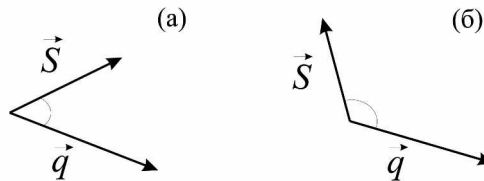


Рис.1. (а) Прямая волна, $\vec{q} \cdot \vec{S} > 0$; (б) Обратная волна, $\vec{q} \cdot \vec{S} < 0$.

- *Прямая волна* – волна, для которой волновой вектор \vec{q} и вектор групповой скорости \vec{S} образуют острый угол ($\vec{q} \cdot \vec{S} > 0$)
- *Обратная волна* – волна, для которой волновой вектор \vec{q} и вектор групповой скорости \vec{S} образуют тупой угол ($\vec{q} \cdot \vec{S} < 0$)

– по направлению вектора групповой скорости \vec{S} преломленной волны по отношению к тангенциальной компоненте \vec{k}_t волнового вектора \vec{k} плоской волны, падающей на границу раздела из однородного диэлектрика (см. рис. 2)

- *Положительная рефракция* – вектор групповой скорости преломленной волны \vec{S} и тангенциальная компонента волнового вектора падающей волны \vec{k}_t образуют острый угол ($\vec{S} \cdot \vec{k}_t > 0$)
- *Отрицательная рефракция* – вектор групповой скорости преломленной волны \vec{S} и тангенциальная компонента волнового вектора падающей волны \vec{k}_t образуют тупой угол ($\vec{S} \cdot \vec{k}_t < 0$).

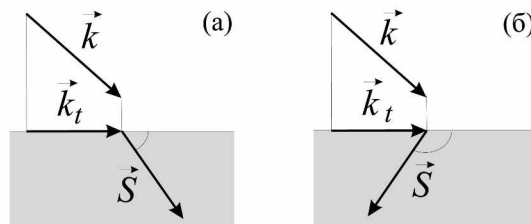


Рис. 2. (а) Положительная рефракция, $\vec{S} \cdot \vec{k}_t > 0$; (б) Отрицательная рефракция, $\vec{S} \cdot \vec{k}_t < 0$.

– по направлению волнового вектора \vec{q} преломленной волны по отношению к границе раздела при рефракции плоской электромагнитной волны, падающей из однородного диэлектрика (см. рис. 3)

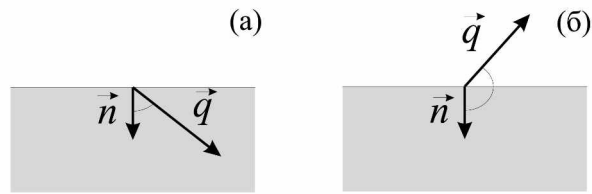


Рис. 3. (а) Прямая волна по отношению к границе раздела, $\vec{q} \cdot \vec{n} > 0$;
(б) Обратная волна по отношению к границе раздела, $\vec{q} \cdot \vec{n} < 0$.

- Прямая волна по отношению к границе раздела – волновой вектор преломленной волны \vec{q} и внутренняя нормаль к границе раздела среды \vec{n} образуют острый угол ($\vec{q} \cdot \vec{n} > 0$).
- Обратная волна по отношению к границе раздела – волновой вектор преломленной волны \vec{q} и внутренняя нормаль к границе раздела среды \vec{n} образуют тупой угол ($\vec{q} \cdot \vec{n} < 0$).

Заметим, что свойство волны быть прямой или обратной определяется исключительно свойствами самой среды без привлечения задачи рефракции. Однако эффекты положительной или отрицательной рефракции, а также прямой или обратной волны по отношению к границе раздела включают необходимость рассмотрения конкретной задачи рефракции. В этом случае огромную роль играет расположение границы раздела относительно внутренней структуры среды.

Преломление на границе изотропного диэлектрика и среды Веселаго является примером, когда, в соответствии с вышеизложенными определениями, одновременно наблюдаются эффекты обратной волны, отрицательной рефракции и обратной волны по отношению к границе раздела [1]. Далее в данной работе будут рассмотрены возможности наблюдения описанных эффектов по отдельности.

Дисперсионное уравнение

Наиболее интересными структурами, в которых можно наблюдать эффекты обратных волн и отрицательной рефракции, являются периодические структуры [18,19]. В частности, некоторые фотонные кристаллы [3, 14, 15, 20, 21] при определенных условиях обладают подобными свойствами.

В данной работе рассмотрены основные закономерности проявления таких эффектов в трехмерных фотонных (электромагнитных) кристаллах общего вида. Однако в качестве примера будет рассмотрен элементарный фотонный кристалл, образованный трехмерной кубической решеткой $a \times a \times a$ малых (по сравнению с периодом решетки и длиной волны во вмещающей среде) изотропных рассеивателей, помещенных в изотропный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ϵ (см. рис. 4).

Как будет показано ниже (см. также [22]), дисперсионное уравнение такой структуры вдали от запрещенных зон может быть записано приближенно в следующем виде:

$$\left(q_x + \frac{2\pi m}{a}\right)^2 + \left(q_y + \frac{2\pi n}{a}\right)^2 + \left(q_z + \frac{2\pi l}{a}\right)^2 \approx K^2, \quad (1)$$

где $\vec{q} = (q_x, q_y, q_z)^T$ – волновой вектор моды кристалла, $K = \sqrt{\epsilon}\omega/c$ – волновое число вмещающей среды; c – скорость света в вакууме; m, n, l – произвольные целые числа. Это уравнение адекватно описывает дисперсионные свойства кристалла в глубине зон распространения (первая, вторая и третья частотные полосы на рис. 5).

Приближение, которому соответствует (1), заключается в том, что если частота находится достаточно далеко от пространственных резонансов решетки (т.е. удалена от запрещенных зон), то эффективно волна (главная пространственная гармоника) рас-

пространяется так же, как во вмещающей изотропной среде. Однако (1) учитывает периодичность кубической решетки за счет членов $2\pi m/a$, так что кроме главной гармоники, лежащей в первой зоне Бриллюэна, учитываются и высшие типы волн.

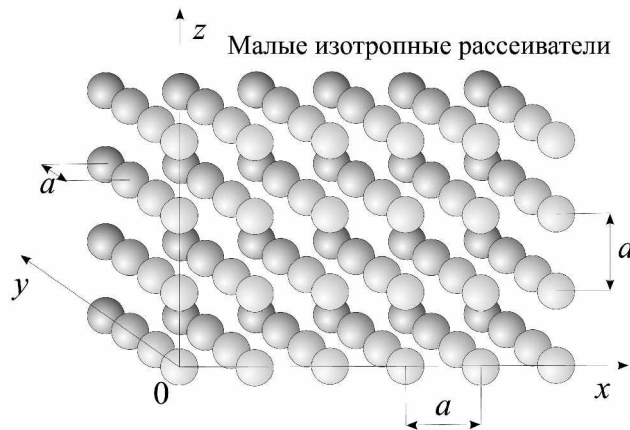


Рис. 4. Геометрия фотонного кристалла

При анализе рассматриваемой системы удобно пользоваться изочастотными характеристиками кристалла [3] (поверхностями в пространстве волновых векторов среды, соответствующими фиксированной частоте). В соответствии с (1), поверхности изочастот рассматриваемого кристалла являются сферами с центрами в точках с координатами $(2\pi m/a, 2\pi n/a, 2\pi l/a)^T$ и радиусом K . Эти сферы не пересекаются при $Ka < \pi$ ($a < \lambda/2$), а при $Ka > \pi$ ($a > \lambda/2$) образуют множественные пересечения (их количество тем больше, чем больше величина Ka).

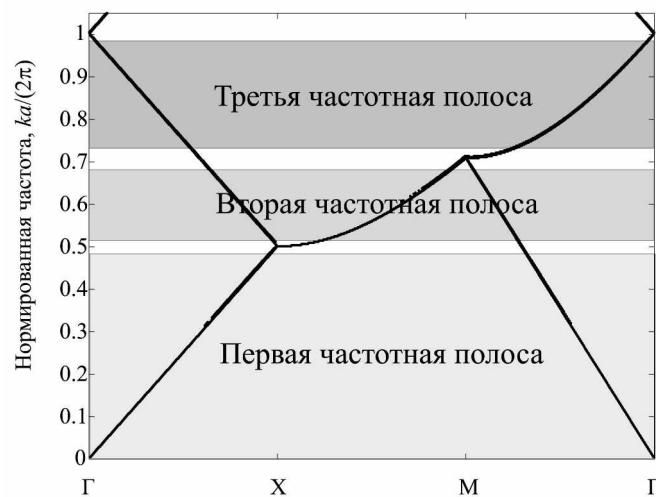


Рис. 5. Двухмерная дисперсионная диаграмма для фотонного кристалла, образованного кубической решеткой малых изотропных рассеивателей:

$\Gamma = (0,0,0)^T$, $X = \left(\frac{\pi}{a}, 0, 0\right)^T$, $M = \left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}, 0\right)^T$ – точки первой зоны Бриллюэна. Выделены

первая, вторая и третья частотные полосы, особенности распространения внутри которых будет детально рассмотрено ниже

С практической точки зрения более удобным оказывается использование двухмерных изочастотных характеристик в виде контуров, являющихся сечениями изочастотных поверхностей плоскостями. Например, далее будут использоваться изочастоты (q_x, q_y) соответствующие условию $q_z = 0$. Для рассматриваемого кристалла контуры

изочастот являются окружностями с центрами в точках с $(2\pi m/a, 2\pi n/a)^T$ и радиусом K . (не пересекающиеся при $Ka < \pi$ и пересекающиеся при $Ka > \pi$).

При обсуждении эффектов, возникающих вблизи запрещенных зон, когда элементарная формула (1) становится неадекватной, мы даем ссылки на работы, в которых произведены соответствующие численные расчеты.

Приводимые в данной работе графические материалы носят исключительно иллюстративный характер и не являются результатами строгих расчетов. Однако они адекватно иллюстрируют основные принципы и передают свойства волн в рассматриваемых фотонных кристаллах.

Перед тем как перейти к рассмотрению конкретных примеров, необходимо отметить, что, поскольку в фотонном (электромагнитном) кристалле волновой вектор моды определяется с точностью до вектора $2\pi(m, n, l)^T / a$, или, другими словами, вместе с любой модой, которой соответствует волновой вектор \vec{q} , возбуждается весь набор мод с волновыми векторами, то приведенные выше определения будут применяться по отношению к волновому вектору из первой зоны Бриллюэна. Альтернативным и, вероятно, более естественным было бы определение «главного» волнового вектора в каждой конкретной задаче как волнового вектора той пространственной гармонике, которая обладает наибольшей амплитудой. Однако такой подход является более сложным и не дает ничего принципиально нового.

Отрицательная рефракция без обратной волны

Рассмотрим задачу рефракции плоской электромагнитной волны, падающей в плоскости Oxy из изотропного диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon}$ на границу раздела, перпендикулярную оси Oy , связанной с кристаллом.

Выберем частоту ω настолько низкой, что решетка во вмещающей среде будет *электродинамически густой* $Ka \ll 2\pi$. В терминах длин волн это означает, что период решетки a много меньше длины волны $\lambda = 2\pi/K$ во вмещающей среде: $a \ll \lambda$. Следует отметить, что решетка может быть электродинамически густой по отношению к вмещающей среде, однако при этом может оказаться электродинамически редкой по отношению к среде, из которой падает волна, если эта среда является более электрически плотной, чем вмещающая среда ($\tilde{\epsilon} > \epsilon$).

При достаточно большой $\tilde{\epsilon}$ путем изменения угла падения можно получить как малые по сравнению с K , так и большие значения тангенциальной компоненты волнового вектора падающей волны k_t . Тангенциальная компонента волнового вектора сохраняется при переходе через границу раздела, так что преломленные волны будут иметь ту же тангенциальную компоненту волнового вектора, что и падающая волна $q_t = k_t$.

Изочастотные характеристики для рассматриваемого случая приведены на рис. 6а (при $q_z = 0$). Поскольку падающая волна фиксирует тангенциальный волновой вектор, то графически это соответствует сечению изочастотных кривых прямой $q_t = k_t$. При $q_z = 0$ и границе раздела, перпендикулярной оси Oy , $\vec{k}_t = k_x \vec{x}_0$. В этом случае при $k_x = k_x^{(1)} < K$, см. рис. 6, в первой зоне Бриллюэна находим два решения (пересечения прямой $q_x = k_x^{(1)}$ с контуром изочастот, являющимся в данном случае окружностью), точки A_1 и B_1 .

Построив изочастотные характеристики на частоте $\omega + \Delta\omega$ (см. рис. 6), замечаем, что радиус изочастотных контуров увеличивается по сравнению с изочастотными характеристиками на частоте ω . Тем самым несложно определить направления векторов групповых скоростей, соответствующих модам точек A_1 и B_1 . Вектор групповой

скорости $\vec{S} = d\omega/d\vec{q}$ всегда направлен перпендикулярно изочастотам в направлении их изменения с частотой, т.е., в данном случае, наружу по отношению к контурам изочастот. Следовательно, в рассматриваемой среде все моды суть прямые волны, поскольку волновые вектора (из первой зоны Бриллюэна) сонаправлены с векторами групповой скорости.

Несложно видеть, что вектор групповой скорости для моды A_1 имеет положительную компоненту вдоль оси Oy , а для моды B_1 – отрицательную. Падающая на структуру волна имеет положительную компоненту вектора групповой скорости вдоль оси Oy , т.е. переносит энергию к границе раздела, так что преломленная волна должна переносить энергию вглубь среды от границы раздела и, следовательно, должна иметь положительную компоненту вектора групповой скорости вдоль оси Oy . Таким образом, мода, соответствующая точке B_1 , не возбудится в рассматриваемой задаче, и преломленная волна будет соответствовать точке A_1 . Это случай обычной прямой волны и обычной положительной рефракции.

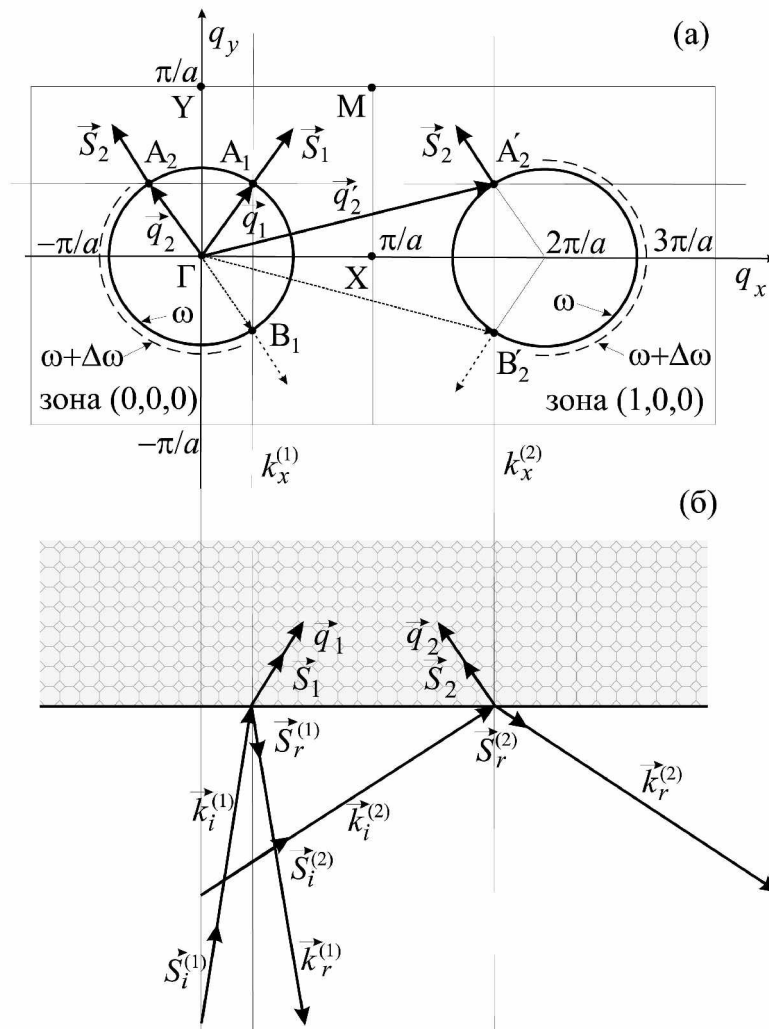


Рис. 6. (а) Типичные изочастоты кубического кристалла для частоты ω из первой частотной полосы (непрерывные линии, случай $q_z = 0$, граница раздела перпендикулярна оси Oy). Прерывистыми линиями показаны изочастоты для частоты $\omega + \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ есть малое положительное приращение частоты. (б) Картина преломления и отражения волн, падающих из более электрически плотной среды $\tilde{\epsilon} > \epsilon$ на рассматриваемый кристалл

При достаточно большом отношении $\tilde{\epsilon}/\epsilon$ величина тангенциальной составляющей волнового вектора падающей волны может быть сделана весьма большой по сравнению с K путем увеличения угла падения. Рассмотрев углы падения, описываемые уравнением $\sin \theta_i > \sqrt{\epsilon/\tilde{\epsilon}}$, при $\tilde{\epsilon} > \epsilon$ можно наблюдать известный эффект полного внутреннего отражения. Однако это имеет место лишь до тех углов, пока $\sin \theta_i > \sqrt{\epsilon/\tilde{\epsilon}} \left(\frac{2\pi}{aK} - 1 \right)$, что соответствует отсутствию разрешенных мод в среде (прямая $q_x = k_x$ не пересекается ни с одной изочастотной кривой).

Если же $\sin \theta_i > \sqrt{\epsilon/\tilde{\epsilon}} \left(\frac{2\pi}{aK} - 1 \right)$, то при $\sqrt{\epsilon/\tilde{\epsilon}} \frac{2\pi}{aK} > \sin \theta_i > \sqrt{\epsilon/\tilde{\epsilon}} \left(\frac{2\pi}{aK} - 1 \right)$ найдутся две распространяющиеся моды в зоне Бриллюэна с номером (1,0,0). Эти решения показаны на рис. 6 при $k_x = k_x^{(2)}$ и соответствуют точкам A'_2 и B'_2 .

Мода, соответствующая точке B'_2 , не сможет возбудиться по той же причине, что и мода, соответствующая точке B_1 в предыдущем примере, – ее вектор групповой скорости направлен к границе раздела, а не вглубь среды. Следовательно, единственной возбужденной модой оказывается мода A'_2 , а точнее, придерживаясь предложенной выше терминологии, мода A_2 из первой зоны Бриллюэна, соответствующая A'_2 . Волновой вектор моды $A_2(\vec{q}_2)$ отличается от волнового вектора моды $A'_2(\vec{q}'_2)$ сдвигом на $2\pi/a$ вдоль оси k_x влево.

Волна, соответствующая точке A_2 , является прямой. Как уже упоминалось выше, все волны рассматриваемой структуры являются прямыми. Однако рефракция у моды, соответствующей точке A_2 , будет отрицательной, как видно из рис. 6.б.

Таким образом, показано, что в рассматриваемой структуре существует одноволновое преломление с отрицательной рефракцией, но без обратной волны.

При дальнейшем увеличении угла падения в пределах $\sqrt{\epsilon/\tilde{\epsilon}} \left(\frac{2\pi}{aK} + 1 \right) > \sin \theta_i > \sqrt{\epsilon/\tilde{\epsilon}} \frac{2\pi}{aK}$ будет наблюдаться положительная рефракция, а на еще больших углах – очередная зона полного внутреннего отражения.

При этом, напомним, рассматриваемая решетка является электродинамически густой (период решетки много меньше длины волны во вмещающей среде), что обычно связывается с представлением о кристалле как о сплошной среде. Очевидно, что в сплошной среде приведенный выше эффект невозможен.

Следует отметить, что в рассмотренном примере во всех случаях возникает только одна преломленная волна, но при этом множество отраженных волн (на рис. 6.б показана только главная отраженная мода). Этот эффект объясняется тем, что решетка рассеивателей является электродинамически редкой по отношению к среде, из которой падает волна, и уже верхний слой элементов решетки создает набор дифракционных максимумов.

Обратные волны без отрицательной рефракции

Посмотрев на дисперсионную диаграмму на рис. 5, во второй и третьей частотной зонах на отрезке $\Gamma - X$ можно увидеть убывающий с частотой волновой вектор, что соответствует обратной волне, так как групповая скорость волны отрицательна. Рассмотрим свойства этой волны подробнее.

Геометрия задачи рефракции предполагается такой же, как и в предыдущей секции: плоская электромагнитная волна падает в плоскости Oxy из изотропного диэлек-

трика с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon}$ на границу раздела, перпендикулярную оси Oy , связанной с кристаллом.

Типичные изочастотные характеристики для рассматриваемого кристалла во второй частотной зоне изображены на рис. 7.а. Изочастоты для $\omega + \Delta\omega$ (на рис. 7.а показана их левая часть) соответствуют более вогнутым дугам по сравнению с изочастотами для ω . Так что на четырех вогнутых участках изочастоты ω групповая скорость направлена внутрь. На оставшихся четырех выпуклых участках они направлены наружу.

При достаточно малой тангенциальной компоненте волнового вектора падающей волны $k_x = k_x^{(1)}$ (см. рис. 7) изочастотные характеристики секутся вертикальной прямой $q_x = k_x^{(1)}$ в двух точках A_1 и B_1 . Вектор групповой скорости для моды, соответствующей точке A_1 , направлен к границе раздела и, следовательно, не может быть возбужден. Таким образом, в данном случае, в отличие от примера, приведенного в предыдущей секции (см. рис. б), при рефракции возбудится волна, соответствующая точке B_1 . Такая волна является обратной, однако при преломлении на границе раздела будет наблюдаться положительная рефракция.

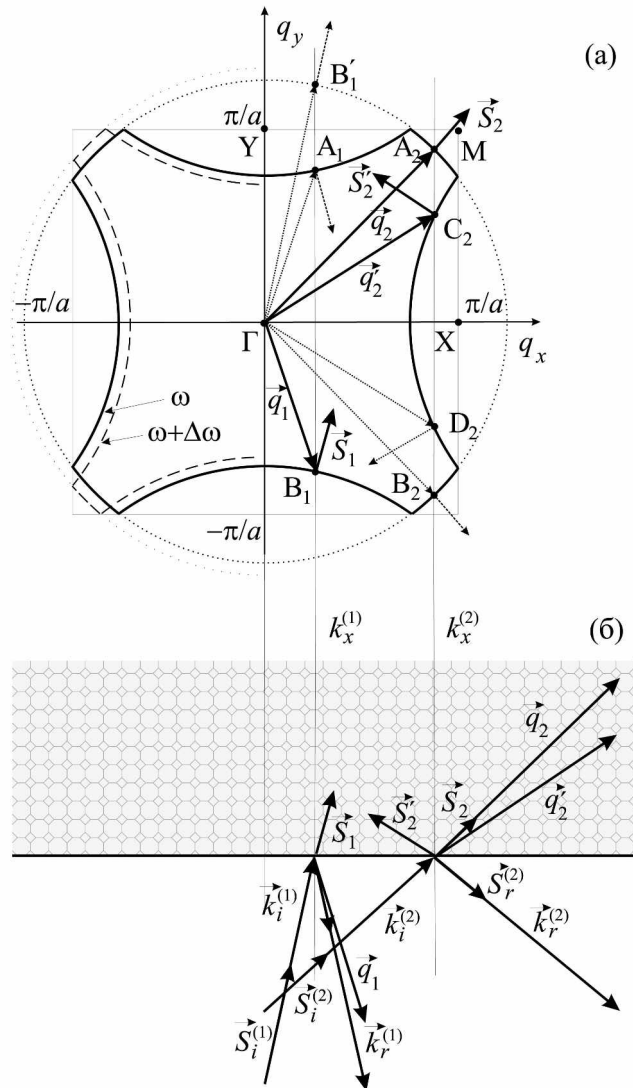


Рис. 7. (а) Типичные изочастоты кубического кристалла для частоты ω из второй частотной полосы (непрерывные линии). Прерывистыми линиями показаны изочастоты для частоты $\omega + \Delta\omega$, где $\Delta\omega$ есть малое положительное приращение частоты. Точечные линии соответствуют изочастотам вне первой зоны Бриллюэна. (б) Картина преломления и отражения.

Возвращаясь к упомянутой ранее аналогии свойств рассматриваемого кристалла (вдали от запрещенных зон) со свойствами вмещающего диэлектрика, можно видеть, что положительная рефракция в данном случае вполне естественна, а свойство обратной волны у моды из первой зоны Бриллюэна возникает из-за регулярности структуры. Более того, соответствующая B_1 мода B'_1 из зоны Бриллюэна $(0,1,0)$ (см. рис. 7.а, волновой вектор моды $B'_1(\vec{q}'_1)$ отличается от волнового вектора моды $B_1(\vec{q}_1)$ сдвигом на $2\pi/a$ вдоль оси Oy вверх), по всей вероятности, будет иметь большую амплитуду, чем мода B_1 из первой зоны Бриллюэна. Значит, в рамках упомянутого ранее альтернативного определения волнового вектора, если за главную моду принять моду с наибольшей амплитудой, то главная мода в этом случае окажется прямой волной B'_1 .

При увеличении величины тангенциальной компоненты волнового вектора падающей волны до $k_x = k_x^{(2)}$ (см. рис. 7.а) контура изочастот сечется прямой $q_x = k_x^{(2)}$ в четырех точках A_2 , B_2 , C_2 и D_2 . Вектора групповой скорости для мод, соответствующих точкам B_2 и D_2 , направлены к границе раздела и, следовательно, не могут быть возбуждены. Таким образом, при рефракции возбуждятся две моды, соответствующие точкам A_2 и C_2 . Причем мода A_2 является прямой волной, а мода C_2 – обратной.

Следовательно, благодаря наличию двух разрешенных пространственных гармоник в первой зоне Бриллюэна имеется эффект двухволнового преломления. Более того, возможно наблюдать одновременно эффекты положительной и отрицательной рефракции, природа которых в данном случае похожа на примеры, приведенные в предыдущей секции, однако есть и отличия.

На малых частотах (как в предыдущем случае, рис. б) в зависимости от угла падения можно было наблюдать либо положительную рефракцию, либо полное отражение, либо отрицательную рефракцию. В данном случае, на более высоких частотах, область полного отражения исчезает, а области положительной и отрицательной рефракции перекрываются, и наблюдается двухволновое преломление.

Появление эффекта многоволнового преломления вполне ожидаемо и логично во второй полосе частот при $Ka > \pi$. При этом следует отметить, что в терминах длин волн это соответствует случаю $a > \lambda/2$, т.е. соответствует условию появления дифракционных максимумов в решетках.

Многоволновое преломление на низких частотах

Как уже было упомянуто, многоволновые эффекты в решетках обычно ожидаются при $a > \lambda/2$, где a есть период структуры, а λ – длина волны во вмещающей среде. При рассмотрении материалов, как искусственных, так и натуральных, практически всегда предполагается, что, если среда является электродинамически плотной, т.е. характерный внутренний размер среды мал по сравнению с длиной волны ($a \ll \lambda$), то среда может быть гомогенизована, после чего любые задачи рефракции могут быть решены обычным способом при помощи уравнений Максвелла и классических материальных уравнений (предполагая кристалл изотропной, анизотропной или даже бианизотропной средой). Следствием такого подхода является тот факт, что в преломляющей среде могут возникнуть максимум три преломленных волны с различными волновыми векторами, которые будут различаться по поляризации. В изотропной среде возникает лишь одна преломленная волна, в анизотропной среде для невырожденного случая – две (обыкновенная и необыкновенная), в бианизотропной – три (обыкновенная и две необыкновенных). В такой интерпретации граница раздела является своеобраз-

разным фильтром поляризации, распределяющим поток энергии между максимум тремя модами с различной поляризацией.

Однако в реальной ситуации поверхность раздела играет гораздо более серьезную роль. Даже на низких частотах, кроме распределения энергии между модами в зависимости от их поляризации, поверхность раздела распределяет энергию между модами кристалла с фиксированной поляризацией, но различными волновыми векторами (из первой зоны Бриллюэна). Даже в простейшем случае малых изотропных рассеивателей, образующих электродинамически плотную кубическую решетку ($a \ll \lambda$), можно получить многоволновое преломление при определенной ориентации границы раздела по отношению к внутренней геометрии кристалла. Этот эффект называется эффектом Бормана [23].

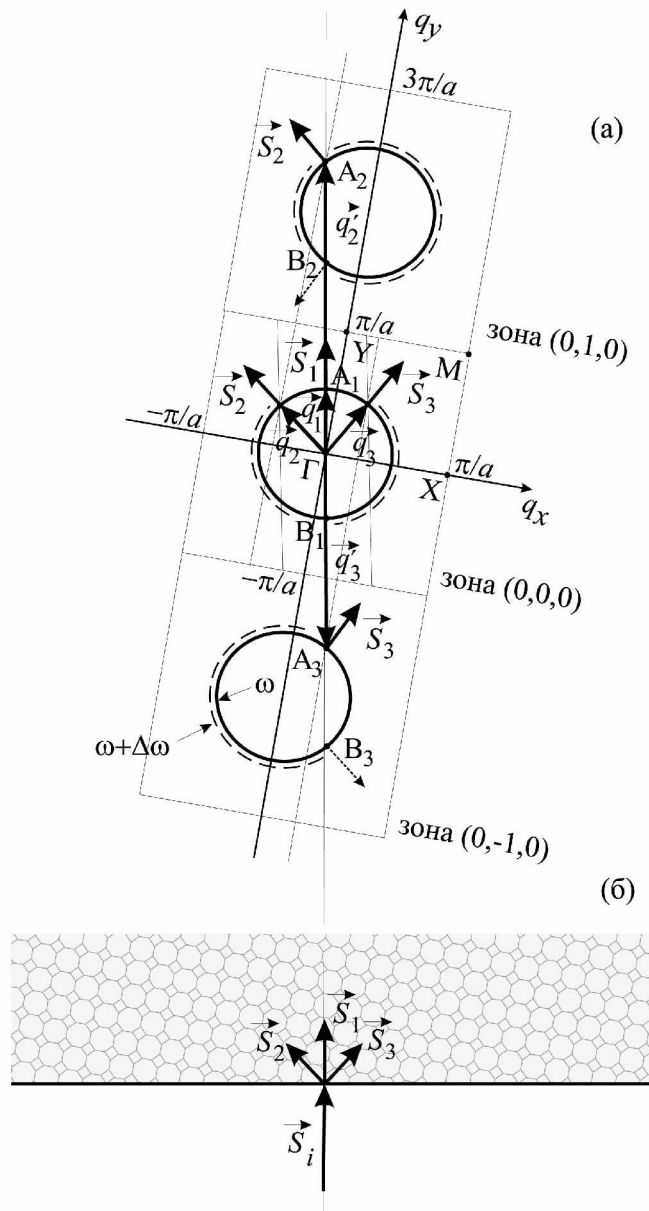


Рис. 8. (а) Типичные изочастоты кубического кристалла в первой частотной полосе (непрерывные линии). (б) Многоволновое преломление в случае косоного расположения границы раздела по отношению к осям кристалла

Рассмотрим рефракцию плоской волны падающей в плоскости Oxz на границу раздела между кристаллом и изотропным диэлектриком, при этом пусть граница раздела параллельна оси Oz , связанной с кристаллом, но образует некоторый ненулевой

угол θ с осью Ox . Пользуясь методом изочастот для анализа рефракции в этом случае, необходимо фиксировать тангенциальную компоненту волнового вектора вдоль границы раздела, т.е. в системе координат, связанной с кристаллом, следует фиксировать линейную комбинацию компонент q_x, q_y : $k_t = q_x \cos \theta + q_y \sin \theta = const$. Геометрически это означает, что контуры изочастот следует сечь не вертикальными прямыми, как в рассмотренных выше случаях, когда ось кристалла Oy была параллельна граница раздела, а наклонными прямыми, описываемыми уравнением $k_t = q_x \cos \theta + q_y \sin \theta = const$. Можно и наоборот: повернуть диаграмму изочастот на угол θ , продолжая сечь ее вертикальными прямыми (см. рис. 8.а).

В этом случае при рациональных $tg\theta = N/L$ (здесь N и L – натуральные числа, не имеющие общих множителей) найдется конечное число $M \leq 2\max(N, L) + 1$ различных решений (после приведения волнового вектора к первой зоне Бриллюэна путем сдвига на нужное число периодов), соответствующих распространяющимся модам. Все эти моды будут прямыми волнами, но будут распространяться под различными углами. При иррациональных $tg\theta$ таких решений будет бесконечное множество. При рефракции все упомянутые волны возбуждятся с ненулевой амплитудой.

На рис. 8 приведена иллюстрация описываемого эффекта для случая нормального падения, показаны первые два лепестка. Природа этого, удивительного на первый взгляд, эффекта проста – на поверхности раздела кристалла и диэлектрика эффективно образуются дифракционные решетки с большим периодом. Эти решетки формируют дифракционные лучи, которые в дальнейшем распространяются в кристалле как в изотропной среде. Амплитуды лепестков имеют порядок $(Ka)^{-1}$ и являются малыми при $a \ll \lambda$, однако их может быть много, так что заметная часть энергии падающей волны может быть преобразована именно в эти лепестки.

Описываемый эффект наблюдается в основном при углах θ , для которых $tg\theta$ близок к нулю или к любому рациональному числу, и практически исчезает при углах, тангенсы которых равны рациональным числам с малыми N и L .

Например, при $tg\theta = 0$ (ось Oy параллельна границе раздела) наблюдается обычное одноволновое преломление, однако при $tg\theta = 1/[2\pi/(Ka)]$ (здесь $[x]$ есть целая часть числа x) будет наблюдаться трехволновое преломление, а при еще меньших углах будет наблюдаться преломление с еще большим числом лучей.

Отрицательная рефракция при всех углах падения

При частотах, соответствующих верхней границе второго частотного диапазона и близких к частичной запрещенной зоне в направлении диагонали $\Gamma - M$, изочастоты сжимаются вокруг точки M с ростом частоты. Подобный эффект известен в теории твердого тела [24, 25] для электронов. Численный расчет [14] показывает, что в этом случае возможен эффект отрицательной рефракции при всех углах падения. Изочастоты для данного случая приведены на рис. 9., граница раздела располагается под углом $\theta = 45^\circ$ (по диагонали) по отношению к оси Oy кристалла.

Мода, соответствующая точке B , не возбудится, поскольку ее вектор групповой скорости направлен к границе раздела. Отсюда видно, что в данном случае возбудится мода, соответствующая точке A . Эта волна является прямой, однако рефракция в данном случае будет отрицательной, как ясно из рис. 9. (подробнее см. [14]).

Угол падения волны определяет тангенциальную компоненту волнового вектора k_t в пределах отрезка $[0, \sqrt{\epsilon} \omega / c]$, длина которого определяется диэлектрической проницаемостью среды, из которой падает волна. Уменьшая эту диэлектрическую проницаемость, можно добиться того, что пределы изменения тангенциальной компоненты

волнового вектора в зависимости от угла падения будут настолько малыми, насколько это необходимо. Таким образом, можно ограничить пределы изменения тангенциальной компоненты волнового вектора так, чтобы соответствующая ей вертикальная прямая пересекала изочастоту вокруг точки M при всех углах падения. Это обеспечит эффект отрицательной рефракции при всех углах падения (доказано в [14] численным моделированием), основанный на прямых волнах вблизи диагональной точки M первой зоны Бриллюэна. Тем самым плоскопараллельный слой фотонного кристалла образует псевдо-линзу [12].

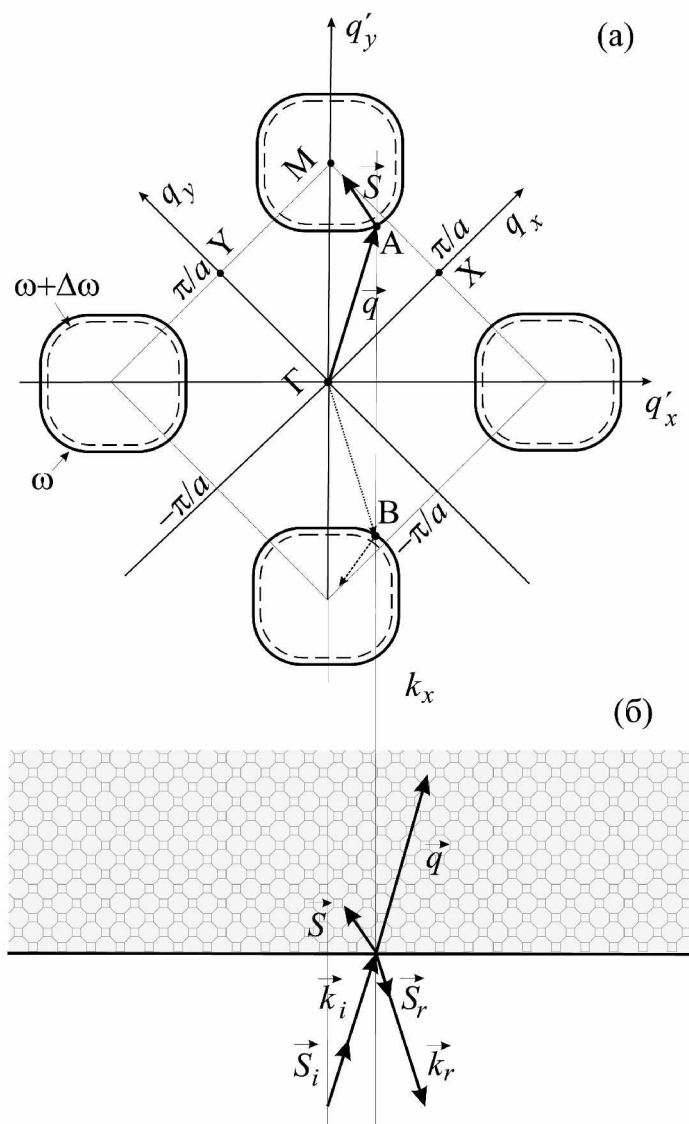


Рис. 9. Иллюстрация эффекта отрицательной рефракции при прямой волне в кристалле [14] при помощи метода изочастот.

Альтернативный, но в то же время похожий принцип лежит в основе эффекта отрицательной рефракции при всех углах падения [3, 20, 21], использующий обратные волны вблизи точки Γ первой зоны Бриллюэна.

Эффект наблюдается на частотах, соответствующих верхней границе третьей частотной полосы и близких к частичной запрещенной зоне в прямом направлении $\Gamma - X$, когда изочастоты сжимаются вокруг точки Γ с ростом частоты. Это было также подтверждено численными расчетами [3, 20, 21]. Изочастоты для этого случая приведены на рис. 10, граница раздела параллельна оси Oy .

В этом случае тоже существуют две точки пересечения прямой, соответствующей тангенциальной компоненте волнового вектора падающей волны и изочастот. Однако

здесь, в отличие от низкочастотного случая, описанного в первой секции (см. рис. 6), вектор групповой скорости направлен внутрь изочастотного контура. Как следствие этого, мода, соответствующая точке B , не может быть возбуждена, поскольку соответствующий ей волновой вектор направлен к границе раздела, а возбудится мода, соответствующая точке A . Это обратная волна, и рефракция, соответствующая ей, является отрицательной. Используя все тот же метод ограничения вариации тангенциальной компоненты волнового вектора, можно получить отрицательную рефракцию при всех углах падения, основанную на обратных волнах вблизи центральной точки Γ первой зоны Бриллюэна кубической решетки.

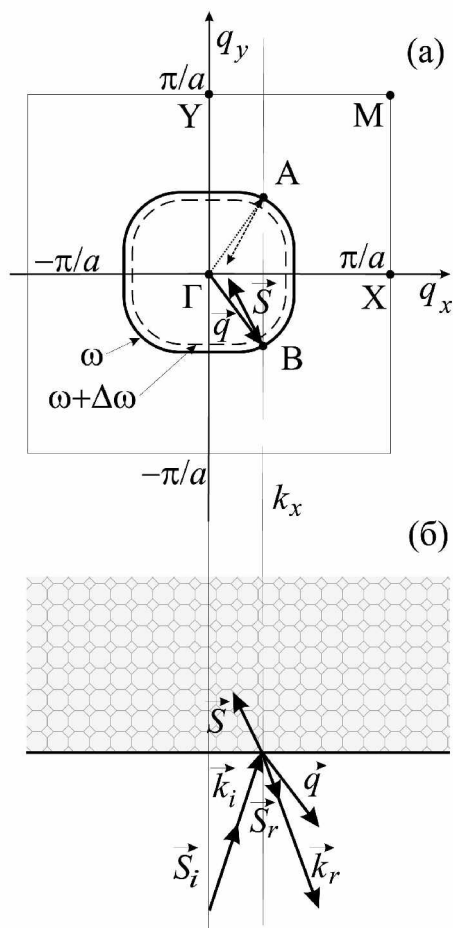


Рис. 10. Иллюстрация эффекта отрицательной рефракции при обратной волне в кристалле [3,20,21 при помощи метода изочастот

По аналогии с примером из начала этого раздела и работы [14], фотонный кристалл в описываемом режиме тоже может быть применен в качестве материала для плоскопараллельной псевдо-линзы.

Важно понимать, что псевдо-линзы из фотонных кристаллов не являются идеальными псевдо-линзами [12], поскольку они работают как линзы лишь для волновых полей источников. Возможность усиления затухающих пространственных гармоник фотонными кристаллами в данной работе не рассматривалась, впрочем, как и в [3, 14, 20, 21].

При этом априори понятно, что подобный эффект невозможен для всего спектра эванесцентных волн (как это должно происходить в слое среды Веселаго, см. [12]). Если эффект усиления и возможен для некоторой затухающей гармоники, то он будет крайне чувствителен к величине тангенциальной компоненты волнового вектора ввиду периодичности кристалла.

Заключение

В работе детально проанализирована взаимосвязь между свойством волны быть обратной или прямой волной и явлениями отрицательной или положительной рефракции на границе раздела фотонных кристаллов. Освещена роль ориентации границы раздела по отношению к собственным осям кристалла. Объяснена роль рабочего диапазона частот. Приведены примеры отрицательной рефракции без обратной волны, а также обратной волны без отрицательной рефракции. Обсуждены пределы модели сплошной среды, которые, в частности, ограничены эффектом Бормана. Дана простая интерпретация этого эффекта. Оценены возможности создания отрицательной рефракции для всех углов падения при помощи как прямых, так и обратных волн. Рассмотренные фотонные (электромагнитные) кристаллы не обладают магнитными свойствами (в отличие от гипотетической среды Веселаго), и эффекты отрицательной рефракции и обратных волн в них обусловлены их периодичностью. Данная статья может быть рассмотрена как иллюстрация метода изочастот, который не только дает изящную интерпретацию уже известных явлений в фотонных кристаллах, но и позволяет выявить новые эффекты.

Обзор основан на результатах, полученных авторами в рамках выполнения работ по гранту РФФИ № 01-02-06856 и опубликованных в статьях [26–28].

