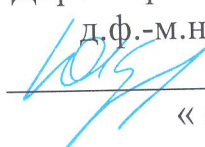


Российская академия наук
Дальневосточное отделение

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ПРОЦЕССОВ УПРАВЛЕНИЯ
ДАЛЬНЕВОСТОЧНОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН

УДК 535.331, 538.9
№ госрегистрации: 01200964607
Инв. №

УТВЕРЖДАЮ
Директор ИАПУ ДВО РАН,
д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН

Кульчин Ю.Н.
« 6 » июня 2011 г.

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

В рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы

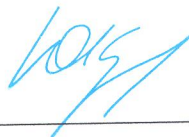
по Государственному контракту № 02.740.11.0226 от 07 июля 2009 г.
Шифр заявки «2009-1.1-122-052-006»

по теме:

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ С НЕЛИНЕЙНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ СРЕДАМИ И
РАЗРАБОТКА ФИЗИЧЕСКИХ ПРИНЦИПОВ ПОСТРОЕНИЯ НОВЫХ
КОГЕРЕНТНО-ОПТИЧЕСКИХ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ
И ДИАГНОСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Наименование этапа: «Апробация разработанных методик и систем в
прикладных метрологических, диагностических и других задачах»
(итоговый, этап №5)

Руководитель НИР, д.ф.-м.н., проф.,
чл.-корр. РАН



Ю. Н. Кульчин


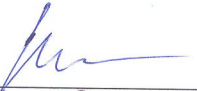
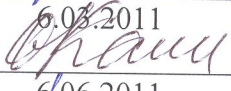
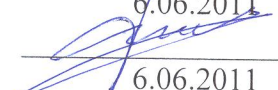

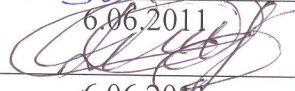
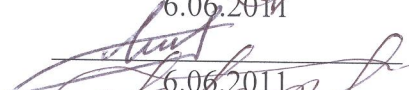
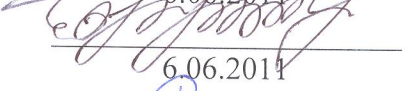
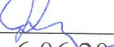
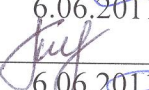
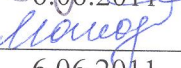

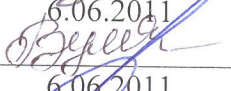
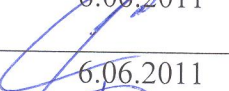
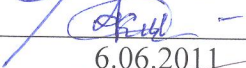
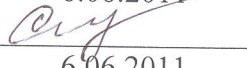
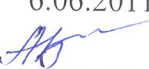
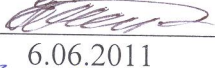
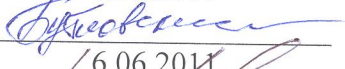
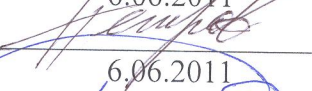
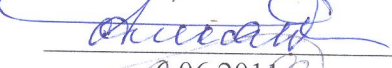
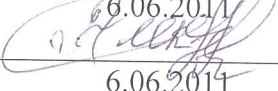
подпись, дата


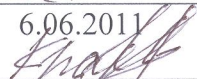
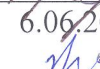
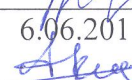
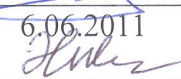
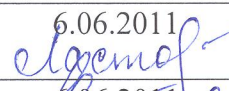
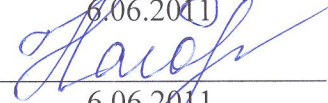
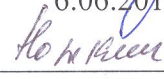

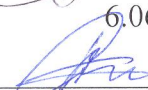
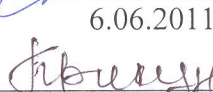
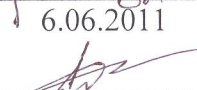
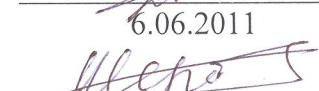

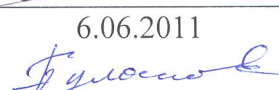
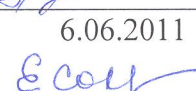
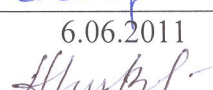
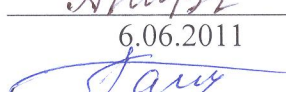
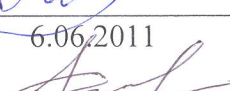
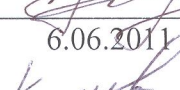
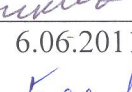
Владивосток 2011

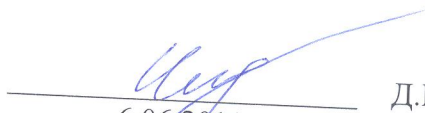
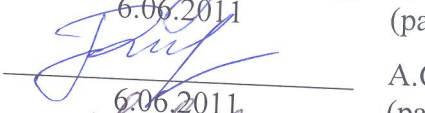
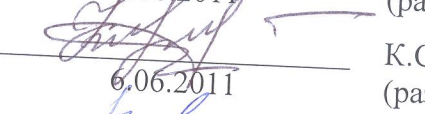
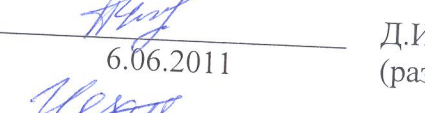
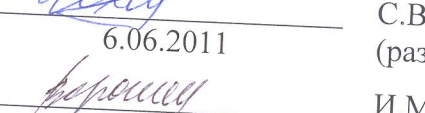
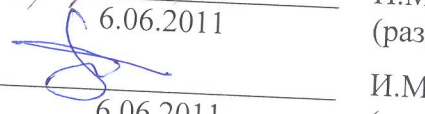
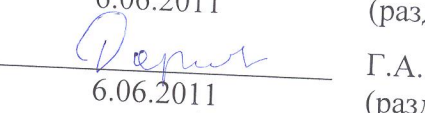


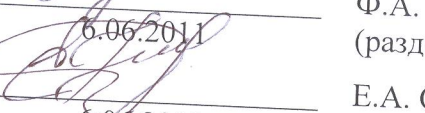
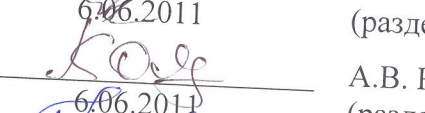
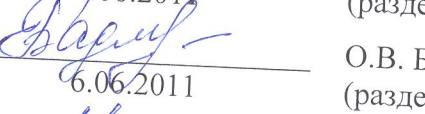
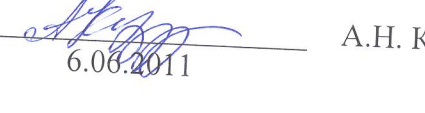