Литература

1. Веселаго. В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // Успехи физ. наук. 1967. Т. 92. № 3. С. 517-526.
2. Бырдин. В.М. К теории холестерических жидких кристаллов // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 54. № 8. С. 456-458.
3. Силян Р.А., Чепурных И.П. О средах с отрицательной дисперсией // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46. № 10. С. 1212-1217.
4. Lindell I.V., Tretyakov S.A., Nikoskinen K.I., Ilvonen S. Bw media - media with negative parameters, capable of supporting backward wave // Microw. and Optical Technol. Lett. 2001. V. 31. P. 129-133.
5. Ruppin R. Surface polaritons of a left-handed material slab // J. Phys.: Condens. Matter. 2001. V. 13. P. 1811-1819.
6. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4184-4187.
7. Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction // Science. 2001. V. 292. P. 77-79.
8. Smith D.R., Knoll N. Negative refractive index in left-handed materials // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 2933-2936.
9. Caloz C., Chang C.-C., Itoh T. Full-wave verification of the fundamental properties of left-handed materials in waveguide configuration // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. P. 5483-5486.
10. Valanju P.M., Walser R.M., Valanju A.P. Wave refraction in negative-index media: always positive and very inhomogeneous // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 187401.
11. Ziolkowski R.W., Heyman E. Wave propagation in media having negative permittivity and permeability // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. P. 056625.
12. Pendry J.B. Negative refraction index makes perfect lens // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 3966-3969.
13. Engheta N. An idea for thin, subwavelength cavity resonators using metamaterials with negative permittivity and permeability // Ant. Wireless Propag. Lett. 2002. V. 1. № 1. P. 10.

14. Luo C.L., Johnson S.G., Jannopoulos J.D., Pendry J.B. . All-angle negative refraction without negative effective index // *Phys. Rev. B*. 2002. V. 65. P. 201104.
15. Luo C.L., Johnson S.G., Jannopoulos J.D. All-angle negative refraction in three-dimensionally periodic photonic crystal // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. № 13. P. 2352-2354.
16. Mini-special issue on electromagnetic crystal structures, design, synthesis, and applications o IEEE *Trans. Microwave Theory Techn.* 1999. V. 47. № 11.
17. Feature section on photonic crystal structures and applications of IEEE *J. Quantum Electron.* 2002. V. 38. № 7.
18. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. М.: Сов. Радио, 1966.
19. Силин Р.А. Периодические волноводы. М.: ФАЗИС, 2002.
20. Notomi M. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals: refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap // *Phys. Rev. B*. 2000. V. 62. № 16. P. 10696-10705.
21. Notomi M. Negative refraction in photonic crystals // *Optical and Quantum Electronics*. 2002. V. 34. P. 133-143.
22. Belov P.A., Simovski C.R. Oblique propagation of electromagnetic waves in regular 3D lattices of scatterers (dipole approximation) // *Proc. of SPIE*. 2000. V. 4073. P. 266-276.
23. Johnson D.L. Local-field effects, x-ray diffraction, and the possibility of observing the optical Borrmann effect: Solutions of Maxwell's equations in perfect crystals // *Phys. Rev. B*. 1975. V. 12. № 8. P. 3428-3437.
24. Джонс Г. Теория зон Бриллюэна и электронные состояния в кристаллах. М.: Мир, 1968.
25. McKelvey J.P. Solid state and semiconductor physics. NY, Evanston & London: Harper&Row and Tokyo: John Weatherhill, Inc., 1966.
26. Белов П.А., Симовский К.Р., Третьяков С.А. Обратные волны и отрицательная рефракция в фотонных (электромагнитных) кристаллах// *Радиотехника и Электроника*. 2004. в печати.
27. Simovski C.R., Belov P.A., He S. Backward wave region and negative material parameters of a structure formed by lattices of wires and split-ring resonators// special issue on Metamaterials of IEEE *Transactions on Antennas and Propagation*. 2003. V. 51. №. 10. P. 2582- 2591.
28. Belov P.A. Backward waves and negative refraction in uniaxial dielectrics with negative dielectric permittivity along the anisotropy axis// *Microwave and Optical Technology Letters*. 2003. V. 37. № 4. P. 259-263.

ДИНАМИКА ПОЛЯ И СПЕКТРОВ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ДЛИТЕЛЬНОСТЕЙ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Д.Л. Белов, С.А. Козлов, Ю.А. Шполянский

Выведены формулы, описывающие динамику средних параметров электрических полей (центра тяжести и среднеквадратической длительности) и спектров (центральной частоты и среднеквадратической ширины) предельно коротких импульсов в оптических средах с безынерционной электронной нелинейностью. Выведенные формулы применены для изучения различных сценариев самовоздействия предельно коротких импульсов в волноводах: их начального полевого (спектрального) уширения, сжатия или распространения с неизменяющейся длительностью (шириной спектра).

Введение

За последнее десятилетие в лазерной физике был уверенно освоен весь фемтосекундный временной диапазон [1]. Сегодня уже в целом ряде лабораторий имеются лазерные системы, позволяющие получать световые сигналы, состоящие всего из двух-трех осцилляций электрического и магнитного поля [2–4]. Такие предельно короткие по числу колебаний светового поля импульсы весьма перспективны в информационных технологиях [1], сверхточных измерениях [5] и спектроскопии [6]. Например, при передаче информации по волоконным световодам оптическими солитонами из двух-трех осцилляций светового поля скорость этой передачи может достигать 100 Тбит/с [7].

Важнейшей особенностью импульсов с малым числом колебаний светового поля является сверхуширение их спектра. При построении теории распространения импульсов с таким континуумным спектром приходится отказываться от привычного и плодотворного в оптике метода медленно меняющейся огибающей импульса, поскольку этот метод основан на приближении квазимонохроматического излучения [9, 10]. В работах [11–14] дан обзор разработанных в последние годы методов получения новых в оптике волновых и спектральных уравнений, описывающих динамику не огибающей импульса, а непосредственно его электрического поля и спектра. Анализ эволюции фемтосекундных импульсов с континуумным спектром, в том числе предельно коротких, в оптических средах с нелинейностями различной природы приводится обычно на основе изучения численных решений этих новых уравнений (см., например, [15–18]). В настоящей работе приведены аналитические формулы, описывающие динамику средних параметров поля импульса (центра тяжести и среднеквадратической длительности), на их основе дан анализ основных сценариев этой динамики. В работе получены аналогичные формулы для описания изменения средних параметров спектра (центральной частоты и среднеквадратической ширины) импульсов с континуумным спектром в нелинейных средах, на их основе обсуждены важнейшие закономерности эволюции спектров. При этом мы ограничились анализом волноводного распространения излучения, т.е. полагали его поперечную структуру неизменной.

1. Динамика среднеквадратической длительности импульса

Динамика электрического поля импульсов предельно коротких длительностей в волноведущих средах, где электронно-колебательная нелинейность отсутствует или ей можно пренебречь, может быть описана уравнением [11]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{V} \frac{\partial E}{\partial t} - a \frac{\partial^3 E}{\partial t^3} + b \int_{-\infty}^t E dt' + g \frac{\partial E^3}{\partial t} = 0 \quad , \quad (1.1)$$

где $V = \frac{c}{N_0}$; N_0 и a и b характеризуют материальную дисперсию, причем b может характеризовать и волноводную; g описывает нелинейность оптической среды и связано с коэффициентом нелинейного показателя преломления соотношением $g = \frac{2n_2}{3c}$ [19].

Рассмотрим, как будет изменяться длительность импульса, динамика поля которого с по мере его распространения в волноводе эволюционирует в соответствии с (1.1). Под длительностью импульса будем понимать квадратный корень из центрального момента распределения поля излучения второго порядка

$$\Delta\tau = (\langle \Delta\tau^2 \rangle)^{1/2} = \left[\frac{1}{W} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - \langle \tau \rangle)^2 E^2 d\tau \right]^{1/2}, \quad (1.2)$$

где

$$\langle \tau \rangle = \frac{1}{W} \int_{-\infty}^{\infty} \tau E^2 d\tau \quad (1.3)$$

- «центр тяжести» импульса.

В работах [20, 21] нами было показано что для небольших расстояний z из (1.1) для длительности (1.2) можно получить формулу

$$\Delta\tau^2 = \langle \Delta\tau \rangle_0^2 + \left(\frac{d \langle \tau^2 \rangle}{dz} \right)_0 z + \left(\frac{1}{2} \frac{d^2 \langle \tau^2 \rangle}{dz^2} - \left(\frac{d \langle \tau \rangle}{dz} \right)^2 \right)_0 z^2, \quad (1.4)$$

где коэффициенты при z ($P_1 = \left(\frac{d \langle \tau^2 \rangle}{dz} \right)_0$) и z^2 ($P_2 = \left(\frac{1}{2} \frac{d^2 \langle \tau^2 \rangle}{dz^2} - \left(\frac{d \langle \tau \rangle}{dz} \right)^2 \right)_0$) определяются следующими выражениями:

$$P_1 = \frac{1}{W} \int_{-\infty}^{\infty} (\tau - \langle \tau \rangle_0) \left[6a \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 + 2b \left(\int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' \right)^2 + 3gE^4 \right] d\tau \quad (1.5)$$

$$P_2 = \frac{9a^2}{W^2} \left(W \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} \right)^2 d\tau - \left[\int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 d\tau \right]^2 \right) + \frac{b^2}{W^2} \left(W \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\tau} U d\tau' \right)^2 d\tau - \left(\int_{-\infty}^{\infty} U^2 d\tau \right)^2 \right) +$$

$$+ \frac{3g^2}{4W^2} \left(4W \int_{-\infty}^{\infty} E^6 d\tau - 3 \left(\int_{-\infty}^{\infty} E^4 d\tau \right)^2 \right) + \frac{6ab}{W^2} \left(W^2 - \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 d\tau \int_{-\infty}^{\infty} U^2 d\tau \right) +$$

$$+ \frac{9ag}{W^2} \left(4W \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 E^2 d\tau - \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial E}{\partial \tau} \right)^2 d\tau \int_{-\infty}^{\infty} E^4 d\tau \right) - \frac{bg}{W^2}$$

$$- \left(8W \int_{-\infty}^{\infty} E^3 U (\tau - \langle \tau \rangle_0) d\tau + 3 \int_{-\infty}^{\infty} U^2 d\tau \int_{-\infty}^{\infty} E^4 d\tau \right).$$

Рассмотрим распространение светового импульса с входным (при $z = 0$) профилем, изменяющимся по гауссовскому закону:

$$E(0, \tau) = E_0 \exp(-2\tau^2 / \tau_p^2) \sin(\omega_0 \tau [1 + \gamma \cdot \tau / \tau_p]), \quad (1.7)$$

где E_0 , τ_p , ω_0 и γ характеризуют амплитуду входного импульса, его длительность, центральную частоту и начальную частотную модуляцию.

При отсутствии частотной модуляции ($\gamma=0$) коэффициент при z в выражении (1.4) обнуляется ввиду нечетности поля ($P_1=0$), таким образом, начальная эволюция дли-

тельности импульса целиком определяется коэффициентом P_2 при z^2 . Анализируя знак и величину этого коэффициента для различных входных параметров импульса, можно сделать вывод о начальном сценарии его эволюции: уширении, сжатии или квазистационарном характере распространения.

На рис. 1 приведены поля значений нормированного коэффициента P_2 [см. также 20, 21] для импульсов (1.7) без частотной модуляции ($\gamma=0$), распространяющихся в микроструктурированном волокне, в зависимости от входных центральной длины волны и интенсивности импульса. На рис. 1а эти поля даны для импульса, который на входе в волокно состоит из 2 колебаний поля ($\tau_p = 2T_0$, где $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$), на рис. 1б – из 6 колебаний поля ($\tau_p = 6T_0$). Дисперсия и нелинейность среды описывалась следующими параметрами: $a=2.575 \cdot 10^{-44} \text{ c}^3/\text{см}$, $b=2.818 \cdot 10^{18} \text{ 1}/(\text{c} \cdot \text{см})$, $n_2=3.2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$.

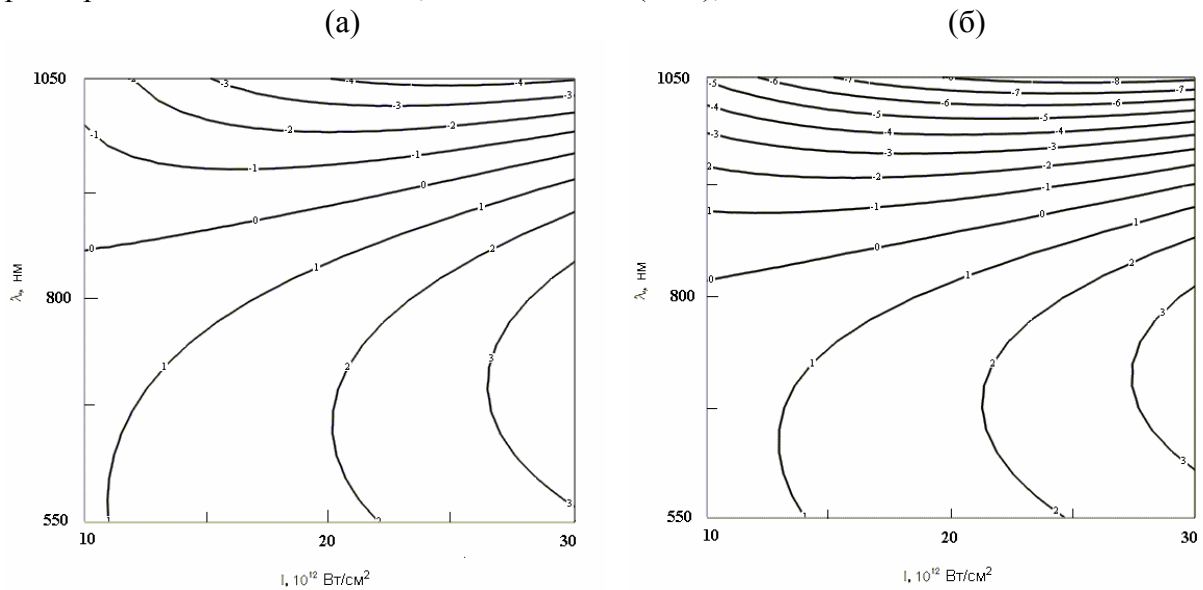


Рис. 1. Линии уровня нормированного коэффициента P_2 как функции интенсивности I и центральной длины λ_0 волны для импульсов вида (2.6) с начальными длительностями $\tau_p = 2T_0$ (а), и $\tau_p = 6T_0$ (б), распространяющихся в микроструктурированном волокне

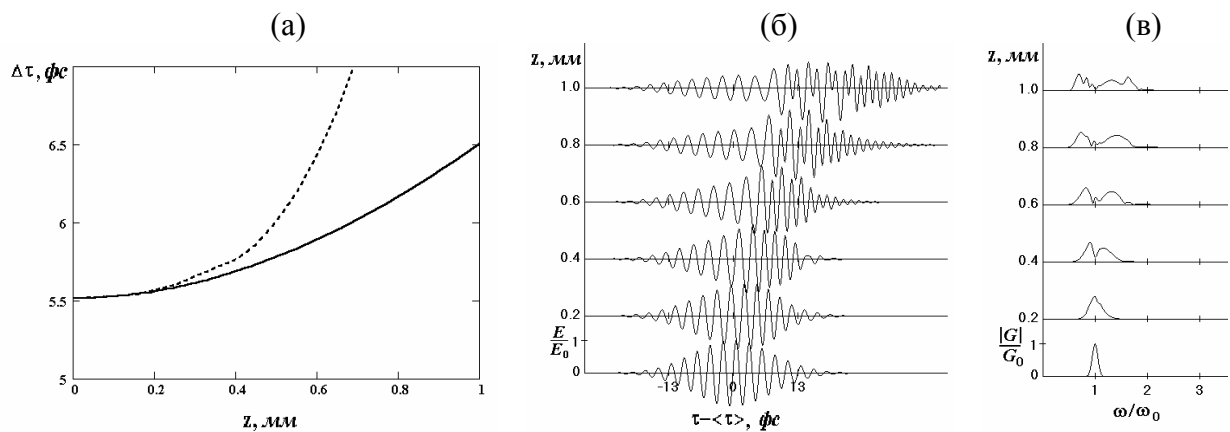


Рис. 2. Динамика среднеквадратической длительности $\Delta\tau$, эволюция электрического поля E и спектральной плотности G импульса в микроструктурированном волокне. Параметры входного импульса: $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 780 \text{ нм}$, $\tau_p = 6T_0$, $I = 5 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2$.

Как видно из рис. 1, при интенсивностях, меньших тех, при которых возникает плазменная нелинейность, осуществимы все типы сценариев, и их характер определяется величиной входной центральной длины волны. Отметим, что одинаковые сценарии начальной динамики длительности можно наблюдать, например, для одного и того же входного импульса, но при значительно различающихся интенсивностях, отличающихся достаточно сильно.

На рис. 2а представлена динамика среднеквадратической длительности $\Delta\tau$ импульса (1.7) с параметрами $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 780 \text{ нм}$, $\tau_p = 6T_0$, $I = 5 \cdot 10^{12} \text{ Вм/см}^2$. При этих параметрах коэффициент P_2 положителен, и формула (1.4) описывает монотонное уширение импульса (сплошная линия на рис. 2а). Это типичный сценарий для импульса, спектр которого лежит в области нормальной групповой дисперсии среды, но который, как видно из рис. 1а, может наблюдаться и для импульса, спектр которого лежит в зоне аномальной групповой дисперсии при определенных входных параметрах импульса. Рис. 2б и 2в демонстрируют, соответственно, эволюцию электрического поля и спектра импульса, рассчитанные прямым численным моделированием уравнения (1.1). Динамика среднеквадратической длительности импульса, соответствующая этому «точному» расчету, представлена на рис. 2а пунктирной линией. Из рис. 2 видно, что формула (1.4) предсказывает закон изменения длительности в условиях генерации спектрального суперконтинуума с точностью до 5% на отрезке микроструктурированного волокна длиной в 0.4 мм.

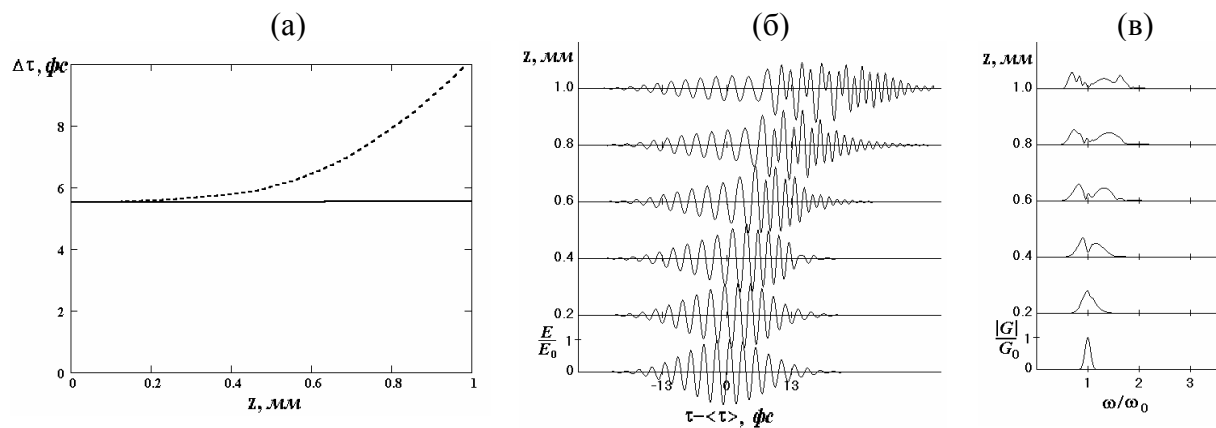


Рис. 3. Динамика среднеквадратической длительности $\Delta\tau$, эволюция электрического поля E и спектральной плотности импульса G в микроструктурированном волокне. Параметры входного импульса: $\lambda_0 = 780 \text{ нм}$, $\tau_p = 6T_0$, $I = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ Вм/см}^2$.

Рис. 3 демонстрирует распространение импульса с теми же параметрами, что и на рис. 2, но с вдвое меньшей входной интенсивностью: $I = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ Вм/см}^2$. Коэффициент P_2 при этом оказывается очень близок к 0, т.е. реализуется случай квазистационарного (в смысле среднеквадратической длительности) начального распространения импульса. Как видно из рисунка, на расстояниях порядка 0.4 мм в волокне длительность импульса почти не изменяется, хотя его профиль при этом претерпевает заметные изменения.

При увеличении центральной длины волны импульса на входе в волокно, т.е. при сдвиге спектра импульса дальше в зону аномальной групповой дисперсии, формула (1.4) предсказывает возможность сжатия импульса. В случае импульсов с большим числом колебаний поля на входе в среду точность предсказания формулы (1.4) увеличивается для всех сценариев распространения импульса.

Выше обсуждалась эволюция предельно коротких импульсов без начальной частотной модуляции ($\gamma = 0$ в (1.7)), когда коэффициент P_1 был равен нулю. Варьируя также и γ , можно обеспечить остальные нерассмотренные комбинации знаков коэффици-

циентов P_1 и P_2 . Когда P_1 и P_2 имеют одинаковые знаки, среднеквадратическая длительность импульса ведет себя аналогично случаям, обсужденным выше, но скорость изменения длительности вблизи $z = 0$ возрастает (т.к. P_1 не равен 0). Особого рассмотрения заслуживают случаи, когда P_1 и P_2 имеют разные знаки и параболическая зависимость (1.4) имеет экстремум.

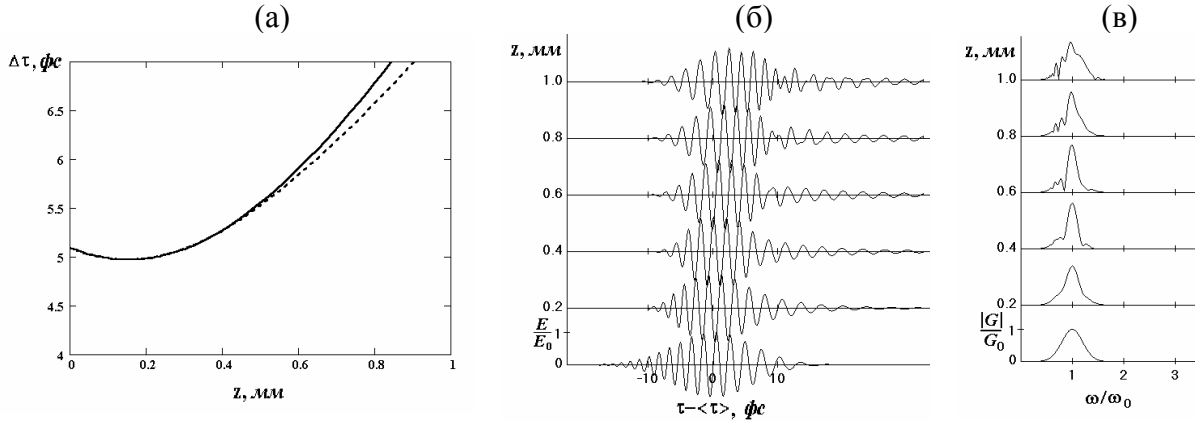


Рис. 4. Динамика среднеквадратической длительности $\Delta\tau$, эволюция электрического поля E и спектральной плотности импульса G в микроструктурированном волокне. Параметры входного импульса: $\lambda_0 = 620$ нм, $\tau_p = 6T_0$, $\gamma = -0.2$, $I = 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см²

Например, при $\lambda_0 = 629$ нм, $\tau_p = 6T_0$, $\gamma = -0.2$, $I = 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см² коэффициент P_1 отрицателен, а P_2 – положителен. Динамика длительности импульса представлена на рис. 4. На первых 0.2 мм происходит компрессия импульса. Достаточно необычно, что и среднеквадратическая ширина спектра импульса уменьшается на начальном этапе распространения. Из-за начальной частотной модуляции спектральные компоненты, формирующие задний и передний фронты импульса, расположены, соответственно, на низкочастотном и высокочастотном краях спектральной плотности. Совместное воздействие линейной дисперсии и кубической нелинейности накладывает на импульс частотную модуляцию противоположного знака, и периферийные спектральные компоненты ослабевают в пользу центральных, фазы которых одновременно выравниваются, укорачивая импульс. Далее происходит типичное для области нормальной групповой дисперсии одновременное увеличение длительности импульса и уширение его спектра. Предсказания формулы (1.4) обеспечивают точность 5 % на протяжении более 0.8 мм в волокне. Положение и значение точки минимума длительности предсказываются весьма точно.

2. Динамика среднеквадратической ширины спектра импульса

Динамика спектра предельно коротких импульсов в среде, в которой электронно-колебательной нелинейностью можно пренебречь, описывается выражением [22]

$$\frac{\partial G}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} G + i \frac{\omega^2 \chi}{\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(\omega - \alpha) G(\alpha - \beta) G(\beta)}{\omega n(\omega) + (\omega - \alpha)n(\omega - \alpha) + (\alpha - \beta)n(\alpha - \beta) + \beta n(\beta)} d\alpha d\beta = 0. \quad (2.1)$$

Применяя при решении интегро-дифференциального уравнения (2.1) метод итераций, и полагая дисперсию линейного показателя преломления $n(\omega)$ слабой:

$$n(\omega) = N_0 + \Delta n(\omega), \text{ где } \Delta n(\omega) \ll N_0, \quad (2.2)$$

можно получить выражение для спектральной плотности в квадратурах вида

$$G(\omega, z) = \left((G_0(\omega) - i \frac{z \omega \chi}{8\pi^2 c N_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_0(\omega - \alpha) G_0(\alpha - \beta) G_0(\beta) d\alpha d\beta) \right) \cdot \exp\left(-\frac{i \omega \Delta n(\omega)}{c} z\right). \quad (2.3)$$

Для квадрата модуля спектра экспонента в (2.3) станет равной единице, и он будет определяться параболическим по z выражением:

$$|G(\omega, z)|^2 = |G_0(\omega)|^2 + z \frac{\omega \chi}{4\pi^2 c N_0} \cdot (\operatorname{Re}(G_0(\omega)) \operatorname{Im}(I(\omega)) - \operatorname{Im}(G_0(\omega)) \operatorname{Re}(I(\omega))) + \\ + z^2 \frac{\omega^2 \chi^2}{64\pi^4 c^2 N_0^2} |I(\omega)|^2, \quad (2.4)$$

где

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int G_0(\omega - \alpha) G_0(\alpha - \beta) G_0(\beta) d\alpha d\beta. \quad (2.5)$$

Центральная частота и момент второго порядка импульса определяются следующими формулами:

$$\langle \omega \rangle = \frac{1}{W} \int_0^{\infty} \omega |G|^2 d\omega, \quad (2.6)$$

$$\langle \omega^2 \rangle = \frac{1}{W} \int_0^{\infty} \omega^2 |G|^2 d\omega. \quad (2.7)$$

Так как модуль $|G|^2$ описывается параболической по z зависимостью, то и центральная частота, и момент второго порядка по частоте будут также определяться параболическими зависимостями:

$$\langle \omega \rangle = \langle \omega \rangle_0 + P_{11} z + P_{21} z^2 \quad (2.8)$$

$$\langle \omega^2 \rangle = \langle \omega^2 \rangle_0 + P_{12} z + P_{22} z^2 \quad (2.9)$$

Для гауссовского импульса вида

$$E(0, \tau) = E_0 \exp(-\alpha \tau^2) \cos(\omega_0 \tau [1 + \gamma \cdot \tau / \tau_p] + \varphi) \quad (2.10)$$

без частотной модуляции ($\gamma=0$) можно получить алгебраические выражения для коэффициентов P_{11} и P_{21} :

$$P_{11} = \frac{\chi E_0^4 \pi}{16\sqrt{3}\alpha c N_0} \sin(2\varphi) \exp\left(\frac{-\omega_0^2}{4\alpha}\right) \times \\ \times \left(2 \int_0^{3/2\omega_0} \omega^2 \exp\left(-\frac{(\omega - 3/2\omega_0)^2}{3\alpha}\right) d\omega - 6 \int_0^{1/2\omega_0} \omega^2 \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0/2)^2}{3\alpha}\right) d\omega \right) \quad (2.11)$$

$$P_{21} = \frac{\chi^2 E_0^6 \pi}{768\alpha c^2 N_0^2} \left[2 \int_0^{3\omega_0} \omega^3 \exp\left(-\frac{(\omega - 3\omega_0)^2}{6\alpha}\right) d\omega + 162\alpha\omega_0^2 + 36\alpha^2 + \right. \\ \left. + \left(9 + 6 \cos(4\varphi) \exp\left(\frac{-2\omega_0^2}{3\alpha}\right) \right) \left(2 \int_0^{\omega_0} \omega^3 \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{6\alpha}\right) d\omega + 18\alpha\omega_0^2 + 36\alpha^2 \right) + \right. \\ \left. + \left(2 \cos(6\varphi) \exp\left(\frac{-3\omega_0^2}{2\alpha}\right) + 18 \cos(2\varphi) \exp\left(\frac{-\omega_0^2}{6\alpha}\right) \right) 36\alpha^2 + \right. \\ \left. + 6 \cos(2\varphi) \exp\left(\frac{-\omega_0^2}{6\alpha}\right) \left(\int_0^{2\omega_0} \omega^3 \exp\left(-\frac{(\omega - 2\omega_0)^2}{6\alpha}\right) d\omega + 72\alpha\omega_0^2 + 36\alpha^2 \right) \right] \quad (2.12)$$

Аналогичные формулы можно получить и для момента второго порядка по частоте.

Среднеквадратическая длительность спектра определятся выражением

$$\Delta\omega = (\langle \Delta\omega^2 \rangle)^{1/2} = \left[\frac{1}{W} \int_0^\infty (\omega - \langle \omega \rangle)^2 |G|^2 d\omega \right]^{1/2}. \quad (2.13)$$

Её квадрат легко выражается через центральную частоту и момент второго порядка. Опуская слагаемые выше второго порядка по z , можно снова получить квадратичную зависимость уже для ширины спектра:

$$\Delta\omega^2 = \langle \omega^2 \rangle - \langle \omega \rangle^2 \approx \Delta\omega_0^2 + P_1 z + P_2 z^2, \quad (2.14)$$

где

$$P_1 = P_{12} - 2 \langle \omega \rangle_0 P_{11} \quad (2.15)$$

и

$$P_2 = P_{22} - P_{11}^2 - 2 \langle \omega \rangle_0 P_{21} \quad (2.16)$$

Для ширины спектра мы можно построить поля, подобные приведенным на рис. 1. Они представлены на рис. 5 для импульсов, распространяющихся в полном волноводе, заполненном аргоном. Дисперсия и нелинейность среды описывались следующими параметрами: $a=1.467 \cdot 10^{-47} \text{ c}^3/\text{см}$, $b=8.674 \cdot 10^{14} \text{ 1}/(\text{с} \cdot \text{см})$, $n_2=9.93 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2/\text{Вт}$. Как и в случае с полями, при отсутствии частотной модуляции коэффициент P_1 обнуляется, но при этом сужения спектра не наблюдается, и коэффициент при z^2 положителен как в области нормальной, так и в области аномальной групповой дисперсии волновода.

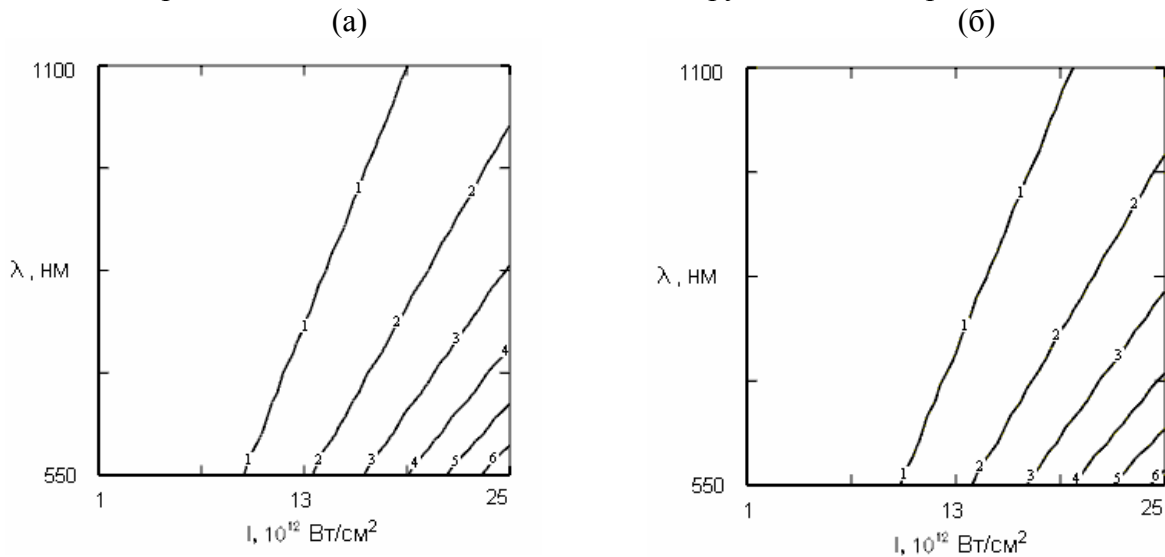


Рис. 5. Линии уровня нормированного на $\langle \omega_0 \rangle^2$ коэффициента P_2 как функции интенсивности I и центральной длины волны λ_0 для импульсов с $\tau_p = 6T_0$ (а), и $\tau_p = 2T_0$ (б), распространяющихся в полном волноводе, заполненном аргоном.

Рассмотрим, насколько точно формула (2.14) описывает динамику среднеквадратической ширины спектра. На рис. 6а представлена динамика среднеквадратической ширины спектра импульса с параметрами $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 = 1000 \text{ нм}$, $\tau_p = 2T_0 = 2\lambda_0 c$, $I = 7.7 \cdot 10^{12} \text{ Вт}/\text{см}^2$. Как было сказано выше, коэффициент P_2 положителен, и формула (2.14) описывает монотонное уширение импульса (сплошная линия на рис. 3.1а). Рис. 6б и 6в демонстрируют, соответственно, эволюции спектра и электрического поля импульса, рассчитанные прямым численным моделированием уравнения (1.1). Динамика среднеквадратической ширины спектра импульса, соответствующая этому расчету, представлена на рис. 6а пунктирной линией. При данных входных параметрах импульса формула (2.14) предсказывает закон изменения ширины спектра с точностью до 5% на отрезке волновода длиной в 15 см. Аналогичную точность можно наблюдать и для импульсов, состоящих из большего числа колебаний поля.

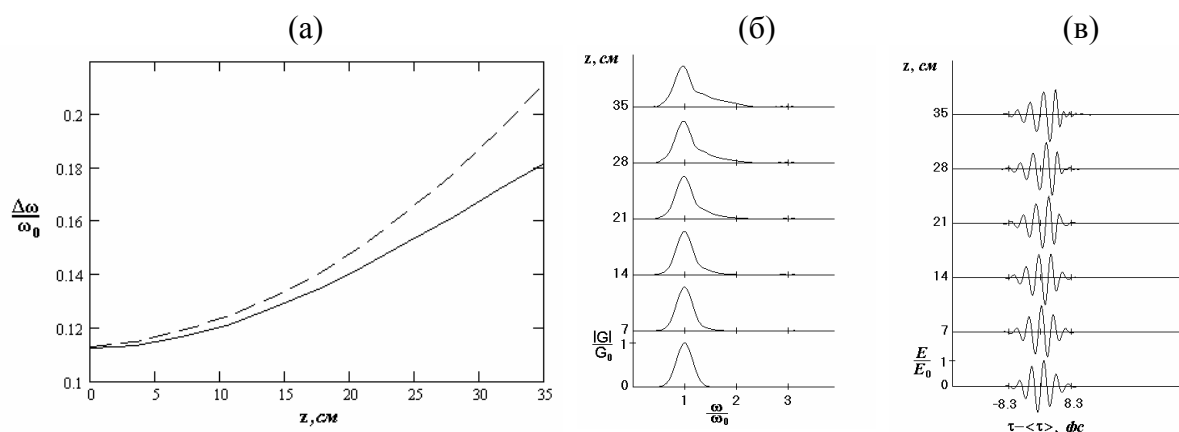


Рис. 6. Динамика среднеквадратической ширины спектра $\Delta\omega$, эволюция спектральной плотности G и поля E импульса в полном волноводе, заполненном аргонем. Параметры входного импульса: $\lambda_0 = 1000$ нм, $\tau_p = 2T_0$, $I = 7.7 \cdot 10^{12}$ Вт/см².

В случае присутствия во входном импульсе частотной модуляции может наблюдаться сценарий начального сжатия импульса спектра с последующим уширением. Такой сценарий динамики ширины спектра приведен на рис. 7. В данном случае импульс претерпевает спектральное сужение на участке до 15 см. распространения в волноводе, а затем начинает уширяться.

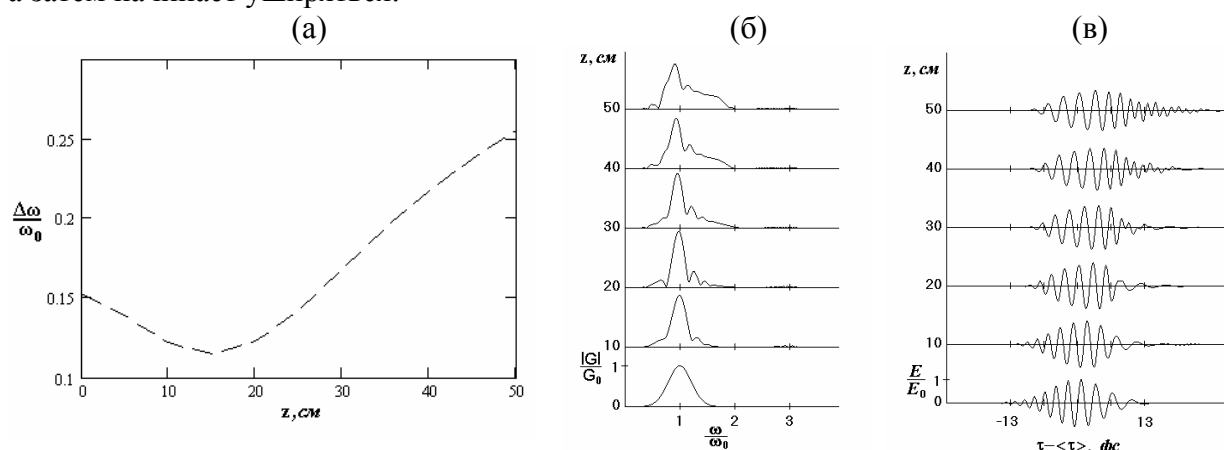


Рис. 7. Динамика среднеквадратической ширины спектра $\Delta\omega$, эволюция спектральной плотности G и поля E импульса в полном волноводе, заполненном аргонем. Параметры входного импульса: $\lambda_0 = 780$ нм, $\tau_p = 4T_0$, $\gamma = -0.2$, $I = 2 \cdot 10^{13}$ Вт/см².

Заключение

В работе выведены формулы, описывающие динамику средних параметров поля (центра тяжести и среднеквадратической длительности) и спектров (центральной частоты и среднеквадратической ширины) предельно коротких импульсов в оптических волноводах с безынерционной электронной нелинейностью. Полученные соотношения между параметрами волноведущих структур и характеристиками входных импульсов, определяют сценарии распространения излучения в волноводе. Выведенные формулы могут быть применены для изучения различных сценариев самовоздействия предельно коротких импульсов в волноводах: их начального полевого (спектрального) уширения, сжатия или распространения с неизменяющейся длительностью (шириной спектра).

В рамках данной научно-исследовательской работы в 2003 году исследовались также самоотражение предельно коротких импульсов в волноводах [23] и их нелинейное отражение от границы раздела прозрачных диэлектрических сред [24].

Работа выполнена при поддержке гранта № УР.01.01.047 научной программ Министерства образования Российской Федерации «Университеты России».

Литература

1. Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V.72. № 2. P.545–591.
2. Baltuska A., Wei Z., Pshenichnikov M.S., Wiersma D.A. Optical pulse compression to 5 fs at a 1 MHz repetition rate. // *Opt. Lett.* 1997. V.22. № 2. P.102–104.
3. Nisovi M., De Silvestri S., Svelto O., Szipocs R., Ferencz K., Spielmann Ch., Sartania S., Krausz F. Compression of high-energy laser pulses below 5 fs. // *Opt. Lett.* 1997. V.22. № 8. P.522–524.
4. Albert O., Mourou G. Single optical cycle laser pulse in the visible and near-infrared spectral range. // *Appl. Phys. B.* 1999. V.69. № 1. P.207–209.
5. Holzwarth R. et al. Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. - *Phys. Rev. Lett.* 2000. V.85. № 11. P. 2264–2267.
6. Yoshizawa M., Kurosawa M. Femtosecond time-resolved Raman spectroscopy using stimulated Raman scattering. // *Phys. Rev. A.* 1999. V.61. №1. P. 013808(1–6).
7. Козлов С.А., Королев А.А. Передача сигналов оптическими солитонами длительностью в несколько периодов колебаний светового поля. // *Известия ВУЗов. Приборостроение.* 1998. Т.41. № 3. С.32–35.
8. Беспалов В.Г., Васильев В.Н. Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Использование фемтосекундного суперконтинуума в системах сверхплотной передачи информации. / В кн.: *Оптические и лазерные технологии.* / Под ред. Васильева В.Н. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2001. С. 214–219.
9. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов.* М.: Наука, 1988. 312 с.
10. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика.* М.: Мир, 1996. 324 с.
11. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. // *Журнал теоретической и экспериментальной физики.* 1997. Т.111. В.2. С. 404–418.
12. Козлов С.А. Нелинейная оптика импульсов предельно коротких длительностей. / В кн.: *Проблемы когерентной и нелинейной оптики.* / Под ред. Гурова И.П. и Козлова С.А. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2000. С.12–34.
13. Маймистов А.И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде. // *Квантовая электроника.* 2000. Т.30. №4. С.287–304.
14. Козлов С.А. Спектральные уравнения в фемтосекундной нелинейной оптике. - В кн.: *Проблемы когерентной и нелинейной оптики.* Под ред. Гурова И.П. и Козлова С.А. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2002. С.143–160.
15. Шполянский Ю.А. Сценарии развития фемтосекундного спектрального суперконтинуума. / В кн.: *Проблемы когерентной и нелинейной оптики.* Под ред. Гурова И.П. и Козлова С.А. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2000. С.136–153.
16. Ukrainsky A.O., Kozlov S.A., Polarization effects in the interaction of extremely short light pulses with nonlinear media. // *J. Optics B: Quant. and Semiclass. Optics.* 2001. V.3. P. S180–S183.
17. Shpolyanskiy Yu.A., Kozlov S.A., Bepalov V.G., Steinmeyer G., The theory of spectral supercontinuum generation in microstructure fibers. // *Proc. SPIE.* 2002. V. 4638 (to be published).

18. Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Самофокусировка импульсов с малым числом колебаний светового поля. // Оптический журнал. 2002. Т.69. №3 (принята к опубликованию).
19. Беспалов В.Г., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Метод анализа динамики распространения фемтосекундных импульсов с континуумным спектром в прозрачных оптических средах. // Оптический журнал. 2000. Т.67. № 4. С.5–11.
20. Белов Д.Л., Козлов С.А., Шполянский Ю.А., Динамика фемтосекундных импульсов с континуумным спектром в нелинейных волноводах. // Оптический журнал. 2002. Т.69. №7. Сс.46–53.
21. Y.A. Shpolyanskiy, D.L. Belov, M.A. Bakhtin and S.A. Kozlov. Analytic study of continuum spectrum pulse dynamics in optical waveguides. // Applied Physics B: Lasers and Optics. 2003. V.77. №.2-3. P. 349–355.
22. Bepalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyanskiy Yu.A., Walmsley I.A., Simplified field wave equations for the nonlinear propagation of extremely short light pulses. // Phys. Review A. 2002. V.66. P. 013811(1–10).
23. Курасов А.В. Самоотражение световых импульсов предельно коротких длительностей в нелинейных оптических волноводах. / В кн.: Современные технологии. Под ред. С.А. Козлова. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2003. С. 204–211.
24. Ястребова Н.В. Особенности нелинейного отражения импульсов из малого числа колебаний светового поля от просветленной границы раздела сред / В кн.: Современные технологии. Под ред. С.А. Козлова. СПб: СПбГИТМО(ТУ), 2003. С.196–203.