СИФ
ИАПУ ДВО РАН

07/10

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель темы, д.-ф.-м. наук, чл.-корр. РАН	 6.06.2011	Ю.Н. Кульчин (введение, раздел 1, заключение)
Исполнители темы		
г.н.с., д.ф.-м. н.	 6.06.2011	О.Б. Витрик (разделы 2, 3)
вед.н.с., д.ф.-м. н.	 6.06.2011	О.Т. Каменев (разделы 1, 7)
с.н.с., к.ф.-м. н.	 6.06.2011	Р.В. Ромашко (раздел 1)
с.н.с., к. ф.-м.н.	 6.06.2011	С.С. Голик (разделы 8, 10)
с.н.с., к.ф.-м. н.	 6.06.2011	А.В. Дышлюк (разделы 3, 6, 7)
н.с., к.ф.-м. н.	 6.06.2011	А.Д. Ланцов (раздел 4, 5)
зав. лаб.	 6.06.2011	О.А. Букин (разделы 8, 10)
в.н.с.	 6.06.2011	В.П. Дзюба (разделы 2)
зав. лаб.	 6.06.2011	А.Н. Павлов (разделы 8, 10)
с.н.с.	 6.06.2011	А.Ю. Майор (разделы 6,7,8)
с.н.с.	 6.06.2011	А.В. Безвербный (разделы 6,7,8)
зав. лаб.	 6.06.2011	В.А. Буланов (разделы 6,7,8)
зав. лаб.	 6.06.2011	С.С. Вознесенский (разделы 6,7)
н.с	 6.06.2011	Д.А. Акмайкин (разделы 2, 3)
с.н.с.	 6.06.2011	С.Ю. Столярчук (разделы 4, 5)
с.н.с.	 6.06.2011	А.В. Панов (разделы 2, 3)
с.н.с.	 6.06.2011	Е.Л. Гамаюнов (разделы 2, 3)
с.н.с.	 6.06.2011	А.Ю. Бубновский (разделы 6,7,8)
с.н.с.	 6.06.2011	Ю.С. Петров (разделы 4, 5)
зав. лаб.	 6.06.2011	А.И. Алексанин (разделы 1, 7)
н.с.	 6.06.2011	М.Г. Алексанина (разделы 1, 7)

М.Н.С.	 6.06.2011	А.Ю. Ким (разделы 1, 3)
М.Н.С.	 6.06.2011	Н.П. Краева (раздел 2)
асп, М.Н.С.	 6.06.2011	С.О. Гурбатов (раздел 6)
асп, М.Н.С.	 6.06.2011	А.А. Кучмижак (раздел 6)
Н.С.	 6.06.2011	А.А. Ильин (разделы 7,8)
Н.С.	 6.06.2011	И.А. Ластовская (разделы 2, 3)
С.Н.С.	 6.06.2011	И.Г. Нагорный (разделы 6,7,8)
С.Н.С.	 6.06.2011	Б.С. Ноткин (разделы 2, 3)
асп.	 6.06.2011	К.А. Шмирко (разделы 6,7,8)
зав. лаб.	 6.06.2011	П.А. Салюк (разделы 6,7,8)
Н.С.	 6.06.2011	В.А. Крикун (разделы 6,7,8)
асп.	 6.06.2011	А.А. Коротенко (разделы 2, 3)
М.Н.С.	 6.06.2011	А.В. Щербаков (разделы 4, 5)
М.Н.С.	 6.06.2011	А.В. Стороженко (разделы 1, 7)
асп., М.Н.С.	 6.06.2011	А.В. Буланов (разделы 6,7,8)
инженер	 6.06.2011	Е.Б. Соколова (разделы 4, 5)
асп., инж.-программист	 6.06.2011	А.М. Буруруев (разделы 1, 7)
М.Н.С.	 6.06.2011	А.Н. Галкина (разделы 1, 7)
асп., инж.-программист	 6.06.2011	А.А. Сергеев (разделы 4, 5)
студ.	 6.06.2011	С.А. Киктев (разделы 2, 5)
студ.	 6.06.2011	Н.С. Белоконская (разделы 2, 5)

асп.		Д.В. Ищенко (разделы 4, 5)
студ.	6.06.2011	
студ., лаборант		А.С. Рагулин (разделы 1, 7)
студ., лаборант	6.06.2011	
студ., лаборант		К.С. Клюгер (раздел 5)
студ., лаборант	6.06.2011	
студ., техник		Д.И. Проценко (раздел 4)
студ., техник	6.06.2011	
студ., техник		С.В. Чехленок (разделы 6,7,8)
студ., техник	6.06.2011	
студ., техник		И.М. Воронин (разделы 4, 5)
студ., техник	6.06.2011	
студ.		И.М. Дорошенко (раздел 5)
студ.	6.06.2011	
студ.		Г.А. Садовников (разделы 6,7,8)
студ.	6.06.2011	
студ.		И.Е. Степочкин (разделы 1, 7)
студ.	6.06.2011	
студ., лаб.		Р.В. Александров (разделы 6,7,8)
студ.	6.06.2011	
студ.		Ф.А. Гахова (раздел 3)
студ.	6.06.2011	
студ.		Е.А. Скороходова (разделы 1,7)
студ.	6.06.2011	
студ.		А.В. Колесников (разделы 6,7,8)
студ.	6.06.2011	
Нормоконтролер		О.В. Бадяева (раздел 2,5)
	6.06.2011	
		А.Н. Кажура
	6.06.2011	

РЕФЕРАТ

Отчет 169 с., 100 рисунков, 7 таблиц, 1 приложение, 11 частей, 17 источников.

Ключевые слова: КУБИЧЕСКИЙ ФОТОРЕФРАКТИВНЫЙ КРИСТАЛЛ, ДИНАМИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАММА, ОРТОГОНАЛЬНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ, ВОЛОКОННЫЕ БРЭГГОВСКИЕ РЕШЕТКИ, ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ, ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ ИМПУЛЬСЫ, ЛАЗЕРНЫЙ ПРОБОЙ, ПЛАЗМЕННЫЙ ФРОНТ.

Объектом исследования являются процессы взаимодействия лазерного излучения с нелинейными оптическими средами, а также физические принципы построения новых когерентно-оптических информационно-измерительных и диагностических систем. Целью выполнения НИР является развитие фундаментальных и прикладных исследований мирового уровня в области изучения взаимодействия лазерного излучения с микроструктурированными, слоистыми, сплошными и нанокompозитными средами, создание новых методов диагностики и мониторинга технических и природных объектов, океана и атмосферы, разработка новых материалов для лазерной физики на основе биомиметических технологий, подготовка и закрепление в сфере науки и образования научных и научно-педагогических кадров, формирование новых эффективных и жизнеспособных научных коллективов.

За отчетный период выполнения НИР получены следующие основные результаты.

Проведено экспериментальное исследование особенностей функционирования адаптивной волоконно-оптической измерительной системы с использованием динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивных кристаллах в ортогональной геометрии, применительно к решению задач нанометрологии, нанопозиционирования, детектирования сверхмалых физических величин и пр., а также исследование возможности применения адаптивной измерительной системы для определения массы сверхмалых объектов (наночастиц, бактерий и пр.). Показано, что максимальное количество измерительных каналов, реализуемых на одном кристалле, входящем в состав адаптивной измерительной системы, не менее 10, уровень сигнал/шум в каждом измерительном канале не менее 20 дБ, чувствительность в каждом измерительном канале не хуже $5 \cdot 10^{-8}$ рад \cdot (Вт/Гц) $^{0.5}$, уровень перекрестных шумов между каналами не более -20 дБ), а также макет адаптивного волоконно-оптического сенсора на основе одномодового и многомодового волоконного световода и динамических ортогональных голограмм, формируемых в фоторефрактивном кристалле в результате двух- и трех-волнового взаимодействия (Чувствительность не хуже $2 \cdot 10^{-8}$ рад \cdot (Вт/Гц) $^{0.5}$,