САМОФОКУСИРОВКА СВЕТОВЫХ СГУСТКОВ С ПРОДОЛЬНЫМИ И ПОПЕРЕЧНЫМИ РАЗМЕРАМИ В НЕСКОЛЬКО ДЛИН ВОЛН

С. А. Козлов, П. А. Петрошенко

Проанализирована непараксиальная самофокусировка импульсов из нескольких колебаний светового поля в прозрачных нелинейных средах с дисперсией. Показано, что в результате самовоздействия таких предельно коротких импульсов спектр излучения сверхуширяется ассиметрично как в красную, так и в синюю области, причем более эффективно на всех пространственных частотах оно идет в синюю область.

В последнее десятилетие были созданы и появились во многих научных лабораториях лазерные системы, которые позволяют получать импульсы, содержащие лишь несколько колебаний светового поля [1–3]. Понятие огибающей для таких предельно коротких импульсов (ПКИ) теряет свое физическое содержание, поэтому при описании их распространения перестают быть оправданными традиционные в нелинейной оптике уравнения эволюции огибающих [4, 5].

Теория нелинейного распространения ПКИ в различных средах строится, как правило, на уравнениях, описывающих динамику не огибающей импульса, а непосредственно его поля (смотри, например, обзоры [6–8]). Большая часть этих публикаций посвящена изучению закономерностей самовоздействия ПКИ с неизменной поперечной структурой (что предполагается в первом приближении справедливым в волноводах). Изменение поперечного пространственного распределения поля ПКИ (в объемных нелинейных средах) рассматривалось в значительно меньшем числе работ. Основная их часть посвящена параксиальной эволюции ПКИ. Например, в [9] сформулирован метод вывода уравнений параксиальной дифракции ПКИ, в [10] приведены уравнения параксиальной динамики поля ПКИ в нелинейной диэлектрической среде с дисперсией. В [11] численным решением этих уравнений продемонстрирована возможность формирования сложных электромагнитных образований в виде световых «гантелей», «пузырей» и т.п. При анализе результатов численного моделирования в [11] было отмечено, что строгая теория самовоздействия ПКИ в объемных средах должна быть непараксиальной, поскольку при расчете пространственно-временной эволюции импульсов с малым продольным размером следует учитывать возможность появления в их структуре и поперечных неоднородностей такого же масштаба.

В работе [12] было показано, что при рассмотрении непараксиальной динамики ПКИ значительные преимущества перед полевым может иметь спектральный подход. В этой работе было выведено укороченное уравнение, описывающее непараксиальную динамику пространственно-временного спектра ПКИ в однородной изотропной диэлектрической среде с произвольной спектральной зависимостью линейного показателя преломления и нерезонансной электронной нелинейностью.

В настоящей работе решения этого уравнения анализируются методами компьютерного моделирования. Показано, что происходящее в нелинейной среде неоднородное самоуширение временного спектра ПКИ происходит на всех пространственных частотах эффективнее в синюю область.

В работе [12] было показано, что динамика пространственно-временного спектра

$$g(z, k_x, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(z, x, t) e^{-ik_x x - i\omega t} dx dt, \quad (1)$$

электрического поля $E(z, x, t)$ двумерного пучка ТЕ-поляризованного излучения, которое распространяется в изотропной нелинейной диэлектрической среде, может быть описана уравнением

$$\frac{\partial g}{\partial z} + i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot g + i \frac{\chi \omega^2}{4\pi^3 c} \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int \varphi(k_x, \omega, m_x, n_x, \alpha, \beta) \cdot g(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha) \cdot g(m_x, \alpha - \beta) g(n_x, \beta) dm_x dn_x d\alpha d\beta = 0, \quad (2)$$

В (1, 2) z – направление распространения излучения, x – поперечная координата; t – время; k_x и ω – частоты пространственного и временного спектра; $n(\omega)$ – линейный показатель преломления среды, χ – нелинейная восприимчивость, характеризующая нелинейную часть поляризованности среды $P_{nl} = \chi E^3$, которая в [12] и в данной работе предполагается безинерционной из-за ее нерезонансной природы; функция φ описывается соотношением

$$\varphi(k_x, \omega, m_x, n_x, \alpha, \beta) = \left(\omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} + (\omega - \alpha) n(\omega - \alpha) \sqrt{1 - \frac{(k_x - m_x - n_x)^2 c^2}{(\omega - \alpha)^2 n^2(\omega - \alpha)}} + (\alpha - \beta) n(\alpha - \beta) \sqrt{1 - \frac{m_x^2 c^2}{(\alpha - \beta)^2 n^2(\alpha - \beta)}} + \beta n(\beta) \sqrt{1 - \frac{n_x^2 c^2}{\beta^2 n^2(\beta)}} \right)^{-1}.$$

Уравнение (2) было выведено в [12] обобщением линейного уравнения, строго описывающего непараксиальную дифракцию и дисперсию малоинтенсивного пучка однонаправленного излучения, на случай высокоинтенсивного света в предположении, что нелинейная добавка к поляризованности среды существенно меньше ее линейной по полю части. В [12] отмечено и дополнительное ограничение на применимость уравнения (2), которое не описывает явление самоотражения излучения назад. Из-за изменения модуля пространственно-временного спектра в нелинейной среде подкоренное выражение во втором слагаемом уравнения (2) может стать отрицательным, а само слагаемое действительным. В этом случае из физических соображений знак корня должен быть выбран отрицательным. Слагаемое при этом становится положительным, что соответствует появлению в среде экспоненциально спадающих вдоль z (а не возрастающих) спектральных компонент [13, 14], аналогичных возникающим при полном внутреннем отражении. Если уменьшение энергии излучения, распространяющегося вперед, значительно, то математическая модель взаимодействия света с веществом (2) требует дополнительного уравнения, описывающего волну, генерируемую назад.

Фундаментальным, наблюдаемым при высоких интенсивностях излучения практически во всех прозрачных средах эффектом нелинейной оптики фемтосекундных импульсов является генерация спектрального суперконтинуума, при которой ширина спектра излучения в нелинейной среде становится соизмеримой с его центральной частотой [15–17]. Параксиальная теория этого явления для импульсов, содержащих много осцилляций светового поля, изучалась в большом числе работ на основе уравнений «медленной» динамики их огибающих (см., например, [18, 19] и ссылки в них). В этих работах было показано, что сопровождающее дисперсионную самофокусировку явление сверхуширения спектра излучения происходит как в красную, так и в синюю области. При этом значительный сдвиг в синюю область спектра может произойти при опрокидывании ударной волны огибающей импульса [19]. Такая возможность была подтверждена и для поперечно широких ПКИ, параксиальная динамика которых рассчитывалась в рамках полевого подхода [11].

Преобразуем уравнение (2), используя подстановку:

$$g(k_x, \omega, z) = U(k_x, \omega, z) \exp \left(-i \frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} \cdot z \right), \quad (3)$$

где $U(k_x, \omega, z)|_{z=0} = g(k_x, \omega, z)|_{z=0}$. После указанных преобразований уравнение (2) принимает вид:

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{i\omega^2 \chi}{4\pi^3 c^2} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{U(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha)U(m_x, \alpha - \beta)U(n_x, \beta)}{\omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} + A} \exp\left(iz \left(\frac{\omega n(\omega)}{c} \sqrt{1 - \frac{k_x^2 c^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} - A \right)\right) dn_x dm_x d\omega d\beta = 0,$$

где

$$A = \frac{(\omega - \alpha)n(\omega - \alpha)}{c} \sqrt{1 - \frac{(k_x - m_x - n_x)^2 c^2}{(\omega - \alpha)^2 n^2(\omega - \alpha)}} + \frac{(\alpha - \beta)n(\alpha - \beta)}{c} \sqrt{1 - \frac{m_x^2 c^2}{(\alpha - \beta)^2 n^2(\alpha - \beta)}} + \frac{(\beta)n(\beta)}{c} \sqrt{1 - \frac{n_x^2 c^2}{\beta^2 n^2(\beta)}}. \quad (4)$$

Проведем нормировку уравнения (4), сделав замену переменных $U = U_o \tilde{U}$, где U_o – наибольшее значение величины $U(k_x, \omega, z)|_{z=0}$; $\omega = \omega_0 \tilde{\omega}$, ω_0 – центральная частота излучения; $k_x = \tilde{k}_x \frac{\omega_0 n(\omega_0)}{c}$; $n(\tilde{\omega}) = \tilde{n}(\tilde{\omega}) \cdot n(\omega_0)$; $z = \tilde{z} \frac{c}{\omega_0 n(\omega_0)}$. Опуская для простоты восприятия значки «~», в сделанных выше предположениях уравнение (4) можно записать в нормированном виде:

$$\frac{\partial U}{\partial z} + i\omega^2 \frac{\chi U_o^2 \omega_0^4}{4\pi^3 c^2} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \frac{U(k_x - m_x - n_x, \omega - \alpha)U(m_x, \alpha - \beta)U(n_x, \beta)}{\omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_x^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} + A} \exp\left(iz \left(\omega n(\omega) \sqrt{1 - \frac{k_x^2}{\omega^2 n^2(\omega)}} - A \right)\right) dn_x dm_x d\omega d\beta = 0, \quad (5)$$

где

$$A = (\omega - \alpha)n(\omega - \alpha) \sqrt{1 - \frac{(k_x - m_x - n_x)^2}{(\omega - \alpha)^2 n^2(\omega - \alpha)}} + (\alpha - \beta)n(\alpha - \beta) \sqrt{1 - \frac{m_x^2}{(\alpha - \beta)^2 n^2(\alpha - \beta)}} + \beta n(\beta) \sqrt{1 - \frac{n_x^2}{\beta^2 n^2(\beta)}}.$$

Численные решения уравнения (5) будем находить для вспомогательной функции U , но их иллюстрации ниже будем по-прежнему приводить для спектра g и поля E . При численном интегрировании (5) использовали метод Симпсона [20]. Численное дифференцирование производили методом Адамса-Мунда [21].

Промоделируем на основе уравнения (5) нелинейную эволюцию спектра ПКИ титан-сапфирового лазера в кварцевом стекле. Входное пространственно-временное распределение импульса будем предполагать гауссовым с начальной фазовой модуляцией. Дисперсию кварцевого стекла охарактеризуем зависимостью [22] $n(\omega) = N_0 + a\omega^2$, где $N_0 = 1.450$; $a\omega_0^2 = 0.007$; $\omega_0 = 2,4 \cdot 10^{15} c^{-1}$. Пространственно-временные размеры ПКИ полагаем равными $\frac{\tau}{T_0} = 2.5$ и $\frac{\sigma}{\lambda_0} = 2.5$, где $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2.6$ фс и $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} = 0.7$ мкм.

Имеющий смысл нелинейной добавки к показателю преломления параметр $\frac{3\pi\chi E_0^2}{2n(\omega_0)}$ предполагаем равным $1.3 \cdot 10^{-3}$. При значении коэффициента нелинейного показателя преломления кварцевого стекла $n_2 = 2.9 \cdot 10^{-16} \frac{\text{см}^2}{\text{Вт}}$ такая добавка возникает при пиковой интенсивности $I = 5 \cdot 10^{12} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$.

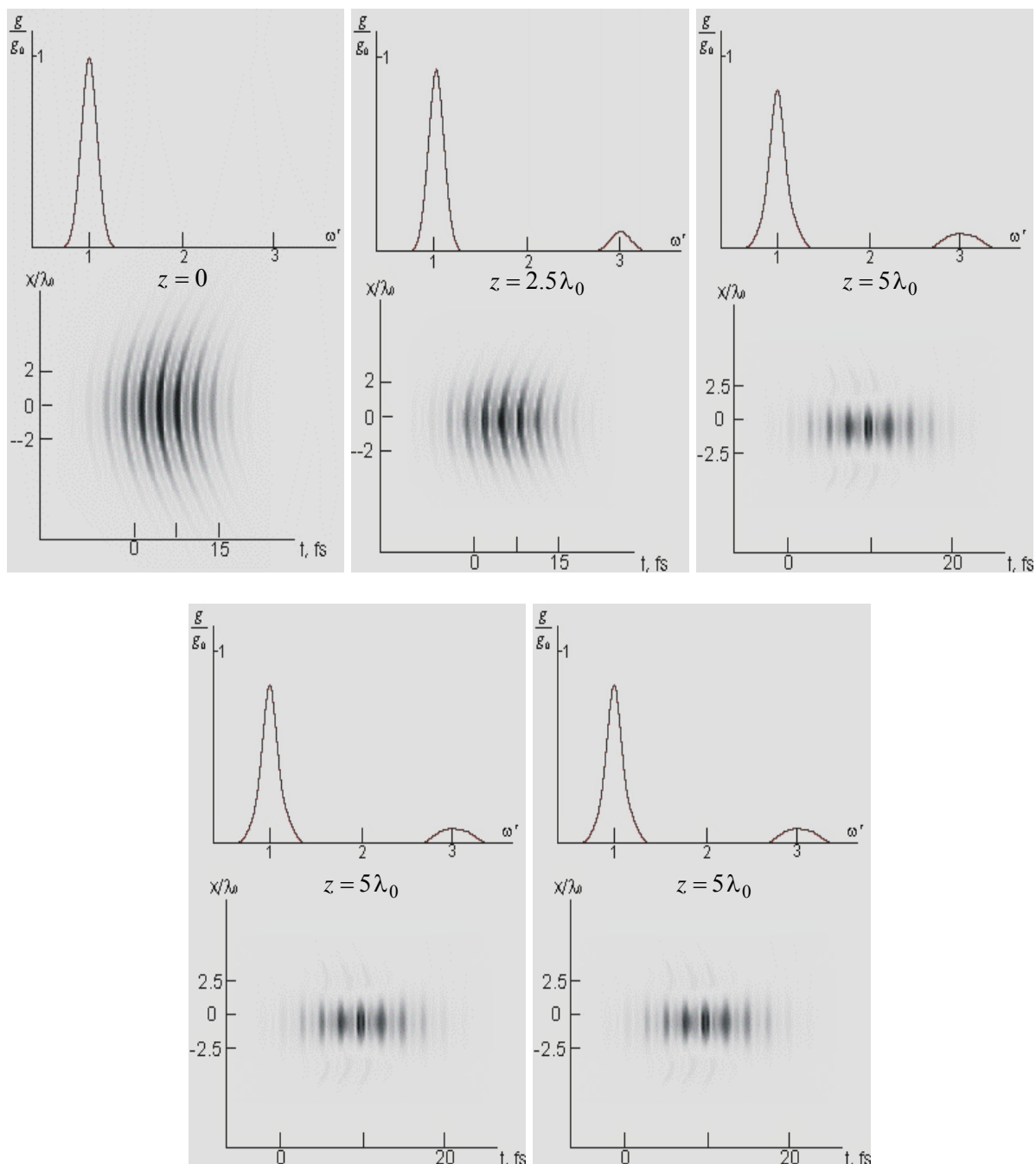


Рис. 1. Эволюция нормированного модуля спектральной плотности g в осевом сечении и электрического поля E импульса титан-сапфирового лазера в кварцевом стекле при входной пиковой интенсивности $I = 0,5 \cdot 10^{13} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$

На рис. 1 изображены временной спектр сигнала и соответствующее ему плоское изображение поля импульса для разных значений пройденного импульсом расстояния в среде. Из рисунка видно, что при распространении импульса в среде происходит неравномерное сужение спектра как в синюю, так и в красную области. Нелинейная эволюция спектра сопровождается эффективной генерацией высокочастотных компонент. В результате нелинейного самовоздействия в «перетяжке» импульс претерпевает более сильное по сравнению с линейным случаем сжатие с появлением крылообразных возмущений в центральной части импульса.

Таким образом, в настоящей работе рассмотрена эволюция спектра световых образований с малыми (порядка длины волны) как поперечными, так и продольными размерами при их самофокусировке в прозрачных средах с дисперсией и нерезонансной нелинейностью. Показано, что неоднородное уширение спектра в красную и синюю области, в том числе генерация утроенных компонент, приводит к формированию импульса с гантелеобразным распределением поля. Уширение временного спектра на всех пространственных частотах более эффективно идет в синюю область спектра.

В рамках данной научно-исследовательской работы в 2003 году исследовались и другие проблемы непараксиальной динамики светового излучения в нелинейных средах [23–27].

Литература

1. Steinmeyer G., Sutter D.H., Gallman L., Matuschek N., Keller U. Frontiers in ultrashort pulse generation: pushing the limits in linear and nonlinear optics // *Science*. 1999. V. 286. P. 1507–1512.
2. Brabec Th., Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics. // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. № 2. P.545-591.
3. Cerullo G., De Silvestri S., Nisoli M., Sartania S., Stagira S., Svelto O. Few-optical cycle laser pulses: From high peak power to frequency tunability // *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2000. V. 6. № 6. P. 948–958.
4. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 312 с.
5. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996. 324 с.
6. Маймистов А. И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде. // *Квантовая электроника*. 2000. Т. 30. № 4. С.287–304.
7. Козлов С.А. Проблемы нелинейной оптики импульсов предельно коротких длительностей. // *Вестник молодых ученых, сер. физические науки*. 2000. № 1. С.7–16.
8. Bespalov V.G., Kozlov S.A., Shpolyansky Yu.A., Walmsley I.A. Simplified field wave equations for nonlinear propagation of extremely short light pulses // *Phys. Rev. A*. 2002. V. 66. 013811 (10 p.).
9. Беленов Э.М., Назаркин А.В. Нестационарные дифракционные эффекты при распространении сгустка электромагнитного поля в вакууме. // *Письма в ЖЭТФ*. 1991. Т. 53. В.4. С.188–191.
10. Козлов С.А., Сазонов С.В. Нелинейное распространение импульсов длительностью в несколько колебаний светового поля в диэлектрических средах. // *ЖЭТФ*. 1997. Т.111. В.2. С.404–418.
11. Берковский А.Н., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Самофокусировка импульсов с малым числом колебаний светового поля. // *Оптический журнал*, 2002. Т.69. № 3. С.35–42.
12. Козлов С.А., Петрошенко П.А. Самоделение импульсов из нескольких колебаний светового поля в нелинейной среде с дисперсией. // *Письма в ЖЭТФ*. 2002. Т. 76. В. 4. С 241–245.

13. Feit M.D., Fleck J.A., Beam nonparaxiality, filament formation, and beam breakup in self-focusing of optical beams // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1998. V. 5. № 3. P. 633–640.
14. Изъюрлов С.А., Козлов С.А. Динамика пространственного спектра световой волны при ее самофокусировке в нелинейной среде. // *Письма в ЖЭТФ*. 2000. Т. 71., № 11. С. 666-670.
15. Alfano R.R., ed., *The Supercontinuum Laser Source* (Springer-Verlag, Berlin, 1989)
16. Brodeur A., Chin S.L. Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1999. V. 16. № 4. P. 637–650.
17. Ranka J.K., Windeler R.S., Stentz A.J. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm // *Optics Letters*. 2000. V. 25. № 1. P. 25–27;
Coen St., Chau A.H.L., Leonhard R., Harvey J.D., Knight C.J., Wardsworth W.J., Russell Ph.St.J. Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fiber // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2002. V. 19. № 4. P. 753–764.
18. Chin S.L., Brodeur A., Petit S., Kosareva O.G., Kandidiov V.P. Filamentation and supercontinuum generation during the propagation of powerful ultrashort laser pulses in optical media (white light laser) // *J. Nonl. Opt. Phys. and Mater*. 1999. V.8. № 1. P. 121–146.
19. Gaeta A.L. Catastrophic collapse of ultra short pulses. // *Phys. Rev. Lett*. 2000. V. 84. № 16. P. 3582–3585.
20. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Гобельков Г.М. Численные методы. 1990. С. 97
21. S.D. Conte, Carl de Boor. *Elementary Numerical Analysis in Algorithmic Approach*. New York, 1980. P. 382
22. Беспалов В.Г., Козлов С.А., Сутягин А., Шполянский Ю.А. Сверхширение спектра интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов и их временное сжатие до одного колебания поля. // *Оптический журнал*. 1998. Т. 65. № 10. С 85–88.
23. Розанов Н.Н. Отражение сверхкоротких импульсов от границы среды Друде-Лоренца. // *Опт. и спектр*. 2003. Т.94. № 3. С.449-452.
24. Розанов Н.Н. О слабонепараксиальных пространственных оптических солитонах при различных механизмах керровской нелинейности. // *Опт. и спектр*. 2003. Т.94. №6. С.947–950.
25. Розанов Н.Н. О дифракции предельно коротких импульсов. // *Опт. и спектр*. 2003. Т.95. №2. С.327–330.
26. Розанов Н.Н.. Оптические солитоны: новые типы и свойства. *Опт. журнал*. 2003. Т.70. №12. С.73–78.
27. Богумирский О.Б. Уравнения непараксиальной динамики спектра ТМ-поляризованного монохроматического излучения в нелинейной среде. / В кн.: *Современные технологии*. Под редакцией С.А. Козлова. СПб: СПбГУ ИТМО, 2003. С. 211–216.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ КАЧЕСТВА МЯСНЫХ ПРОДУКТОВ НА ОСНОВЕ СПЕКТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

С.Б. Лукин, Р.Е. Демин

Рассматривается возможность бесконтактного контроля и идентификации патогенных бактерий на поверхности мясных продуктов с помощью флуоресцентного метода, используя различные источники возбуждающего излучения и различные приемники излучения.

Исследуется возможность обнаружения, контроля и идентификации патогенных бактерий на поверхности мясных продуктов, в частности, мяса говядины, курицы с помощью флуоресцентного метода [1], используя различные источники возбуждающего излучения и различные приемники излучения. Особенность люминесцентного метода, выделяющая его среди других объективных инструментальных методов, состоит в том, что анализ продукта производят дистанционно, без разрушения образца на основе изменения его спектров люминесценции.

Тема обнаружения патогенных микроорганизмов очень актуальна во всем мире. Патогенные бактерии и другие микроорганизмы широко распространены в окружающей среде. Определенные потенциально опасные микроорганизмы могут стать причиной различных инфекционных заболеваний. Микробиологические заболевания, вызванные патогенными бактериями, составляют главную причину смерти во многих развивающихся странах мира. Большое внимание уделяется обнаружению микроорганизмов, вызывающих серьезные заболевания, например, *Salmonella*, *Escherichia coli*, *Staphylococcus* и др. В то же время на рынке отсутствуют общедоступные средства диагностики бактериальных загрязнений – быстродействующие, надежные, простые в применении и доступные по цене.

Известные методики оперативного обнаружения патогенных микроорганизмов базируются на различных физических принципах; большинство методов позволяет довольно точно обнаруживать микроорганизмы при концентрации бактерий 10^4 – 10^6 клеток/мл, в некоторых случаях при концентрации 10^3 клеток/мл. Однако эти данные о минимальных концентрациях относятся к определенному ранее типу бактерий, к тому же находящимся в чистом физиологическом растворе. Для использования этих методов необходимо производить отбор и очистку проб, что затрудняет их применение на практике. [1] Другим фактором, препятствующим использованию большинства методик в быту, является контактность измерений, что может привести к бактериальному заражению при их проведении неподготовленным человеком.

Среди исследованных методов определения наличия бактерий только оптические методы, а именно – методы спектрально-флуоресцентного анализа, позволяют проводить бесконтактный контроль. Из изложенного можно сделать вывод, что наиболее перспективными методами дистанционного обнаружения патогенных бактерий являются прямые оптические методы, а именно метод, основанный на использовании эффекта люминесценции. Несмотря на отдельные преимущества других методов, в настоящее время лишь оптические методы являются единственно возможной основой для создания портативных приборов оперативного контроля (речь не идет о идентификации патогенных бактерий).

Попытки использовать спектральные характеристики люминесценции микроорганизмов в качестве одного из таксономических признаков предпринимались достаточно давно. Исследование первичной флуоресценции микроорганизмов различных таксономических групп показало, что бактерии, относящиеся к разным родам и видам, флуоресцируют, как правило, весьма сходно. Это и понятно, так как ответственными за такую флуоресценцию служат клеточные белки, точнее, аминокислота триптофан. Лишь у некоторых видов была обнаружена специфическая флуоресценция, связанная с нако-

плением в клетках флуоресцирующих веществ. [5]. Таким образом, спектры флуоресценции у различного вида бактерий схожи, что не позволяет определять роды и виды бактерий, т.е. проводить идентификацию микроорганизмов; однако обнаружение наличия бактерий данным методом вполне возможно.

С помощью метода, инициируемого авторами в статье [1] можно производить опыты в режиме реального времени, предел обнаружения бактерий составляет примерно 10^6 см^{-2} . Структурная схема установки представлена на рис. 1. Источником излучения является аргоновый лазер ЛГ-106М-1, работающий в непрерывном режиме. Необходимая линия генерации лазера 4880 \AA выделяется дифракционной решеткой, работающей совместно с интерференционным фильтром, имеющим максимум пропускания на длине волны 488 нм . Далее излучение направляется на образец, установленный относительно под углом к оптической оси 45° . Излучение люминесценции от образца падает на приемный объектив и фокусируется на приемной площадке приемника излучения, которым является фотоэлектронный умножитель ФЭУ-79. Индикация результатов эксперимента дублируется двумя приборами: электронным частотомером ЧЗ-32, который представляет цифровую индикацию результатов эксперимента, и регистрирующим прибором – самопишущим потенциометром КСП – 4, который представляет графики спектров люминесценции испытуемого образца. Развертка спектра обеспечивается спектрометром ДФС-24.

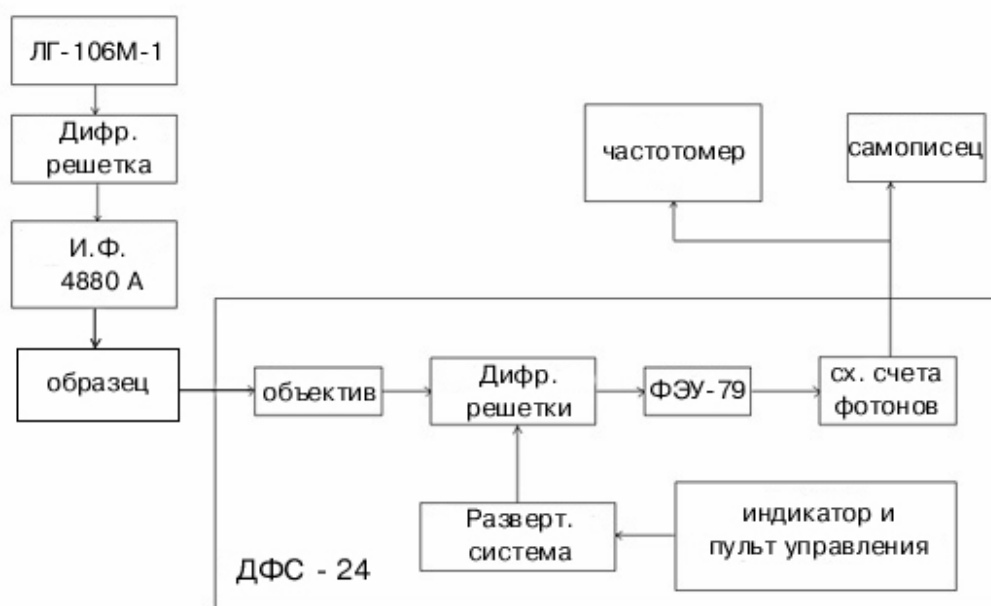


Рис.1. Структурная схема экспериментальной установки

Сущность метода состоит в том, что спектры чистого и искусственно зараженного мяса по прошествии нескольких часов отличаются качественно и количественно (рис.2 [1], рис.3 [1]). А именно, изменяется интенсивность полос люминесценции и их положение – полосы люминесценции смещаются в более длинноволновую область. Указанный эффект используется для решения вопроса о присутствии или отсутствии патогенных бактерий на тестируемой поверхности. Вероятной причиной изменения спектров флуоресценции являются продукты метаболизма бактерий. [1]

Спектры чистых образцов (рис.2) мяса говядины спустя 24 часа изменились незначительно, в то время как спектры зараженных образцов поменялись радикально. Вырезая световыми фильтрами области длин волн $500\text{--}510 \text{ нм}$ и $540\text{--}550 \text{ нм}$, мы получаем интенсивности в этих диапазонах, отношение которых несет в себе необходимую информацию.

Спектр чистого образца (рис.3) практически не изменился, а в спектрах искусственно зараженных образцов появляется полоса в диапазоне от 610 нм до 630 нм. Этот принцип позволяет определить наличие патогенных бактерий на поверхности мяса курицы. В данном случае необходимы светофильтры на диапазонах длин волн 540–560 нм и 610–630 нм.

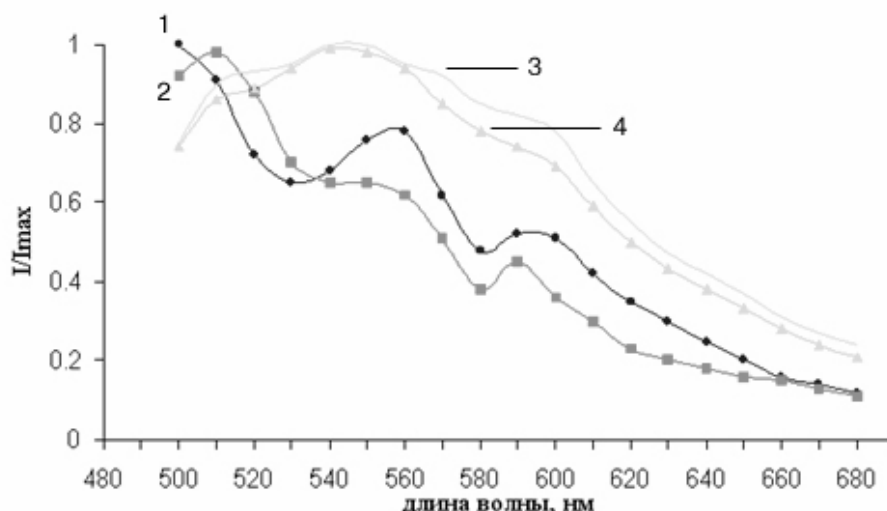


Рис. 2 Спектры флуоресценции мяса говядины: 1 – чистое мясо; 2 – чистое мясо, 12 часов при комнатной температуре; 3 – мясо + бактерии *E.coli* при $C=10^7 \text{ см}^{-2}$; 4 – мясо + смесь бактерий *E.coli*+ *Salmonella* $C=10^6 \text{ см}^{-2}$.

На стадии непосредственного обнаружения нет необходимости получать весь спектр. Достаточно получить сигнал в указанных точках. Целью работы является дальнейшее исследование возможности применения различных источников и приемников излучения, например, лавинных фотодиодов, меньших по размеру и потребляющие меньше энергии.

Скажем несколько слов о возможной минимизации макета установки. На основе лазерного диода LD1432 фирмой Power Technology производятся лазерные модули РРМ35 (рис. 4) Мощность излучения этих модулей в три раза меньше применяемой в эксперименте мощности аргонового лазера, а именно 35 мВт, а расходимость излучения больше на порядок 0.2 мрад. Такие показатели расходимости излучения достигаются применением коллимирующей оптики лазерного модуля.

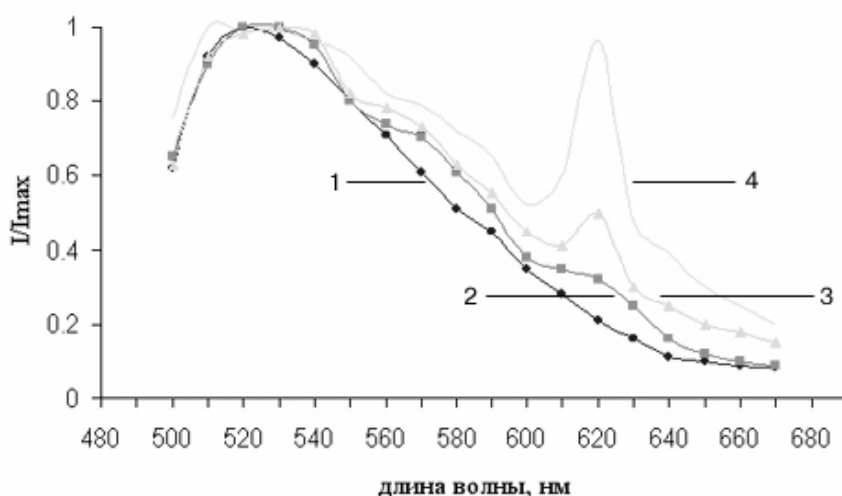


Рис.3 Спектры флуоресценции мяса курицы: 1 – чистое мясо; 2 – чистое мясо, 12 часов при комнатной температуре; 3 – мясо + бактерии *E.coli* при $C=10^7 \text{ см}^{-2}$; 4 – мясо + смесь бактерий *E.coli*+ *Salmonella* $C=10^6 \text{ см}^{-2}$.

Предварительные расчеты показывают, что пороговые потоки ФЭУ–79 на несколько порядков меньше, чем потоки излучения флуоресценции, которая возбуждается этими лазерными модулями. Отсюда возможно сделать вывод о возможности использования матрицы из указанных лазерных модулей или даже одного модуля совместно с ФЭУ.

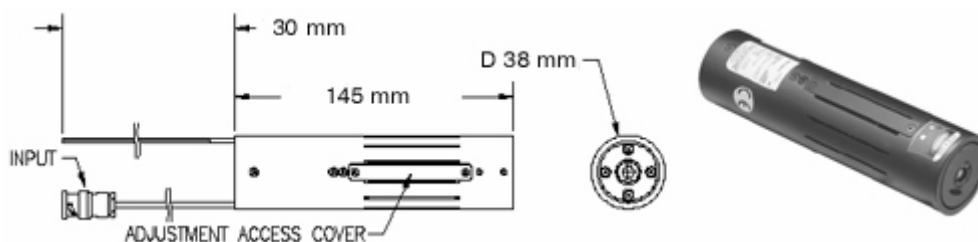


Рис.4. Лазерный модуль PPM35 фирмы Power Technology на основе лазерного диода LD1432: размеры и внешний вид

О применении лазерных модулей совместно с ФЭУ уже говорилось, но также возможно применение матрицы из нескольких лазерных модулей совместно с приемником излучения – лавинным фотодиодом (рис.4), что позволит создать переносный прибор малых габаритов. Конечно, пороговые потоки ЛФД меньше пороговых потоков ФЭУ, и в этом и заключена главная сложность, а именно – уверенное детектирование сигналов люминесценции. Эти исследования еще продолжаются, а полученные результаты говорят о возможности использования лазерных модулей во флуоресцентных измерениях и последующем его использовании в портативных приборах дистанционного контроля бактериальной загрязненности пищевых продуктов.

Представленная методика не может полностью заменить лабораторную диагностику, но позволяет определять виды бактерий, а также указать на наличие или отсутствие патогенных бактерий на поверхности тестируемого образца при экспресс-контроле.

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о возможности использования спектрального люминесцентного метода для обнаружения патогенных бактерий на поверхности мяса.

Литература

1. Земский В.И., Клим О.В., Кафтырева Л.А., Мешковский И.К. Флуоресцентный метод дистанционного контроля качества пищевых продуктов // Известия вузов. Приборостроение. 2002. Т.45. №1. С.60-62.
2. D.Ivnitski, I. Abdel-Hamid, P.Anatsov, E. Wilkins Biosensors for detection of pathogenic bacteria: Review // Biosensors & Bioelectronics. 1999. №14. P.599-624.
3. Пат.2170928 РФ. Дистанционный спектральный метод для определения качества мяса / В.И. Земский, И.К. Мешковский, А. Гоец. 2001.
4. Евелев С.А., Новоселов Н.П. Сравнительный анализ спектров люминесценции различных видов мяса // Институт холодильной промышленности, стр. 38-39.
5. Петухов В.Г., Осин И.С. Длительная люминесценция микроорганизмов при комнатной температуре природа и применение. <http://www.powertechnology.com>

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДИФФУЗИИ ФАЗЫ ОДНОМОДОВОГО МАЗЕРА, ОБНАРУЖИВАЕМЫЕ В ПРОЦЕССЕ КВАНТОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Г.П. Мирошниченко

Метод периодических траекторий обобщен для анализа состояний фазы одноатомного лазера, информацию о которых получают с помощью серии последовательных косвенных квантовых фазочувствительных измерений над вылетающими из резонатора атомами. Получено стохастическое рекуррентное соотношение, позволяющее с помощью метода Монте-Карло генерировать последовательность относительных частот обнаружения у вылетающих атомов состояний выбранного измерительного базиса. Случайная последовательность статистически обработана, и, с помощью метода периодических траекторий, получен график плотности распределения фазы для выделенного подансамбля состояний квантованной моды.

Введение

Квантовая теория генерации лазерного излучения, использующая Р-представление Глаубера для матрицы плотности моды, представлена в книге [1]. Здесь, в частности, показано, что спектральная ширина лазерной линии в надпороговом режиме определяется процессом диффузии фазы лазерной моды. Получено уравнение диффузии для плотности вероятности фазы и найдено выражение для коэффициента диффузии. Теория так называемого одноатомного лазера развита в работе [2]. Это устройство дает уникальную возможность для детального анализа процесса генерации. Для этого в экспериментальной установке предусмотрены детекторы, анализирующие квантовые состояния вылетающих из резонатора отработавших атомов. Эту дополнительную информацию можно использовать для слежения за процессом установления закона распределения чисел фотонов в резонаторе и за развитием (диффузией) плотности вероятности фазы мазерной моды. Для получения информации о недиагональных элементах редуцированной матрицы плотности (РМП) моды используют фазочувствительные методы измерений, идея которых изложена в работах [3–7]. Фазочувствительная схема предусматривает дополнительное резонансное с атомными (мазерными) переходами классическое поле на выходе, через которое вылетающие из резонатора атомы пропускаются, чтобы осуществить поворот энергетического атомного базиса на заданный угол (обычно $\pi/4$). Затем проводится проекционное измерение с помощью ионизатора, показывающее, в каком из суперпозиционных состояний обнаружен вылетающий атом. В работе [8] развит метод периодических траекторий, который позволяет по найденной в эксперименте относительной частоте обнаружения вылетающих атомов в основном или возбужденном (мазерном) состоянии рассчитать (среднюю) РМП моды в базисе Фока. Эта РМП описывает подансамбль состояний моды, выделенный на отрезке времени измерения. Получаемая информация о состояниях вылетающих атомов позволяет детализировать картину развития мазерной моды в стационарном состоянии. Эта картина представляется как случайная последовательность подансамблей, в которых мода пребывает на разных временных интервалах [9]. В работах [3–7] построена теория фазочувствительных квантовых измерений в одноатомном лазере. Здесь с помощью метода Монте-Карло смоделирована последовательность откликов селективных детекторов, рассчитаны статистические характеристики потока атомов (конкретно даны формулы для среднего числа атомов, вылетающих из резонатора в одном состоянии), вычислены фотон-фотонные корреляционные функции первого порядка.

Настоящая работа является продолжением работ [8], [9]. Здесь метод периодических траекторий обобщается для анализа фазочувствительных измерений. Метод основан на аппарате условных редуцированных матриц плотности, применяется для анализа стохастических рекуррентных соотношений, описывающих процесс генерации в при-

сутствии последовательных косвенных квантовых измерений. В работе средствами компьютерного моделирования впервые показано, как, используя результаты измерений, выделить подансамбль квантовой моды. Матрицу плотности подансамбля можно рассчитать с помощью метода периодических траекторий. По полученной средней РМП, с помощью положительной операторозначной меры Сасскинда – Глоговера [10]

$$d\mu(\varphi) = \frac{d\varphi}{2\pi} |\exp(i\varphi)\rangle \langle \exp(i\varphi)|,$$

где

$$\exp(i\hat{\varphi})|\exp(i\varphi)\rangle = \exp(i\varphi)|\exp(i\varphi)\rangle, \quad |\exp(i\varphi)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \exp(in\varphi)|n\rangle,$$

а $\hat{\varphi}$ – неэрмитовый оператор фазы волны, можно получить плотность распределения фазы в выделенном подансамбле состояний квантованной моды. Формула для расчета плотности

$$\Phi(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \langle \exp(i\varphi) | \rho | \exp(i\varphi) \rangle, \quad (1)$$

где ρ - РМП подансамбля [11, 12].

Основные результаты

Анализ состояний фазы полевой моды производится с помощью формулы (1) для плотности вероятности фазы моды. Обозначим

$$(\rho_{n+k,n})^* = \rho_{n,n+k} = \rho_n^{(k)}, \quad n = 0, 1, \dots, k \geq 0 - \quad (2)$$

матричные элементы РМП моды в представлении взаимодействия, лежащие на k -ой диагонали (здесь знаком $()^*$ обозначено комплексное сопряжение) и помноженные на фазовый множитель $\exp(i\varepsilon k)$, где ε - атомная фаза, определение которой дано далее.

Введем обозначение суммы элементов k -ой диагонали

$$R^{(k)} = \sum_{n=0} \rho_n^{(k)}. \quad (3)$$

Рассмотрим непрерывное распределение фазы φ в выбранном окне и запишем выражение для плотности вероятности выбранного значения фазы волны

$$\Phi(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \left\{ 1 + 2 \cdot \text{Re} \left[\sum_{k=1} R^{(k)} \exp(ik(\varphi - \varepsilon)) \right] \right\}. \quad (4)$$

Здесь символ Re обозначает вещественную часть комплексного числа. Фаза φ изменяется в интервале шириной 2π , а начало отсчета фазы, как показано ниже, определяется методикой измерения.