частота от-сечки медленных флуктуаций фазы при интенсивности 0,2 Вт/мм², не менее 300 Гц.). Проведены экспериментальные исследования особенностей применения измерительного комплекса на основе когерентно-оптического метода для проведения исследований статистических и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в составе биологических жидких сред. Разработаны меры по улучшению метрологических характеристик настоящего комплекса. Проведены испытания волоконно-оптического метода удаленной регистрации параметров вибрационных процессов на основе волоконных брэгговских решеток с применением полосовой фильтрации для формирования заданной производной огибающей спектра опорного излучения. Проведено экспериментальное исследование волоконно-оптических датчиков вибраций на основе волноводных структур с локально модифицированным диаметром световедущей сердцевины. Осуществлено применение волоконно-оптического метода мониторинга изгибных деформаций на основе волоконных световодов с экстремально низким значением приведенной частоты для регистрации изгибных деформаций макетов конструктивных элементов. Показано, что амплитудная чувствительность волоконного световода к макроизгибу в реализованном макете не менее чем в 150 раз превосходит таковую по сравнению со случаем возбуждения одномодового волоконного световода в стандартных условиях с приведенной частотой $V \sim 2,4$). Проведены количественные измерения проб морской воды из акватории Северо-Западной части Тихого океана новой методикой фемтосекундной лазерной искровой спектроскопии. Проведено комплексное тестирование рефлектометрического метода детектирования и мультиплексирования сигналов от волноводных структур с модулированным показателем преломления на моделях структурных элементов железобетонных конструкций. Осуществлена отработка основных технологических принципов создания микро и наномодифицированных материалов и управляемой лазерной абляции на основе эффектов нелинейного взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов и управления плазменного факела лазерными полями малой интенсивности.

Проведена технико-экономическая оценки результатов, полученных в ходе выполнения работы. Полученные результаты были положены в основу работ по разработке и модернизации научно-методических материалов по курсам «Материалы и элементы квантовой и оптической электроники», «Взаимодействие излучения с веществом», «Нелинейная оптика», «Информационная оптика».

СОДЕРЖАНИЕ

Обозначения и сокращения.....	9
Введение.....	10
1. Экспериментальное исследование особенностей функционирования адаптивной волоконно-оптической измерительной системы с использованием динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивных кристаллах в ортогональной геометрии, применительно к решению задач нанометрологии, нанопозиционирования, детектирования сверхмалых физических величин и пр., а также исследование возможности применения адаптивной измерительной системы для определения массы сверхмалых объектов (наночастиц, бактерий и пр.).....	14
1.1. Особенности работы адаптивного интерферометра на основе фоторефрактивного кристалла	15
1.2. Анализ собственных колебаний микрообъектов.....	19
1.3. Экспериментальное исследование колебаний микрообъектов с помощью адаптивного интерферометра на основе ортогональных динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивном кристалле	25
1.4. Определение массы сверхмалых объектов с помощью адаптивного голографического интерферометра	36
2. Экспериментальные исследования особенностей применения измерительного комплекса на основе когерентно-оптического метода для проведения исследований статистических и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в составе биологических жидких сред.....	44
3. Испытания волоконно-оптического метода удаленной регистрации параметров вибрационных процессов на основе волоконных брэгговских решеток с применением полосовой фильтрации для формирования заданной производной огибающей спектра опорного излучения.....	49
4. Проведение технико-экономической оценки полученных результатов.....	52
5. Разработка и модернизация научно-методических материалов по курсам «Материалы и элементы квантовой и оптической электроники», «Взаимодействие излучения с веществом», «Нелинейная оптика», «Информационная оптика».....	55
6. Экспериментальное исследование волоконно-оптических датчиков вибраций на основе волноводных структур с локально модифицированным диаметром световедущей сердцевины.....	97

7. Применение волоконно-оптического метода мониторинга изгибных деформаций на основе волоконных световодов с экстремально низким значением приведенной частоты для регистрации изгибных деформаций макетов конструктивных элементов.....	111
8. Проведение количественных измерений проб морской воды из акватории Северо-Западной части Тихого океана новой методикой фемтосекундной лазерной искровой спектроскопии.....	117
9. Комплексное тестирование рефлектометрического метода детектирования и мультиплексирования сигналов от волноводных структур с модулированным показателем преломления на моделях структурных элементов железобетонных конструкций.....	130
10. Отработка основных технологических принципов создания микро и наномодифицированных материалов и управляемой лазерной абляции на основе эффектов нелинейного взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов и управления плазменного факела лазерными полями малой интенсивности.....	145
11. Отчет о достижении программных индикаторов и показателей.....	160
Заключение.....	161
Список использованных источников	164
Приложение А. Публикации в ведущих научных журналах.....	166

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В настоящем отчете о НИР применяют следующие обозначения и сокращения:

ФР – фоторефрактивный

ФРК – фоторефрактивный кристалл

ФРЦ – фоторефрактивный центр

АСМ – атомный силовой микроскоп

ОМ – оптическая микроскопия

ОО – открытая область

ПЗ – поле зрения

ЦГ – цифровая голограмма

ЦГИС – цифровая голографическая измерительная система

ВС – волоконный световод

ВОД – волоконно-оптический датчик

ВБР – волоконная брэгговская решетка

АЧХ – амплитудно-частотная характеристика

НИР – научно-исследовательская работа

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая НИР направлена на развитие в рамках НОЦ «Лазерная физика» фундаментальных и прикладных исследований в области изучения физических явлений взаимодействия лазерного излучения с микроструктурированными, слоистыми, сплошными и нанокompозитными средами, создание новых когерентно-оптических методов диагностики и мониторинга технических и природных объектов, океана и атмосферы, разработку новых материалов для лазерной физики на основе биомиметических технологий, подготовку и закрепление в сфере науки и образования научных и научно-педагогических кадров, а также формирование новых эффективных и жизнеспособных научных коллективов на Дальнем Востоке России. При выполнении НИР особое внимание уделяется развитию стратегий по поддержке молодых специалистов, ученых и преподавателей посредством создания благоприятных условий для развития и реализации их творческого потенциала за счет использования научно-технического потенциала головной организации и партнеров по НОЦ, обладающих современной материально-технической базой, включая уникальные экспериментальные стенды и установки.

НИР проводится по следующим основным направлениям:

1. Исследование процессов взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с оптически прозрачными газовыми, аэрозольными и конденсированными средами, приводящих к эффектам генерации суперконтинуума, филаментации и самоканалирования лазерных импульсов и оптического пробоя для создания новых методов дистанционного мониторинга океана и атмосферы и технологий микро- и наномодификации материалов. Изучение процессов распространения и взаимодействия плазменных фронтов при возбуждении оптического пробоя лазерными импульсами с различной длиной волны и длительностью, установление аналитической зависимости между параметрами возбуждения и режимами распространения плазменных фронтов для создания технологий лазерной абляции и управления лазерной плазмой. Исследование трансформации спектральных и временных характеристик сверхкоротких лазерных импульсов в микроструктурированных природных оптически прозрачных средах (спикулы морских губок) и материалах, синтезированных на основе биомиметических подходов с целью разработки новых материалов для нанофотоники, интегральной оптики и лазерной физики.

2. Исследование особенностей взаимодействия лазерного излучения с наноразмерными объектами (на основе TiO_2 , SiO_2 и Fe_2O_3) и их конгломератами в составе

жидких гетерогенных сред для создания новых методов и измерительных систем для исследования статистических и динамических характеристик указанных объектов в составе биологических и технических жидких сред. Разработка комплексных методов анализа биологических и технических жидких сред на основе наноразмерных объектов и их конгломератов.