В одноатомном лазере атом, влетающий в резонатор в возбужденном состоянии, взаимодействует с квантованной модой в течение короткого времени τ . Для проведения фазочувствительных измерений используется детектор, в котором отработавшие атомы перед влетом в ионизационную камеру пропускаются через классическое электромагнитное поле, поворачивающее атомный базис на угол $\pi/4$. Ограничимся представлением об идеальном селективном детекторе. Обозначим измеряемый атомный базис $|0\rangle_m$ и $|1\rangle_m$. Связь базисов осуществляется с помощью оператора поворота W , записанного в представлении взаимодействия

$$|\nu\rangle_m = W|\nu\rangle, \quad \nu = 0, 1, \quad (5)$$

где

$$W = \exp(i\varepsilon\hat{S}_z)\exp(-i\delta\hat{S}_x). \quad (6)$$

Здесь \hat{S}_x, \hat{S}_z - операторы $su(2)$ алгебры. Фаза атомного состояния ε определяется (начальной) фазой классического поля, участвующего в процессе измерения, и считается произвольной заданной величиной, а угол поворота $\delta/2$ принимается равным $\pi/4$. Применим гипотезу проектирования фон Неймана и спроектируем полную атомно-полевою матрицу плотности на подпространство, определяемое выпавшим при измерении базисным вектором (5). Получим условную матрицу плотности подансамбля моды, фиксируемого обнаруженным значением случайной переменной ν – номера вектора измеряемого базиса. После вылета атома из резонатора цикл действия одноатомного мазера завершается этапом релаксации полевой моды к состоянию равновесия, который длится в среднем в течение времени $T \approx 1/R_{in} \gg \tau$, где R_{in} – скорость инжектирования атомов в резонатор. Совершив предписанные выше преобразования, получаем стохастическое рекуррентное соотношение для вектора R с компонентами $R^{(k)}$, определенными формулой (3)

$$\begin{aligned} R(L) &= \hat{Q}(n_0, \nu)R(L-1)/p(\nu, L), \\ p(\nu, L) &= 0.5 + \hat{Q}(n_0, \nu)_{0,1} R^{(1)}(L-1). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $R(L)$ - вектор R в конце L -ого цикла микромазера, ν - случайная переменная, принимающая значение 0 или 1 в зависимости от результата измерения с вероятностью $p(\nu, L)$. Матрица $\hat{Q}(n_0, \nu)$ равна

$$\begin{aligned} \hat{Q}(n_0, \nu)_{k,k} &= \\ & \left[\cos(\theta\sqrt{n_0+1})\cos(\theta\sqrt{n_0+1+k}) + \sin(\theta\sqrt{n_0+1})\sin(\theta\sqrt{n_0+1+k}) \right] / 2, \\ \hat{Q}(n_0, \nu)_{k,k+1} &= (-1)^{\nu+1} \sin(\theta\sqrt{n_0+1})\cos(\theta\sqrt{n_0+2+k}) / 2, \\ \hat{Q}(n_0, \nu)_{k,k-1} &= (-1)^{\nu+1} \cos(\theta\sqrt{n_0+1})\sin(\theta\sqrt{n_0+k}) / 2, \\ \hat{Q}(n_0, \nu)_{0,1} &= (-1)^{\nu+1} \sin(\theta\sqrt{n_0+1})\cos(\theta\sqrt{n_0+2}). \end{aligned}$$

Здесь $\theta = g\tau$, g – константа атомно-полевого взаимодействия, $|0\rangle$ и $|1\rangle$ – векторы основного и возбужденного атомных (мазерных) состояний. Рекуррентное соотношение (7) описывает динамику вектора (3) в процессе последовательных измерений состояний вылетающих атомов. Соотношение применимо для анализа надпорогового режима работы, когда среднее число фотонов в моде n_0 установилось. С помощью (3) можно моделировать процесс диффузии фазы квантовой моды.

На рис.1 (график 1) приводится зависимость относительной частоты $P(0, L)$ обнаружения вектора $|0\rangle_m$ от номера пролетевшего атома (номера цикла) L . График 1 на рис.1 смоделирован методом Монте-Карло с помощью (7) для набора параметров

$$\theta = 0.236, N_{ex} = R_{in}/\gamma = 150, n_b = 0.01, n_0 \approx 95.$$

Здесь γ – скорость распада фотонов, n_b – среднее тепловое число фотонов в резонаторе. Относительная частота определялась на каждом интервале по выборке из 300 вылетающих атомов как отношение количества благоприятных исходов к полному объему выборки. Общее число пролетевших атомов в приведенной случайной реализации равно 160000. График 1 при скорости инжектирования $R_{in} = 3000 \text{ at/c}$, моделирует отрезок

времени, равный примерно минуте работы микроазера. График 2 рис.1 (жирные линии) показывает динамику установления среднего значения относительной частоты $\bar{P}(0,L)$ в выбранном интервале. Для получения $\bar{P}(0,L)$ усреднению подвергались выпадающие подряд значения относительной частоты, удовлетворяющие неравенствам $0.85 \leq P(0,L) \leq 1$ (верхний ряд) и $0 \leq P(0,L) \leq 0.15$ (нижний ряд). В представленной случайной траектории видны участки (длительностью несколько секунд), когда относительная частота стабилизируется около своего среднего значения. За время пребывания на участке стабилизации траектории можно выделить подансамбль состояний, матрицу плотности которого, а также плотность вероятности фазы моды можно оценить при помощи метода периодических траекторий [8, 9].

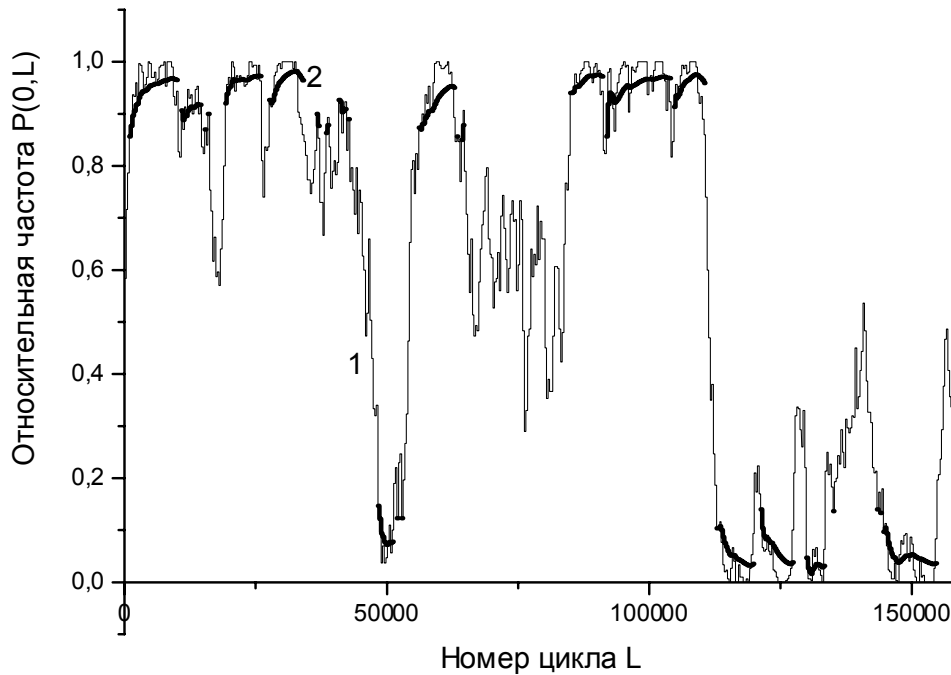


Рис. 1. График 1 – последовательность относительных частот $P(0,L)$ обнаружения состояния $|0\rangle_m$ измеряемого базиса, смоделированная с помощью стохастического рекуррентного соотношения (7). График 2 – жирные линии – кривые зависимости от номера цикла L средних относительных частот $\bar{P}(0,L)$ в интервалах $0.85 \leq P(0,L) \leq 1$ и $0 \leq P(0,L) \leq 0.15$.

Применим метод периодических траекторий и изучим свойства периодических траекторий с помощью стохастического рекуррентного соотношения (7). Найдем вектор $R(L)$ и плотность вероятности фазы (4) вдоль этих траекторий. Зададим параметры периодической траектории: J – период траектории, j_0 – число атомов на периоде, обнаруженных в состоянии $|0\rangle_m$, $j_1 = J - j_0$ – в состоянии $|1\rangle_m$. Составим оператор периода $QJ = \hat{Q}(n_0,1)^{j_1} \hat{Q}(n_0,0)^{j_0}$ и решим задачу на собственные значения этого оператора $QJ \cdot R(j_0, j_1) = \lambda \cdot R(j_0, j_1)$. (8)

Два индекса j_0, j_1 в выражении $R(j_0, j_1)$ обозначают тип периодической траектории. На рис. 2 даны графики плотностей вероятности $\Phi(\varphi)$ абсолютной фазы моды.

На графике 1 рис.2 представлена $\Phi(\varphi)$, рассчитанная по результатам численного моделирования с помощью стохастического рекуррентного соотношения (7) на 8000–

ом цикле случайной реализации, представленной на рис. 1. Для сравнения на том же рис. 2 (график 2) изображена $\Phi(\varphi)$, рассчитанная с помощью метода периодических траекторий. Для этого численно была решена задача на собственные значения (8) для оператора периода, определяемого числами

$$j_0 = 26, j_1 = 1 \quad (9)$$

и найден собственный вектор $R^{(k)}(26,1)$ для максимального собственного числа. Этот вектор подставлен в формулу (4) для получения соответствующего $\Phi(\varphi)$. Числа (9) получены по формуле $j_0/(j_0 + 1) \approx \bar{P}(0,L)$, где на 8000-ом цикле, как следует из графика 2 рис.1, для средней относительной частоты $\bar{P}(0,L)$ имеем

$$\bar{P}(0,8000) \approx 0.964 ..$$

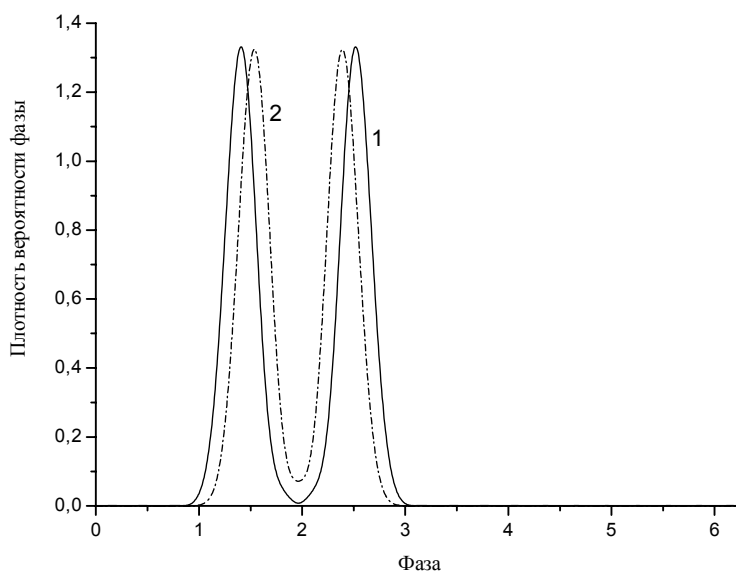


Рис.2. Плотности вероятности абсолютной фазы $\Phi(\varphi)$. График 1 – плотность вероятности, рассчитанная по графику 1 Рис.1 на 8000 – ом цикле. График 2 – плотность вероятности, рассчитанная с помощью метода периодических траекторий по среднему значению $\bar{P}(0,8000) \approx 0.964$. Фаза классического поля выбрана $\varepsilon = -11\pi/8$.

Заключение

Рис.2 еще раз подтверждает, что метод периодических траекторий позволяет по графику для $\bar{P}(0,L)$ найти вид (средней) $\Phi(\varphi)$ на интервале времени, когда среднее $\bar{P}(0,L)$ установилось. Относительная частота принимает значения между 0 и 1. При этом график задерживается (стабилизируется) на интервалах порядка нескольких секунд либо около 1 (при этом атомы с большой вероятностью обнаруживаются в состоянии $\nu = 0$), либо около 0 (при этом атомы с большой вероятностью обнаруживаются в состоянии $\nu = 1$). Если временное разрешение прибора достаточно, то такой временной интервал можно зафиксировать и, тем самым, выделить подансамбль, распределение фазы в котором определяется плотностью вероятности, построенной, например, на рис. 2 (график 2). Если двигаться вдоль случайной траектории, то можно обнаружить, что плотность будет постоянно изменяться, два горба кривой будут раздвигаться, и, если привести средний по большому интервалу график плотности, то он сов-

падает с равномерным распределением – таким, какой давала бы модель диффузии фазы. Для уточнения результата работы необходимо дополнительно учесть влияние дисперсии средней относительной частоты на среднюю редуцированную матрицу плотности подансамбля, рассчитанную с помощью метода периодических траекторий.

Работа поддержана грантами Минобразования РФ Т02-02.2-599 и грантом ФЦП «Интеграция».

Литература

1. Ареки Ф., Скалли М., Хакен Г., Вайдлих В. Квантовые флуктуации излучения лазера. М.: Мир, 1974. 236с.
2. P. Filipowicz, L. Javanainen, P. Meystre. Theory of a microscopic maser. // Phys. Rev. A, 1986. V.34. №4. P.3077–3087.
3. Wagner C., Brecha R.J., Schenzle A., and Walter H. Phase diffusion, entangled states, and quantum measurements in the micromaser. // Phys.Rev. A. 1993. V.47. №6. P.5068–5079.
4. McGowan R.R. and Schieve W.C.. Micromaser with injected atomic phase. // Phys.Rev.A. 1997. V.56. №3. P.2373–2384.
5. Wagner C., Brecha R.J., Schenzle A., and Walter H. Phase diffusion and continuous quantum measurements in the micromaser. // Phys.Rev. A. 1992. V.46. №9. P.R5350–R5353.
6. Englert Berthold-Georg, Gantsog Tserensodnom, Schenzle Axel, Wagner Christian, and Walther Herbert. One-atom maser: Phase-sensitive measurements. // Phys. Rev.A. 1996. V.53. №6. P. 4386–4399.
7. Raimond J.M., Brune M., and Haroche S. Colloquium: Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity. // Rev. Modern Phys. 2001. V.73. №3. P.565–793.
8. Мирошниченко Г.П. Модель периодической последовательности (траектории) результатов измерений атомных состояний на выходе микромазера. // ЖЭТФ. 2002. Т.122. №5(11). С. 965–977.
9. Мирошниченко Г.П. Субпуассонова статистика подансамблей полевой моды микромазера. // Оптика и спектр. 2004. Т.96. №4. С.629–637.
10. Susskind L. and Glogower J. Quantum mechanical phase and time operator. // Physics. 1964. V.1. P.49–57.
11. Shapiro J.H. and Shepard S.R. Quantum phase measurement: A system-theory perspective. // Phys. Rev. A. 1991. V.43. №7. P.3795–3818.
12. Phys.Scr.1993. V.T48 (special issue on quantum phase and phase dependent measurements).

СОВРЕМЕННЫЕ ОБЪЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ПЕРЕДНЕГО ОТДЕЛА ГЛАЗА

А.С. Смердов, Я.В. Рудин

Правильная диагностика зрения является залогом качественной коррекции. Методы объективной оценки параметров зрения: кератотопография и щелевое сканирование позволяют быстро и точно давать полную информацию о состоянии органа зрения.

Введение

До 90% информации об окружающем мире человек воспринимает благодаря зрению. Проблемы правильной диагностики недостатков зрения, выбор метода коррекции и определения параметров корректирующих элементов является весьма актуальной. От качества решения данных проблем зависит качество восприятия человеком информации и, в целом, качество жизни.

Для коррекции зрения и диагностики многих заболеваний необходимы методы объективной оценки всех органов, участвующих в восприятии зрительной информации: оптического аппарата глаза (роговицы, хрусталика и стекловидного тела), сетчатки, зрительного нерва, мозга.

В общую рефракцию глаза наибольший вклад вносит именно передняя поверхность роговой оболочки глаза – это объясняется законами классической оптики: на границе раздела воздух-роговица происходит самый большой скачок показателя преломления. Остальные преломляющие тела вносят небольшие изменения. Например, рефракция хрусталика необходима лишь для аккомодации. Конфигурация всех частей органа зрения у каждого человека уникальна. Уникальны, во многом, и дефекты зрения, требующие индивидуального подхода к подбору корректирующих устройств. В настоящее время широкое применение получили автоматизированные устройства для контроля параметров глаза человека. Такие методы, как кератотопография (видеокератометрия) позволяют с высокой точностью оперативно проводить объективную оценку параметров переднего отдела глаза. Однако все еще широкое применение находят старые методы и средства диагностики. Иногда такие решения оправданы по соображениям трудоемкости и затрат, но будущее, безусловно, – за современными автоматизированными методами оценки параметров глаза.

Необходимы эти методы как для ранней диагностики таких патологий роговицы, как дистрофия или кератоконус, однако основное, самое массовое, применение данных методов – подбор средств контактной коррекции зрения. В настоящее время в развитых странах до 10% всего населения пользуется контактными линзами, и число пользователей контактными линзами постоянно растет. В нашей стране также ежегодно увеличивается число пациентов, скорректированных контактными линзами, чему способствует существенное расширение сети специализированных учреждений. Однако по многим причинам в таких учреждениях произошел разрыв в методологии подходов к подбору контактных линз. (Этому способствует и превалирование коммерческого начала над медицинским).

Следует также обратить внимание на то, что контактные линзы – сугубо индивидуальный вид оптической коррекции зрения, их подбор и контроль над ношением линз требуют тщательного офтальмологического обследования и наблюдения за пациентом.

Обзор существующих методов диагностики

Измерение параметров роговицы имеет важнейшее значение при подборе контактных линз. Наиболее распространены для данных целей так называемые *Офтальмометры* (иначе *кератометры*, см. рис. 1). Действие прибора основано на предполо-

жении, что формой передней поверхности роговицы является сферическая поверхность. Таким образом, если поместить предмет перед этим «зеркалом» и измерить размеры его изображения (в отраженном от передней поверхности роговицы свете), то по правилам геометрической оптики можно найти радиус кривизны роговицы.

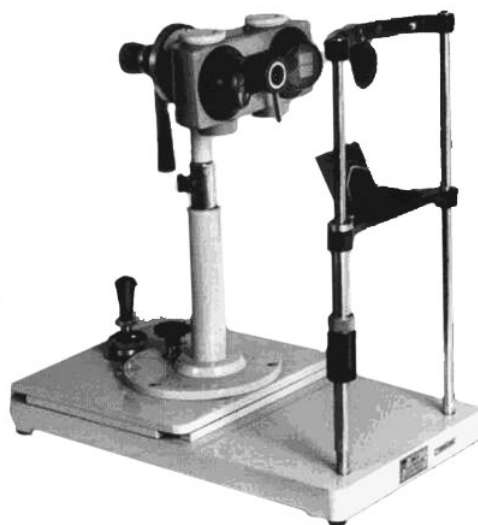


Рис. 1. Офтальмометр

Основной минус данного метода заключается в самой сути исходного предположения – форма роговицы соответствует сферической поверхности только в малой центральной зоне, а данных, полученных при помощи такого метода, недостаточно для качественного подбора жестких контактных линз. Плюсом же данного метода является его простота, дешевизна необходимой аппаратуры – этим и объясняется его популярность, несмотря даже на существование более прогрессивных методов.

Ранее для качественной оценки параметров роговицы применялся так называемый *диск Пласидо* (см. рис. 2). Оптометрист наблюдал искажения отражения от роговицы наблюдаемого пациента и судил по ним о деформации роговицы. Достоинством данного метода являлась его безусловная простота и дешевизна – никаких других инструментов, кроме самого диска, не требуется. Однако самым главным недостатком метода является невозможность производить количественные измерения.



Рис. 2. Диск Пласидо

Продолжая идею регистрации отражения от передней поверхности роговицы, появился в практике метод, называемый *фотокератометрией*. Принцип работы приборов для данных измерений (см. рис. 3) основан на регистрации на фотопленку (ПЗС-

матрицу) изображения, аналогичного диску Пласидо – системы концентрических светящихся колец. Последующая интерпретация фотоснимков позволяет произвести расчет радиуса кривизны роговицы в зонах, соответствующих каждому кольцу.

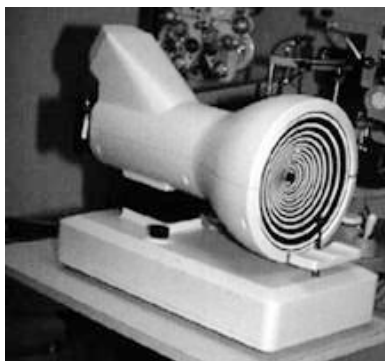


Рис. 3. Фотокератометр

В данном случае фотографируется уже вся поверхность роговицы – т.е. объективные измерения не ограничиваются центральной зоной, как в случае обычной кератометрии, однако весьма сложная и трудоемкая интерпретация данных затрудняла на раннем этапе применение данного метода. Появление мощных ЭВМ позволило производить интерпретацию снимков легко и в считанные секунды, что привело к появлению *кератотопографии* – одного из самых прогрессивных на данный момент методов измерения параметров роговицы. Данный метод свободен от недостатков офтальмометрии, так как предположение о сферичности делается только в отношении той малой зоны роговицы, для которой производится измерение радиуса кривизны. Современные кератотопографы анализируют отражение достаточно большого количества точек – до нескольких тысяч. Таким образом, проецируя изображение (обычно это система концентрических колец) на роговицу и анализируя искажения, полученные в отражении, можно судить о форме роговицы по всей ее поверхности.

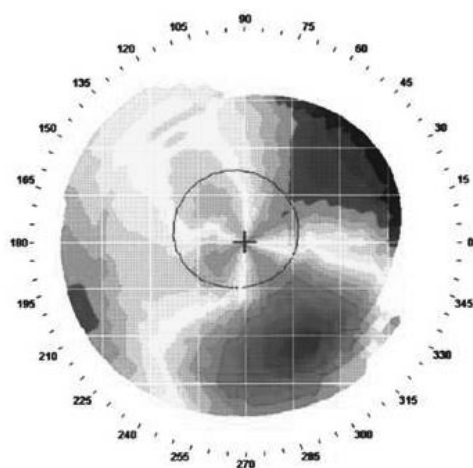


Рис. 4. Карта роговицы. Результат измерений кератотопографа

Затруднения в распространении данного метода заключаются в сложной интерпретации большого количества данных – для этого должна использоваться компьютерная обработка данных. В нашей стране производилось несколько моделей кератотопографов, но они не получили большого распространения. Однако в развитых странах приборы с компьютерной обработкой данных (так называемая *компьютерная кератотопография*) весьма распространены, и цена на такие устройства стремительно падает. Результатом работы таких приборов является топографическая карта роговицы

(см. рис. 4), которая напоминает географическую карту местности, где также холодными цветами обозначаются «низины», а теплыми «возвышенности». Достаточно новым и редким методом можно считать *щелевое сканирование (slit scan)*. Суть метода заключается в регистрации оптического среза глаза под различными углами и дальнейшей совместной интерпретации полученных снимков. Необходимость получения, хранения и обработки огромного количества данных объясняет столь позднее появление такого метода измерений. Ведь сама его суть – получение оптического среза глаза – лежит в основе работы щелевых ламп, придуманных уже достаточно давно.

В отдельный класс следует выделять ультразвуковые приборы для измерений параметров роговицы. Принцип действия таких приборов прост – регистрация отраженного от границ раздела веществ ультразвукового сигнала. Ультразвук особенно удобен для точного определения размеров глаза, а также для исследования патологии и аномалий структур глаза в случае их непрозрачности и, следовательно, недоступности для обычного оптического исследования. Такие параметры, как, например, толщина роговицы (измерение толщины роговицы называется *пахиметрией*), важны при подборе контактных линз (а также для предоперационной диагностики).

Интерпретация результатов диагностики

Особого внимания заслуживает преобразование полученных данных в параметры линзы, необходимой пациенту для оптимальной коррекции зрения. Единого взгляда на этот вопрос не существует. В программах для расчета этих параметров, распространяемых фирмами-производителями кератотопографов, используются определенные математические модели и подходы, но эти модели являются предметом защиты авторского права и широкой огласке не предаются. Однако современное оборудование для производства индивидуальных жестких контактных линз позволяет получать произвольную форму задней поверхности контактной линзы с высокой точностью, что не всегда учитывается программным обеспечением, поставляемым с приборами для диагностики. Это приводит к тому, что пациент не получает линзы с параметрами, максимально близкими к форме его роговицы.

Именно правильная, согласованная с возможностями оборудования, интерпретация результатов объективного измерения параметров переднего отдела глаза поможет подбирать пациентам оптимальные средства контактной коррекции зрения.

Заключение

Среди существующих методов объективной оценки параметров переднего отдела глаза в нашей стране наибольшее распространение имеет устаревшая офтальмометрия. Это отчасти объясняется простотой используемого оборудования. Возрастающий спрос на средства индивидуальной коррекции зрения стимулирует переход на технически более сложные методы, такие как кератотопография. Однако правильная интерпретация результатов подобной диагностики с целью подбора максимально соответствующих средств коррекции все еще является предметом многочисленных исследований.

Литература

1. Современная офтальмология / Под ред. Даниличева В.. СПб: Питер, 2000
2. Урмахер Л.С., Айзенштат Л.И. Офтальмологические приборы М.: Медицина, 1988.
3. Review of Optometry online. <http://www.revoptom.com/>
4. Corneal Topography. <http://users.stargate.net/~zrm/usma/corneal/>
5. ISO/DIS 18369-3. Ophthalmic optics – Contact lenses – Measurement methods

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ КОРРЕКЦИИ СЛОЖНЫХ АНОМАЛИЙ РЕФРАКЦИИ

Ю.А. Калабаева, Я.В. Рудин.

В статье рассматриваются виды аномалий рефракции. Приведена классификация методов оптической коррекции. рассмотрены особенности наиболее распространенных методов диагностики.

Введение

Современный человек находится под воздействием большого количества неблагоприятных воздействующих факторов (неблагоприятная экологическая обстановка, постоянно меняющийся темп жизни, плохое питание, стрессы, некорректное использование средств вывода видеоинформации и т. п.), что, соответственно, негативно сказывается на общем состоянии организма, в частности, на состоянии органа зрения. Учитывая, что качество работы и досуга напрямую зависит от визуального восприятия человеком информации окружающего мира, проблема ухудшения зрительных функций является весьма серьезной.

В настоящее время на рынке представлены различные методы коррекции зрения. Прогресс технологий позволяет совершенствовать существующие методы оптической коррекции (например, применение «высокоиндексных» оптических материалов для изготовления очков) или использовать новые методы. В данной работе будут проанализированы появившиеся в последнее время методы коррекции аномалий рефракции с точки зрения оптимальности для конечного пользователя.

Понятие «нормы» и существующие виды аномалии рефракции

Прежде чем говорить об «аномалиях рефракции», необходимо определиться с понятием «норма». Для нормальной зрительной функции необходимо такое соотношение преломляющей силы глаза и длины его анатомической оси, чтобы изображение предметов, образующееся в главном фокусе, попадало на сетчатую оболочку глаза. В связи с этим в понятии «рефракция» глаза принято выделять физическую рефракцию, характеризующую преломляющую силу оптической системы глаза (роговица, водянистая влага, хрусталик и стекловидное тело), и клиническую рефракцию, которая характеризует положение главного фокуса оптической системы глаза по отношению к сетчатой оболочке.

Физическая рефракция глаза взрослого человека варьируется в широких пределах – от 52,0 до 71,0 дптр, составляя в среднем 60,0 дптр. Она формируется в период роста глаза и в дальнейшем не меняется.

В практической деятельности офтальмолог определяет только клиническую рефракцию, которая отражает соразмерность физической рефракции с длиной анатомической оси глаза. Клиническую рефракцию характеризует положение главного фокуса по отношению к сетчатой оболочке. Если главный фокус совпадает с сетчатой оболочкой (параллельные лучи собираются на сетчатке), то образуется соразмерная рефракция – эметропия (от греческого *emmetros* – соразмерный и *ops* – зрение). Если главный фокус не совпадает с сетчаткой, то клиническая рефракция несоразмерная – аметропия. Преломляющая сила оптического аппарата глаза может быть слишком сильной для данной оси, и тогда параллельные лучи собираются перед сетчаткой. Такой вид несоразмерной рефракции называется близорукостью – миопией (от греческого *muo* – прищуриваю). Если же преломляющая сила по отношению к оси глаза будет слабой, то главный фокус будет располагаться за сетчаткой. Этот вид несоразмерной рефракции называется дальнорукостью – гиперметропией (от греческого *hypermetros* – чрезмерный).

Клиническую рефракцию характеризует также дальнейшая точка ясного зрения – наиболее удаленная от глаза точка, которая отчетливо видна при полном покое аккомодации. Исследования оптического аппарата, проведенные на живых глазах, показали, что идеально сферические преломляющие поверхности встречаются редко, гораздо чаще наблюдается их деформация. Они одинаково часто встречаются и у роговицы, и у хрусталика, но влияние роговой оболочки на рефракцию всего оптического аппарата глаза называется сильнее в силу ее большей преломляющей способности. Предполагают, что деформация преломляющих поверхностей обусловлена неравномерным давлением на развивающееся глазное яблоко век, глазодвигательных мышц и костей орбиты.

В глазах, имеющих отклонение от сферической формы в строении преломляющих поверхностей, при исследовании в двух взаимно перпендикулярных меридианах отмечаются разная преломляющая сила и разные фокусные расстояния, т.е. параллельный пучок от удаленной точки на оси соберется в точку на сетчатке для одного сечения пучка, а для другого либо ближе, либо дальше сетчатки, в результате чего на сетчатке не получается точечного изображения. Сочетание в одном глазу различных видов рефракций или различных степеней одного вида рефракции называется астигматизмом.

В астигматических глазах две перпендикулярные плоскости сечения с наибольшей и наименьшей преломляющей силой называются главными меридианами. Чаще они располагаются вертикально и горизонтально, но могут иметь и косое расположение, образуя астигматизм с косыми осями. В большинстве случаев преломление в вертикальном меридиане бывает сильнее, чем в горизонтальном. Такой астигматизм называют прямым. Иногда, наоборот, горизонтальный меридиан преломляет сильнее вертикального – обратный астигматизм.

Различают правильный и неправильный астигматизм. Неправильный астигматизм обычно имеет роговичнок происхождения. Он характеризуется локальными изменениями преломляющей силы на разных отрезках одного меридиана и обусловлен заболеваниями роговицы, такими как рубцы и кератоконус.

Кератоконус (КК) – это прогрессирующее невоспалительное заболевание, характеризующееся увеличением кривизны роговицы и ее истончением. Заболевание обычно возникает в первой декаде жизни, часто в возрасте от 6 до 26 лет, в среднем в 16 лет. КК – достаточно редкая патология, поражающая от 0,15 до 0,65% населения.

Правильный астигматизм имеет одинаковую преломляющую силу на протяжении одного меридиана. Это врожденная аномалия, передается по наследству и мало меняется в течении жизни.

Различают три вида правильного астигматизма – простой, сложный и смешанный. Простой – сочетание эмметропии в одном меридиане с аномалией рефракции в другом. Он бывает гиперметропическим и миопическим. Сложный – в обоих меридианах одна и та же рефракция, но разной степени. Сложный астигматизм также бывает миопическим и гиперметропическим. Смешанный астигматизм – комбинация миопии и гиперметропии в разных меридианах глаза.

Прямой астигматизм небольшой степени (до 0,5 дптр) встречается настолько часто и так мало влияет на зрительную функцию, что называется физиологическим астигматизмом.

Анизометропией (от греческого *anisos* – неравный, *metreo* – измерение и *ops* – зрение) называют неодинаковую рефракцию обоих глаз. Ее небольшие степени встречаются часто и не оказывают заметного влияния на зрительные функции. При анизометропии высокой степени наблюдается разная величина изображения на сетчатке обоих глаз – анизоикония (от греческого *anisos* – неравный и *eikon* – образ), что препятствует слиянию двух изображений в один образ.

Методы диагностики

Для выбора правильного метода оптической коррекции немаловажную роль играет своевременная диагностика аномалии рефракции. В настоящее время существуют различные виды диагностики: точное определение остроты зрения и рефракции, измерение внутриглазного давления, осмотр глаза под микроскопом (биомикроскопию), пахиметрию (измерение толщины роговицы), эхобиометрию (определение длины глаза), кератометрия, фотокератоскопия, компьютерную кератотопография, периметрия, тщательное исследование сетчатки (глазного дна) с широким зрачком, определение уровня слезопродукции, цветное и периферическое зрение.

Традиционно для определения остроты зрения и рефракции применяются специальные таблицы с картинками, буквами или другими знаками. Меняя стекла, врач подбирает линзу, обеспечивающую наилучшее зрение. Компьютерная диагностика рефракции проводится на авторефрактометре, который позволяет точно определить рефракцию глаза и параметры роговицы. Внутриглазное давление измеряется с помощью бесконтактного или контактного тонометра.

Для исследования состояния переднего отрезка глаза (веки, ресницы, конъюнктивы, роговица, радужная оболочка, хрусталик и др.) используется щелевая лампа. Врач оценивает состояние роговицы, наличие рубцов, помутнений в хрусталике и др.

Осмотр глазного дна позволяет выявить дистрофию сетчатки, разрывы в сетчатке, субклинические отслойки сетчатки, т.е. патологию на глазном дне, которая клинически никак не проявляется, но требует обязательного лечения.

Кератометрия позволяет оценить кривизну роговицы в центральной области размером примерно 3,2 мм, при этом предполагается, что роговица сферична. Так как это не соответствует действительности, результаты кератометрии могут оказаться неточными.

При фотокератоскопии на роговицу проецируется серия концентрических колец (диск Плацидо), а наблюдатель смотрит на их отражение. Этот метод позволяет визуально оценить нерегулярности роговицы по регулярности получаемого изображения.

Наиболее распространенным методом в настоящее время является кератотопография. Он основан на построении компьютерного изображения для расчета изменений кривизны роговицы с помощью проецирования на нее серии колец. Этот метод отличается большой точностью, так как анализирует изображение в 6000–9000 точках (для серии колец), 14000 точках (для световой конической системы) [7].

Виды оптической коррекции

Очки. После проставления диагноза следующей проблемой встает выбор правильного метода коррекции. До недавнего времени единственным методом коррекции были очки. Монофокальные, позже би-, трифокальные мультифокальные очки и, наконец, прогрессивы стали отвечать всем запросам пациента и врача.

История коррекции зрения с помощью очков насчитывает несколько веков (а по некоторым сведениям, и тысячелетий). Принцип коррекции очками общеизвестен и не изменился за время их существования. Однако даже такой «консервативный» метод коррекции ощущает влияние современных технологий. Широкое применение находят полимерные оптические материалы, материалы с высокими показателями преломления. Достижения технологий обработки позволяют получать асферические поверхности, что улучшает потребительские качества очков. Для коррекции пресбиопии и гиперметропии часто используют прогрессивные линзы (линзы с градиентом рефракции в вертикальном меридиане). Одним из основных преимуществ коррекции очками является «неинвазивность», т.е. очки не вступают в контакт со средами глаза. Но очки имеют и недостатки. К ним относятся искажения геометрических размеров и положения предметов при наблюдении во внеосевом

направлении. Этот недостаток частично решается применением асферических поверхностей, но все еще остается существенным при высоких рефракциях.

Контактные линзы. Более ста лет назад появился новый метод оптической коррекции – коррекция контактными линзами.

Контактные линзы – это оптический элемент, прикладываемый непосредственно к роговице глаза человека и удерживаемый силами поверхностного натяжения и веками. Контактные линзы также насчитывают многовековую историю развития, однако окончательно сформировались как распространенный метод коррекции в последней четверти XX века. Сейчас контактная коррекция занимает прочное место на рынке.

Классификация контактных линз по назначению включает:

- линзы для коррекции зрения (*Optical*);
- косметические линзы (*Cosmetic*);
- терапевтические линзы (*Therapeutic*).

Линзы для коррекции зрения можно подразделить на:

- сферические (*Spherical*);
- астигматические (*Astigmatic*);
- мультифокальные (*Multifocal*).

Терапевтические линзы включают в себя:

- линзы – повязки (*Bandage*);
- лечебные (пропитанные лекарствами).

Косметические линзы классифицируют по назначению:

- изменяющие оттенок (*Opaque*);
- изменяющие цвет полностью (*Solid*);
- линзы – протезы, например при отсутствии радужки.

Следует отметить, что многие производители вводят в материал слабый краситель, для того чтобы линзу легче было находить в контейнере. Такие линзы называют подкрашенными (*Tinted*).

Также контактные линзы делят на жесткие и мягкие. Мягкие контактные линзы обладают повышенным комфортом ношения по сравнению с жесткими.

Преимуществами контактной коррекции являются обратимость воздействия и высокое качество коррекции. Контактные линзы соприкасаются с глазом человека через тонкую слезную пленку. За счет наличия этой пленки (так называемой жидкой линзы) возможна коррекция роговичного астигматизма. Контактные линзы незаметны в глазу, не ограничивают поле зрения и поле зрения, не запотевают при смене температур [5]. Добавочным преимуществом можно считать минимальные потери света на отражение.

К недостаткам можно отнести то, что линза вступает в контакт с глазом пациента и требует навыков по эксплуатации и уходу.

В последнее время появилось новое направление коррекции – ортокератология. Она производится с помощью жестких «линз-форм» для того, чтобы изменить форму роговицы. Кроме того, ее используют для коррекции слабой степени астигматизма. «Линзу-формы» одевают на ночь, либо носят в течение нескольких часов днем. Цель ортокератологии – обеспечить пациенту нормальное качество зрения без применения очков и линз в течении нескольких часов. Методика дает хорошие результаты для пациентов с миопией вплоть до -3,5 D и с астигматизмом около -1,5 D (зависит от типа астигматизма). Успех коррекции зависит также от жесткости роговицы и сложности ее формы. Кроме того, недостатком является обратимость результата.

Рефракционная хирургия

На сегодняшний день на рынке представлен широкий спектр услуг по хирургической коррекции зрения. В основе хирургических методов коррекции лежит изменение

профиля роговицы глаза человека с помощью механического либо термического воздействия. Отдельно можно упомянуть установку интраокулярных линз внутрь камер глаза вместо либо совместно с хрусталиком. Наиболее широкое распространение получили две методики рефракционных операций с использованием эксимерного лазера – фоторефракционная кератэктомия (ФРК) и лазерный специализированный кератомилез (ЛАСИК) [4]. Методология операции ФРК заключается в следующем: с поверхности роговицы снимается эпителий, а затем производится обработка оптической зоны роговицы лазером. Преимуществом метода является долговременная коррекция, в некоторых случаях (например, кератоконус) это единственный способ остановить прогрессию заболевания. Недостатками являются необратимость, долгий срок восстановления зрительных функций до нормальных, риск недостижения требуемых результатов (особенно при высоких степенях аметропии) и ограниченность диапазона корригируемых рефракций. При проведении ЛАСИК воздействие лазером осуществляется в глубине стромы роговицы. На поверхности роговицы формируется клапан на ножке, толщиной 140-180 мкм, клапан откидывается, и строма обрабатывается в соответствии с методикой ФРК. Преимуществом является все перечисленное для ФРК, но при коррекции от 6 до 15 D результат более прогнозируем. При этом происходит более быстрое восстановление зрительных функций. Недостатком, в добавление к вышеперечисленному, является то, что, если возникают помутнения устранить их практически невозможно [4].

Заключение

Развитие техники и технологии оказывает существенное влияние на такую, казалось бы, консервативную отрасль, как оптическая коррекция зрения. К основным значимым факторам последних десятилетий следует отнести широкое внедрение высокоточных компьютеризированных систем диагностики, позволяющих точно определить рефракцию пациента и назначить требуемый метод коррекции, а также выравнивание возможностей очковой, контактной и хирургической коррекции.

Литература

1. Беллярминов Г.Л. Офтальмологическая оптика, Л., 1928
2. Урмахер Л.С., Айзенштат Л.И. Офтальмологические приборы. М.: Медицина, 1988.
3. Ковалевский Е.И., Медведева Н.И. Контактные линзы, очки, лазеры в устранении аметропий у детей различного возраста. // Глаз. 2000. №5-6.
4. Эскина Э.Н. Эксимерный лазер в коррекции аметропий: послеоперационное течение, осложнения, преимущества и недостатки.// Глаз. 1999. №2.
5. Киваев А.А., Шапиро Е.И., Лапина Л.А., Киваев В.А.. Современные проблемы коррекции зрения при миопии. // Вестник оптометрии. 2002. №4.
6. Корнюшина Т.А., Розенблюм Ю.З. Аберрации оптической системы глаза человека и их клиническое значение.
7. Приборы для исследования формы роговицы. // Вестник оптометрии. 2003. №4.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПОКРЫТИЙ, СОЗДАЮЩИХ ВОЛНОВОЙ ФРОНТ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С ПРЕДЕЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЛОКАЛИЗАЦИЕЙ

Э.С. Путилин, Л.А. Губанова, В.А. Дмитренко, Л.М. Студеникин

В работе представлен анализ возможности получения внутрирезонаторных градиентных элементов. Показано, что при увеличении размера зоны постоянной и переменной толщины градиентного зеркала согласие между экспериментально реализованными и расчетными зависимостями коэффициента отражения от радиальной координаты ухудшается.

Введение

Формирование лазерных пучков с предельной пространственной локализацией возможно в лазерных системах, содержащих внутрирезонаторные градиентные элементы. Это могут быть диэлектрические системы, у которых коэффициент отражения или пропускания меняется по радиальной координате. Закон изменения коэффициента отражения, как правило, определяется функцией вида: $R = R_0 e^{-(\rho/\rho_0)^k}$, где R_0 – коэффициент отражения в центре элемента, ρ – радиальная координата, ρ_0 – значение радиальной координаты, при которой коэффициент отражения уменьшается в e раз, k – любое число, определяемое характеристиками лазерного пучка. В данной работе рассматриваются особенности процесса формирования зеркал с переменным по радиусу элемента коэффициентом отражением.

Основные результаты

Рассмотрим процесс изготовления многослойных диэлектрических систем с переменным отражением на плоскопараллельной стеклянной пластине диаметром 52мм. Необходимо получить оптический элемент со следующим распределением коэффициента отражения: в центральной зоне, ограниченной диаметром $\varnothing_{\text{const}} \approx 18$ мм, $R_0 \approx 54\%$, далее вдоль радиальной координаты подложки в зоне, ограниченной диаметрами 18 и 40 мм, коэффициент отражения изменяется по зависимости, изображенной на рис.1, от 54% до 0.5%. В зоне, ограниченной диаметрами 40 и 50 мм, величина коэффициента отражения постоянна и равна 0.5%. Заданную величину коэффициента отражения в центральной зоне может обеспечить конструкция $n_s 0.372B, 0.197H(0.25B, 0.25H, 0.25B)$.

Для обеспечения желаемого перепада коэффициента отражения [1] возможно применить конструкцию, которая представлена на рис. 1(1). Показатели преломления слоев этой системы равны $n_{B1}=n_{B3}=n_{B5}=1.92$ (ZrO_2) и $n_{B2}=n_{B4}=1.45$ (SiO_2). Зависимость коэффициента отражения данной системы от толщины 3, 4, 5, слоев (5 слой граничит с воздухом), рассчитанная по формуле, приведенной в [2], представлена на рис. 1 (2). Из рисунка видно, что данная пленочная система удовлетворяет поставленному требованию: изменение коэффициента отражения от максимального до минимального происходит при уменьшении толщины 3, 4 и 5 слоев от $0.25\lambda_0$ до $0.14\lambda_0 \div 0.15\lambda_0$. Далее необходимо выбрать параметры оснастки [3]: H, h, r, D_1, R_{II} , при которых можно сформировать распределение толщины на подложке близкое к требуемому. Исходя из имеющихся в наличии набора диафрагм и элементов оснастки были выбраны следующие параметры: $H=499$ мм, $h=390.7$ мм, $R_{II}=225$ мм, $rD_1=56$ мм.

Так как толщина первых двух слоев от подложки постоянна, то процесс осаждения проводится последовательно.

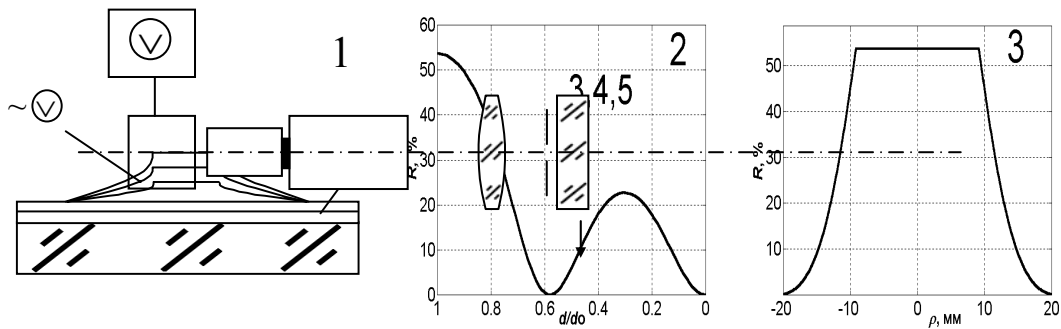


Рис. 1. 1. Конструкция многослойной диэлектрической системы, сформированной на плоскопараллельной пластине. 2. Зависимость коэффициента отражения от толщины 3, 4, 5 слоев от пластины. 3. Распределение коэффициента отражения по поверхности подложки

Были изготовлены две зеркальные системы, одна из которых должна обеспечить заданное распределение коэффициента отражения в коротковолновой части видимой области на длине волны $\lambda_0=450$ нм, другая – в длинноволновой на $\lambda_0=632.8$ нм.

Для измерения распределения пропускания вдоль радиальной координаты полученных зеркальных систем использовалась схема, представленная на рис. 2.

Световой поток от источника коллимируется линзой 2 и проходит через модулятор 3. Далее поток, ограниченный диафрагмой 4, падает по нормали на исследуемый образец 5, установленный с возможностью перемещения в плоскости перпендикулярной оптической оси. Неподвижная диафрагма 6, находящаяся в непосредственной близости от поверхности исследуемого объекта, ограничивает световой поток, далее проходящий через линзу 7, фокусирующую изображение нити лампы на входной щели монохроматора 8. После монохроматора 8 поток с заданной длиной волны (обратная линейная дисперсия $d\lambda/d \approx 3 \text{ нм/мм}$) попадает на ФЭУ 9, после преобразования сигнал усиливается усилителем 10, и далее показания снимаются с цифрового вольтметра 11. При проведении измерений смещение щелевой диафрагмы 6 выполнялось с шагом 0.25 мм.

На рис. 3 представлено распределение коэффициента пропускания (сплошная линия) многослойной диэлектрической системы на длине волны 632,8 нм при размере диафрагмы 6 $0,5 \times 3$ мм. Для сравнения на рисунке представлено расчетное распределение пропускания (пунктирная линия). Из рисунка видно, что экспериментальные и расчетные кривые не совпадают.

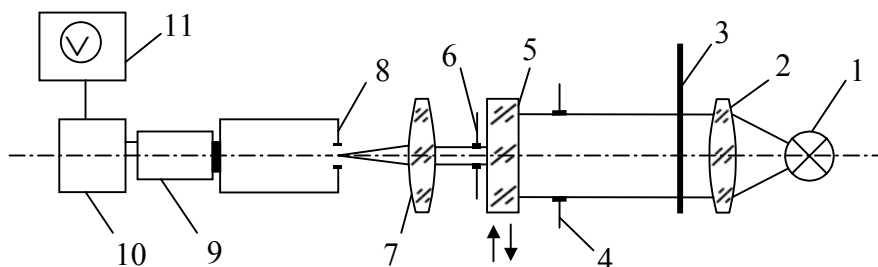


Рис. 2 Схема для измерения коэффициента пропускания вдоль радиальной координаты подложки. 1 – лампа накаливания, находящаяся в фокальной плоскости коллимирующей линзы 2, 3 – модулятор, 4 – диафрагма, 6 – диафрагма, 7 – фокусирующая линза, 8 – монохроматор МДР-2, 9 – ФЭУ-100, 10 – усилитель, 11 – цифровой вольтметр

Для выяснения причин отклонения экспериментального профиля $T(\rho)$ от расчетного были проведены измерения спектральных характеристик, полученных систем в центре детали – в зоне максимального отражения и на краю – в зоне просветления. Из-

мерения проводились на спектрофотометрах СФ-26, СФ-46. На рисунках приведены расчетные и экспериментальные спектральные кривые пропускания на краю (рис. 4.1) и в центре (рис.4.2) детали с $\lambda_0=632.8\text{нм}$.

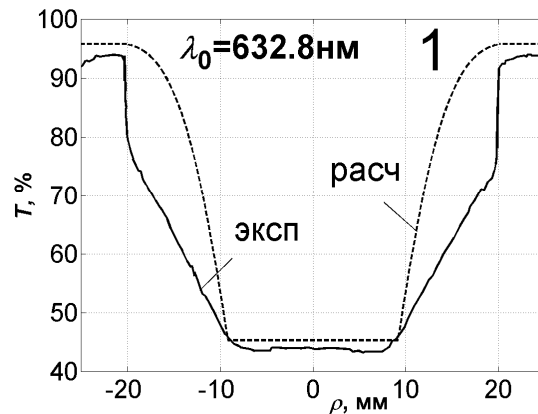


Рис. 3. Расчетное и экспериментальное распределение пропускания по поверхности подложки диаметром 50 мм

Наибольшее смещение спектральных характеристик $\Delta\lambda_0^{\text{смещ}}$ наблюдается для двух систем в зоне просветления. В центре детали величина $\Delta\lambda_0^{\text{смещ}}$ значительно меньше.

Для выяснения причин полученных отклонений профилей пропускания (см. рис. 3) был проведен дополнительный анализ полученных распределений.

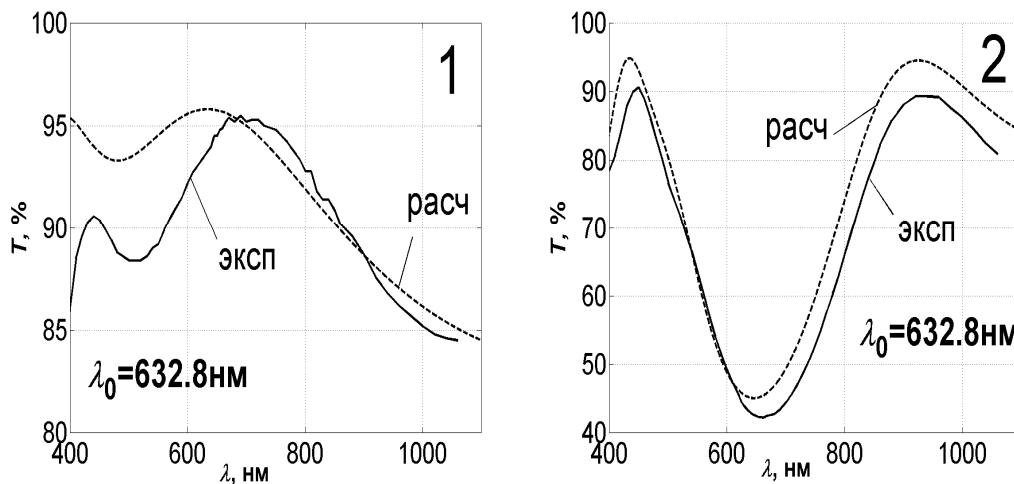


Рис. 4 Спектральный коэффициент пропускания $T(\lambda)$ системы (расч – расчетное $T(\lambda)$, эксп – экспериментальное $T(\lambda)$), $\lambda_0=632.8\text{нм}$, 1– в зоне просветления, 2 – в центральной зоне

Результаты анализа представлены на рис. 5, где экспериментальные спектральные кривые (эксп) выделены сплошной жирной линией, а расчетные (расч+ Δd), с учетом предполагаемых отклонений толщины и показателей преломления, близких к реальным – пунктирной линией. Из расчетов следует: для того чтобы максимум просветления ($\lambda_0=632.8\text{нм}$) и ($\lambda_0=450\text{нм}$) расчетных кривых совпадал с максимумом просветления на детали, отклонение в толщине 1-го и 2-го слоев от подложки должно быть, соответственно, $\Delta d_{1,2}\approx+10.5\%$ (рис. 5.1) и $\Delta d_{1,2}\approx+13\%$, а для совмещения максимумов спектральных кривых пятислойной системы, соответственно, $\Delta d_{3,4,5}\approx-(1-2)\%$ при $n_{1,3,5}\approx(1.92-1.96)$ (рис. 5.2) и $\Delta d_{3,4,5}\approx-(1\div 2)\%$ при $n_{1,3,5}\approx(1.92-1.93)$.

Используя полученные данные о возможных отклонениях в толщине слоев, рассмотрим расчетное распределение пропускания $T(\rho)$ по поверхности подложки, ограни-

ченной диаметром 40мм пленочной системы, с учетом этих ошибок Δd (рис. 6) - $\text{расч}+\Delta d$. Из рисунка следует, что эти отклонения влияют не только на величину пропускания в центре детали (рис. 4), но также на $T(\rho)$ в зоне, где пропускание зависит от радиальной координаты. При сравнении распределения $T_0^{\text{расч}+\Delta d}(\rho)$ с расчетным определено, что отклонение пропускания системы для $\lambda_0=450$ нм и $\lambda_0=632.8$ нм с учетом предполагаемых отклонений толщины $\Delta T_0(\rho)=T_0^{\text{расч}}(\rho)-T_0^{\text{расч}+\Delta d}(\rho)\approx 1-3\%$, а на границе $|\rho|=20$ мм $-\Delta T_0(\rho)\approx 1\%$. Таким образом, полученную при проведенных измерениях форму профиля пропускания (отражения) на заданной длине волны (рис. 3) частично можно объяснить смещением спектральной кривой полученной системы в длинноволновую область.

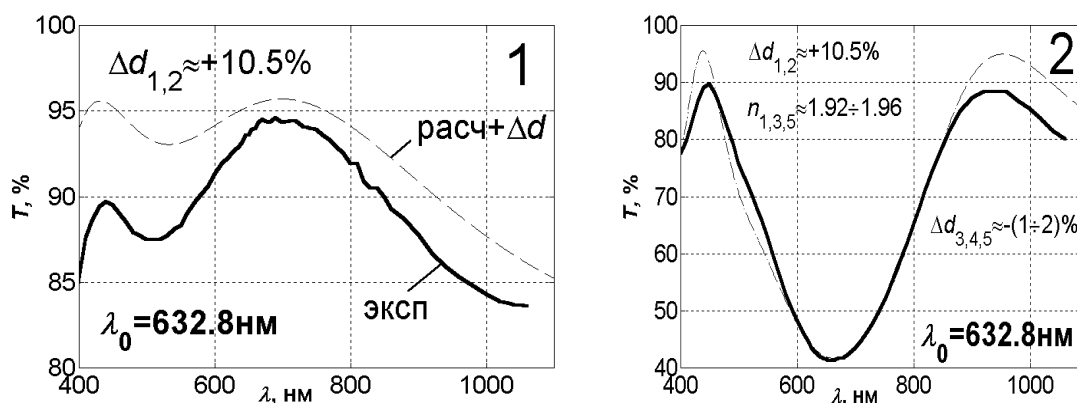


Рис. 5. Результаты анализа пленочных систем в зоне просветления и в центральной зоне постоянной толщины

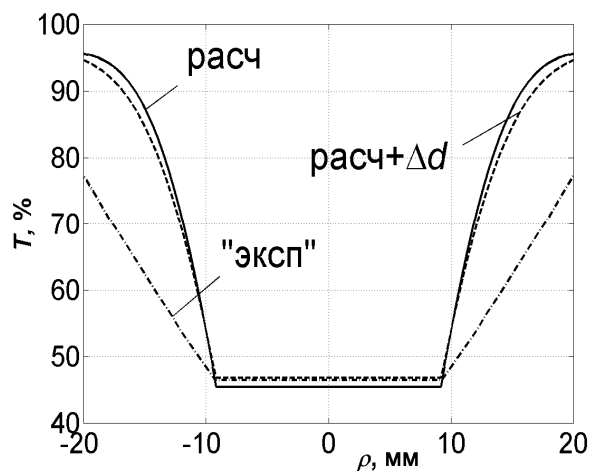


Рис. 6. Распределения пропускания $T(\rho)$ пленочной системы расч - расчетное распределение; $\text{расч}+\Delta d$ - расчетное распределение с учетом ошибок в толщине слоев; "эксп" - распределение, близкое к экспериментальному

Существующие различия можно объяснить различными факторами, которые достаточно трудно предсказать, учесть и контролировать в силу их изменчивости и непредсказуемости: влияние эмиссионной характеристики испарителя и его размеров, коэффициент конденсации, скорость испарения, скорость осаждения испаряемого вещества, скорость вращения подложкодержателя и т.д. Влияние рассмотренных параметров в данной конструкции проявляется в большей степени вследствие того, что требуемое минимальное значение отражение (максимальное пропускание) приходится на участок, где толщина сильно зависит от радиальной координаты $\rho=20$ мм.

Для объяснения отклонений экспериментального профиля пропускания полученных пленочных систем от расчетного рассмотрена гипотеза о зависимости показателя

преломления от толщины слоя $n=f(d)$, полученного осаждением в вакууме. Показатели преломления покрытий в зонах с постоянным и переменным профилем толщины будут отличаться и определяться скоростью осаждения слоев в этих зонах. Было рассмотрено два варианта зависимостей: I - $\partial d/\partial n > 0$ и II - $\partial d/\partial n < 0$, т.е. с ростом толщины показатель преломления каждого слоя изменяется, соответственно, от минимального до максимального значения в первом варианте и наоборот – во втором. Для упрощения расчетов зависимости приняты линейными в обоих случаях. При расчетах слой диэлектрика разбивался на несколько монослоев, каждый из которых обладает своим показателем преломления. Для слоев SiO_2 показатель преломления принят постоянным. Его отклонениями можно пренебречь, поскольку SiO_2 всегда отличался стабильностью величины n независимо от метода и условий формирования слоев. После проведения расчетов показано, что влияние зависимости $n=f(d)$ на профиль пропускания является незначительным.

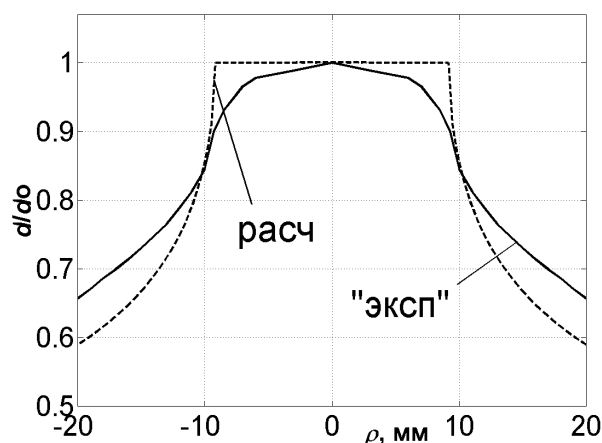


Рис. 7. Распределение относительной толщины $d/d_0(\rho)$ вдоль радиальной подложки слоя с переменным профилем в системе расч – расчетное, "эксп" – близкое к экспериментальному

Далее были проведены дополнительные измерения спектрального коэффициента пропускания детали с покрытием вдоль радиальной координаты от ее центра до края с использованием измерительной схемы (рис. 2). В результате измерений выяснено, что в зоне постоянной толщины с увеличением радиальной координаты от центра к краю наблюдается сдвиг кривой в коротковолновую область спектра. Величина этого сдвига $\Delta\lambda_0^{смещ} = \lambda_{0\rho \approx 0,мм}^{смещ} - \lambda_{0\rho \approx 8,мм}^{смещ} \approx 20нм$. В зоне с переменным профилем толщины экспериментальные кривые $T(\lambda)$ смещены в длинноволновую область, и с увеличением радиальной координаты величина $\lambda_0^{смещ}$ увеличивается: $\Delta\lambda_0^{смещ} \approx (30-70)нм$. Измеренные спектральные распределения коэффициента пропускания в разных зонах покрытия позволяют по смещению зависимостей $T(\lambda)$ определить распределение толщины слоев по поверхности зеркала. Относительное распределение толщины слоев, соответствующее экспериментально измеренным спектральным зависимостям в разных зонах зеркала, приведено на рис. 7. Из рисунка видно, что отклонения по толщине наблюдаются как в зоне с постоянной толщиной, так и в зоне с переменным профилем. Этот результат можно объяснить влиянием рассеяния молекулярного пучка на промежутке диафрагма-деталь, равном 11 мм. При таком расположении на этом промежутке рассеивается (меняет направление движения) примерно 2–10% молекул испаряемого вещества. Дополнительно во время осаждения на профиль толщины может оказывать влияние переотражение молекул вещества от элементов оснастки и вакуумной камеры. Эти эффекты присутствуют всегда при формировании покрытий с переменной толщиной, но особенно проявляются в тех случаях, когда расстояние Δh между диафрагмой и подложкой

велико, а количество слоев с переменным профилем – более одного, что имеет место в нашем случае: $\Delta h \approx 108$ мм, и пленочная система содержит три слоя. Чтобы либо исключить или уменьшить влияние оснастки на профиль толщины, либо учитывать и в дальнейшем использовать эти эффекты в своих целях для выполнения поставленных задач: обеспечения заданного распределения коэффициента отражения $T(\rho)$, необходимо провести дополнительные исследования.

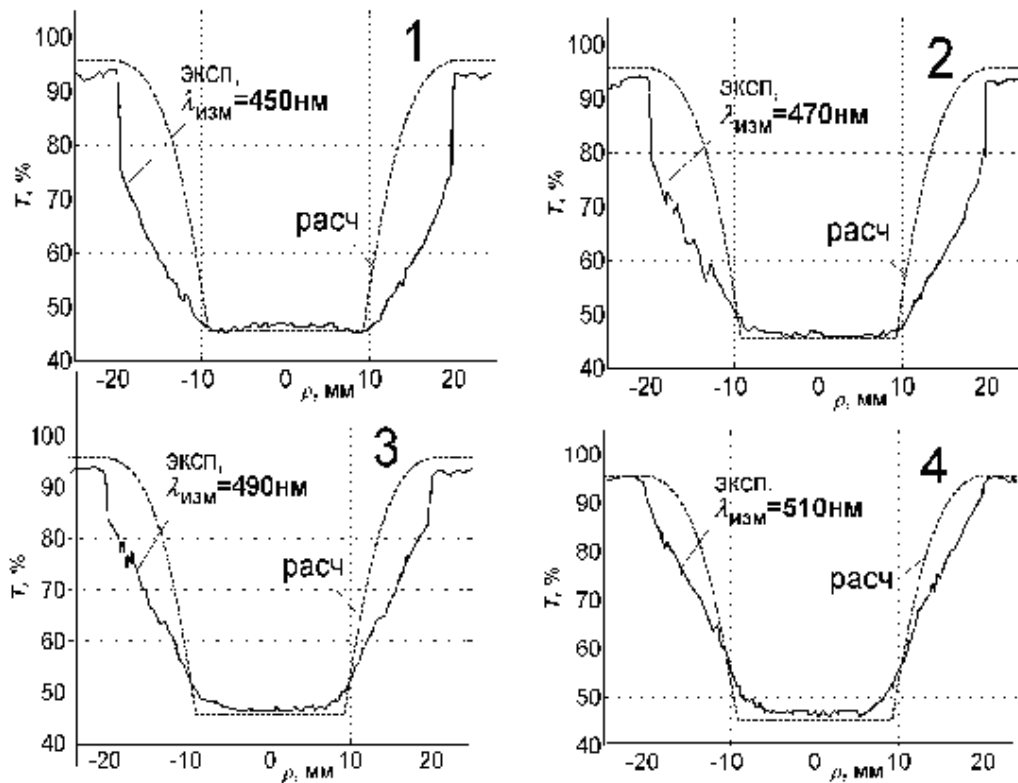


Рис. 8 Распределение пропускания $T(\rho)$ на различных длинах волн: расч – расчетное $T(\rho)$ системы с учетом отклонений толщины и $\lambda_0^{\text{смещ}} \approx (500+15) \text{ нм}$, эксп – экспериментальное $T(\rho)$, $\lambda_{\text{изм}}$ – длины волн, на которых проводились измерения

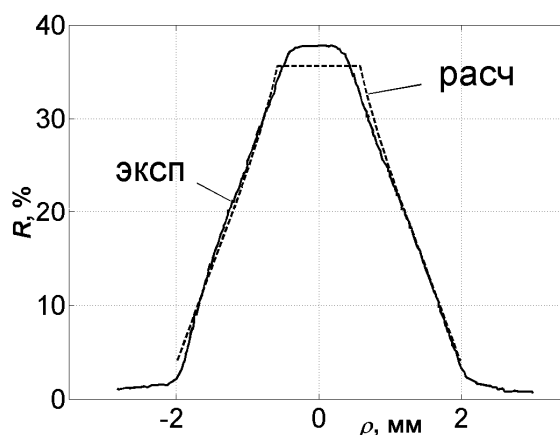


Рис. 9. Распределение отражения $R(\rho)$ пленочной системы, $\lambda_0 = 1064 \text{ нм}$. расч – расчетное, эксп – экспериментальное

Учет влияния ошибок в распределении толщины слоя по поверхности зеркального покрытия на распределение коэффициента пропускания не будет полным, если не рас-

смотреть характер формирования его на разных длинах волн. На рис. 8 представлены распределения пропускания $T(\rho)$ вдоль радиальной координаты, измеренные для разных длин волн зондирующего излучения: $\lambda_{\text{изм}}=450, 470, 490, 510$ нм с использованием схемы рис. 2. Как видно, рис. 8 дает хорошее совпадение экспериментальных и расчетных результатов с учетом ошибки в определении толщины слоев зеркальной системы.

При изготовлении более простых зеркальных систем: $n_s 0.364В, 0.199Н, \Delta(0.25В)$ использовалась оправа для формирования градиентных зеркал на подложки малых диаметров. На подложке $\varnothing=20$ мм из стекла марки К8 необходимо было получить трапецеидальное распределение отражения (рис. 9) – расч., на длине волны $\lambda_0=1064$ нм ($n_s=1.50625$). Система, состоящая из 2-слояного просветляющего покрытия, поверх которого нанесен 3-й слой диэлектрика ($n_1=n_3=1.92, n_2=1.45$), с использованием оправы с параметрами: $D_1 \approx 2.55$ мм и $\Delta h \approx 1.55$ мм, должна обеспечить в центральной области, ограниченной диаметром $\varnothing_{const}=1.1$ мм, отражение $R_0=35 \pm 5\%$, и далее вдоль радиальной координаты до значения $|\rho|=2$ мм, где R – менее 1%. При сравнении экспериментального и расчетного распределений наблюдается их хорошее совпадение, за исключением величины R в центральной зоне. Это можно объяснить изменением значения показателя преломления $n_1^{\text{экс}} = n_3^{\text{экс}} \approx 1.95$. Наблюдаемое различие диаметров зон \varnothing_{const} можно объяснить либо влиянием края диафрагмы рассмотренное выше, либо незначительным отклонением параметров Δh и D_1 от расчетных значений. Необходимо отметить, что при изготовлении покрытий, в которых распределение переменного профиля толщины приходится на сравнительно небольшой диаметр подложки и при этом величина Δh является небольшой, удастся добиться лучшего совпадения расчетных и экспериментальных распределений $R(\rho)$ или $T(\rho)$, так как в этом случае влияние таких факторов, как рассеяние, невелико.

Заключение

В результате проделанной работы показано, что при увеличении размера зоны постоянной и переменной толщины градиентного зеркала согласие между экспериментально реализованными и расчетными зависимостями коэффициента отражения от радиальной координаты ухудшается. Это связано с влиянием рассеяния молекулярного пучка на пути от испарителя до диафрагмы и от диафрагмы, формирующей градиентный слой, до оптического элемента. Показана возможность создания градиентных элементов большой площади на промышленных вакуумных установках, предназначенных для изготовления оптических покрытий.

Литература

1. Губанова Л.А., Дмитренко В.А., Путилин Э.С. Формирование градиентных слоев с помощью круглых диафрагм и экранов // Оптический журнал. 2003. №3. С.50-53
2. Губанова Л.А., Дмитренко В.А., Путилин Э.С., Студеникин Л.М. Синтез условий осаждения градиентных слоев // Оптический журнал. 2003. №8. С.50–54
3. Губанова Л.А., Дмитренко В.А., Путилин Э.С. Многослойные диэлектрические зеркала с переменным профилем коэффициента отражения для лазерных систем // Оптический журнал. 2000. № 3. С. 91-96

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МЯГКИХ КОНТАКТНЫХ ЛИНЗ В ТЕРМОСТАБИЛИЗИРОВАННЫХ УСЛОВИЯХ

С.В. Андреев, Э.С. Путилин, Я.В. Рудин

Разработана система поддержания заданной температуры физиологического раствора при измерениях параметров мягких контактных линз в гидратированном состоянии на проекционных микроскопах с использованием пельтье-модулей.

Введение

Контактная линза – это оптический элемент, который надевается непосредственно на роговицу глаза человека и удерживается за счет сил поверхностного натяжения и веками. В настоящее время коррекция контактными линзами широко используется как наряду с традиционной очковой коррекцией, так и с новейшими методами рефракционной хирургии. Каждый метод коррекции зрения имеет свои плюсы и минусы. Важной задачей для врача-офтальмолога является обеспечить для пациента метод коррекции, оптимальный для него во всех отношениях. Контактные линзы с успехом применяются не только для коррекции недостатков зрения, но и в косметических и лечебных целях.

Задача контроля параметров мягких контактных линз (МКЛ) является весьма актуальной. Рынок МКЛ в России постоянно расширяется, на настоящий момент число пациентов, использующих МКЛ, составляет более 500000 человек (данные МНИИГБ 2002 г.), что составляет 1% от нуждающихся в оптической коррекции зрения (во всем мире эта цифра составляет около 20%). Одной из важнейших задач при росте рынка является обеспечение отрасли точной контрольно-измерительной аппаратурой. Контроль параметров необходим при производстве, аттестации, а также при подборе МКЛ непосредственно в кабинете врача-офтальмолога.

Особенности материалов для изготовления МКЛ и контроль параметров

Рассмотрим особенности МКЛ, определяющие требования к приборам для контроля их параметров. Под термином МКЛ в настоящее время понимаются контактные линзы, изготовленные из полимера с особыми свойствами – гидрогеля. Гидрогель – состояние полимерного каркаса с включенной в него водой. До гидратации гидрогели похожи на жесткие полимеры. При погружении в воду гидроксильные группы сухого полимера притягивают молекулы воды, и полимер поглощает воду. Объем поглощенной воды зависит от количества гидроксильных компонентов в его структуре. После гидратации полимер становится мягким и гибким. По фазовому состоянию гидрогели аморфны. Структура гидрогелей пронизана порами, число и размеры зависят от конкретного материала. Размеры пор (0,5–3,5 мкм) слишком малы для проникновения микроорганизмов, если структура полимера не повреждена. В то же время они достаточны для диффузии ионов, консервирующих веществ и растворенных в воде препаратов как в гидрогель, так и обратно. Первые гидрогели были синтезированы в начале 50-х годов О. Вихтерле (O. Wichterle) и Д. Лимом (D. Lim). Первоначально гидрогели планировалось использовать в качестве материала для окулярных имплантатов. М. Дрейфус (M. Dreifus) применил данный материал для контактных линз. Хорошая смазываемость и мягкость гидрогеля уменьшают дискомфорт от контактной линзы.

Контроль геометрических параметров МКЛ

Независимо от метода изготовления задача контроля геометрических параметров МКЛ является весьма важной. Для измерения параметров МКЛ в гидратированном состоянии применяются проекционные микроскопы. МКЛ помещается в специальную

кювету с физиологическим раствором, где и производятся измерения радиуса кривизны, диаметра, толщины по центру и толщины краевой зоны МКЛ. Большое влияние на точность измерения указанных параметров оказывает поддержание заданной температуры физиологического раствора в кювете, из-за относительно больших значений температурного коэффициента расширения гидрогелей. Очевидно, что изменение температуры может происходить как за счет влияния факторов окружающей среды (температура окружающего установку воздуха), так и из-за нагрева источником света проекционной системы. В соответствии с требованиями международных стандартов, измерение параметров МКЛ в гидратированном состоянии должно проходить при температуре $20 \pm 2^\circ\text{C}$. Типовая оптическая схема установки для контроля параметров МКЛ приведена на рис. 1.

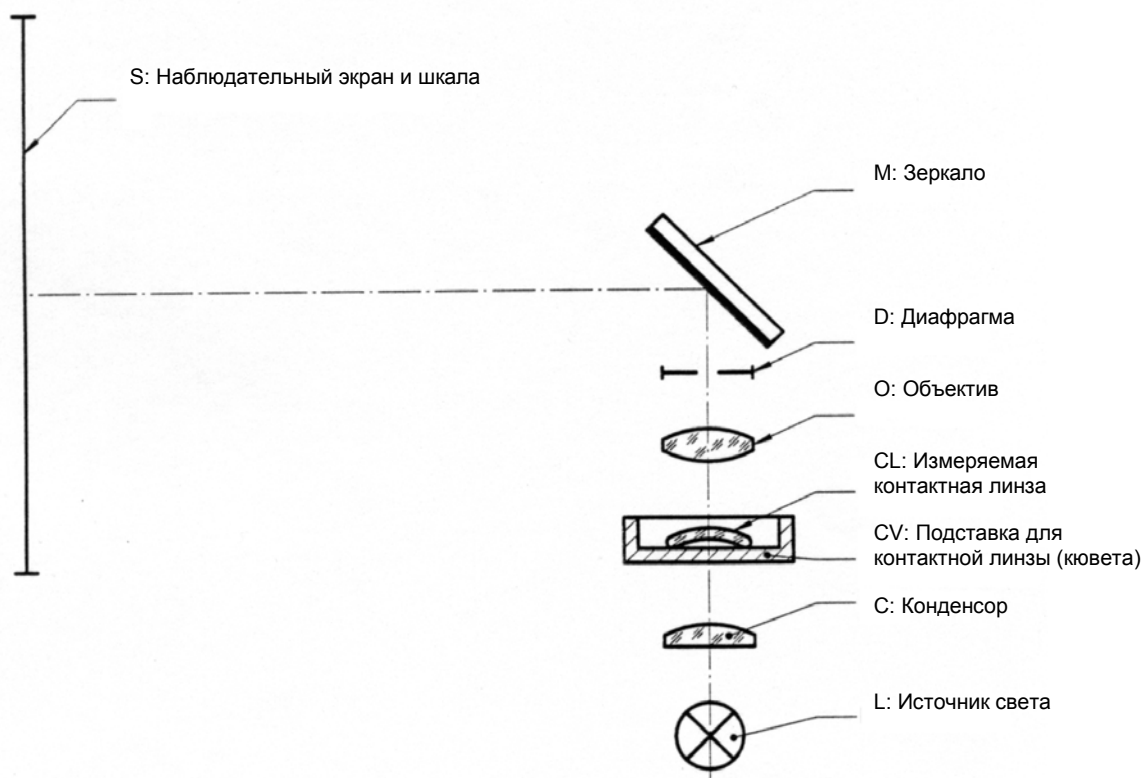


Рис 1. Типовая схема проекционной установки для контроля параметров МКЛ

Описание применяемой кюветы и системы термоконтроля

В литературе широко рассмотрены устройства поддержания заданной температуры, но они обычно реализуют поддержание температуры с условием, что начальная температура больше или меньше заданной, т.е. обеспечивается либо нагрев, либо охлаждение до заданного значения. Поскольку на самом деле начальная температура может быть как больше, так и меньше заданной, необходимо обеспечить как нагрев кюветы, так и охлаждение. Но энергетически невыгодно использование одновременно как постоянного нагрева и регулируемого охлаждения, так и наоборот.

Возможно два способа реализации системы поддержания заданной температуры физиологического раствора: 1) одновременно установить на кювете нагревательные элементы и охладители (пельтье-модули); 2) используя «обратимость» эффекта Пельтье (изменение знака градиента температур между поверхностями при смене полярности напряжения питания), установить только одни пельтье-модули. Нами был выбран второй способ реализации.

После нескольких переработок была разработана удачная, на наш взгляд, конструкция кюветы (рис. 2).

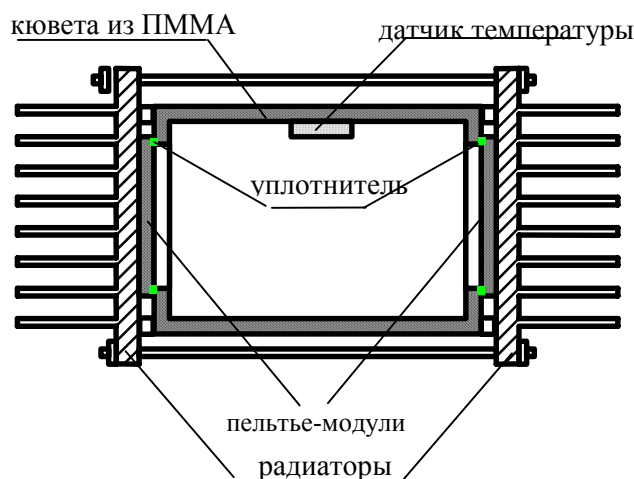


Рис. 2. Схема кюветы и системы охлаждения.

Кювета, выполненная из полиметилметакрилата (ПММА), зажата с помощью 4-х стяжек между двумя алюминиевыми радиаторами с установленными на них термоэлектрическими пельтье-модулями ТЕС1. Поскольку пельтье-модули представляют собой элементы Пельтье, собранные между пластинами Al_2O_3 , которые не вступают в химическую реакцию с физиологическим раствором и обеспечивают высокий коэффициент теплопередачи, в кювете были вырезаны окна для улучшения теплообмена элементов Пельтье с раствором. Для герметизации окон кюветы использовались уплотнительные прокладки из керамико-полимерного материала «Номакон2Gs». Фиксация взаимного расположения кюветы и радиаторов обеспечивается парой штифтов между радиатором и стенкой кюветы.

Ввиду больших токов потребления пельтье-модулей и нагревательных элементов (до 8А) использована реверсивная тиристорная схема регуляторов напряжения, которая обеспечивает поддержание заданной температуры физиологического раствора. Соответственно, в зависимости от температуры раствора пельтье-модули либо его охлаждают, либо нагревают. Для увеличения устойчивости схемы угол открывания тиристорных регуляторов меняется пропорционально интегральной разности температур – заданной и контролируемой термодатчиком, установленным внутри кюветы. Структурная схема регулятора приведена на рис. 3.

Задатчик интенсивности (ЗИ) представляет собой интегрирующий усилитель, формирующий разностный сигнал опорного напряжения и напряжения с датчика температуры, установленного внутри кюветы. Далее сформированный сигнал поступает на регулятор тока (РТ), обеспечивающий ограничение тока пельтье-модулей на заданном уровне в зависимости от уровня задающего напряжения. Значение тока модулей снимается с датчика тока (ДТ), на котором гальваническая развязка обеспечивается за счет передачи модулированного сигнала через импульсный трансформатор с последующей демодуляцией. Обработанный сигнал поступает на логическое устройство (ЛУ) и систему фазоимпульсного управления (СИФУ). Логическое устройство осуществляет управление силовыми вентиляльными комплектами преобразователя и выполняет следующие функции: выбор нужного направления тока через пельтье-модули в зависимости от знака входного сигнала путем включения соответствующих ключей; блокировка входа ЛУ сигналом датчика состояния тиристорных комплектов (ДСТ), исключая одновременное включение тиристорных комплектов разных комплектов; формирование выдержки времени между моментом снятия импульсов с работавшего ранее комплекта и подачей их на вступивший в работу комплект. Датчик состояния тиристорных комплектов выдает информацию о состоянии управляемых тиристорных комплектов силового моста за счет контроля падения напряжения на переходе катод-анод. ДСТ гальванически развязан от схемы управления через оптроны.

СИФУ предназначена для преобразования модуля постоянного управляющего напряжения в последовательность управляющих импульсов соответствующей фазы, подаваемых на управляющие электроды тиристоров силовых вентильных комплектов. Поскольку пельтье-модули имеют низкое напряжение питания (15В), синхронизация осуществляется от трансформатора силового питания.

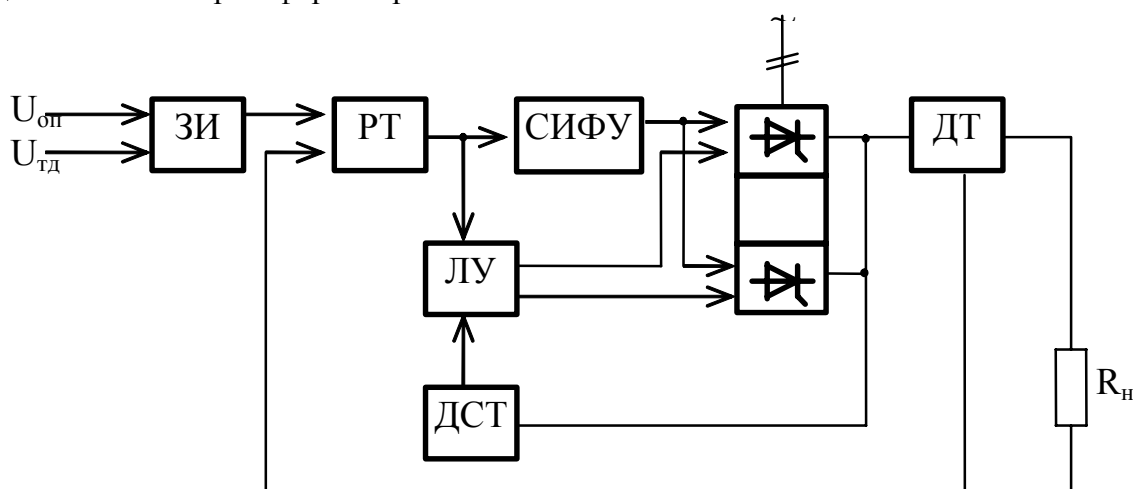


Рис. 3. Структурная схема регулятора

Применение оптронных тиристоров позволило исключить импульсные трансформаторы со вспомогательными элементами, упростить схему регулирования и управлять широкими (до 180°) импульсами, что позволяет исключить проблему токоудержания тиристоров.

Заключение

Разработанная кювета с системой поддержания температуры физиологического раствора исключает влияние на точность измерения радиуса кривизны, диаметра, толщины по центру и толщины краевой зоны МКЛ, относительно больших значений температурного коэффициента расширения гидрогелей. Приведенная конструкция может использоваться при измерениях на стандартных проекционных микроскопах.

Работа выполнена в рамках проекта подпрограммы «Электроника», код 208.05.01.010, по теме 10007.

Литература

1. ISO 12870:1997(E). Оптика и оптические приборы. Контактные линзы. Определение диаметров
2. ISO 9338:1996(E). Оптика и оптические приборы. Контактные линзы. Определение диаметров

ФОРМООБРАЗОВАНИЕ ПЛОСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ МЕТОДОМ ПОВЕРХНОСТНОГО ПРИТИРА

Д.Е. Дащенко, Я.В. Рудин, Э.С. Путилин

Предложена математическая модель износа плоских поверхностей при обработке методом поверхностного притира.

Введение

В настоящее время существует большое количество методов придания некоторой поверхности необходимого профиля, но основными являются два: формообразование кольцевым алмазным инструментом и формообразование поверхностным притиром. [1]

Метод поверхностного притира заключается в том, что два звена (инструмент и деталь), соприкасаясь по поверхности, за счет трения изнашиваются и принимают некоторый профиль. Для получения заданного профиля при фиксированных параметрах обработки необходимо составить математическую модель процесса. Существующие модели недостаточно точно моделируют процесс формообразования. В данной работе предлагается схема установки, позволяющая исключить некоторые параметры обработки, упростив, таким образом, модель. При этом появляется возможность прогнозирования профиля поверхности в любой момент времени.

Теоретические предпосылки

Износ поверхности, согласно гипотезе Престона, выражается уравнением

$$I = k \cdot P \cdot V \cdot t, \quad (1)$$

где I – износ поверхности, P – давление в зоне обработки, V – разность скоростей двух звеньев в каждой точке, k – безразмерный коэффициент, описывающий такие факторы, как тип инструмента, зернистость абразива, тип СОЖ и т.п. [2]

Данная формула справедлива только для промежутка времени t , в пределах которого давление P и относительная скорость перемещения детали и инструмента V постоянны, но в реальных условиях обработки (например, при классической реализации метода поверхностного притира) постоянно изменяется модуль вектора относительной скорости и площадь контакта звеньев, что меняет давление в зоне обработки. Для учета данных факторов необходимо представить гипотезу Престона в интегральном виде:

$$I = k \cdot \int P(t) \cdot V(t) \cdot dt. \quad (2)$$

Представление гипотезы Престона в интегральном виде будет справедливо при следующих допущениях:

- единичный интервал времени dt мал настолько, что изменения значений V и P пренебрежимо малы;
- рассматриваемая элементарная площадка на детали, иначе говоря, «зона обработки», мала настолько, что в ее пределах изменения значений V и P пренебрежимо малы.

Будем рассматривать схему обработки (рис. 1), где инструмент (верхнее звено) и деталь (нижнее звено) принудительно вращаются, чтобы исключить случайность их движения, кроме того, расстояние между осями двух звеньев меняется по известному закону [3]. Из формулы (2) следует, что для определения профиля поверхности необходимо определить значения давления в зоне обработки и относительной скорости перемещения в каждой точке в любой момент времени, а также значение коэффициента.

Давление в зоне обработки зависит от силы прижима звеньев друг к другу и площади поверхности, по которой идет обработка. Если сила прижима постоянна во времени, то для решения задачи необходимо определить площадь обработки в каждый момент времени. Площадь будет зависеть от характера движения звеньев и от износа в

точке в каждый момент времени. Следует учитывать этот износ, так как в любой момент времени обработка будет происходить только в окрестностях точек контакта двух звеньев, обладающих в этот момент времени максимальной высотой рельефа. Физически это будет выглядеть следующим образом: площадь обработки будет складываться из зон, лежащих внутри пересечения двух звеньев и обладающих высотой рельефа, достаточной для того, чтобы осуществлялось касание звеньев. Минимальная высота рельефа, при которой происходит касание, определяется упругими свойствами материала звеньев и силой прижима инструмента к детали.

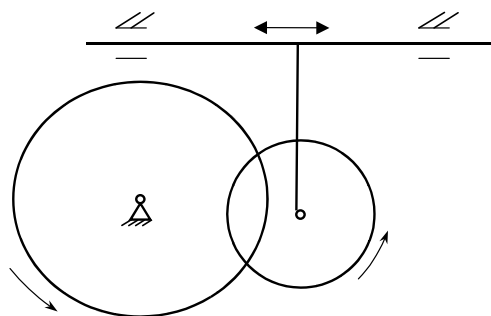


Рис.1. Схема обработки поверхностей

При моделировании обработки следует учитывать коэффициент, связывающий износ поверхности с давлением и с относительной скоростью. Этот коэффициент постоянен во всем процессе обработки. Ввиду сложности учета всех параметров, влияющих на его значение, он определяется эмпирически. [3]

Относительная скорость звеньев может быть определена при помощи векторного представления параметров движения звеньев. Относительная скорость $V_{отн}$ будет равна разности скоростей вращения обоих звеньев. Скорость точки со стороны детали будет равна векторному произведению угловой скорости вращения детали на радиус-вектор точки, для которой вычисляется скорость относительно оси вращения детали (4).

$$\vec{V}_d = \vec{\omega}_d \times \vec{R}_1. \quad (4)$$

Скорость той же точки со стороны инструмента будет равна векторному произведению угловой скорости вращения инструмента на радиус-вектор точки, для которой вычисляется скорость относительно оси вращения инструмента (5).

$$\vec{V}_u = \vec{\omega}_u \times \vec{R}_2. \quad (5)$$

При этом $\vec{R}_2 = \vec{R}_1 + \vec{R}(t)$, где $R(t)$ – радиус-вектор оси инструмента относительно оси детали.