3. Исследование особенностей амплитудной, фазовой и спектральной модуляции световых пучков, направляемых волоконными световодами, для создания новых типов волоконно-оптических датчиков и информационно-измерительных систем на их основе. Исследование принципов детектирования и мультиплексирования сигналов волноводных структур с модулированным показателем преломления, в частности, волоконных брэгговских решеток на основе метода оптической временной рефлектометрии с применением дифференциальной регистрации сигналов и гибридного спектрально-временного разделения измерительных каналов. Исследование структурных и функциональных особенностей оптических волноводов в запердельных режимах возбуждения с экстремально низким значением приведенной частоты с точки зрения применения таких волноводов для регистрации изгибных деформаций, в том числе распределенных изгибов малой кривизны. Исследование физических основ применения волоконных решеток Брэгга и волноводных структур с локально модифицированным диаметром световедущей сердцевины для регистрации параметров вибраций и динамических деформационных процессов. Разработка адаптивного волоконно-оптического метода регистрации абсолютного углового положения.

4. Разработка физических принципов построения высокоэффективных адаптивных интерферометрических сенсоров и многоканальных измерительных систем на основе многоволнового взаимодействия световых пучков на динамических диффузионных голограммах, формируемых и мультиплексируемых в фоторефрактивных кристаллах кубической симметрии в ортогональной геометрии. Разработка адаптивных методик регистрации сверхмалых/сверхслабых физических величин (вибраций, перемещений нано- и суб-нанометрового диапазона, малых динамических деформаций, слабых импульсных воздействий и пр.) в условиях неконтролируемых изменений параметров окружающей среды, наличия посторонних случайных воздействий и прочих негативных факторов.

За отчетный период выполнения НИР проведено экспериментальное исследование особенностей функционирования адаптивной волоконно-оптической измерительной системы с использованием динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивных кристаллах в ортогональной геометрии, применительно к решению задач нанометрологии,

нанопозиционирования, детектирования сверхмалых физических величин и пр., а также исследование возможности применения адаптивной измерительной системы для определения массы сверхмалых объектов (наночастиц, бактерий и пр.). Показано, что максимальное количество измерительных каналов, реализуемых на одном кристалле, входящем в состав адаптивной измерительной системы, не менее 10, уровень сигнал/шум в каждом измерительном канале не менее 20 дБ, чувствительность в каждом измерительном канале не хуже $5 \cdot 10^{-8}$ рад \cdot (Вт/Гц) $^{0.5}$, уровень перекрестных шумов между каналами не более -20 дБ), а также макет адаптивного волоконно-оптического сенсора на основе одномодового и многомодового волоконного световода и динамических ортогональных голограмм, формируемых в фоторефрактивном кристалле в результате двух- и трех-волнового взаимодействия (Чувствительность не хуже $2 \cdot 10^{-8}$ рад \cdot (Вт/Гц) $^{0.5}$, частота отсечки медленных флуктуаций фазы при интенсивности 0,2 Вт/мм 2 , не менее 300 Гц.). Проведены экспериментальные исследования особенностей применения измерительного комплекса на основе когерентно-оптического метода для проведения исследований статистических и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в составе биологических жидких сред. Разработаны меры по улучшению метрологических характеристик настоящего комплекса. Проведены испытания волоконно-оптического метода удаленной регистрации параметров вибрационных процессов на основе волоконных брэгговских решеток с применением полосовой фильтрации для формирования заданной производной огибающей спектра опорного излучения. Проведено экспериментальное исследование волоконно-оптических датчиков вибраций на основе волноводных структур с локально модифицированным диаметром световедущей сердцевины. Осуществлено применение волоконно-оптического метода мониторинга изгибных деформаций на основе волоконных световодов с экстремально низким значением приведенной частоты для регистрации изгибных деформаций макетов конструктивных элементов. Показано, что амплитудная чувствительность волоконного световода к макроизгибу в реализованном макете не менее чем в 150 раз превосходит таковую по сравнению со случаем возбуждения одномодового волоконного световода в стандартных условиях с приведенной частотой $V \sim 2,4$). Проведены количественные измерения проб морской воды из акватории Северо-Западной части Тихого океана новой методикой фемтосекундной лазерной искровой спектроскопии. Проведено комплексное тестирование рефлектометрического метода детектирования и мультиплексирования сигналов от волноводных структур с модулированным показателем преломления на моделях структурных элементов железобетонных конструкций. Осуществлена отработка основных технологических

принципов создания микро и наномодифицированных материалов и управляемой лазерной абляции на основе эффектов нелинейного взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов и управления плазменного факела лазерными полями малой интенсивности.

Проведена технико-экономическая оценки результатов, полученных в ходе выполнения работы. Полученные результаты были положены в основу работ по разработке и модернизации научно-методических материалов по курсам «Материалы и элементы квантовой и оптической электроники», «Взаимодействие излучения с веществом», «Нелинейная оптика», «Информационная оптика».

1. Экспериментальное исследование особенностей функционирования адаптивной волоконно-оптической измерительной системы с использованием динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивных кристаллах в ортогональной геометрии, применительно к решению задач нанометрологии, нанопозиционирования, детектирования сверхмалых физических величин и пр., а также исследование возможности применения адаптивной измерительной системы для определения массы сверхмалых объектов (наночастиц, бактерий и пр.).

Измерение сверхмалых масс является важной задачей при исследовании нано- и микромасштабных объектов [1-6]. Один из подходов определения массы микрообъектов заключается в исследовании частоты собственных колебаний самих микрообъектов, либо колебательных систем, к которым эти микрообъекты присоединятся [1,6,7]. Возбуждение собственных колебаний может происходить как механически, так и бесконтактно, например, лазерным импульсом. Детектирование колебаний осуществляется, в основном, оптическими методами [1,6-8]. Практически все из них налагают ограничения на размеры и качество отражающей поверхности исследуемых объектов и колебательных систем.

Интерферометрические измерительные системы являются наиболее чувствительными инструментами для регистрации и измерения широкого класса физических величин, в том числе параметров механических колебаний объектов [9]. Вместе с тем высокая чувствительность любого интерферометра делает его в значительной степени подверженным влиянию внешних факторов (изменению температуры, давления, неконтролируемых деформаций, микросейсмических вибраций и пр.)

Для решения задачи детектирования колебаний микрообъектов в настоящей работе используется адаптивная волоконно-оптическая измерительная система (АВОИС), основанная на двухволновом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле (ФРК) [10]. Голографический принцип объединения волн в кристалле позволяет обеспечить точное согласование волновых фронтов опорного и объектного светового пучка [11]. При этом векторное взаимодействие волн с разным типом поляризации в ФРК кубической симметрии позволяет реализовать в интерферометре квадратурные условия [10], а адаптивные свойства динамической голограммы, формируемой в ФРК, постоянно поддерживать их [11]. Все изменения, характерная частота которых меньше частоты отсечки, будут автоматически фильтроваться. Кроме того, в адаптивном интерферометре осуществляется демодуляция фазы волны, имеющей сложный волновой фронт, что позволяет исследовать диффузно рассеивающие объекты. Таким образом, адаптивный

интерферометр позволяет производить измерения малых (величиной менее 1нм) смещений и колебаний исследуемых объектов в условиях неконтролируемых изменений параметров окружающей среды (дрейф температуры, промышленные вибрации и пр.).