Тогда относительная скорость перемещения звеньев будет определяться следующим выражением:

$$|\vec{V}_{отн}| = |\vec{V}_u - \vec{V}_d| = |\vec{\omega}_u \times \vec{R}_1 + \vec{\omega}_u \times \vec{R}(t) - \vec{\omega}_d \times \vec{R}_1| = |(\vec{\omega}_u - \vec{\omega}_d) \times \vec{R}_1 + \vec{\omega}_u \times \vec{R}(t)|. \quad (6)$$

Возьмем расстояние между осями инструмента и детали постоянным и равным R . Тогда из выражения (6) видно, что в случае, когда вектора угловых скоростей вращения инструмента и детали совпадают, относительную скорость перемещения звеньев друг относительно друга определяет расстояние между осями звеньев R .

$$|\vec{V}_{отн}| = |\vec{\omega}_u \times \vec{R}|. \quad (7)$$

В этом случае относительная скорость постоянна в любой точке детали. Предположим, каждая точка детали в любой момент времени касается инструмента, тогда давление в зоне обработки постоянно. В этом случае можно перейти для расчета износа детали к формуле (1).

Этот вариант имеет как достоинства, так и недостатки. Достоинства:

- значительное упрощение расчетов: вместо сложных вычислений и учета различных факторов, влияющих на формообразование, можно перейти ко взятию интеграла от константы;
- погрешность установки расстояния между осями не влияет на принимаемый профиль детали, а меняет только скорость износа поверхности.

Недостатки:

- необходимо, чтобы обеспечивалось достаточное расстояние между осями детали и инструмента, так как ему пропорционален износ
- все точки детали должны лежать на инструменте, т.е. радиус инструмента не может быть меньше суммы расстояния между осями и радиуса детали.

$$R_u \geq R_o + R. \quad (8)$$

При межосевом расстоянии, сопоставимом с радиусом детали, площадь инструмента будет в три раза больше площади детали;

- необходимо, чтобы угловые скорости вращения звеньев совпадали, иначе профиль поверхности детали будет иметь параболическую поверхность, нарушится условие касания всеми точками детали поверхности инструмента, следовательно, пропадет эффект от использования данной модели.

Математическая модель

Для решения задачи определения профиля поверхности можно воспользоваться программой MathCAD 11.

Введем прямоугольную систему координат. Здесь i, j, k – являются ортами, направленными вдоль осей x, y, z соответственно.

$$i := \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, j := \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, k := \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

Введем константы, необходимые при расчете. Здесь ω_{01} – угловая скорость вращения детали, ω_{03} – угловая скорость вращения инструмента, L – расстояние между осями звеньев, R_1 – радиус детали, R_2 – радиус инструмента. T – время обработки.

$$\omega_{01} := 3\pi,$$

$$\omega_{03} := 3\pi,$$

$$L := 10,$$

$$R_1 := 25,$$

$$R_2 := 40,$$

$$T := 2,$$

(10)

Определим функции, необходимые для расчета: ω_1 – вектор угловой скорости детали, направленный по оси z ; ω_2 – вектор угловой скорости инструмента, также направленный по оси z ; r_1 – радиус-вектор точки с полярными координатами ρ_0 и φ_0 в момент времени t относительно оси детали; r_3 – радиус-вектор точки с полярными координатами ρ_0 и φ_0 в момент времени t относительно оси инструмента.

Вектора r_1 и r_3 лежат в плоскости XOY .

$$\begin{aligned}
\omega_1 &:= \omega_{01} \cdot \vec{k}, \\
\omega_3 &:= \omega_{03} \cdot \vec{k}, \\
r_1(t, \rho_0, \varphi_0) &:= \rho_0 \cdot (\cos(\omega_{01} \cdot t + \varphi_0) \vec{i} + \sin(\omega_{01} \cdot t + \varphi_0) \vec{j}), \\
r_3(t, \rho_0, \varphi_0) &:= \overline{r_1(t, \rho_0, \varphi_0)} + L \cdot \vec{i},
\end{aligned} \tag{11}$$

Введем скорости точки на детали и на инструменте.

Vr – вектор скорости точки на детали, он различен для каждой точки детали.

Ve – вектор скорости точки на инструменте, сопряженной с точкой, лежащей на детали. Следует учесть, что в каждый момент времени, с точкой, лежащей на детали, сопряжены разные точки, лежащие на инструменте.

$$\begin{aligned}
Vr(t, \rho_0, \varphi_0) &:= \overline{\omega_1} \times \overline{r_1(t, \rho_0, \varphi_0)}, \\
Ve(t, \rho_0, \varphi_0) &:= \overline{\omega_3} \times \overline{r_3(t, \rho_0, \varphi_0)},
\end{aligned} \tag{12}$$

Определение скорости имеет смысл только тогда, когда происходит касание звеньев в точке, для которой ведется расчет. Если рассматриваемая точка лежит на детали, но не принадлежит инструменту ($R_2 > \rho_u$), следует вводить значение скорости равным нулю. Также это необходимо учитывать, когда точка математически лежит в зоне обработки, но из-за разности высоты рельефа касания звеньев нет.

Относительная скорость перемещения будет равна разности скоростей сопряженных точек, если точки лежат на звеньях, и нулю, если радиус-вектор r_3 больше радиуса инструмента, т.е. точка, сопряженная с точкой, лежащей на детали, лежит за пределами инструмента.

$$Va(t, \rho_0, \varphi_0) := \begin{cases} \left| \overline{Ve(t, \rho_0, \varphi_0)} - \overline{Vr(t, \rho_0, \varphi_0)} \right| & \text{if } \left| \overline{r_3(t, \rho_0, \varphi_0)} \right| \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \tag{13}$$

В случае, если радиус инструмента больше, чем радиус детали плюс расстояние между осями звеньев, площадь контакта постоянна и может быть внесена в коэффициент, который не меняет профиль, а изменяет его масштаб. Тогда изменение профиля детали будет зависеть только от модуля относительной скорости. Примем угловые скорости звеньев одинаковыми ($|\overline{\omega_1}| = |\overline{\omega_3}| = \omega$), тогда модуль относительной скорости примет постоянное во времени значение

$$h(\rho_0, \varphi_0) := K \cdot \int_0^T |Va(t, \rho_0, \varphi_0)| dt = K \cdot \int_0^T |\omega \cdot L| dt = K \cdot (\omega \cdot L) \cdot T, \tag{14}$$

где T – время обработки. Так как износ не является функцией координат, то он будет равномерен в любой точке детали.

Выводы

Данная математическая модель позволяет получить точную поверхность при простоте схемы установки и минимальных расчетах, но габариты установки при этом возрастают пропорционально размерам детали.

Литература

1. Кузнецов С.М. Оптическая технология. СПб: СПб ГИТМО(ТУ), 2002.
2. Технология оптических деталей: Учебник для студентов оптических специальностей вузов. / 2-е изд., пер. и доп., М.: Машиностроение, 1985.
3. Ву Данг Донг, Путилин Э.С., Рудин Я.В. Моделирование скорости и траектории относительного движения зоны детали при поверхностном притире // Оптический журнал. 2003. Том 70. № 8.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПЛЕНКООБРАЗУЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Л.А. Губанова, Ж.Н. Талдыкина

В работе приведены результаты исследования дисперсии показателей преломления пленкообразующих материалов: MgF_2 , SiO_2 и HfO_2 в области спектра от 200 до 100 нм. Обсуждено влияние дисперсии показателей преломления на спектральные характеристики широкополосных антиотражающих покрытий для этой области спектра.

Введение

Расширение рабочего спектрального диапазона современных оптических систем значительно усложняет разработку и изготовление интерференционных покрытий, без которых в настоящее время не функционирует ни один прибор. При работе в УФ области спектра возникает ряд специфических проблем, связанных с использованием коротковолновой области спектра. Наиболее остро стоит проблема конструирования и изготовления просветляющих покрытий, обеспечивающих значительное снижение коэффициента отражения в ультрафиолетовой и видимой областях спектра. При расширении спектрального диапазона необходимо увеличивать число слоев в составе просветляющего покрытия, причем оптическая толщина некоторых слоев становятся крайне не малой, часто она составляет десятые и сотые доли длины волны рабочего диапазона, их геометрическая толщина не превышает нескольких ангстрем. Последние обстоятельства требуют особенно тщательного соответствия расчетных и экспериментально выполненных оптических толщин покрытий.

Поскольку пленкообразующие материалы, применяемые для просветления оптических деталей, характеризуются показателем преломления, дисперсией показателя преломления, областью прозрачности, химической стабильностью, то при расчете конструкции покрытия необходимо знать не только точное значение этих параметров, но и зависимость их от условий формирования пленок.

В структуру интерференционных покрытий чаще всего входят слои, показатели преломления которых должны существенно отличаться друг от друга. Для материалов, работающих в УФ области спектра, диапазон прозрачности пленкообразующих материалов лежит в пределах от 0,15 мкм до 2 мкм. В этом диапазоне материалы должны обладать высокой прозрачностью, т.е. обладать минимальным коэффициентом поглощения. Материал считается прозрачным, если величина его коэффициента поглощения меньше 10^2 см^{-1} , это означает, что коэффициент экстинкции в исследуемой области спектра не может превышать 10^{-3} .

Материалы покрытия должны обладать большим сопротивлением истиранию и быть совместимыми между собой в одной комбинации. При этом на границах раздела между слоями и подложкой должны отсутствовать химические реакции.

С целью получения достоверных значений показателя преломления пленкообразующих материалов на кафедре оптических технологий давно проводятся исследования по изучению факторов, влияющих на стабильность показателей преломления таких материалов. В последнее время значительное внимание стало уделяться изучению дисперсии показателя преломления. Одной из особенностей покрытий для дальней УФ области спектра является то, что в этом диапазоне прозрачны лишь несколько влагостойких, обладающих высокой механической прочностью материалов, а именно: MgF_2 , SiO_2 , HfO_2 и Al_2O_3 . Анализу дисперсии показателей преломления и ее влиянию на характеристики диэлектрических систем посвящена данная работа.

Основные результаты

Для аттестации пленкообразующих материалов на промышленной вакуумной установке ВУ-1А формировались пленки MgF_2 , SiO_2 и HfO_2 , толщиной, кратной $\lambda/4$, для некоторых длин волн, на подложках из кварцевого стекла марки КУ-1. По значению коэффициента пропускания в экстремуме (в минимуме для пленок с показателем преломления, большим показателя преломления кварцевого стекла – HfO_2 , и в максимуме – для пленок с показателем преломления, меньшим показателя преломления кварцевого стекла – MgF_2), были рассчитаны значения показателей преломления для тех длин волн, для которых толщина пленок была кратна $\lambda/4$. Измерения проводились на спектрофотометре СФ-26. Путем интерполяции имеющихся результатов были получены их дисперсионные зависимости. На рис.1 представлены дисперсионные зависимости показателя преломления фторида магния. Здесь же изображены значения показателей преломления, приведенные в работе [1]. На этом рисунке треугольники – экспериментальные результаты, полученные авторами, квадратики – результаты, приведенные в работе [1]. Пленки MgF_2 осаждались методом электронно-лучевого испарения при давлении остаточных газов в камере 10^{-3} Па со скоростью 0,5 нм/с на прогретую до $300^\circ C$ подложку.

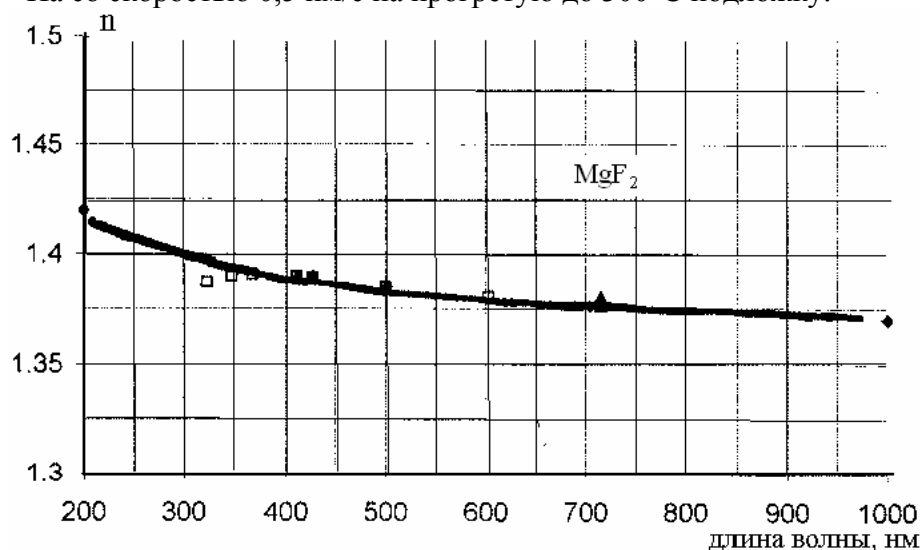


Рис. 1. Дисперсия показателя преломления пленки MgF_2 , оптическая толщина пленки 150 нм

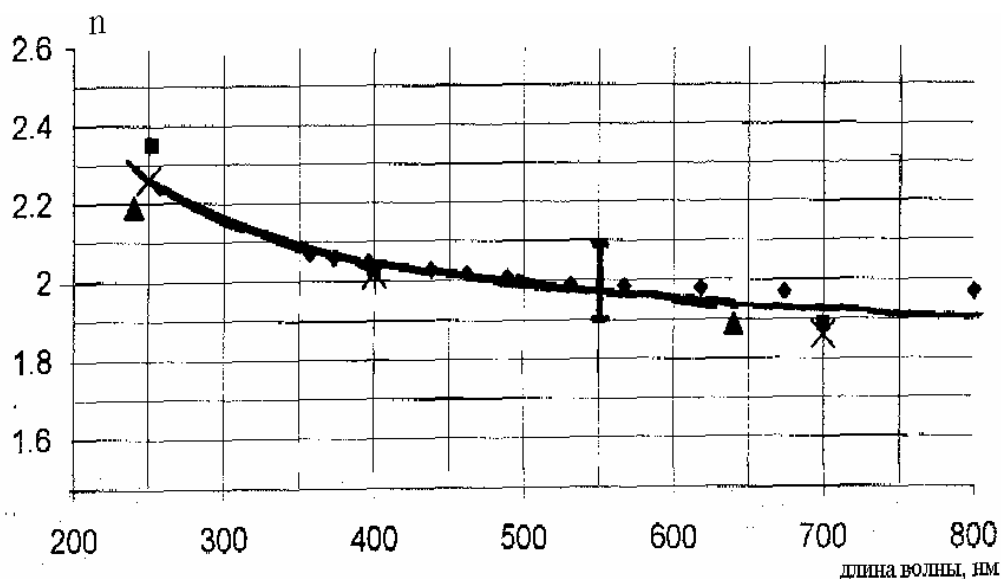


Рис. 2. Дисперсионная зависимость показателя преломления пленки HfO_2

На рис. 2 представлены дисперсионные зависимости показателя преломления оксида гафния, толщина пленки равнялась 150 нм. Пленка оксида гафния была получена методом электронно-лучевого испарения при остаточном давлении в вакуумной камере 10^{-3} Па, скорости осаждения 0,2 нм/с, на прогретой до 300°C подложке. На этом же рисунке представлены значения показателя преломления оксида гафния, приведенные в литературе [2,3]. Экспериментальные данные, полученные авторами, изображены на рисунке в виде крестиков, литературные данные – в виде ромбов и квадратов. Вертикальная линия на длине волны 550 нм изображает различие в величине показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей кристалла HfO_2 . Данные по дисперсии показателя преломления приводятся в различных литературных источниках без указания условий формирования слоев.

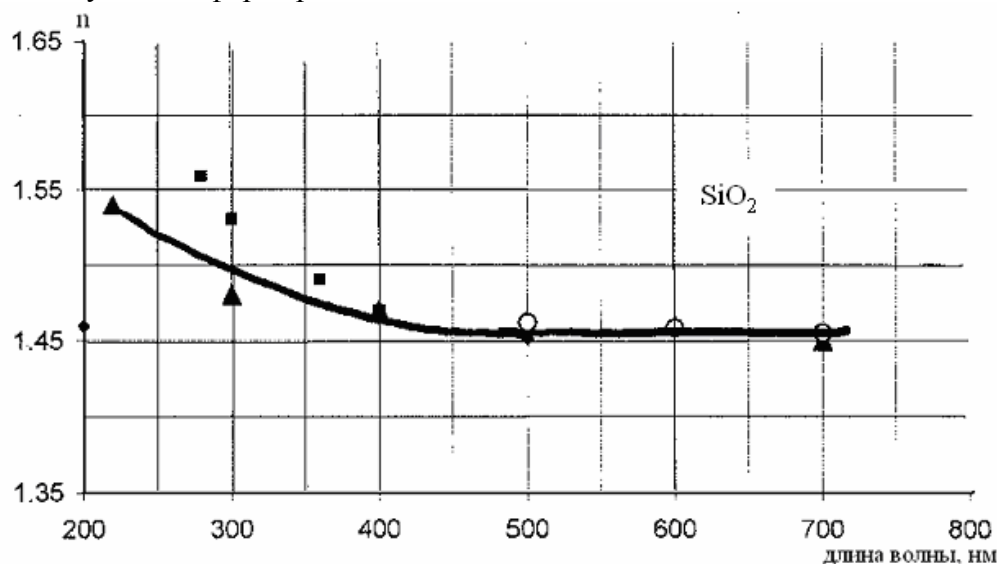


Рис. 3. Дисперсия показателя преломления пленки SiO_2 .

На рис. 3 показана дисперсионная характеристика оксида кремния. Поскольку оксид кремния обладает тем же показателем, что и плавленый кварц, измерения показателя преломления проводились по аттестации двухслойной системы, образованной четвертьволновыми слоями HfO_2 и SiO_2 . Здесь же представлены литературные данные [2,3], изображенные на рисунке в виде кружочков и прямоугольников, а экспериментальные данные, полученные авторами, изображены в виде треугольников. Осаждение пленок SiO_2 проводилось методом электронно-лучевого испарения при остаточном давлении в камере 10^{-3} Па, скорости осаждения 1 нм/с на прогретую до 300°C подложку. Четвертьволновая пленка оксида гафния на подложке из кварцевого стекла формировалась при той же температуре поверхности подложки, давлении остаточных газов в вакуумной камере и при скорости осаждения 0, 2 нм/с. В литературных данных указания об условиях осаждения пленок оксида кремния отсутствуют.

Как видно из зависимостей, приведенных на рис.1–3, для этих материалов наблюдается значительное увеличение показателей преломления в УФ-области спектра. При приближении к фиолетовой границе прозрачности пленкообразующих материалов следует отметить, что экспериментальные данные совпадают с данными, приведенными в литературных источниках с достаточной степенью достоверности. Различие в показателях преломления пленкообразующих материалов в УФ и видимой областях спектра вызывает необходимость в определении влияния дисперсии этих материалов на спектральные характеристики просветляющих покрытий в области спектра от 200 нм до 1000 нм.

С целью определения этого влияния на спектральные характеристики просветляющих покрытий, содержащих слои фторида магния, оксидов гафния и кремния, нами

были проведены расчеты спектральной характеристики разработанного ранее просветляющего покрытия с учетом полученных результатов. На рис. 4 представлены спектральные характеристики антиотражающего покрытия без учета (кривая 1) и с учетом дисперсии показателей преломления (кривая 2) пленкообразующих материалов.

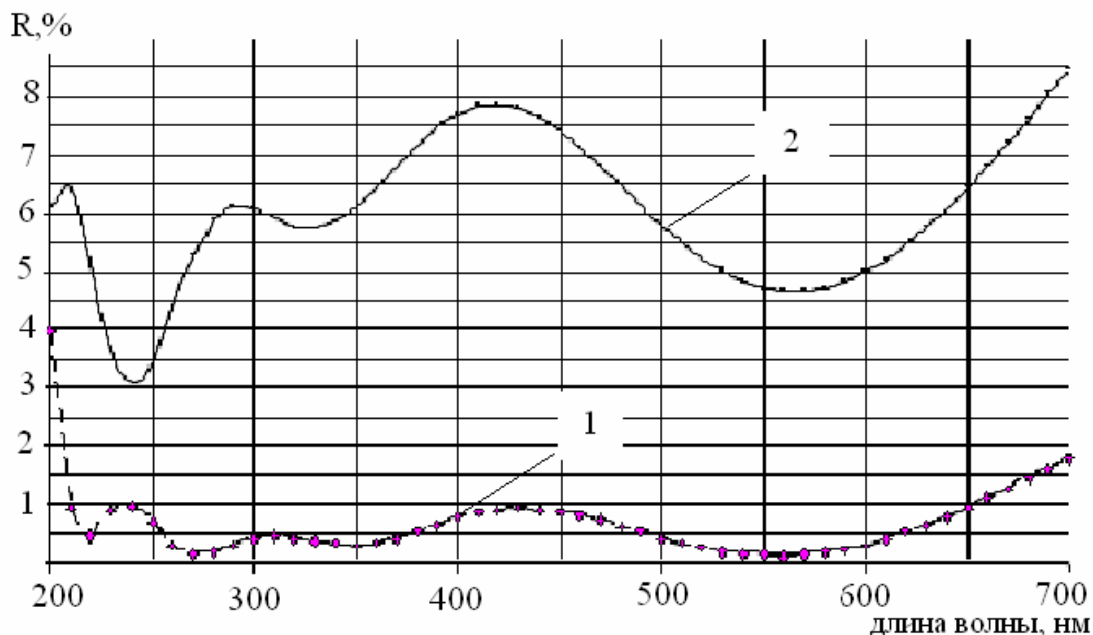


Рис. 4. Влияния дисперсии пленкообразующих материалов на спектральную характеристику просветляющего покрытия. 1 – без учета дисперсии пленкообразующих материалов, 2 – с учетом дисперсии пленкообразующих материалов

Как видно из приведенных зависимостей, по всему спектральному диапазону наблюдается значительное различие в коэффициентах отражения интерференционного покрытия, содержащего слои из исследованных нами материалов. Необходимо обратить внимание на то обстоятельство, что во всем спектральном диапазоне происходит значительный рост коэффициента отражения просветляющего покрытия. Это связано с тем, что существенно изменяются фазовые толщины слоев, образующих это покрытие.

Различия в спектральных характеристиках, полученных расчетным путем с учетом и без учета дисперсии показателей преломления пленкообразующих материалов, позволяют объяснить результаты плохого воспроизведения спектральных характеристик просветляющих покрытий при изготовлении этих покрытий в УФ области спектра. Следует также помнить, что на вид спектральной характеристики оказывает влияние не только состав пленкообразующего материала, но и условия формирования покрытия. Эти условия оказывают влияние на величину пористости покрытия. Пористость покрытия, в свою очередь, при эксплуатации этого покрытия в атмосфере определяет изменение показателя преломления слоя. Поэтому полученные нами результаты по дисперсии показателей преломления пленкообразующих материалов в области спектра от 200 до 1000 нм позволяют скорректировать конструкцию просветляющего покрытия, работающего в ультрафиолетовой и видимой области спектра.

Заключение

По результатам выполненной работы можно сделать следующие выводы.

- В УФ-области спектра наблюдается значительное увеличение показателей преломления пленкообразующих материалов по сравнению с видимой областью спектра.
- Дисперсия пленкообразующих материалов оказывает значительное влияние на спек-

тральные характеристики просветляющих покрытий, работающих в диапазоне спектра от 200 до 1000 нм.

- Конструкции интерференционных покрытий необходимо рассчитывать с учетом дисперсии показателей преломления пленкообразующих материалов, входящих в состав интерференционной системы, если она предназначена для работы в диапазоне спектра от 200 до 1000 нм.
- Аттестацию показателей преломления слоев из используемых пленкообразующих материалов следует проводить на пленках, полученных в тех же условиях (остаточное давление, температура, скорость испарения), в которых будут изготавливаться интерференционные системы, если они используются для работы в широком спектральном диапазоне.

Работа выполнена в рамках проекта 10007 «Исследование методов изготовления покрытий, создающих волновой фронт излучения для формирования лазерных пучков с предельной пространственной локализацией»

Литература

1. Оптические кристаллические материалы. Каталог. / Под ред. Г.Т. Петровского. Л., 1991 52 с.
2. Гайнутдинов И.С., Несмелов Е.А., Хайбуллин И.Б. Интерференционные покрытия для оптического приборостроения. Казань: Фэн, 2002. 591 с.
3. Воронкова Е.М. и др. Оптические материалы для ИК техники. М.: Наука, 1965. 243 с.
4. Риттер Э. Пленочные диэлектрические материалы для оптического применения. Физика тонких пленок. Т.8 М.: Мир, 1978. С. 7–60.

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ ПОДХОД В ИССЛЕДОВАНИИ СВОЙСТВ СЛАБО СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ВОЛНОВОДАХ

Л.В. Горгинская, И.Ю. Попов, Е.С. Тесовская

В задачах о тонких магнитных нанослоях часто возникает уравнение Гельмгольца с граничными условиями Неймана, которые описывают поведение баллистического электрона со спином в данной системе [1–3]. При этом тонкие слои могут иметь дефекты в виде вакансий (отверстий), которые оказывают серьезное влияние на движение электронов. Анализу двух таких проблем и посвящена настоящая статья.

1. Плоские волноводы, связанные периодической системой отверстий

В этой части работы рассматривается система двух плоских волноводов Ω_+ , Ω_- с граничными условиями Неймана, соединенных периодической системой (период L) малых отверстий диаметром $2a$. Введем декартовы координаты x_1 , x_2 . Пусть волноводы имеют ширину d_+ , d_- ($d_+ > d_-$), отверстия располагаются по линии $x_2 = 0$. Оказывается, что наличие соединяющих отверстий вызывает резонансные эффекты. Задача сводится к решению уравнения Гельмгольца в соответствующей области с условиями Неймана на границе:

$$\begin{aligned} \Delta u + k^2 u &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial n} \Big|_{\partial\Omega} &= 0. \end{aligned} \tag{1}$$

Используя условие Блоха: $\psi(x_1 + L, x_2) = e^{i\theta L} \psi(x_1, x_2)$, можно свести периодическую задачу к задаче определения квазисобственного значения (резонанса) в каждом слое (при фиксированном значении квазиимпульса θ). Точнее, мы будем искать первые члены асимптотического разложения квазисобственного значения по a около N -го отверстия при фиксированном θ . Подобные асимптотики для граничного условия Дирихле были получены в [6]. Асимптотики резонансов для волноводов, соединенных через конечное число отверстий, и задача рассеяния на одном и двух соединяющих отверстиях были исследованы в [7].

Будем использовать метод согласования асимптотических разложений ([4, 5]). Асимптотика функции Грина при граничном условии Неймана имеет вид:

$$\begin{aligned} G^\pm(x, y, k) &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{d_\pm \gamma_n^\pm (\delta_n + 1)} \cos \frac{\pi n x_2}{d_\pm} \cos \frac{\pi n y_2}{d_\pm} \exp(-\gamma_n^\pm |x_1 - y_1|), \\ \delta_n &= \begin{cases} 1, & n = 0, \\ 0, & n > 0, \end{cases} \quad \gamma_n^\pm = \sqrt{\frac{\pi^2 n^2}{d_\pm^2} - k^2}. \end{aligned} \tag{2}$$

После замены переменных $\xi = \frac{x}{a}$, используя условие Блоха, будем искать квазисобственную функцию $\psi_a(x)$ в виде

$$\psi_a(x) = \begin{cases} \pm f(k_a) \sum_{q=-\infty}^{\infty} e^{iqL\theta} G^\pm(x, x_q, k), & x \in \Omega^\pm \setminus S_{\sqrt{a}}, \\ v_{-1}(\xi) \ln a + v_0(\xi) + v_1(\xi) \ln^{-1} a + \dots, & x \in S_{2\sqrt{a}}, \end{cases} \tag{3}$$

где S_t – круг радиуса t с центром в середине отверстия, $f(k_a)$ – некоторые функции. Метод согласования сводится к поиску таких «склеивающих» функций $v_i(\xi)$, удовлетворяющих краевым условиям Неймана и являющихся решениями уравнения Лапласа, что члены соответствующих порядков в асимптотических разложениях (3) будут сов-

падать в соответствующих областях. Учитывая асимптотику функции Грина, мы можем построить асимптотику волновых функций $\psi_a^\pm(x)$, т.е. $\psi_a(x)$ в областях $\Omega^\pm \setminus S_{\sqrt{a}}$:

$$\begin{aligned} \psi_a^+(x) &= f(k_a) \left(-\frac{1}{\pi} \ln a - \frac{1}{\pi} \ln |\xi| + g^+ + \frac{1}{\gamma d_+} \sum_q e^{iqL\theta - \gamma L|q|} - \sum_{q \neq 0} \frac{i}{kd_+} e^{iqL\theta - ikL|q|} + S^+(\theta, L) \right), \\ \psi_a^-(x) &= -f(k_a) \left(-\frac{1}{\pi} \ln a - \frac{1}{\pi} \ln |\xi| + g^- - \sum_{q \neq 0} \frac{i}{kd_-} e^{iqL\theta - ikL|q|} + S^-(\theta, L) \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где $S^+(\theta, L) = \sum_{q \neq 0} \sum_{n \neq 1} \frac{1}{\gamma_n^+ d_+} e^{iqL\theta - \gamma_n^+ L|q|}$, $S^-(\theta, L) = \sum_{q \neq 0} \sum_n \frac{1}{\gamma_n^- d_-} e^{iqL\theta - \gamma_n^- L|q|}$, $\gamma = \sqrt{\frac{\pi^2}{d_+^2} - k_a^2}$, функции g^+ , g^- не имеют особенностей.

Выберем функцию $f(k_a)$ в следующем виде:

$$f(k_a) = \left(\frac{1}{\gamma} \sum_q e^{iqL\theta - \gamma L|q|} - \frac{i}{k} \sum_{q \neq 0} e^{iqL\theta - ikL|q|} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Тогда если k_a близко к резонансу ($\gamma \rightarrow 0$) и $\text{Im } k < 0$, то $f(k_a)$ примет вид:

$$f(k_a) = \left(\frac{\text{sh } \gamma L}{\gamma (\text{ch } \gamma L - \cos \theta L)} - \frac{i}{k} \frac{e^{-ikL} \cos \theta L}{1 - e^{-ikL} \cos \theta L} \right)^{-1}. \quad (6)$$

Запишем асимптотику для этой функции в следующем виде:

$$f(k_a) = A(\theta, L) + \tau_1 \ln^{-1} a + \tau_2 \ln^{-2} a + \dots, \quad (7)$$

где

$$A(\theta, L) = \frac{k(1 - \cos \theta L)(1 - e^{-ikL} \cos \theta L)}{kL(1 - e^{-ikL} \cos \theta L) - i(1 - \cos \theta L)e^{-ikL} \cos \theta L}.$$

Используя метод согласования, найдем коэффициент τ_1 как функцию от θ и L . Учитывая (4), (5) и (7), выпишем коэффициенты при a^0 в разложении (4):

$$\begin{cases} \frac{1}{d_+} - \frac{\tau_1}{\pi} + A(\theta, L) \left(-\frac{1}{\pi} \ln |\xi| + g^+ + S^+ \right) \\ v_0(\xi) \\ \frac{\tau_1}{\pi} - A(\theta, L) \left(-\frac{1}{\pi} \ln |\xi| + g^- + S^- \right) \end{cases} \quad (8)$$

Процедура согласования дает наиболее подходящий выбор функции $v_0(\xi)$:

$$v_0(\xi) = \begin{cases} -A(\theta, L)(\ln |\xi| + \ln 2) + C_q, \\ A(\theta, L)(\ln |\xi| + \ln 2) + C_q, \end{cases} \quad (9)$$

где константы C_q обеспечивают согласование соответствующих членов в областях Ω_+ , Ω_- . Сравнивая члены порядка a^0 , получаем выражение для коэффициента τ_1 :

$$\tau_1(\theta, L) = \frac{\pi}{2d_+} + \frac{\pi}{2} A(\theta, L) \left[g^+ + g^- + S^+(\theta, L) + S^-(\theta, L) + \frac{2}{\pi} \ln 2 \right]. \quad (10)$$

Окончательно, учитывая (7), получаем асимптотику для квазисобственного значения k_a при фиксированном значении θ :

$$k_a^2 = \frac{\pi^2}{d_+^2} - B(\theta, L) \ln^{-1} a + \dots,$$

где $B(\theta, L) = \frac{6(1 - \cos \theta L)^2}{A^2(\theta, L)(2 + \cos \theta L)L^3} \cdot \tau_1(\theta, L)$.

Рис.1(а) и 1(б) показывают зависимость вещественной и мнимой части коэффициента $B(\theta, L)$ от θ при фиксированном периоде ($L = 1.5 d_+$).

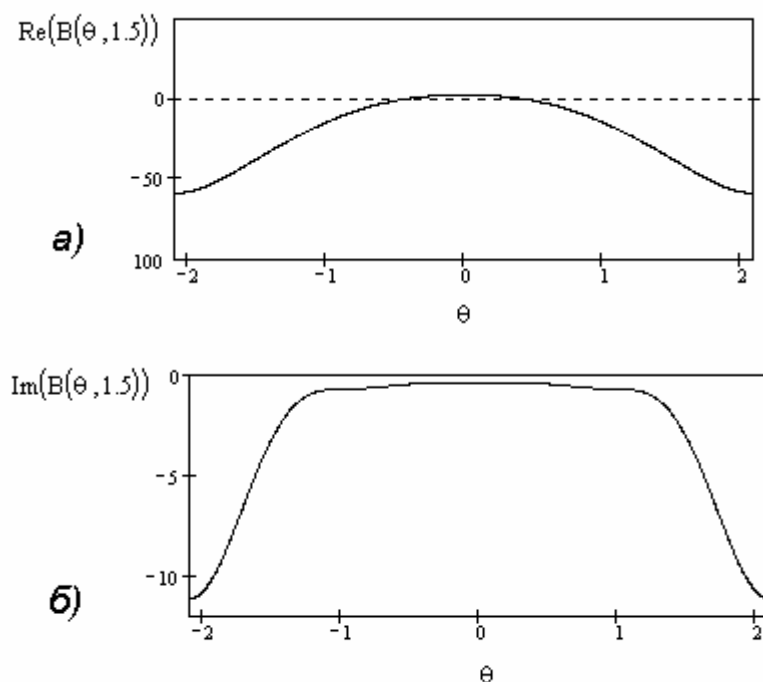


Рис.1. Зависимость коэффициента в асимптотике квазисобственного значения для слоя оператора от квазиимпульса θ , а) – вещественная часть, б) – мнимая часть коэффициента $B(\theta, L)$.

2. Резонансы в связанных нанослоях

Металлические магнитные нанослои представляют широкий класс низкоразмерных магнитных систем. В последние годы большое внимание уделяется структурам с очень тонкими магнитными нанослоями, так как в этих системах экспериментально были реализованы непрерывные переходы от трехмерного к двумерному магнетизму. При выращивании тонких магнитных слоев необходимо учитывать, что возможны дефекты в их структуре. Эти дефекты приводят к потере однородности и появлению отверстий. В тонких магнитных нанослоях тип граничных условий для волновых функций баллистических электронов зависит от ориентаций их спинов и заполненности соответствующих систем уровней. А именно, если все уровни для электрона с фиксированным спином в данном слое заполнены, то его волновая функция на границе этого слоя удовлетворяет условию Дирихле. В случае же наличия свободных уровней ситуация меняется, в частности, может реализоваться граничное условие Неймана. Кроме того, имеется возможность управлять граничными условиями при помощи внешних полей. В связи с этим возникает задача исследования электронного баллистического транспорта в связанных магнитных слоях при различных граничных условиях.

Рассмотрим систему трех тонких трехмерных магнитных нанослоев, в среднем слое которой присутствуют дефекты (отверстия). Обозначим области, разделенные тонким слоем с дефектами, через Ω_+, Ω_- соответственно. Пусть их ширина равна d_+, d_- , а соединены они через малые отверстия размерами w_q^a с центрами в точках x^q , $x^q \in \{(x_1, x_2, 0), x_i \in R\}$. Пусть $d_+ > d_-$. Асимптотика резонанса k_a^2 в зависимости от полуширины отверстия близка к порогу π^2/d_+^2 оператора Лапласа с граничными условиями Неймана. Нижняя граница непрерывного спектра лапласиана Неймана равна нулю

(для лапласиана Дирихле она больше нуля). Квазисобственные значения (резонансы) близки ко второму (третьему, четвертому и т.д.) порогу. Будем искать главные члены асимптотического разложения резонанса, близкого ко второму порогу. Точнее, найдем коэффициенты τ_1 и τ_2 в следующем асимптотическом разложении:

$$\log^{-1} \sqrt{\frac{\pi^2}{d_+^2} - k_a^2} = \tau_1 a + \tau_2 a^2 + \dots$$

Функция Грина для уравнения Гельмгольца с граничным условием Неймана выглядит так:

$$G^\pm(x, y, k) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2}{d_\pm (\delta_{n_0} + 1)} \cos \frac{x_3 \pi n}{d_\pm} \cos \frac{y_3 \pi n}{d_\pm} \frac{i}{4} H_0^{(1)} \left(i \sqrt{\frac{\pi^2 n^2}{d_\pm^2} - k^2} \sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2} \right),$$

где $x = (x_1, x_2, x_3)$. x_1, x_2, x_3 - декартовы координаты точки x (ось x_3 выбрана перпендикулярно плоскости слоев). Для дальнейшего необходимо знать асимптотику функции Грина в окрестности особенности для собственного значения, близкого к порогу. При $d_+ > d_-$

$$G^+(x, 0, k) = -\frac{1}{\pi d_+} \log \sqrt{\frac{\pi^2}{d_+^2} - k^2} + \frac{1}{2\pi a |x|} + g^+(x, k),$$

$$G^-(x, 0, k) = \frac{1}{2\pi a |x|} + g^-(x, k),$$

где $g^+(x, k)$ и $g^-(x, k)$ - функции, не имеющие особенностей.

Запишем волновую функцию $\psi_a(x)$ в соответствующих областях (для случая одного соединяющего отверстия)

$$\psi_a(x) = \begin{cases} \pm \log^{-1} \sqrt{\frac{\pi^2}{d_\pm^2} - k_a^2} a_0 G^\pm(x, 0, k_a) + \dots, & x \in \Omega^\pm \setminus S_{\sqrt{a}}, \\ v_o\left(\frac{x}{a}\right) + v_1\left(\frac{x}{a}\right)a + \dots, & x \in S_{2\sqrt{a}}, \end{cases}$$

где S_t - шар радиуса t с центром в центре отверстия, a_0 - некоторый коэффициент. Процедура склеивания асимптотических разложений (см. п.1) заключается в выборе функций $v_i(x/a)$. Для случая n соединяющих отверстий процедура аналогична. Чтобы найти τ_1 , выбираем следующую функцию (в локальных координатах в окрестности отверстия w_i):

$$v_1 = \begin{cases} -\frac{\tau_1}{C_{w_i} \pi} + \frac{\tau_1}{2\pi |x|}, \\ -\frac{\tau_1}{2\pi |x|}. \end{cases}$$

Здесь C_{w_i} - емкость i -го отверстия. И для τ_1 в случае n соединяющих отверстий получено выражение:

$$\tau_1 = \begin{cases} \frac{1}{d_+} \sum_{i=1}^n C_{w_i}, & d_+ > d_-, \\ \frac{2}{d} \sum_{i=1}^n C_{w_i}, & d_+ = d_- = d, \end{cases}$$

Для нахождения τ_2 выбирается функция v_2 :

$$v_2 = \begin{cases} -\frac{\tau_2}{C_{w_i} \pi} + \frac{\tau_2}{2\pi |x|} + A, \\ -\frac{\tau_2}{2\pi |x|} + A, \end{cases}$$

где A - константа, и τ_2 - собственное число матрицы $\Gamma = \{\gamma_{i,q}\}$:

$$\gamma_{i,i} = -\tau_1 \pi C_{w_i} (g^+(x_i, k) + g^-(x_i, k))|_{k=\pi d_+}$$

$$\gamma_{i,q} = -\tau_1 \pi C_{w_i} (G^+(x_i, x_q, k) + \frac{1}{\pi d_+} \log \sqrt{\frac{\pi^2}{d_+^2} - k^2} + G^-(x_i, x_q, k))|_{k=\pi d_+}.$$

3. Задача рассеяния в нанослоях

Особо интересно исследовать асимптотическими методами задачу рассеяния баллистического электрона в тонких магнитных слоях при наличии малых дефектов (вакансий) в разделяющем слое. Изучение проблемы рассеяния электрона при помощи асимптотических методов имеет специфические черты. Если волновое число пришедшей волны фиксировано и отличие от резонансной величины k_a мало, то при достаточно малом a рассеяния не будет. Поэтому соответствующий член асимптотики будет равен нулю. Чтобы обойти это препятствие, мы предполагаем, что k близко к резонансу и отклонение от резонанса характеризуется разностью между c и τ_2 :

$$\log^{-1} \sqrt{\frac{\pi^2}{d_+^2} - k^2} = \tau_1 a + c a^2 + \dots$$

Используя аналогичный метод согласования, была получена амплитуда рассеяния волны на одном соединяющем отверстии. Она имеет круговую симметрию, и квадрат ее абсолютного значения α равен:

$$\alpha = \frac{1}{16\pi^2} \left| g^+(x, k) + g^-(x, k) + \frac{c}{\pi d_+ \tau_1^2} \right|^{-2}.$$

Самые интересные результаты были получены при изучении рассеяния баллистического электрона на двух соединяющих отверстиях. Функция рассеяния (V и W – векторы пришедшей и рассеянной волны, соответственно) в этом случае имеет вид:

$$f(v, w, k) = \alpha_1 + \alpha_2 e^{ikw},$$

где

$$\alpha_1 = \frac{(c^{(1)} + G)e^{-ikv} + (c^{(1)} + g)}{(2c^{(1)} + g + G)(g - G)},$$

$$\alpha_2 = \frac{(c^{(1)} + g)e^{-ikv} - (c^{(1)} + G)}{(2c^{(1)} + g + G)(g - G)},$$

$$c^{(1)} = \frac{c\pi d_+}{16},$$

$$G = G^+(x_1, x_2, k) + \frac{1}{\pi d_+} \log \sqrt{\frac{\pi^2}{d_+^2} - k^2} + G^-(x_1, x_2, k),$$

$$g = g^+(x_1, k) + g^-(x_1, k).$$

Для этого случая были построены диаграммы направленности (рис. 2).