1.1. Особенности работы адаптивного интерферометра на основе фоторефрактивного кристалла

Отличие адаптивного интерферометра от классического заключается в том, что в первом вместо обычного светоделительного элемента (куба или полупрозрачного) используется среда, в которой постоянно записывается динамическая голограмма [9].

Формирование голограммы происходит в фоторефрактивном кристалле непосредственно при попадании на него оптического излучения. Дополнительная обработка (проявление, фиксация и т.п.) не требуется. Таким же образом при помощи света голограмма может быть стерта. Свет вызывает внутри кристалла перераспределение зарядов, и в течение характерного времени (времени записи) устанавливается динамическое равновесие между распределениями интенсивности записывающего света и электрического заряда. Если параметры световых волн, формирующих голограмму, изменяются быстро – за время меньше времени записи, то голограмма не успевает следовать за ними. К «быстрым» здесь следует отнести изменения, вызванные воздействием исследуемого объекта (или физической величины). Для таких изменений голограмма будет «заморожена» (аналог статической голограммы), что обеспечит преобразование на ней световых волн и получение информации об объекте.

В противном случае, если параметры световых волн меняются медленно (за время, превышающее характерное время записи), что, как правило, характерно для большинства температурных влияний или, например, медленного накопления механических напряжений в исследуемом объекте, то в кристалле запишется новая голограмма, заменив старую. Как следствие, изменения параметров световых волн, а, следовательно, и отрицательное влияние внешних факторов на измерительную систему, будут компенсированы изменениями, произошедшими в голограмме. В этом заключается общий принцип адаптивности измерительной системы на основе применения динамических голограмм. Таким образом, динамическая голограмма является своего рода фильтром низких частот (частота отсечки которого обратно пропорциональна времени записи голограммы), что позволяет компенсировать влияние на интерферометр любых медленно изменяющихся внешних воздействий.

В основе процесса записи динамической голограммы в ФРК лежит фоторефрактивный эффект (ФРЭ), заключающийся в изменении коэффициента преломления среды под действием света. ФРЭ впервые был обнаружен в Лаборатории Бэлл в 1966 г., как нежелательное искажение оптического луча при прохождении через нелинейные электрооптические кристаллы LiNbO_3 и LiTaO_3 [11]. Было установлено, что вызванные светом изменения показателя преломления кристалла приводят к искажению фронта распространяющейся в нем световой волны и, как следствие, ограничение использования этих материалов в системах генерации второй гармоники или высокоскоростных модуляторах. Вскоре после открытия фоторефрактивного эффекта было обнаружено, что фоторефрактивный кристалл может быть возвращен в исходное состояние нагревом или равномерной засветкой. Таким образом, фоторефрактивный кристалл может быть использован для записи и стирания в реальном времени голограмм, которые теперь могут стать динамическими. К настоящему времени фоторефрактивный эффект обнаружен в большом количестве материалов: диэлектриках, полупроводниках, жидких кристаллах, органических полимерах [12-15].

Для возникновения фоторефрактивного эффекта в некотором материале последний должен обладать фотопроводящими свойствами и быть электрооптическим. В простейшей модели фоторефрактивного эффекта предполагается, что кристалл имеет носители заряда одного типа – электроны, и примеси двух типов – доноры и акцепторы, энергетические уровни которых располагаются в запрещенной зоне, как показано на рисунке 1.1.1. Предполагается, что некоторые доноры и все акцепторы ионизированы. В отсутствие светового излучения основным механизмом, пополняющим зону проводимости электронами, является тепловое возбуждение. Динамическое равновесие между теплогенерацией электронов и их обратной рекомбинацией определяет концентрацию свободных электронов n_e , которая в большинстве случаев является однородной по объему кристалла величиной или ее флуктуациями можно пренебречь.

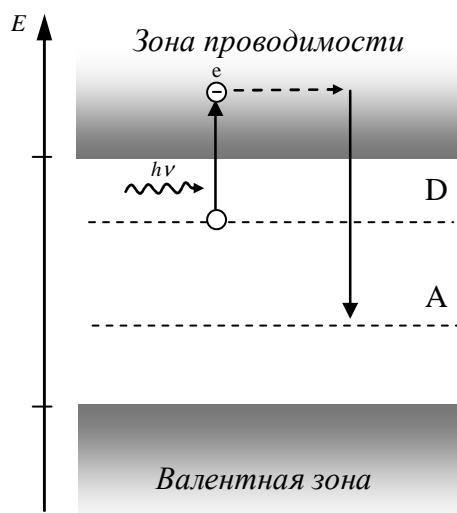


Рисунок 1.1.1. Модель фоторефрактивного эффекта.

Попадание светового излучения в фотопроводящий кристалл приводит к возникновению в нем дополнительных (фотоиндуцированных) пар электронов и ионизированных доноров. Фотоиндуцированные электроны, диффундировавшие в слабоосвещенные области, захватываются там акцепторами. В то же время, ионизированные доноры не могут двигаться, являясь частью кристаллической решетки, что ведет к локальным нарушениям электронейтральности. Возникает так называемый пространственный заряд, плотность распределения которого неоднородна и повторяет интерференционное распределение интенсивности света. Нескомпенсированный заряд приводит к появлению электрического поля, называемого полем пространственного заряда, которое, в свою очередь, модулирует показатель преломления кристалла за счет линейного электрооптического эффекта.

В адаптивном интерферометре неоднородное распределение световой интенсивности формируется вследствие интерференции объектного и опорного световых пучков. После того как сформируется динамическая голограмма, пучки одновременно дифрагируют на ней так, что дифрагировавшая часть объектного пучка распространяется в направлении опорного пучка и наоборот. Благодаря основному принципу голографии, волновой фронт дифрагировавшей части опорного пучка представляет точную копию недифрагировавшей части объектного пучка. То же остается справедливым для другой пары пучков в кристалле. В результате после кристалла в направлении каждого пучка мы имеем когерентное сложение двух интерферирующих световых пучков с абсолютно одинаковыми волновыми фронтами. Таким образом, проблема сопряжения волновых фронтов в интерферометре на основе голограммы решается автоматически. Это позволяет

в частности использовать волны со сколь угодно сложным волновым фронтом как в одном, так и в обоих плечах адаптивного интерферометра без снижения эффективности его работы.

В работе была использована АВОИС на основе схемы ортогонального взаимодействия световых пучков в фоторефрактивном кристалле, которая представлена на рисунках 1.1.2 и 1.1.3.

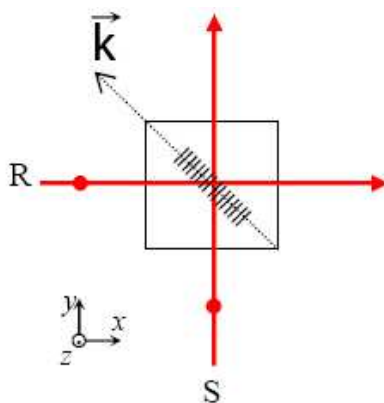


Рисунок 1.1.2. Схема ортогонального взаимодействия световых пучков в фоторефрактивном кристалле. S – объектная волна, R – опорная, \vec{k} – вектор решетки

Световые лучи приходят в фоторефрактивный кристалл под прямым углом друг к другу, где формируют голографическую решетку, вектор которой направлен к ним под углом 45° . Характер взаимодействия световых пучков определяет их взаимная ориентация по отношению к кристаллографическим осям. При данной геометрии взаимодействия световых волн взаимодействуют только S-компоненты объектной и опорной волны, R-компоненты ортогональны друг другу и не взаимодействуют. Благодаря этому в качестве объектной волны может использоваться излучение от диффузно-рассеивающих объектов или излучение вышедшей из многомодового волоконного световода.

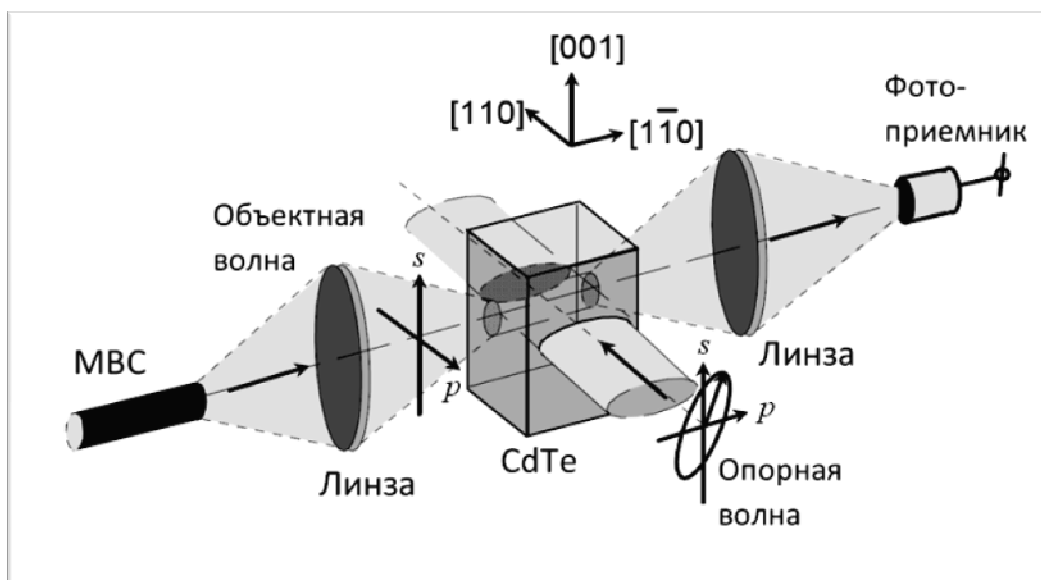


Рисунок 1.1.3. Ортогональная схема записи голограммы в фоторефрактивном кристалле

1.2. Анализ собственных колебаний микрообъектов

Кантилевер представляет собой массивное прямоугольное основание, с выступающей из него балкой (собственно кантилевером) простой геометрической формы, как показано на рисунке 1.2.1.

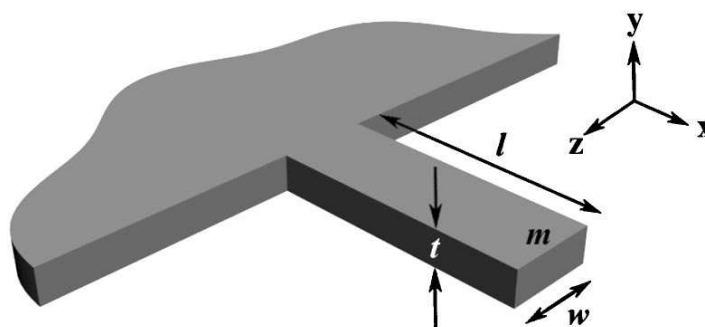


Рисунок 1.2.1. Геометрическая модель кантилевера

Вычислим резонансную частоту изотропного кантилевера массы m в виде балки в форме параллелепипеда длиной l , толщиной h ($h \ll l$) и шириной w ($w \ll l$), на свободный конец которого действует сосредоточенная вертикальная сила F (рисунок 1.2.1) [4].

Найдём кинетическую $E_{кин}$ и потенциальную $E_{пот}$ энергию кантилевера. Рассмотрим элемент балки длиной dy , находящийся на расстоянии y от закреплённого конца. Кинетическая энергия такого элемента есть:

$$dE_{кин} = \frac{(\dot{u}(\tau, y))^2}{2} \frac{m dy}{l} \quad (1.2.1)$$

где $u(\tau, y)$ – отклонение точек осевой линии балки на расстоянии y от закреплённого конца в момент времени τ . $\dot{u}(\tau, y)$ выражается через отклонение свободного конца балки $u(\tau, l)$ следующим образом:

$$u(\tau, y) = \frac{u(\tau, l)}{2} \left(3 \left(\frac{y}{l} \right)^2 - \left(\frac{y}{l} \right)^3 \right) \quad (1.2.2)$$

Тогда, подставляя значение $u(\tau, y)$ в (1) и производя интегрирование по всей длине балки, получим:

$$E_{кин} = \int_0^l \frac{(\dot{u}(\tau, y))^2}{2} \frac{m dy}{l} = \frac{33}{140} \frac{m}{2} (\dot{u}(\tau, l))^2 \quad (1.2.3)$$

Так как по условию только на свободный конец действует сосредоточенная сила F , то очевидно, что $E_{ном}$ равна работе, затраченной на перемещение конца балки, на расстояние:

$$E_{ном} = \int_0^{u(\tau, l)} F du = \int_0^{u(\tau, l)} \frac{1}{c} u du = \frac{u^2(\tau, l)}{2c} \quad (1.2.4)$$

где $1/c$ – коэффициент нормальной жёсткости.

Если считать, что колебания в системе происходят без диссипации полной энергии W , то есть $W = E_{кин} + E_{ном} = const$, тогда, дифференцируя полную энергию по времени, получим уравнение движения свободного конца кантилевера:

$$\frac{33m\ddot{u}(\tau, l)}{140} + \frac{1}{c} u(\tau, l) = 0 \quad (1.2.5)$$

Следовательно, эффективная масса кантилевера равна:

$$m_{эфф} = \frac{33}{140} m \quad (1.2.6)$$

Таким образом, вычислив $m_{эфф}$ и зная коэффициент жёсткости $1/c$, получаем, что собственная частота колебаний кантилевера выражается через его параметры следующим образом:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{cm_{эфф}}} = \frac{1.029l}{l^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1.2.7)$$

где ρ – плотность кантилевера, E – модуль Юнга. Как видно из (1.2.7), ω_0 обратно пропорциональна квадрату длины балки.

В работе для исследования собственных колебаний микрообъектов использованы прямоугольные кантилеверы с зондом. Однако, собственная частота, вычисленная с помощью выражения (1.2.7), плохо согласуется с экспериментальными данными, так как масса зонда при расчете не учитывается. Кроме того, описанная выше модель не позволяет вычислить величину массы, прикрепленной на конце кантилевера. Поэтому была выбрана более сложная модель расчета колебаний кантилевера [7].