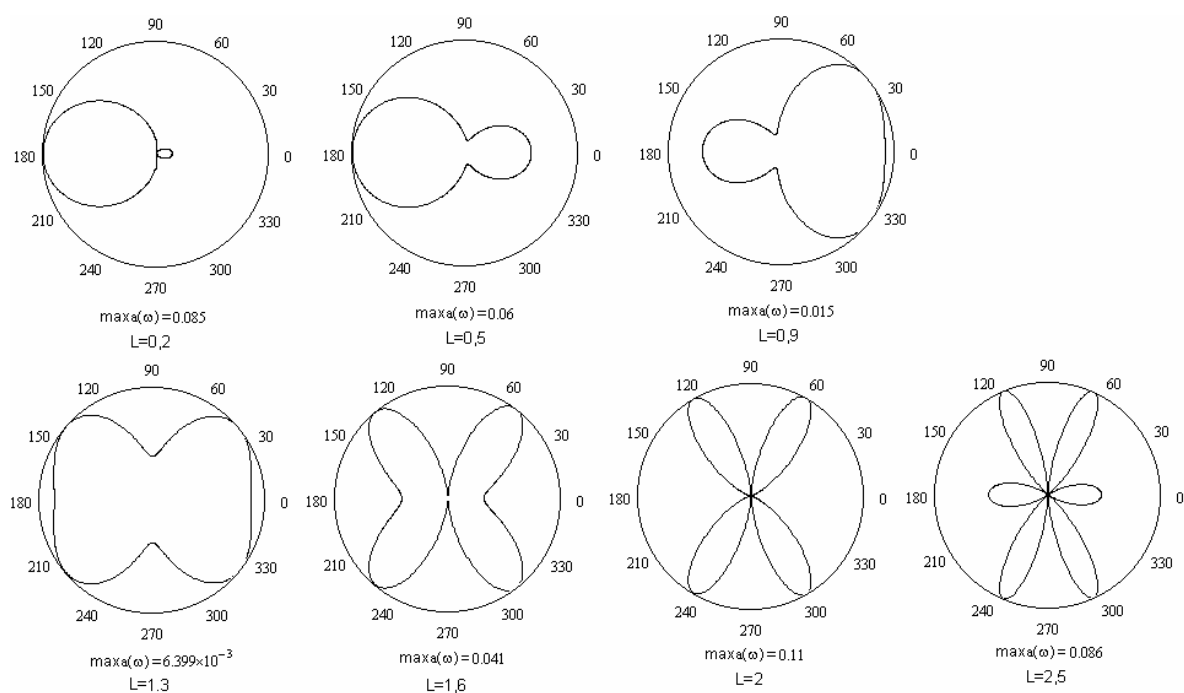


Рис. 2. Диаграммы направленности рассеяния баллистического электрона на двух соединяющих отверстиях при угле падения $\nu = \frac{\pi}{6}$ и $c = 1$. Расстояние между отверстиями задано в единицах ширины Ω_+ .

Работа поддержана грантом Министерства образования России (грант Т02-02.2-599) и программой «Интеграция».

Литература

1. Bruno P. // Phys. Rev. B. 1995. 52 (1). P.411–439.
2. Uzdin V.M., Yartseva N.S. // J. Magn. Magn. Mater, 1996. 156. P. 193–194.
3. Duclos P., Exner P. // Rev. Math. Phys. 1995. V. 7. P. 73-102.
4. Ильин А.М. Согласование асимптотических разложений решений краевых задач. М.: Наука, 1989. 334 с.
5. Гадыльшин Р.Р. // УМН. 1997. Т. 52 № 1. С.3-76.
6. Роров I.Yu. // J. Math. Phys. 2002. V. 43. № 1. P. 215–234.
7. Гортинская Л.В., Тесовская Е.С., Попов И.Ю. / Научно-технический вестник СПбГИТМО (ТУ). 2003. Выпуск 9. С. 22–28.

РОЛЬ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ И ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ В ВЫБОРЕ АДЕКВАТНЫХ ДОЗ ИК ОБЛУЧЕНИЯ ОДНОКЛЕТОЧНЫХ ОРГАНИЗМОВ

А.Б. Веселовский, А.С. Митрофанов, Д. Сидельников, С.И. Фокин,
Л.М. Студеникин, Л.И. Янтарева

В работе рассматривается роль плотности мощности инфракрасного излучения и длительности воздействия (времени экспозиции) при выборе оптимальных энергетических доз облучения биологических объектов. На примере одноклеточных организмов показано, что чрезмерно высокая плотность мощности излучения даже при минимальных экспозициях может вызвать дисфункциональные и деструктивные изменения в клетках

Введение

В клинической практике все более широкое применение находят полупроводниковые лазеры, генерирующие инфракрасное излучение.

Инфракрасное (ИК) излучение (800–1400 нм) проникает на глубину 40–70 мм. Поглощаясь молекулами воды, кислорода, ИК излучение превращается в тепловую вибрацию молекул. Особенностью физико-химических механизмов действия ИК излучения является повышение температуры клеточных мембран. Это приводит к градиенту температур в околосмембранных областях, который обеспечивает термодиффузионный отток ионов Na^{++} и K^{+} от мембраны. Вследствие этого происходит раскрытие белковых каналов и активация транспорта ионов и активных молекул, изменяется электрохимический ионный баланс, увеличивающий энергию клетки. Широкое практическое применение ИК излучения определяется широким спектром его лечебного действия: ускорение ферментативных реакций и повышение обменных процессов в организме; образование биологически активных веществ (гистамина, АЦХ, брадикинина) и продуктов белкового распада, расширение сосудов и ускорение кровотока в результате нейро-гуморального и нервно-рефлекторного действия биологически активных веществ. Тепловое действие ИК-излучения приводит к спазмолитическому эффекту, уменьшению ригидности, снижению напряжения поперечно-полосатых мышц, снятию болевых синдромов.

Известно, что терапевтический эффект любого воздействия на организм определяется его параметрами. Любая функциональная система на уровне клетки и ткани работает на низком энергетическом уровне, в силу чего большое количество энергии не повышает, а наоборот, угнетает функцию системы [1, 2].

Данные литературы свидетельствуют об очень большом разбросе значений доз (энергетических экспозиций E_s) лазерного облучения, используемого в практике: от 0,002 до десятков Дж/см². С этим связана противоречивость получаемых исследователями данных о реакциях различных систем организма на лазерное воздействие.

Экспериментальные исследования показали, что не всегда существует пропорциональная зависимость доза/эффект, кривые носят преимущественно колоколообразный характер [3], а плотность мощности излучения и длительность воздействия (время экспозиции) являются самостоятельными параметрами, имеющими принципиально важное значение. В данной работе под плотностью мощности излучения понимается поверхностная плотность мощности (облученность P_s [мВт/см²]).

При выборе плотности мощности излучения и времени экспозиции необходимо учитывать, что на характер ответной реакции биологической системы существенное влияние оказывает ее исходное функциональное состояние. Кроме того, тепловой эффект ИК-излучения может привести к дисфункциональным и деструктивным последствиям вследствие чрезмерного повышения температуры ткани. Поскольку при одной и той же дозе облучения можно воздействовать большой плотностью мощности короткой

промежуток времени и, наоборот, длительное время облучать малой плотностью мощности, выбор исходных параметров облучения требует особого внимания.

Известно, что все эффекты биоактивации организма начинаются с реакций на клеточном уровне. В связи с этим представлялось целесообразным изучить реакцию одноклеточного организма на воздействие инфракрасного лазерного (ИКЛ – 850 нм) и инфракрасного светодиодного (ИКС – 980 нм) излучения при разных дозах облучения ($0,5\text{--}10,0 \text{ Дж/см}^2$) и при разных исходных параметрах облучения: плотности мощности и времени экспозиции.

Материал, оборудование и методы

В качестве модели фотобиологического эффекта были выбраны одноклеточные простейшие, инфузории *Spirostumum ambiguum* (сем. Spirostomedia, кл. Polihymenophora), имеющие особое строение реснитчатого аппарата (кинетосом, мионом). Уровень функциональной активности двигательного аппарата зависит от изменения мембранного потенциала, активации энергетического метаболизма (АТФ), проницаемости для Ca^{++} .

Наблюдения за двигательной активностью *Spirostumum*, имеющих длину тела 0,7–0,9 мм и ширину 0,05 мм, осуществляли с помощью телевизионного микроскопа МТ-9 (ЛОМО). Скорость движения (мм/сек) рассчитывали по специальной компьютерной программе (Video Test 4.0 ISTA Ltd. St-Petersburg), позволяющей оценивать геометрические и скоростные параметры видеозаписи. Температуру среды регистрировали микродатчиком от специального электротермометра. Плотность мощности лазерного излучения ($\lambda = 850 \text{ нм}$), проходящего в кювету, составляла 140 и 1000 мВт/см²; светодиодного излучения ($\lambda = 980 \text{ нм}$) – 30 мВт/см². Облучение проводилось при дозах 0,5 Дж/см²; 1,0 Дж/см²; 5,0 Дж/см² и 10 Дж/см² от аппарата «Спектр ЛЦ» (УНП «Лазерный центр ИТМО»).

Время облучения при плотности мощности 30 мВт/см² (светодиодное излучение) составляло, соответственно дозам, 17 сек, 35 сек, 165 сек и 330 сек.

В случае лазерного облучения:

- при плотности мощности 140 мВт/см² время облучения составляло 3,5 сек, 7 сек, 35 сек и 70 сек,
- при плотности мощности 1000 мВт/см² время облучения составляло 0,5 сек, 1 сек, 5 сек и 10 сек.

В последнем случае, за счет использования оптического волокна, достигалась возможность облучения каждой особи в отдельности. В целях обеспечения локальности воздействия и увеличения плотности мощности излучения был использован оптический световод фирмы «Воло», представляющий собой многомодовое моноволокно в полимерной оболочке с диаметром сердцевины 0,4 мм. Для ввода лазерного излучения в волокно и минимизации потерь был спроектирован и изготовлен специальный стыковочный узел, трехмерная модель которого представлена на рис. 1.

Лазерный диод помещается в теплоотвод (1) и фиксируется резьбовым кольцом (2). Переходная втулка (3) завинчивается в теплоотвод до упора с резьбовым кольцом. Размеры втулки и резьбового кольца таковы, что в собранном положении внутренняя поверхность втулки не оказывает давления на излучатель. В свободное отверстие втулки вставляется входной конец волокна, имеющий ограничитель, и фиксируется резьбовым соединением. Торец волокна находится в одной плоскости с внутренней поверхностью втулки и имеет зазор с поверхностью лазерного диода $0,2 \pm 0,1 \text{ мм}$, что предохраняет его от возможного механического повреждения. Этот зазор обеспечивается размерами втулки и резьбового кольца с соответствующими допусками (из-за ограниченности возможностей программы SolidWorks(r), в которой проектировалась данная конструкция, резьба на трехмерной модели не показана).

Для экспериментальных исследований инфузории *Spirostumum* помещались в специальные ячейки (имеющие диаметр 6,0 мм и высоту 10 мм) в планшетах для иммунологических исследований с питательной средой.

Инфузории *Spirostumum* были разделены на 4 группы:

1 группа - интактные, необлученные особи,

2 группа – особи, облученные ИК светодиодным излучением ($P_S = 30 \text{ мВт/см}^2$),

3 группа - особи, облученные ИК лазерным излучением ($P_S = 140 \text{ мВт/см}^2$),

4 группа - особи, облученные ИК лазерным излучением ($P_S = 1000 \text{ мВт/см}^2$).

Каждая группа делилась на 4 подгруппы по дозе облучения: 0,5; 1,0; 5,0; 10 Дж/см². Наблюдение за поведением инфузорий проводилось через 30 мин, 4 часа и 24 часа.

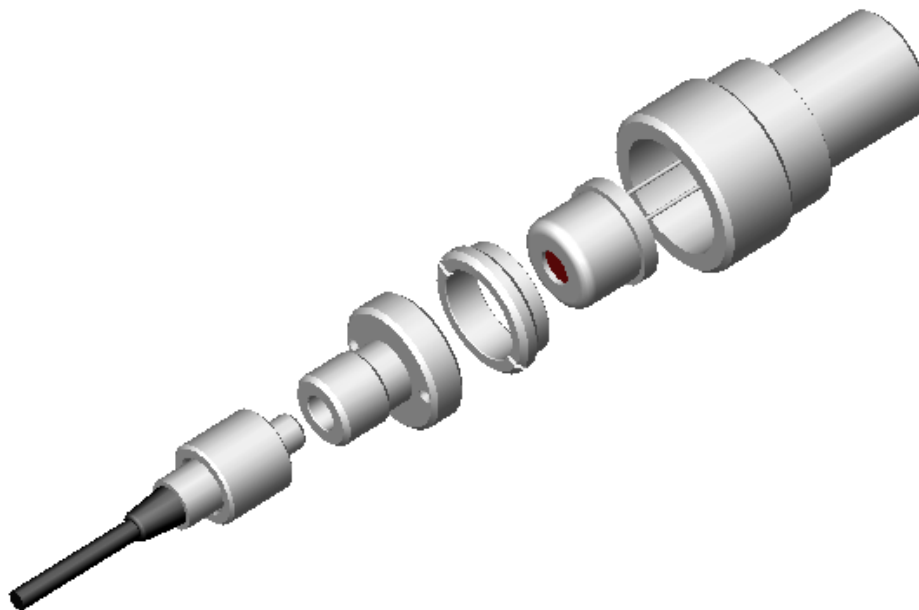


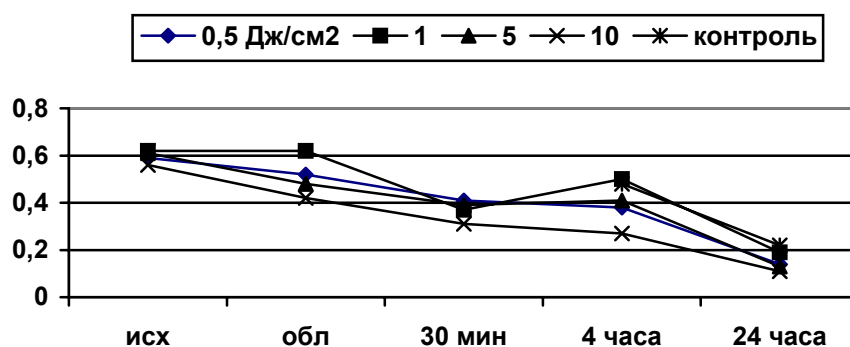
Рис. 1 Трехмерная модель узла стыковки лазера с оптическим волокном
1 - теплоотвод; 2 - полупроводниковый лазерный излучатель; 3 - резьбовое кольцо;
4- переходная втулка; 5 - входной торец волокна.

Результаты исследования

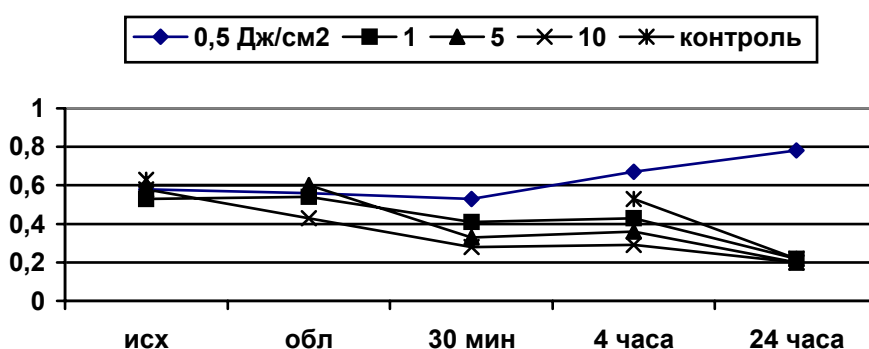
Исследования показали, что в 1-й контрольной группе скорость движения интактных особей составляла, в среднем, 0,63 мм/сек. Через 4 часа достоверных изменений скорости движения не отмечалось (0,53 мм/сек, $p < 0,05$), а через 24 часа движение особей, находящихся в той же ячейке, резко замедлялось (0,22 мм/сек, $p < 0,05$). Здесь и в дальнейшем p – это уровень значимости, который является дополнением доверительной вероятности до 1 и указывает на возможную вероятность ошибочности. Достоверность результатов, в соответствии с программой обработки данных, оценивалась по уровню значимости p .

Как следует из рис.2а, светодиодное облучение ($\lambda = 980 \text{ нм.}$) с разными дозами не оказывало влияния на скорость движения инфузорий, но через 4 часа на фоне общего снижения скорости движения ($p < 0,05$) были выявлены некоторые различия. Более активными оказались особи, облученные дозой 0,5–5,0 Дж/см² (скорость движения составляла 0,39–0,41 мм/сек). При облучении дозой 10,0 Дж/см² скорость движения особей падала и через 24 часа не отличалась от контрольной. Таким образом, ИК-светодиодное облучение с разными дозами облучения не оказывало существенного влияния на функциональную активность двигательного аппарата инфузорий, несмотря на повышение температуры на 3,5°C.

а) ИК-св-30мВт/см²



б) ИКЛ-140 мВт/см²



в) ИКЛ-1000 мВт/см²

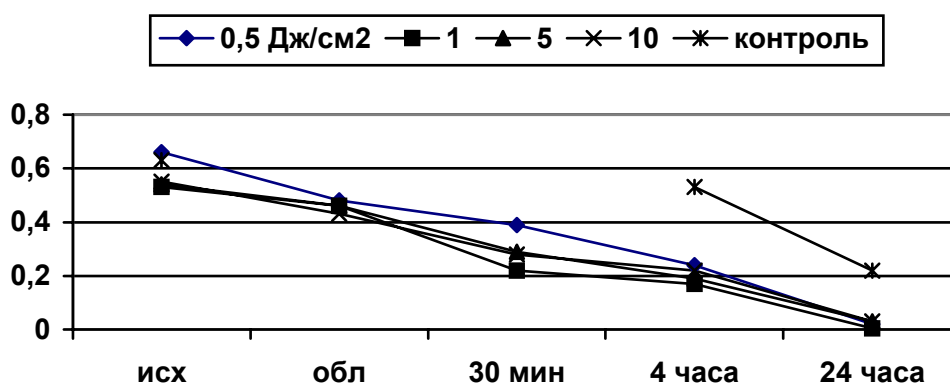


Рис. 2 Скорость движения инфузорий в питательной среде

Как следует из рис. 2б, сразу после облучения ИК лазерным излучением ($P_S=140\text{мВт/см}^2$) с разными дозами поведение инфузорий не отличалось от контрольного, но через 4 часа отмечалось достоверное повышение активности особей, облученных дозой $0,5\text{ Дж/см}^2$ – скорость движения ($0,67\text{ мм/сек}$) была достоверно выше исходной ($0,58\text{ мм/сек}$, $p < 0,05$). Во время облучения температура среды повышалась от $0,6^\circ\text{C}$ (при дозе $0,5\text{ Дж/см}^2$) до $2,2^\circ\text{C}$ (при дозе $10,0\text{ Дж/см}^2$), что не оказало существенного влияния. Через 24 часа стимулирующий эффект ИК лазерного облучения дозой $0,5\text{ Дж/см}^2$ сохранялся – скорость движения ($0,78\text{ мм/сек}$) была достоверно выше, чем в контроле и при других дозах облучения.

Использование целенаправленного излучения от волокна с высокой плотностью мощности ($P_S = 1000\text{ мВт/см}^2$), не изменяющего температуру среды даже при самых

больших дозах, показало выраженное угнетающее влияние (см. рис. 2в) как на скорость движения (при дозах 0,5–10 Дж/см²), так и на жизнедеятельность. Через 4 часа особи останавливались и превращались в неподвижные спороподобные образования, расплавляющиеся через 24 часа.

Заключение

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что при проведении физиотерапевтических процедур облучения ИК излучением выбор оптимальной дозы облучения связан с оптимальным выбором плотности мощности излучения и времени экспозиции.

Чрезмерно высокая плотность мощность излучения даже при минимальных экспозициях (0,5 сек) вызывает выраженные дисфункциональные и деструктивные изменения в клетках.

Вполне вероятно, что реакция одиночной клетки на облучение направлена на поддержание постоянства только своей физиологии. В организме поведение клетки определяется интересами организма в целом, поэтому реакция клеток неоднозначна. Чем более высокоорганизованна система, тем более она чувствительна к воздействиям излучения оптического диапазона.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что при решении терапевтических задач увеличение дозы облучения является последней возможностью коррекции патологии.

Литература

1. Обросов А.Н. О теориях рефлекторного механизма действия физических факторов и функциональных систем организма // Вопросы курортологии. 1985. № 3. С.46-48
2. Козлов В.И., Буйлин В.А. Лазеротерапия с применением АЛТ «Мустанг» // М.: Техника, 1998. С.33–39
3. Москвин С.В., Буйлин В.А. Оптимизация лазерного воздействия // В сб. Низкоинтенсивная лазерная терапия, М., 2000. С.141–210

МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КОНТРОЛЯ ЛУЧЕВОЙ ПРОЧНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Э.С. Путилин, С.Ф. Старовойтов

Для обеспечения метрологических вопросов контроля лучевой прочности оптических материалов обобщены и систематизированы результаты работ многих авторов и выданы рекомендации по их использованию.

Введение

Оценка лучевой прочности оптических материалов включает в себя знание параметров воздействующего излучения и обеспечение стабильности работы лазерного источника. К таким параметрам следует отнести: длительность, форму и энергию импульса, длину волны, временное и пространственное распределение излучения, форму волнового фронта, расходимость, частоту следования импульсов, тип поляризации, направление и угол падения излучения.

Для метрологического обеспечения процесса контроля лучевой прочности необходимо выбрать способ измерения параметров воздействующего излучения, критерий разрушения, способ измерения эквивалентной площади воздействия, эталон лучевой прочности при относительных измерениях.

Момент начала необратимых изменений свойств диэлектрика при лазерном воздействии фиксируется разными авторами способами, отличающимися по чувствительности. Это наблюдение зоны воздействия в обычный (светлое, темное поле) или растровый электронный микроскоп; фиксация плазменного факела визуально или фотоэлектрически; измерение характеристик отраженного, рассеянного или прошедшего силового или контрольного светового пучка; фотоакустического сигнала. Любому из перечисленных способов регистрации свойственно статистическое распределение результатов измерений. Такие же вероятностные оценки необходимы при определении величины порога разрушения (нестабильность во времени и пространстве излучения лазерного источника). Процессы образования макроразрушения также подчиняются вероятностным законам [1] (например, масштабный, временной и температурный факторы). Вследствие всех этих причин истинное значение лучевой прочности зависит от величины области взаимодействия, длительности импульса и температуры.

Основные результаты

Для всех изученных оптических материалов зависимость вероятности появления разрушения от плотности мощности (энергетической освещенности) можно получить, основываясь на статистической природе пороговых значений лазерного повреждения (E_p) в виде экспоненциальной функции типа: $P \cong 1 - \exp(-k E_p)$, где k – постоянная [2]. Например, для поверхности стекла марки К8 (рис.1) такая зависимость [3] позволяет определить порог разрушения с вероятностью 0,5.

В одной из первых работ по временной и размерной зависимостям [4] авторы приводят простую формулу для их связи с порогом разрушения H_p (Дж/см)²:

$$H_p = \gamma \frac{\sqrt{\tau_{0,5}}}{d_b^m},$$

где γ и m – коэффициенты, определяемые природой материала и качеством обработки поверхности; $\tau_{0,5}$ – длительность лазерного импульса на уровне 0,5 от максимальной интенсивности; d_b – диаметр зоны лазерного воздействия. Естественно, что γ с увеличением d_b не будет зависеть от длительности импульса (рис. 2). Аналогичная связь описана авторами работы [5].

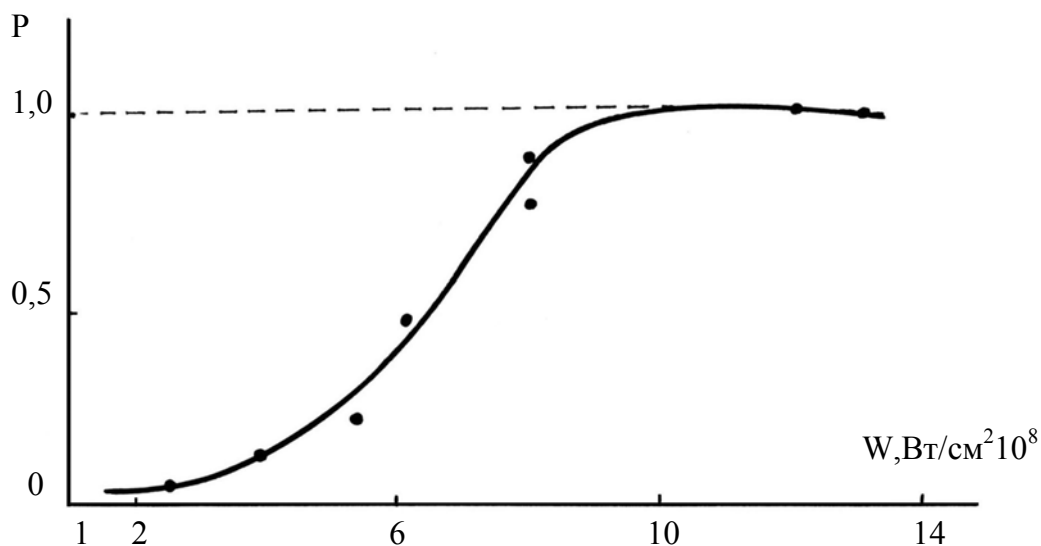


Рис.1. Зависимость вероятности пробоя от плотности потока на поверхности образца из стекла К8.

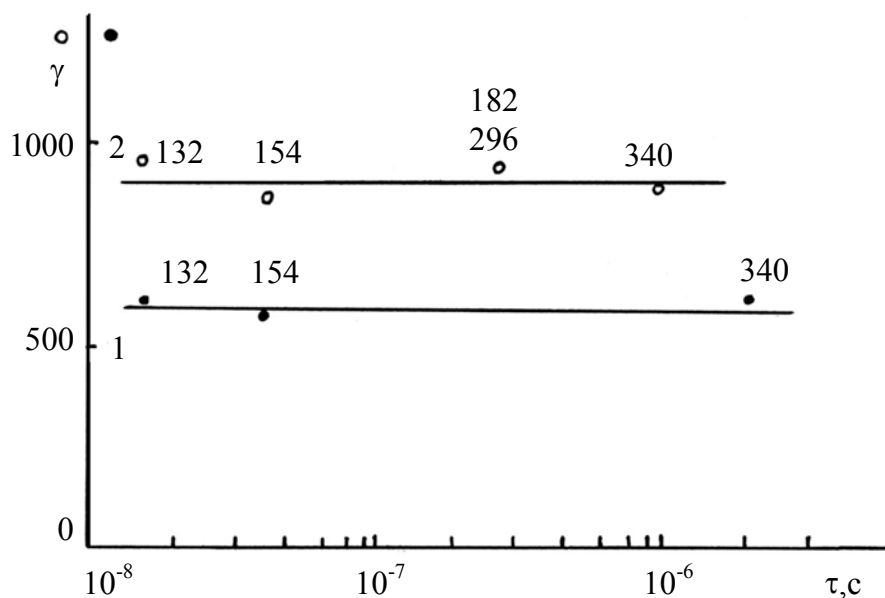


Рис.2. Зависимость $\gamma = \frac{H_p \cdot d^m}{\sqrt{\tau_{0,5}}}$ от длительности импульса для полированной поверхности сапфира (светлые кружки) ($m=1,35$) и стекла К8 (черные кружки) ($m=3,4$). Около точек указаны диаметры облучаемого участка в мкм.

Бужинский и Поздняков предложили [6] эмпирическую формулу для связи порогов разрушения при различных длительностях и одинаковой площади воздействия:

$$E_p^{\tau_2} = E_p^{\tau_1} \left(\frac{\tau_1}{\tau_2} \right)^{1/2}.$$

На рис.3 в двойном логарифмическом масштабе представлена эта зависимость для поверхности стекла К8 ($\lambda=1,06\text{мкм}$). Здесь же проставлены значения лучевой прочности, полученные другими авторами. Линейную зависимость $\lg E_p = d - k \lg \tau_{0,5}$ можно преобразовать к виду $E_p \tau_{0,5}^k = c$ где c – коэффициент, определяемый материалом вещества, k – постоянная. Тогда корреляционная зависимость для стекла марки К8 есть:

$\lg E_p = 4,8 - 0,6 \lg \tau_{0,5}$ На рис.3 для сравнения приведены также аналогичные зависимости для полупроводника GaAs [7] ($\lg E_p = 3,1 - 0,6 \lg \tau_{0,5}$) и пленки Al толщиной 1000 Å.

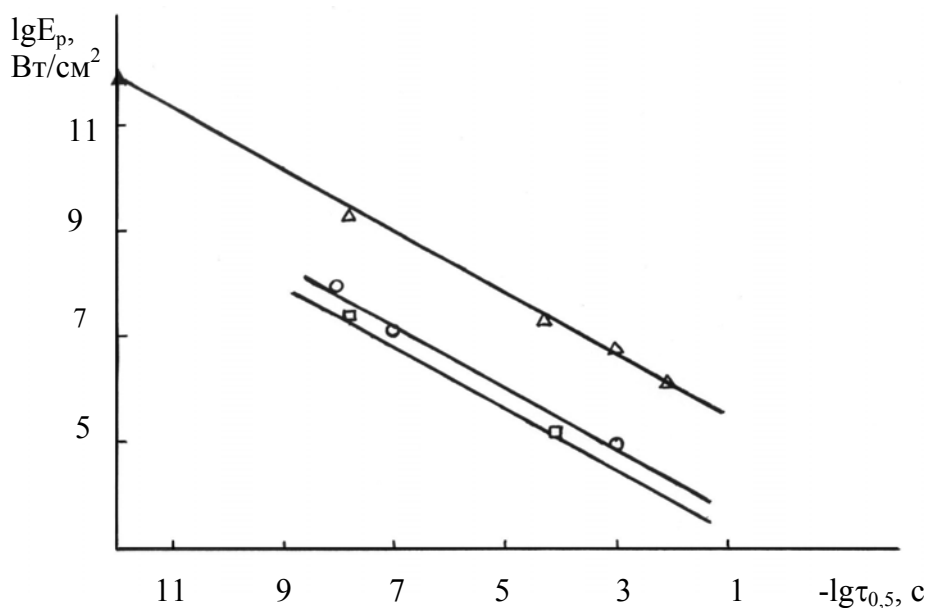


Рис.3. Временная зависимость ($\lambda=1,06\mu\text{м}$, $d \geq 0,5\text{мм}$) лучевой прочности поверхности стекла К8 (Δ -[6], \blacktriangle -[8]); GaAs (\circ -[7]); пленки Al (\square -[9])

Последняя получена нами при $d_b=100\mu\text{м}$ ($\lg E_p = 2,8 - 0,6 \lg \tau_{0,5}$). Этот рисунок хорошо подтверждает предположение о едином механизме начала разрушения для разных веществ при различных длительностях лазерного воздействия [6]. Для однослойных и многослойных диэлектрических покрытий (рис.4) временные зависимости носят тот же характер (например, для пленки SiO_2 на кварце ($\lg E_p = 4,1 - 0,6 \lg \tau_{0,5}$)).

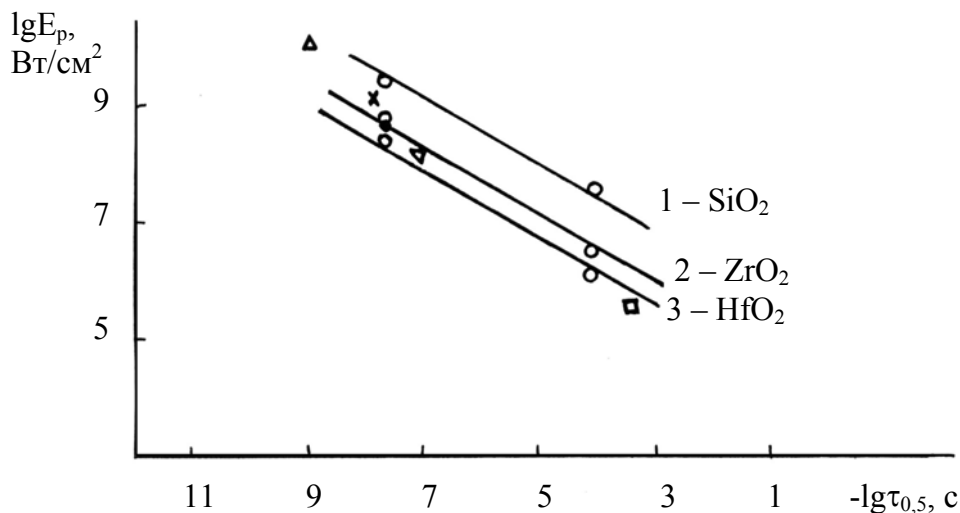


Рис.4. Временная зависимость ($\lambda=1,06\mu\text{м}$, $d \geq 0,5\text{мм}$) лучевой прочности пленок 1, 2, 3 на кварце [10] и значения лучевой прочности для зеркал.

Δ - $23\text{П}(\text{ВН})^{11}\text{В} - (\text{ZrO}_2 - \text{SiO}_2)$ [12]; \bullet - $\text{НП}(\text{НВ})^{\frac{N-1}{2}} 2\text{H}(\text{ZrO}_2 - \text{SiO}_2)$ [PTM];
 ∇ - $13\text{П}(\text{ВН})^6\text{В}(\text{ZnS} - \text{Na}_3\text{AlF}_6)$ [11]; \times - $14\text{П}(\text{ВН})^6\text{В}2\text{H}(\text{TiO}_2 - \text{SiO}_2)$ [13];
 \square - $15\text{П}(\text{ВН})^7\text{В}(\text{TiO}_2 - \text{SiO}_2)$ [14]

Экспериментальные результаты многих авторов [12, 15, 16] указывают на обязательный учет размерной зависимости при проведении измерений лучевой прочности

оптических стекол и диэлектрических покрытий. Порог разрушения практически не зависит от диаметра зоны воздействия, пока он остается сравнительно большим ($>0,3-0,5$ мм) и в центральную зону облучаемого участка с вероятностью более 0,5 попадает хотя бы одна «надкритическая» неоднородность (ПН). При уменьшении диаметра зоны воздействия (примерно на порядок) наблюдается значительное повышение порога разрушения за счет снижения вероятности попадания ПН до 0,1 и менее.

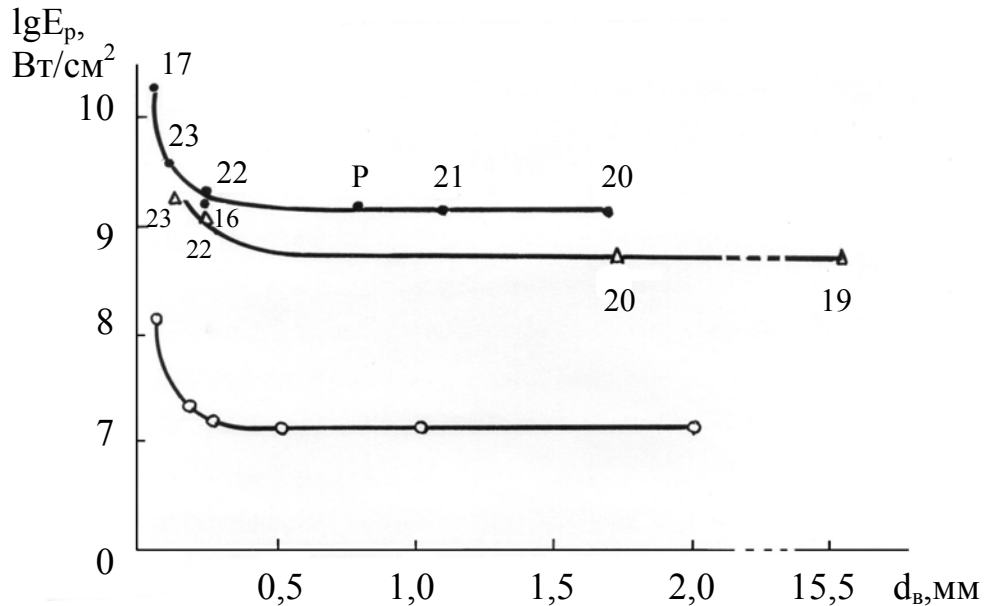


Рис.5. Размерная зависимость ($\lambda=1,06$ мкм, $\tau_{0,5} = 40$ нс) прочности поверхности стекла К8: ● – ГШП, Δ – ОШП, GaAs: ○ – ОШП + химическое травление [7]. Возле значений порогов указан номер литературного источника.

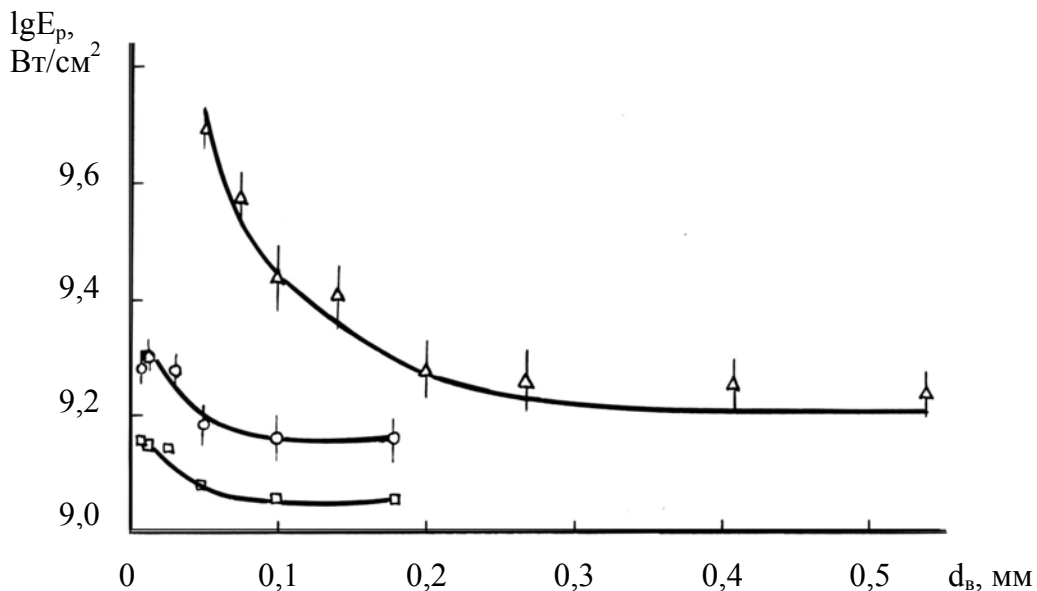


Рис.6. Аналогичные зависимости для четвертьволновых пленок на стекле К8 (ОШП): ○ – SiO_2 , □ – TiO_2 [18] и для зеркал (ГШП): Δ – $23\text{П}(\text{ВН})^{\text{IV}}$ ($\text{ZrO}_2\text{-SiO}_2$) [12].

На рис. 5 представлены размерные зависимости для поверхности стекла марки К8, обработанной методами обычной и глубокой шлифовки и полировки. Они построены нами по экспериментальным данным многих авторов, которые нельзя было сравнить, и скорректированы с учетом временной зависимости к условиям контроля лучевой прочности (Р), предусмотренным РТМ 3-1205-79 Детали оптические для твердотельных ла-

зеров ($\tau_{0,5}=40$ нс). При этом наблюдается хорошее совпадение с теоретической кривой вида $E_p = \left[(E_p^{\min})^2 + const \cdot d_g^{-2} \right]^{1/2}$. Последняя получена в работе [7] из теории тепловой неустойчивости для GaAs, из которой вытекает и размерная зависимость.

Схожесть этих кривых, на наш взгляд, является хорошим подтверждением правомерности «полупроводниковой» модели разрушения. Необходимо отметить, что значение лучевой прочности стекла К8 при $d_b=53$ мкм, которое авторы [17] приводят как максимальное (получено при оптимальном времени обработки), следует отнести скорее за счет именно размерной зависимости.

На рис. 6 для примера изображены аналогичные зависимости для однослойных четвертьволновых пленок из SiO₂ и TiO₂ на стекле К8 (ОШП, $\tau_{0,5}=12$ нс) [18] и многослойных зеркал из ZrO₂-SiO₂ (ГШП, $\tau_{0,5}=1$ нс) [12].

Заключение

Таким образом, при проведении измерений лучевой прочности оптических материалов с целью сравнения с данными других авторов необходимо их корректировать с использованием временной зависимости и, во избежание построения размерной зависимости, работать с большими зонами воздействия ($d_b > 0,5$ мм).

Литература

1. Артемьев В.В., Бонч-Бруевич А.М., Моричев И.Е., Иванова Н.Л., Виноградский А.Г. Статистика микронеоднородностей прозрачных сред и их лучевой прочности. //Журнал технической физики. 1977. Т.47. Вып.1. С.183-187.
2. Ходаков Г.С., Цеснек Л.С. Разрушение прозрачных диэлектриков лазерным излучением. // Опτικο-механическая промышленность. 1976. №9. С.55-56.
3. Алешин И.В., Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Комолов В.Л. Вероятность оптического пробоя поверхности стекла. //Журнал технической физики. 1975. Т.45. Вып.6. С.1264-1267.
4. Нестеров Л.А., Поплавский А.А., Ферсман И.А., Хазов Л.Д. Зависимость порога разрушения прозрачного диэлектрика от длительности импульса лазера. //Журнал технической физики. 1970. Т.40. Вып.3. С.651-655.
5. Milam D., Bradbury R.A., Bass M., Laser damage threshold for dielectric coatings as determined by inclusions. // Applied Phys. Lett. 1973. V.23. №12. P.654-657.
6. Бужинский И.М., Поздняков А.Е. О связи между порогами разрушения стекла лазерными импульсами различной длительности // Квантовая электроника. 1975. Т.2. №7. С.1550-1552.
7. Бумялис А.-В.Й. Оптический пробой арсенида галлия и твердых полупроводниковых растворов Al_xGa_{1-x}As. // Кандидатская диссертация. Вильнюс, Ин-т физики АН Лит.ССР, 1986. 156 с.
8. Жданова Л.А., Иванов В.Б. и др. Интерференционные поляризаторы для лазеров. // Опτικο-механическая промышленность. 1983. №5. С.36-38.
9. Альтшулер Г.Б., Ермолаев В.С., Путилин Э.С., Старовойтов С.Ф. Обнаружение эффекта низкорогового разрушения тонких алюминиевых пленок лазерными импульсами. // Письма в журнал технической физики. 1987. Т.13. Вып.3. С.152-155.
10. Азин В.А., Крыжановский Б.П., Поплавский А.А., Таганова В.А., Туровская Т.С. Влияние поглощающей примеси на лучевую прочность окисных слоев. // Опτικο-механическая промышленность. 1982. №12. С.14-16.
11. Большанин А.Ф., Путилин Э.С., Старовойтов С.Ф. и др. Исследование световой прочности оптических покрытий. // Отчет ЛИТМО Г.Р. У88869. Л., 1984, с.93.

12. Алексеев В.Н., Свечников М.Б., Чернов В.Н. Разрушение многослойных диэлектрических покрытий лазерным импульсом наносекундной длительности. // Квантовая электроника. 1985. Т.12. №4. С.729-739.
13. Зверев Г.М., Колодный Г.Я., Порядин Ю.Д. О стойкости интерференционных зеркал к действию лазерного излучения. // Квантовая электроника. 1978. Т.5. №1. С.44-49.
14. Азин В.А., Иванов А.И., Поплавский А.А., Таганова В.А., Кузнецов А.Я. Исследование равномерности лучевой прочности химических покрытий. // Опτικο-механическая промышленность. 1973. №9. С.6-8.
15. Алешин И.В., Анисимов С.И., Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Комолов В.Л. Оптический пробой прозрачных сред, содержащих микронеоднородности. //Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1976. Т.70. Вып.4. С.1214-1223.
16. Алешин И.В., Бонч-Бруевич А.М., Зинченко В.И., Имас Я.А., Комолов В.Л. Влияние на развитие оптического пробоя прозрачных диэлектриков распределения поглощающих неоднородностей в пределах облучаемого пятна. //Журнал технической физики. 1973. Т.ХШ. Вып.12. С.2625-2629.
17. Альтшулер В.М., Бабалжан Е.И. и др. Об оптимальном времени обработки поверхности стекла К8, отвечающем минимальной шероховатости и максимальной лучевой прочности. // Физика и химия обработки материалов. 1983. №6. С.74-76.
18. Зверев Г.М., Колядин С.А., Левчук Е.А., Скворцов Л.А. Исследование процессов разрушения диэлектрических пленок под действием лазерного излучения. // Квантовая электроника. 1977. Т.4. №2. С.413-419.
19. Бужинский И.М., Поздняков А.Е. Ушаков С.А. Характер разрушений оптических поверхностей некоторых стекол при большой площади воздействия коротким световым импульсом. // Опτικο-механическая промышленность. 1975. №2. С.46-49.
20. Красноцветова И.Е., Семенцов С.С., Гибилев С.П., Ферсман И.А., Хазов Л.Д. Связь между лазерной остаточной фотоэмиссией, качеством полировки и световой прочностью поверхности прозрачного диэлектрика. // Квантовая электроника. 1974. Т.1. №1. С.203-204.
21. Бонч-Бруевич А.М., Алешин И.В., В.И., Имас Я.А., Павшуков А.В. Поглощение излучения ОКГ в приповерхностном слое оптического стекла. //Журнал технической физики. 1971. Т.41. Вып.3. С.617-620.
22. Кортов В.С., Слесарев А.И., Шифрин В.П., Поплавский А.А. О корреляции между лучевой прочностью и параметрами экзоэлектронной эмиссии стекол К8 и ГЛС1. // Опτικο-механическая промышленность. 1981. №4. С.49-51.
23. Ферсман И.А., Хазов Л.Д. Фотоэлектрические явления, возникающие на поверхности прозрачного диэлектрика при лазерном облучении. // Квантовая электроника. 1971. №2.

АППАРАТНЫЕ КОМПЛЕКСЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СТЕКОЛ И КРИСТАЛЛОВ

Н.Р. Белашенков, В.Б. Карасев, Л.М. Студеникин, В.Ю. Храмов

В работе представлены описания двух аппаратных измерительных комплексов для измерения параметров нелинейности показателя преломления стекол и кристаллов. Создание этих комплексов дало возможность реализовать комплексный подход к исследованию параметров нелинейности показателя преломления широкого класса твердотельных оптических сред, сочетающий прямой интерференционный метод импульсной регистрации интерферограмм лазерного излучения с пикосекундным временным разрешением и косвенный метод, основанный на нерезонансном смещении волн в исследуемом материале и состоящий в измерении на частоте $2\omega_1 - \omega_2$ интенсивности сигнала, возникающего при взаимодействии двух совмещенных во времени и в пространстве исследуемой среды волн с частотами ω_1 и ω_2 .

Введение

Нелинейность показателя преломления, т.е. зависимость преломляющих свойств оптической среды от интенсивности или энергии светового излучения, относится к числу основных факторов, ограничивающих выходную мощность твердотельных лазеров. Это в особенной степени относится к лазерам и лазерным системам, генерирующим пико- и субпикосекундные световые импульсы. Параметры большинства нелинейно-оптических процессов, протекающих в поле интенсивного лазерного излучения, в той или иной степени определяются величинами коэффициентов нелинейности показателя преломления оптической среды, в которой они наблюдаются. В связи с этим проблема поиска новых перспективных оптических сред, пригодных для создания эффективных устройств управления параметрами лазерного излучения, приобретает особую актуальность.

Широко известны методы нелинейной рефрактометрии, позволяющие измерять с достаточной степенью точности различные параметры нелинейности преломления изотропных оптических сред и кристаллов (см. обзор [1] и приведенные там ссылки). Однако большое количество методов, к настоящему времени разработанных и предложенных к практической реализации, в свою очередь, отражает лишь то, что ни один из них нельзя назвать универсальным. Измерения нелинейных оптических параметров сред связано со значительными трудностями инструментального характера, поскольку регистрируемые величины, как правило, находятся на пределе точности используемой аппаратуры. Преодоление этих сложностей связано с применением компромиссных приемов, приводящих к снижению достоверности получаемых результатов.

Результаты

В настоящей работе описаны аппаратные комплексы, реализующие два метода нелинейной рефрактометрии, которые в совокупности позволяют с высокой точностью и достоверностью решить задачу комплексного исследования параметров нелинейности показателя преломления широкого класса твердотельных оптических сред, а именно, оптических и лазерных стекол и кристаллов. Один из методов является прямым интерференционным, реализующим импульсную регистрацию интерферограмм лазерного излучения с пикосекундным временным разрешением. Другой метод является косвенным, но весьма производительным и точным за счет применения лазерных источников со стабилизированными параметрами излучения в наносекундном диапазоне длительностей световых импульсов. Особенностью описанных в данной работе методов и реализующих их аппаратных комплексов является то, что оба они являются относительно этими, т.е. выполняемые с их помощью измерения осуществляются относительно эта-

лонных образцов с заранее известными параметрами нелинейности показателя преломления. Принимая во внимание, что к настоящему времени нелинейность преломления некоторых оптических материалов изучена очень подробно, выбор эталонных образцов для работы проблемой не является.

Рассмотрим измерительный комплекс, позволяющий исследовать нелинейные изменения показателя преломления оптических материалов в реальном времени с пикосекундным временным разрешением интерференционным методом. Основная особенность комплекса состоит в возможности прецизионного (с погрешностью порядка нескольких процентов) измерения величины и знака нелинейного фазового набега для сверхкоротких импульсов света (с.к.и.).

Как известно, выражение для нелинейного фазового набега плоской однородной волны, распространяющейся в нелинейной среде вдоль направления z , имеет вид

$$\delta_{\text{нл}}(z) = kn_2 \int_0^z I(z) dz. \quad (1)$$

Аналогичное выражение может быть записано и для осевого нелинейного набега фазы гауссова пучка, если его дифракционная длина значительно превышает длину нелинейной среды. При абсолютных измерениях коэффициента нелинейности показателя преломления вещества в соответствии с (1) необходимо определять $\delta_{\text{нл}}$ и контролировать распределение интенсивности излучения в образце. Последнюю трудоемкую операцию можно заменить измерением распределения интенсивности излучения в плоскости входной поверхности образца, если пренебречь самофокусировкой светового пучка в среде, т.е. при $\delta_{\text{нл}} \ll 1$. С учетом того, что погрешность определения нелинейного фазового набега в импульсной интерферометрии составляет, как правило, $\pi/20 \div \pi/30$, при абсолютных измерениях $n_{\text{нл}}$ оптических сред не удастся достигнуть высокой точности. При относительных измерениях нелинейности преломления нелинейный фазовый набег излучения в канале интерферометра, содержащего исследуемый образец, сравнивают с нелинейным набегом фазы в канале эталонного образца. Если эти набег равны, то из соотношения

$$n_{2э} \int_0^{l_э} I_э(z) dz = n_{2и} \int_0^{l_и} I_и(z) dz,$$

где $l_э, l_и$ – геометрические длины эталонного и исследуемого образцов, при условии $l_э = l_и = l$ следует:

$$\frac{n_{2и}}{n_{2э}} = \frac{I_э(0)}{I_и(0)}.$$

В этом случае условие $\delta_{\text{нл}} \ll 1$ становится необязательным, так как отпадает не только необходимость контроля распределения интенсивности излучения в образцах, но и операция измерения распределения интенсивности излучения в плоскости входной поверхности образцов. Точность относительных измерений $n_{2и}$, таким образом, зависит лишь от точности определения отношения $I_э(0)/I_и(0)$ (аппаратная погрешность) и от степени превышения нелинейного набега фазы в образцах над пороговым значением, определяемым чувствительностью метода (методическая погрешность). Величина методической погрешности при этом существенно зависит от оптического качества лазерного пучка, обуславливающего мелкомасштабную самофокусировку.

В данной работе для исследований нелинейности показателя преломления оптических сред в пикосекундном диапазоне световых импульсов предложен вариант метода двухлучевой интерферометрии с улучшенными точностными характеристиками. На рис.1 представлена оптическая схема пикосекундного измерительного комплекса, реализующего данный метод.

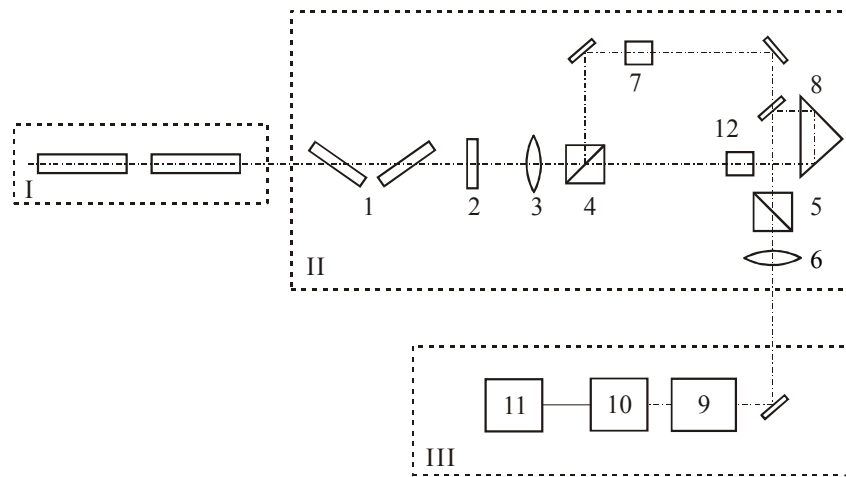


Рис.1. Схема интерферометрического комплекса.

I – пикосекундный лазерный источник: *II* – измерительная схема: 1 – френелевский ослабитель, 2 – полуволновой фазовый элемент, 3 – фокусирующая оптическая система, 4 – поляризационная призма Глана, 5 – поляризатор, 6 – согласующая оптическая система, 7 – эталонный образец, 8 – линия оптической задержки; *III* – блок регистрирующей аппаратуры: 9 – скоростной фоторегистратор, 10 – CCD камера, 11 – компьютер.

Функционально прибор разделен на три части: пикосекундный лазерный источник *I*, измерительную схему *II* и блок регистрирующей аппаратуры *III*. В лазерном источнике используется одномодовый лазер на ИАГ: Nd^{3+} с пассивной синхронизацией мод, генерирующий цуг линейно поляризованных с.к.и. Длительность с.к.и. может варьироваться от 30 пс до 3 нс за счет применения различных насыщающихся поглотителей и изменения конфигурации лазерного резонатора. Двухкаскадный усилитель на ИАГ: Nd^{3+} на выходе лазерного источника обеспечивает энергию цуга излучения порядка 150 мДж. Таким образом, пиковая мощность излучения может достигать 100 МВт на лазерной частоте и 40 МВт на частоте второй гармоники, что достаточно для выявления нелинейности преломления большинства оптических материалов. Измерительная схема комплекса содержит френелевский ослабитель *1* с регулируемым коэффициентом ослабления, полуволновой фазовый элемент *2*, состоящий из двух ромбов Френеля, фокусирующую систему *3*, двухканальный интерферометр, в котором разведение излучения в плечи осуществляется поляризационной призмой Глана *4*, выходной поляризатор *5* для формирования одинаковой поляризации световых пучков, прошедших плечи интерферометра, оптическую систему *6*, согласующую поперечный размер лазерных пучков на выходе измерительной схемы с входной апертурой фоторегистратора таким образом, что выходная поверхность образца и входная плоскость фоторегистратора оказываются в области оптического сопряжения. В одном из плеч интерферометра установлены эталонный образец *7* и линия оптической задержки *8*. Блок регистрирующей аппаратуры содержит скоростной фоторегистратор с временным разрешением 5 пс, CCD камеру, сопряженную с экраном фоторегистратора, и компьютер. Данный аппаратный комплекс позволяет регистрировать изображение с экрана скоростной камеры и обрабатывать его в режиме off-line.

При измерении коэффициентов нелинейности показателя преломления оптических материалов исследуемый образец помещают в свободное плечо интерферометра таким образом, чтобы оптическое расстояние между ним и фокусирующей системой совпадало с оптическим расстоянием между фокусирующей системой и эталонным образцом. При этом обеспечивается одинаковое поперечное распределение излучения в обоих образцах. Линейно поляризованное излучение после прохождения двойного

ромба Френеля разделяется призмой Глана в плечи исследуемого образца и эталонного образца в соответствии с азимутом поляризации относительно плоскости пропускания призмы Глана α . Отношение интенсивностей излучения в плечах интерферометра равно $\text{tg}^2\alpha$. Азимут α связан с углом поворота полуволнового элемента вокруг оптической оси φ , отсчитываемым от положения полного гашения света в одном из плеч, соотношением $\alpha=2\varphi$. Для выравнивания интенсивностей световых потоков, поступающих на фоторегистратор из плеч интерферометра, выходной поляризатор поворачивается одновременно с фазосдвигающим элементом так, что угол между плоскостью его пропускания и вектором поляризации излучения, падающего на разделительную призму интерферометра, составляет 90° . Нелинейность показателя преломления исследуемых образцов определяют по отношению к образцу сравнения путем выравнивания нелинейных фазовых набегов световых волн в плечах интерферометра. Отношение коэффициентов нелинейности показателя преломления исследуемого $n_{2и}$ и эталонного $n_{2э}$ образцов при этом определяется выражением

$$\frac{n_{2и}}{n_{2э}} = \frac{\text{tg}^2(2\varphi_{и})}{\text{tg}^2(2\varphi_{э})}, \quad (2)$$

где $\varphi_{э}$ и $\varphi_{и}$ - углы поворота фазового элемента, при которых наблюдается выравнивание нелинейных фазовых набегов в каналах интерферометра по отношению к образцу сравнения для эталонного и исследуемого образцов, соответственно.

При каждом измерении оптические длины плеч интерферометра необходимо выравнивать с погрешностью до нескольких микрон с помощью линии оптической задержки. Для повышения точности согласования длин плеч интерферометра перед ослабителем установлена ячейка с сероуглеродом. Лазерные импульсы после ее прохождения обладают сильной фазовой модуляцией («чирпом»), которая в случае неточного выравнивания плеч интерферометра приводит к наклону интерференционных полос при их временной развертке на экране скоростной камеры вправо или влево в зависимости от знака рассогласования. Ослабитель при этом настроен на минимальное пропускание для устранения «чирпа» в образцах. Значения коэффициентов нелинейности показателя преломления исследуемых оптических материалов по отношению к эталонному материалу определяются путем регистрации азимутов поляризации излучения на входе интерферометра, при которых на экране фоторегистратора наблюдается отсутствие изгиба развернутых во времени интерференционных полос. Эталонным образцом, как правило, служит кювета с сероуглеродом либо стержень из плавленого кварца или стекла К8.

Основной аппаратной погрешностью данного метода в соответствии с формулой (2) является погрешность измерения угла поворота фазового элемента φ , при котором отсутствует изгиб интерференционных полос. Единственным источником методической ошибки измерения остается неточность определения отсутствия изгиба полос непосредственно. Аппаратная погрешность может быть минимизирована до значения несовпадения экспериментальной калибровочной кривой и теоретической кривой функции $\text{tg}^2\alpha$. В данной работе величина этой ошибки в динамическом диапазоне 10 из-за флуктуации поляризационных характеристик излучения используемого лазерного источника не превышала единиц процентов. Величина методической погрешности обратно пропорциональна чувствительности измерения и может быть значительно уменьшена путем повышения интенсивности излучения в образцах при условии отсутствия в них мелкомасштабной самофокусировки.

Интерференционная методика использовалась нами при исследовании образцов высокого оптического качества (стекол и кристаллов). На рис. 2 представлены характерные фотохронограммы, наблюдаемые на экране скоростной камеры при реализации интерференционного метода. На рис. 2в зафиксирован момент выравнивания нелиней-

ных фазовых набегов в плечах интерферометра при измерении нерезонансной нелинейности показателя преломления кристаллов КГВ относительно сероуглерода.

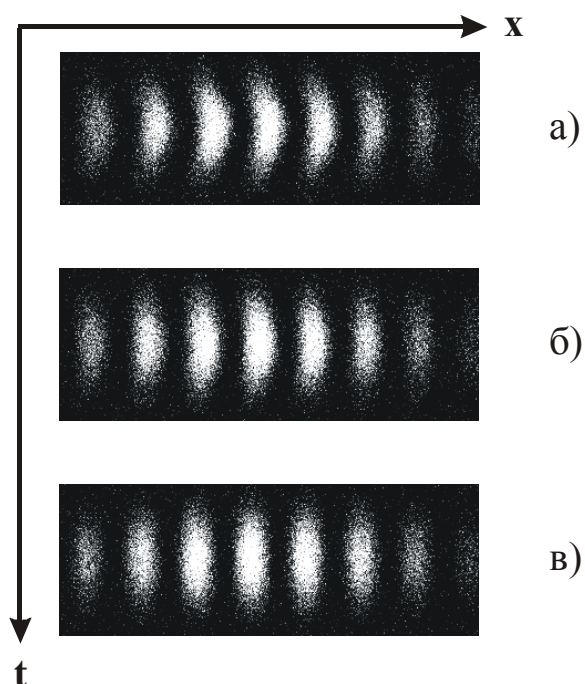


Рис.2. Фотохронограмма излучения при реализации интерференционного метода.

С помощью описанного пикосекундного измерительного комплекса нами был исследован широкий класс оптических и лазерных материалов, используемых в настоящее время в квантовой электронике и лазерной технике. В работе [2] интерферометрическим методом в поле световых импульсов длительностью 100 пс были измерены коэффициенты нелинейности показателя преломления ряда неодимовых стекол на фосфатной и силикатной основе, а также комбинационноактивных лазерных кристаллов КГВ с различными активаторами и неактивированных кристаллов КГВ в области одно- и двухфотонных резонансов (${}^4F_{3/2}$ - ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{9/2}$ - ${}^4G_{7/2}$) вдоль осей оптической индикатрисы N_g и N_m . В результате исследований установлено, что нерезонансная нелинейность преломления кристаллов КГВ по оси N_m составляет $(1,2 \div 0,2) \cdot 10^{-20}$ м²/В и близка к рекордной для твердотельных широкозонных диэлектриков, а резонансный вклад в нелинейность преломления примесных ионов в этих кристаллах не превышает погрешности измерений.

Методика измерений, реализованная во втором измерительном комплексе, основана на нерезонансном смещении волн в исследуемом материале и состоит в измерении на частоте $2\omega_1 - \omega_2$ интенсивности сигнала, возникающего при взаимодействии двух совмещенных во времени и в пространстве исследуемой среды волн с частотами ω_1 и ω_2 . Измеряемую по данной методике компоненту тензора нелинейной восприимчивости $\chi^{ijkl}(2\omega_1 - \omega_2; \omega_1, \omega_1, -\omega_2)$ можно идентифицировать с $\chi^{ijkl}(\omega; \omega, \omega, -\omega)$, ответственной за нелинейность показателя преломления среды, если $\omega_1 \approx \omega_2 \approx \omega$, но разность частот ω_1 и ω_2 лежит вдали от резонансных частот поперечных оптических колебаний решетки. Энергия сигнала на частоте $2\omega_1 - \omega_2$ пропорциональна квадрату модуля нелинейной восприимчивости среды $|\chi^{ijkl}(2\omega_1 - \omega_2; \omega_1, \omega_1, -\omega_2)|$, ответственной за нелинейность показателя преломления. Кроме того, она зависит от интенсивностей волн на частотах ω_1 и ω_2 и от их пространственно-временного перекрытия. В силу этого абсолютные измерения связаны со значительными трудностями. Поэтому в работе проводились относительные измерения, при которых одновременно регистрировался сигнал на частоте $2\omega_1 - \omega_2$ от

исследуемого и эталонного образцов, что позволяет исключить необходимость учета пространственно-временной корреляции, а также необходимость прецизионного измерения мощностей световых импульсов.

Стекла		$n_2 \cdot 10^{13}$ ед, СГСЭ
Силикатные	ГЛС1	$1,8 \pm 0,3$
	ГЛС2	$1,7 \pm 0,3$
	ГЛС3	$1,8 \pm 0,3$
	ГЛС4	$1,8 \pm 0,3$
	ГЛС5	$2,4 \pm 0,4$
	ГЛС6	$2,1 \pm 0,3$
	ГЛС7	$2,0 \pm 0,3$
	ГЛС8	$2,7 \pm 0,4$
	ГЛС9	$2,2 \pm 0,3$
	ГЛС14	$2,3 \pm 0,3$
	КГСС3	$2,2 \pm 0,3$
	КГСС5	$2,1 \pm 0,3$
	КГСС7	$2,5 \pm 0,4$
	ЛГС59	$2,8 \pm 0,4$
	ГЛС236	$2,5 \pm 0,4$
Фосфатные	ГЛС21	$2,0 \pm 0,3$
	ГЛС22	$2,4 \pm 0,3$
	ГЛС24	$2,2 \pm 0,3$
	ГЛС25	$1,9 \pm 0,3$
	ГЛС26	$2,0 \pm 0,3$
	ГЛС32	$2,0 \pm 0,3$
	ГЛС34	$2,1 \pm 0,3$
	ЛГС55	$1,7 \pm 0,3$
	ЛГС56	$1,9 \pm 0,3$

Таблица 1. Результаты измерения коэффициентов нелинейности показателя преломления n_2 основных марок отечественных лазерных стекол

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3. В качестве источников излучения используются лазеры на алюмоиттриевом гранате с неодимом и калий-гадолиниевом вольфрамите с неодимом. Лазеры работают в частотно-импульсном режиме с модулированной добротностью и генерируют синхронизованные по времени световые импульсы длительностью 15 нс и энергией порядка 10 мДж. Разность частот этих лазеров составляет $\sim 26 \text{ см}^{-1}$, что значительно меньше резонансных частот колебательного спектра большинства твердых тел. Импульсы совмещаются в пространстве и направляются в каналы эталонного и исследуемого образцов. Для повышения эффективности процесса нелинейного смещения волн в обоих каналах осуществляется фокусировка пучков излучения в образцы. После нелинейного смещения волн в образцах излучение фокусируется в плоскости входной щели двойного монохроматора, который настроен на пропускание излучения с частотой $2\omega_1 - \omega_2$. Сигналы на этой частоте от исследуемого и эталонного образцов регистрируются фотоприемниками, величина электрических сигналов измеряется стробоскопическими преобразователями импульсных напряжений. Преобразованные сигналы поступают на вход компьютера, где происходит обработка данных.

В настоящей работе приведены результаты измерения коэффициентов нелинейности показателя преломления n_2 всех основных марок отечественных лазерных стекол (см. табл. 1) [3]. Кубичная нелинейность показателя преломления изотропных сред определяется в общем случае двумя независимыми параметрами, например, коэффициентами нелинейности показателя преломления для линейной $n_{2л}$ и круговой $n_{2кр}$ поляризации. При фиксированном механизме нелинейности между $n_{2л}$ и $n_{2кр}$ существует связь и для характеристики нелинейной рефракции достаточно $n_{2л}$, которая связана с диагональной компонентой тензора нелинейной восприимчивости:

$$n_{2л} = \frac{12\pi}{n_0} \chi^{1111},$$

где n_0 – линейный показатель преломления. В наших измерениях определялось значение χ^{1111} исследуемого образца по отношению к χ^{1111} эталонного материала (стекла К108). Значения χ^{1111} образцов исследуемых стекол определялись путем усреднения по 50...70 измерениям. Погрешность относительных измерений не превышала 15%.

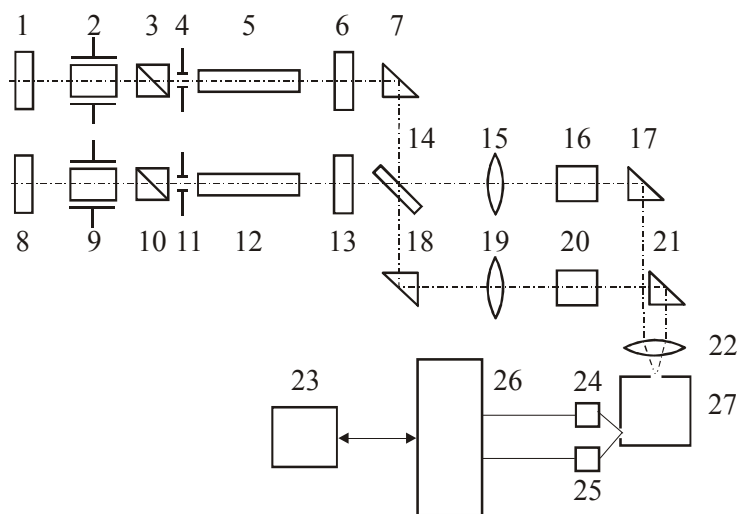


Рис.3. Схема измерительного комплекса.

1, 6, 8, 13 - зеркала установки лазеров; 2, 9 - модуляторы добротности; 3, 10 - поляризационные элементы; 4, 11 - диафрагмы; 5 - активный элемент (алюмоиттриевый гранат с неодимом); 7, 17, 18, 21 - призмы; 12 - активный элемент (калий-гадолиниевый вольфрамат с неодимом); 14 - диэлектрическое 50%-ное зеркало; 15, 19 - линзы; 16 - эталонный образец; 20 - исследуемый образец; 23 - компьютер; 24, 25 - фотоприемники; 26 - АЦП;
27 - монохроматор

Как видно из табл. 1, значения коэффициентов нелинейности показателя преломления различных отечественных лазерных стекол различаются не более, чем в 2 раза. Наименьший коэффициент нелинейности показателя преломления имеют силикатное стекло ГЛС2 и фосфатное ЛГС55, а максимальный - силикатное стекло ЛГС59.

Экспериментальные значения n_2 отечественных лазерных стекол, полученные в настоящей работе, можно использовать при оценке возможности их применения в лазерах и лазерных системах с большой мощностью генерируемого излучения.

Заключение

Описанные в настоящей работе измерительные комплексы представляют собой наиболее совершенную техническую реализацию методов определения нелинейности показателя преломления твердотельных оптических сред, удачно сочетающих в себе высокую достоверность, точность и производительность измерений.

Литература

1. Азаренков А.Н., Альтшулер Г.Б., Белашенков Н.Р., Козлов С.А. // Квантовая электроника. 1993. Т.20. №8. С.729
2. Альтшулер Г.Б., Белашенков Н.Р., Карасев В.Б. и др. // Тез. докл. V Междунар. симп. «Сверхбыстрые процессы в спектроскопии». Вильнюс, 1987. С.127;
3. Белашенков Н.Р., Козлов С.А., Михайлов А.В. и др. // Там же. С.141.
4. Альтшулер Г.Б., Назаров В.В., Студеникин Л.М., Храмов В.Ю. // ОМП. 1987. №9. С.11.

НАШИ АВТОРЫ

Авакян Сергей Вазгенович – доктор физ.-мат. наук, профессор, начальник лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»

Андреев Евгений Павлович – кандидат физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник «ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова».

Андреев Сергей Викторович – кандидат технических наук, доцент кафедры твердотельной оптоэлектроники

Андреева Ольга Владимировна – кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, начальник лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Астафуров Петр Михайлович – старший научный сотрудник, начальник отделения ОАО «ВНИИТРАНСМАШ»

Афанасьев Илья Михайлович – научный сотрудник ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Баранова Любовь Александровна – кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Белашенков Николай Романович – канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики.

Беликов Андрей Вячеславович – кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Белов Дмитрий Леонидович – студент магистратуры кафедры компьютерных технологий

Белов Павел Александрович – кандидат физ.-мат. наук, докторант кафедры фотоники и оптоинформатики

Беспалов Виктор Георгиевич – доктор физ.-мат. наук, зам. декана факультета фотоники и оптоинформатики

Богданов Владимир Георгиевич – ведущий инженер ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Борткевич Вячеслав Станиславович – ведущий инженер ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова». **Бурсов** Михаил Владимирович – кандидат технических наук, ассистент кафедры прикладной и компьютерной оптики

Быстров Александр Семенович – ведущий конструктор – ведущий инженер ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Варкентина Надежда Васильевна – студентка

Васильев Владимир Николаевич – доктор технических наук, профессор, ректор

Веселов Дмитрий Петрович – ведущий инженер-конструктор – ведущий инженер ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Веселовский Андрей Борисович – кандидат технических наук, зам. начальника отделения лазерной физики, техники и медицины кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Волков Михаил Владимирович – аспирант кафедры компьютерных технологий

Воронин Николай Анатольевич – научный сотрудник – ведущий инженер ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Гагарский Сергей Валерьевич – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Городецкий Андрей Александрович – студент

Гортинская Лидия Вячеславовна – аспирантка кафедры высшей математики

Горяк Александр Николаевич – кандидат технических наук, научный сотрудник Центра микротехнологии при Электротехническом университете

Губанова Людмила Александровна – кандидат технических наук, доцент кафедры оптических технологий

Гуд Владимир Владимирович – кандидат технических наук, старший научный сотрудник, помощник проректора

Гуров Вадим Сергеевич – аспирант кафедры компьютерных технологий

Гуров Игорь Петрович – доктор технических наук, профессор кафедры компьютерных технологий

Демин Роман Евгеньевич – аспирант кафедры оптико-электронных приборов и систем

Дмитренко Владимир Анатольевич – научный сотрудник

Домненко Виталий Михайлович – кандидат технических наук, доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики

Дронь Олег Сергеевич – старший научный сотрудник Центра микротехнологии при Электротехническом университете

Ефремов Александр Иванович – кандидат физ.-мат. наук, сотрудник ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Иванов Александр Петрович – ведущий инженер ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Иванов Андрей Викторович – кандидат технических наук, доцент кафедры прикладной и компьютерной оптики

Калабаева Юлия Анатольевна – студентка магистратуры

Карасев Вячеслав Борисович – кандидат технических наук, профессор, проректор

Козлов Сергей Аркадьевич – доктор физ.-мат. наук, профессор, декан факультета фотоники и оптоинформатики

Корнилов Владимир Николаевич – инженер ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Коробейников Анатолий Григорьевич – доктор технических наук, профессор кафедры проектирования компьютерных систем

Коробейникова Мария Анатольевна – студентка

Красавцев Валерий Михайлович – кандидат технических наук, доцент кафедры физической оптики и спектроскопии

Крутицкая Татьяна Кирилловна – кандидат физ.-мат. наук, доцент СПбГУ

Кувалдин Эдуард Васильевич – кандидат технических наук, начальник лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Кушнарченко Александр Павлович – студент

Лебединская Марина Леонидовна – научный сотрудник ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Лендяев Александр Васильевич – кандидат технических наук, научный сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Леонов Никита Борисович – кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Леханов Евгений Федорович – ведущий конструктор ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Лисицын Юрий Васильевич – кандидат технических наук, доцент кафедры оптических технологий

Лукин Сергей Борисович – кандидат технических наук, доцент кафедры оптико-электронных приборов и систем

Лукомский Георгий Владимирович – кандидат физ.-мат. наук, старший научный сотрудник ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Мазин Максим Александрович – студент магистратуры кафедры компьютерных технологий

Майорова Ольга Владимировна – аспирантка

Мирошниченко Георгий Петрович – кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры высшей математики

Митрофанов Андрей Сергеевич – кандидат технических наук, профессор кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Мусалимов Виктор Михайлович – доктор технических наук, профессор кафедры механики

Назаров Вячеслав Валерьевич – научный сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Нарвский Андрей Сергеевич – кандидат технических наук, исполнительный директор фирмы EVELOPERS

Никонов Николай Валентинович – доктор физ.-мат. наук, заведующий кафедрой оптического материаловедения и оптики

Орлова Елена Евгеньевна – студентка

Панков Эрнст Дмитриевич – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой оптико-электронных приборов и систем

Парамонов Александр Александрович – ведущий инженер кафедры фотоники и оптоинформатики

Петрошенко Павел Александрович – студент факультета информационных технологий и программирования.

Попов Игорь Юрьевич – доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой высшей математики

Порфирьев Леонид Федорович – доктор технических наук, профессор кафедры оптико-электронных приборов и систем

Пржевуский Александр Кириллович – доктор физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник ВНЦ «ГОИ им. С.И.Вавилова»

Прибыловский Иван Михайлович – кандидат технических наук, старший научный сотрудник ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Прокопенко Виктор Трофимович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой твердотельной оптоэлектроники

Путилин Эдуард Степанович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой оптических технологий

Рохмин Алексей Сергеевич – аспирант

Рудин Ярослав Вадимович – кандидат технических наук, доцент кафедры оптических технологий

Савинов Евгений Павлович – кандидат физ.-мат. наук, доцент СПбГУ

Савушкин Александр Васильевич – кандидат технических наук, начальник лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Сазонов Геннадий Васильевич – кандидат технических наук, ведущий инженер ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Семененко А.И. – доктор технических наук, профессор, Центр микротехнологии при Электротехническом университете

Серова Алла Евгеньевна – научный сотрудник ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Сидельников Дмитрий Николаевич – студент

Симовский Константин Руфович – доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры физики

Скалецкая Ирина Евгеньевна – студентка магистратуры

Скалецкий Евгений Кириллович – заведующий лабораторией МВК ИФФ

Смердов Александр Сергеевич – студент кафедры оптических технологий

Смирнов Михаил Захарович – кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Смирнов Сергей Борисович – доктор экономических наук,

Смолянская Ольга Александровна – аспирантка кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Студеникин Леонид Михайлович – зам. начальника НИЧ СПбГУИТМО

Талдыкина Жанна Николаевна – студентка

Тарлыков Владимир Алексеевич – доктор технических наук, профессор кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Тесовская Екатерина Станиславовна – ассистент кафедры высшей математики

Тимофеев Александр Николаевич – кандидат технических наук, старший научный сотрудник, заведующий лабораторией кафедры оптико-электронных приборов и систем

Тимофеев Николай Николаевич – главный механик ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова».

Тимофеев Олег Петрович – кандидат технических наук, доцент кафедры оптико-электронных приборов и систем

Ткалич Вера Леонидовна – доктор технических наук, профессор кафедры проектирования компьютерных систем

Толмачев Валерий Александрович, кандидат технических наук, доцент, заместитель заведующего кафедрой ЭТиПЭМС

Трухин М.М. - генеральный директор НПО «Фокус»

Ульяшенко Александр Михайлович – аспирант

Федосеев Сергей Валентинович – кандидат технических наук, начальник СКБ ОАО «ВНИИТРАНСМАШ»

Фефилов Георгий Дмитриевич – научный сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Фимин Павел Николаевич – кандидат технических наук, научный сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Фокин Сергей Иванович – ведущий научный сотрудник Биологического научно-исследовательского института РАН

Фролков Владимир Николаевич – аспирант кафедры проектирования компьютерных систем

Фролкова Екатерина Григорьевна – кандидат технических наук, доцент кафедры проектирования компьютерных систем

Хаханов Юрий Александрович – кандидат технических наук, старший научный сотрудник ОАО «ВНИИТРАНСМАШ»

Хлопонин Леонид Викторович - старший научный сотрудник кафедры квантовой электроники и биомедицинской оптики

Ходус Ирина Геннадьевна – ассистент кафедры физики

Храмов Валерий Юрьевич – доктор физ.-мат. наук, заведующий кафедрой квантовой электроники и биомедицинской оптики

Чиков Константин Никитич – кандидат технических наук, доцент кафедры физической оптики и спектроскопии

Шалыто Анатолий Абрамович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой технологии программирования

Шехонин Александр Александрович – кандидат технических наук, профессор, заведующий кафедрой прикладной и компьютерной оптики, проректор

Шишацкая Людмила Петровна – кандидат технических наук, начальник лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»

Шполянский Юрий Александрович – кандидат физ.-мат. наук, научный сотрудник кафедры фотоники и оптоинформатики

Яковлев Эдуард Анатольевич – кандидат физ.-мат. наук, начальник лаборатории ВНЦ «ГОИ им. С.И. Вавилова»

Янтарева Людмила Ивановна – кандидат биологических наук, старший научный сотрудник Центра лазерной медицины Санкт-Петербургского государственного медицинского университета им. акад. И.П.Павлова

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
1. ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ.....	5
Смирнов С.Б. Анализ рынка высших образовательных услуг	5
Авакян С.В., Андреев Е.П., Астафуров П.М., Афанасьев И.М., Баранова Л.А., Богданов В.Г., Борткевич В.С., Быстров А.С., Веселов Д.П., Воронин Н.А., Ефремов А.И., Иванов А.П., Корнилов В.Н., Кувалдин Э.В., Лебединская М.Л., Леонов Н.Б., Леханов Е.Ф., Прибыловский И.М., Савинов Е.П., Савушкин А.В., Сазонов Г.В., Серова А.Е., Тимофеев Н.Н., Федосеев С.В., Хаханов Ю.А., Шишацкая Л.П., Яковлев Э.А. Аппаратура космического патруля ионизирующего излучения Солнца.....	20
2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ, ВЫПОЛНЕННЫХ В 2003 ГОДУ В РАМКАХ ЕДИНОГО ТЕМАТИЧЕСКОГО ПЛАНА НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ МИНИСТЕРСТВА ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ	26
Мусалимов В.М., Лисицын В.Ю., Трухин М.М. Пути автоматизации контроля качества оптических поверхностей в реальном режиме времени	26
Горяк А.Н., Дронь О.С., Лисицын Ю.В., Семененко А.И. Исследование нарушенных слоев полированной оптической поверхности и напряжений в клеевых и бесклеевых соединениях оптических элементов методом эллипсометрии	30
Гуд В.В., Красавцев В.М., Панков Э.Д., Порфирьев Л.Ф., Тимофеев А.Н., Чиков К.Н. Обобщенный анализ адекватности моделей оптико-физических явлений в природных и антропогенных объектах и информационных оптико- электронных системах спектрального мониторинга	35
Прокопенко В.Т., Скалецкая И.Е., Орлова Е.Е., Майорова О.В., Варкентина Н.В, Крутицкая Т.К., Скалецкий Е.К. Обобщенный закон оптической шероховатости	44
Толмачев В.А. Системы управления мощных источников тока программируемой формы на основе транзисторных ШИП (принципы построения, анализ, синтез).....	52
Домненко В. М. , Шехонин А. А. Исследование и разработка новых методов компьютерного моделирования работы оптических систем	60
Бурсов М. В , Домненко В. М. , Иванов А. В. Исследование принципов и разработка модели формирования оптической системой цветного изображения на матричных приёмниках	67
Дукельский К.В., Ткалич В.Л., Фролков В.Н., Коробейникова М.А. Неразрушающие методы исследования стереометрии и внутренних дефектов оптического волокна для элементной базы микроэлектроники и микропроцессорной техники	72
Никонов Н.В., Пржевуский А.К., Рохмин А.С., Ульященко А.М. Анизотропия поглощения и люминесценции оптических центров в эрбиевых стеклах для усилителей.....	80

Гуров В.С., Мазин М.А., Нарвский А.С., Шалыто А.А. Разработка средств автоматизации построения объектно-ориентированных программ с явным выделением состояний.....	88
Белашенков Н.Р., Гагарский С.В., Смирнов М.З., Фимин П.Н., Храмов В.Ю. Дифракционная модель квазинепрерывного твердотельного лазера с продольной диодной накачкой и активной модуляцией добротности.....	101
Васильев В.Н., Гуров И.П., Волков М.В. Методы сегментации изображений на основе анализа и модификации локальных гистограмм	108
Тимофеев О.П. Анализ оптико-электронной системы обнаружения крупногабаритных объектов при их спектрально-импульсной оптической локализации в условиях инерционного приема с квазиоптимальной фильтрацией отраженных сигналов	113
Беликов А.В., Веселовский А.Б., Карасев В.Б., Лендяев А.В., Назаров В.В., Смолянская О.А., Тарлыков В.А., Фефилов Г.Д., Хлопонин Л.В., Ходус И.Г., Храмов В.Ю. Исследование особенностей взаимодействия оптического излучения с элементами лазерных систем и биологическими объектами.....	120
Андреева О.В., Беспалов В.Г., Васильев В.Н., Городецкий А.А., Кушнарченко А.П., Лукомский Г.В., Парамонов А.А. Применение фемтосекундного лазерного излучения для исследования спектральной селективности объемных голограмм.....	132
Белов П.А., Васильев В.Н., Симовский К.Р. Обратные волны и отрицательная рефракция в электромагнитных кристаллах.....	141
Белов Д.Л., Козлов С.А., Шполянский Ю.А. Динамика поля и спектров световых импульсов предельно коротких длительностей в нелинейных средах.....	156
Козлов С. А., Петрошенко П. А. Самофокусировка световых пучков с продольными и поперечными размерами в несколько длин волн	166
Лукин С.Б., Демин Р.Е. Исследование возможности диагностики качества мясных продуктов на основе спектров люминесценции.....	172
Мирошниченко Г.П. Закономерности диффузии фазы одномодового лазера, обнаруживаемые в процессе квантовых измерений	176
Смердов А.С., Рудин Я.В. Современные объективные методы оценки параметров переднего отдела глаза.....	182
Калабаева Ю.А., Рудин Я.В. Современные методы оптической коррекции сложных аномалий рефракции	186
Путилин Э.С., Губанова Л.А., Дмитренко В.А., Студеникин Л.М. Исследование методов изготовления покрытий, создающих волновой фронт излучения для формирования лазерных пучков с предельной пространственной локализацией.....	191
Андреев С.В., Путилин Э.С., Рудин Я.В. Установка для измерения параметров мягких контактных линз в термостабилизированных условиях	198
Дашенко Д.Е., Рудин Я.В., Путилин Э.С. Формообразование плоских поверхностей методом поверхностного притира.....	202
Губанова Л.А., Талдыкина Ж.Н. Исследование свойств плёнообразующих материалов для ультрафиолетовой области спектра	206
Гортинская Л.В., Попов И.Ю., Тесовская Е.С. Асимптотический подход в исследовании свойств слабо связанных квантовых волноводах	211
Веселовский А.Б., Митрофанов А.С., Сидельников Д., Фокин С.И., Студеникин Л.М., Янтарева Л.И. Роль плотности потока мощности (ППМ)	

и времени воздействия в выборе адекватных доз влияния ИК-излучения на одноклеточные организмы	217
Путилин Э.С., Старовойтов С.Ф. Метрологическое обеспечение контроля лучевой прочности оптических материалов.....	222
Белашенков Н.Р., Карасёв В.Б., Студеникин Л.М., Храмов В.Ю. Аппаратные комплексы для измерения параметров нелинейности показателя преломления стекол и кристаллов	228
НАШИ АВТОРЫ	236

Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. Выпуск 16.
Актуальные проблемы современных оптико-информационных систем и технологий / Главный редактор д.т.н., проф. В.Н. Васильев – СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. 244 с.

**НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК
СПБГУ ИТМО
Выпуск 16**

**АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННЫХ
ОПТИКО-ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ
И ТЕХНОЛОГИЙ**

Главный редактор
доктор технических наук, профессор
В.Н. Васильев
Дизайн обложки Я.А Иванов
Редакционно-издательский отдел СПбГУ ИТМО
Зав. РИО Н.Ф. Гусарова
Лицензия ИД № 00408 от 05.11.99.
Подписано в печать 24.12.04.
Заказ 804. Тираж 100 экз.