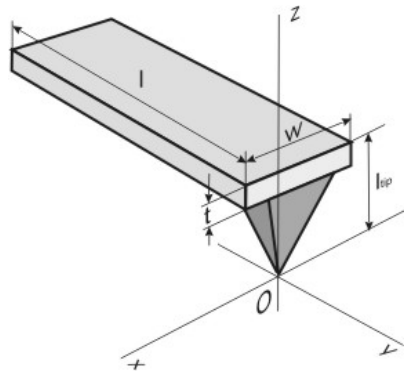


Рисунок 1.2.2. Прямоугольный кантилевер с зондом

Для определения частоты свободных колебаний необходимо знать толщину t , длину l , ширину w (рисунок 1.2.2). Рассмотрим следующее однородное незатухающее уравнение:

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + \rho A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0, \quad (1.2.9)$$

где E – модуль Юнга, I – момент инерции кантилевера, y – поперечное смещение, ρ – плотность, A – площадь поперечного сечения. Данное уравнение можно свести к следующему:

$$\frac{d^4 Y}{dx^4} - \beta^4 Y = 0, \quad (1.2.10)$$

где частотный параметр

$$\beta^4 = \omega^2 \left(\frac{\rho A}{EI} \right) \quad (1.2.11)$$

Общее решение уравнения движения для кантилевера:

$$Y(x) = C_1 \sin \beta x + C_2 \cos \beta x + C_3 \sinh \beta x + C_4 \cosh \beta x. \quad (1.2.12)$$

Введем граничные условия для определения коэффициентов. При $x=0$ прогиб и наклон кантилевера равны нулю:

$$\begin{aligned} C_2 + C_4 &= 0, \\ C_1 + C_3 &= 0. \end{aligned} \quad (1.2.13)$$

Граничные условия при $x=l$ требуют, чтобы момент M равнялся нулю, и динамический сдвиг V равнялся $\omega^2 m Y(l)$.

$$M = EI \frac{d^2 Y}{dx^2} = 0, \quad (1.2.14)$$

$$-C_1(\sin \eta + \sinh \eta) - C_2(\cos \eta + \cosh \eta) = 0, \quad (1.2.15)$$

$$V = -EI \frac{d^3 Y}{dx^3} = \omega^2 m Y(l), \quad (1.2.16)$$

$$\begin{aligned} -C_1[(\cos \eta + \cosh \eta) - \gamma \eta(\sin \eta + \sinh \eta)] \\ + C_2[(\sin \eta + \sinh \eta) - \gamma \eta(\cos \eta - \cosh \eta)] = 0, \end{aligned} \quad (1.2.17)$$

где $\eta = \beta l$ и $\gamma = m/\rho A l$ безразмерные отношения прикрепленной массы к массе кантилевера. Чтобы иметь нетривиальное решение для коэффициентов, необходимо, чтобы:

$$(\cos \eta \cosh \eta + 1) + \gamma \eta(\sinh \eta \cos \eta - \sin \eta \cosh \eta) = 0, \quad (1.2.18)$$

в то время, как моды колебаний имеют вид:

$$Y = C_1 \left[\sin \beta x - \sinh \beta x + \frac{C_2}{C_1} (\cos \beta x - \cosh \beta x) \right], \quad (1.2.18a)$$

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{\cos \eta + \cosh \eta - \gamma \eta(\sin \eta - \sinh \eta)}{\sin \eta - \sinh \eta + \gamma \eta(\cos \eta - \cosh \eta)}. \quad (1.2.18b)$$

Коэффициент C_1 был выбран таким образом, чтобы $\gamma(l)=1$. При произвольных значениях отношения масс есть несколько собственных частот, при которых трансцендентное уравнение имеет решения. Уравнение (1.2.18) позволяет численно определить βl для данного безразмерного отношения масс γ . Может быть получено приближенное решение из (1.2.10) для частоты [6]:

$$f_0 = \frac{(\beta l)^2 t}{2\pi l^2} \left[\frac{E}{12\rho(1+\gamma)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.2.19)$$

На рисунке 1.2.3 показана зависимость величины βl от безразмерного отношения масс γ , определенная экспериментально [7]. Для определенных значений массы величина βl была рассчитана с использованием уравнения (1.2.19). В пределе $\gamma = 0$ величина βl равна 1,875.

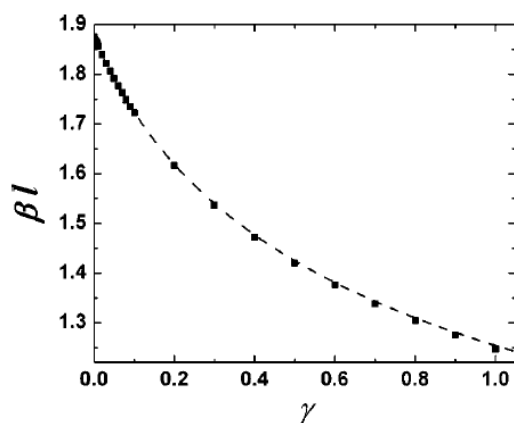


Рисунок 1.2.3. Зависимость βl от безразмерного отношения масс γ

Выражение (19) позволяет рассчитать значение массы осциллятора по определенной экспериментально частоте собственных колебаний.

Существует множество физико-математических моделей, позволяющих рассчитать частоту собственных (резонансных) колебаний микрообъектов. В данной работе исследуются колебания вытянутых прямоугольных пластин – кантилеверов, другие более сложные колебательные системы не исследовались. Далее будет рассмотрен расчет частоты собственных колебаний для кантилеверов с простой геометрической формой.

Расчет параметров кантилеверов производился с использованием теоретической модели, описанной выше. С помощью выражения (19) для первой моды собственных колебаний численно рассчитывалась частота колебаний, значение упругости, величина прикрепленной массы. Ниже приведен пример расчета частоты колебаний для кантилевера С8 до напыления металлической пленки.

Входные параметры:

толщина кантилевера $t = 13 \times 10^{-6} \text{ м}$

длина – $l = 180 \times 10^{-6} \text{ м}$

ширина – $w = 42 \times 10^{-6} \text{ м}$

плотность – $\rho = 2,33 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$

коэффициент упругости – $k = 80 \text{ Н/м}$

высота зонда – $T_h = 15 \times 10^{-6} \text{ м}$

радиус основания зонда – $T_r = 12 \times 10^{-6} \text{ м}$

Расчет массы зонда:

$$T_m = \frac{\pi \times T_r^2 \times T_h \times \rho}{3} = 5,27 \times 10^{-12} \text{ кг} \quad (1.2.20)$$

Безразмерное отношение масс:

$$\gamma = \frac{T_m}{\rho \times w \times t \times l} = 0,016. \quad (1.2.21)$$

Модуль Юнга:

$$E = \frac{4 \times l^3 \times k}{w \times t^3} = 1,317 \times 10^{10} \text{ Па}. \quad (1.2.22)$$

Значение βl находим по графику на рисунке 1.2.3:

$$\beta l = 1,87. \quad (1.2.23)$$

Затем, подставив все найденные величины в выражение (1.2.19), получаем значение частоты первой моды собственных колебаний кантилевера:

$$f_0 = \frac{(\beta l)^2}{2\pi l^2} \left[\frac{E}{12\rho(1+\gamma)} \right]^{\frac{1}{2}} = 1,723 \times 10^5 \text{ Гц}. \quad (1.2.24)$$

Как видно из выражения 19, f_0 будет тем больше, чем больше коэффициент упругости и сечение кантилевера, либо чем меньше будет длина кантилевера.

В общем случае значение коэффициента упругости для кантилевера неизвестно. Для его нахождения экспериментально определяется значение частоты собственных колебаний, и численно решается уравнение (1.2.19).

Определение значения дополнительной массы так же заключается в численном решении уравнения (1.2.19). При этом необходимо учесть зависимость величины βl от безразмерного отношения масс.

На практике, для расчета присоединенной к кантилеверу, массы необходимо сделать следующее:

- 1) Определить геометрические параметры кантилевера.
- 2) Экспериментально измерить частоту собственных колебаний кантилевера без прикрепленной массы.
- 3) Вычислить, пользуясь выражением (19), значение коэффициента упругости.
- 4) Экспериментально измерить частоту собственных колебаний кантилевера с прикрепленной массой.
- 5) Используя измеренную частоту собственных колебаний и выражение (1.2.19), вычислить величину присоединенной массы. При этом учитывается зависимость величины βl от безразмерного отношения масс.

1.3. Экспериментальное исследование колебаний микрообъектов с помощью адаптивного интерферометра на основе ортогональных динамических голограмм, формируемых в фоторефрактивном кристалле

Для исследования колебаний микрообъектов был экспериментально реализован адаптивный голографический интерферометр, схема которого приведена на рисунке 1.3.1.

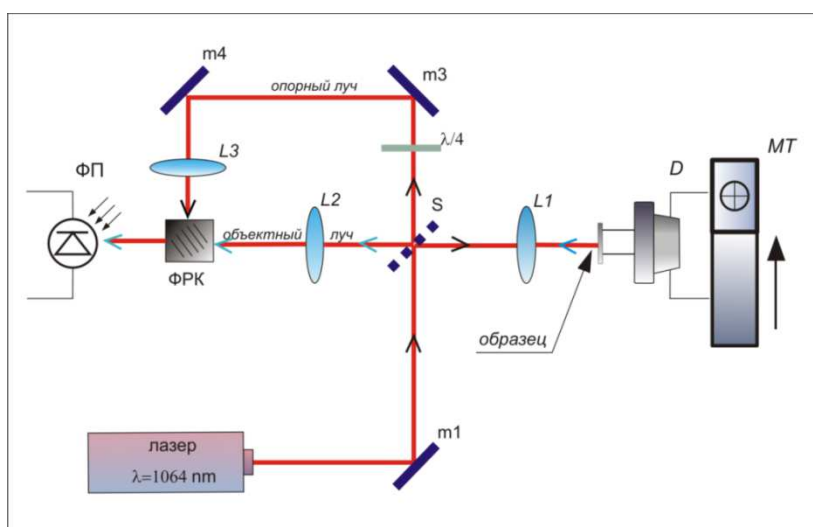


Рисунок 1.3.1. Схема экспериментальной установки. m_1, m_3, m_4 – зеркала; S – светоделитель; L_1, L_2, L_3 – собирающие линзы; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка; ФРК –

фоторефрактивный кристалл; D – электродинамический преобразователь; ФП – фотоприемник; МТ –моторизированный двух-координатный транслятор

В качестве источника излучения использовался Nd:YAG-лазер, работающий в непрерывном режиме на длине волны 1064 нм, мощностью 25 мВт. Лазерный пучок посредством светоделителя S делился на объектный и опорный. Объектный пучок фокусировался линзой L1 и направлялся на исследуемый объект, закрепленный на калиброванном электродинамическом преобразователе, с помощью которого осуществлялась передача колебаний исследуемому образцу. Вследствие колебаний образца, отраженное от него излучение было модулировано по фазе. Отраженное излучение собиралось линзой L1 и фокусировалось линзой L2 в фоторефрактивном кристалле CdTe. Демодуляция фазы волны, отраженной от объекта, осуществлялась посредством ее взаимодействия с опорной волной на динамической голограмме, формируемой в кристалле. Интенсивность объектного пучка регистрировалось с помощью фотоприемника Thorlabs PDA10CS-ES. Сигнал от фотодетектора поступал в ЭВМ посредством АЦП. Перемещение образцов относительно объектного пучка осуществлялась с помощью системы трехкоординатного моторизированного перемещения.

В силу малых размеров исследуемых объектов необходима сильная фокусировка объектного пучка. Минимальный радиус пучка r в месте максимальной фокусировки ограничен дифракционным пределом:

$$r = 1.22 \frac{\lambda}{D} f, \quad (1.3.1)$$

где λ – длина волны излучения, D – диаметр пучка на входе в фокусирующую линзу, f – расстояние от линзы до места максимальной фокусировки.

Исходя из выражения (1.3.1), была использована фокусирующая линза, диаметр которой был немного больше входного лазерного пучка, но при этом линза имела минимальное фокусное расстояние при данном ее диаметре (фокусное расстояние 12мм, диаметр 9мм). Таким образом, размер пучка в месте максимальной фокусировки составил 32 мкм (рисунок 1.3.16).

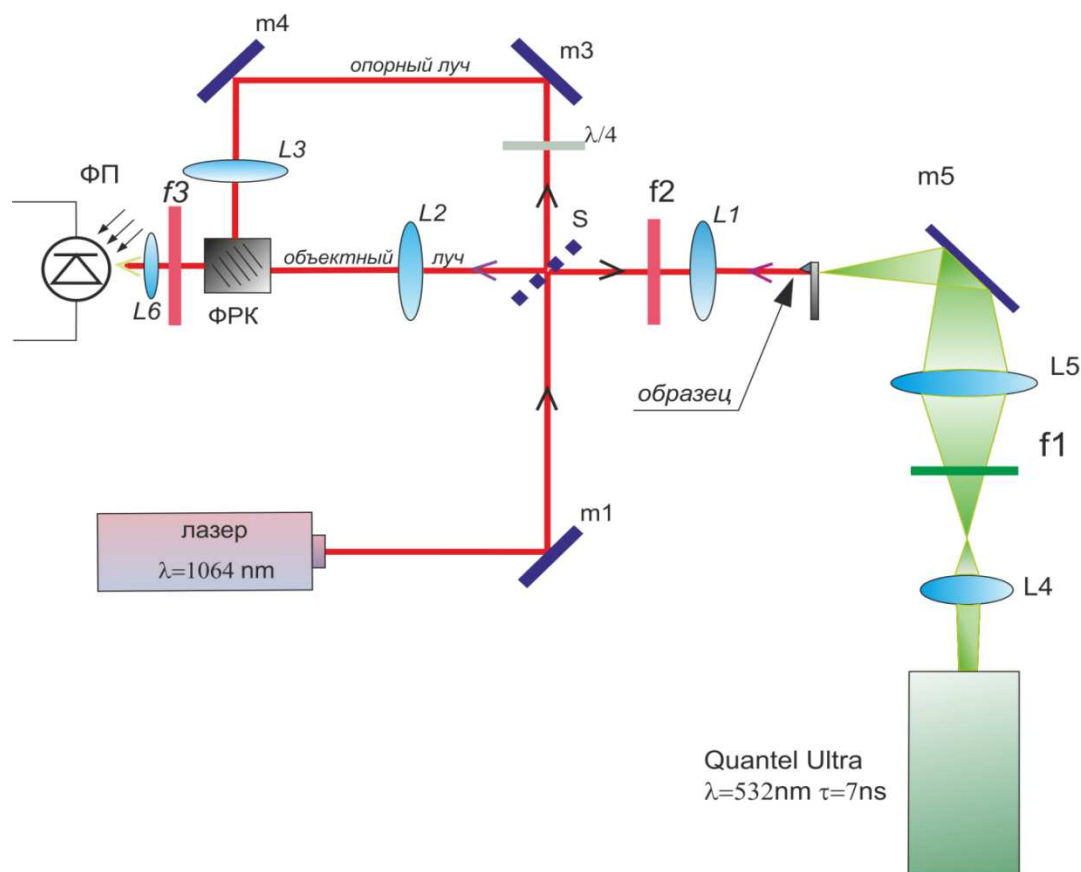


Рисунок 1.3.2. Схема экспериментальной установки для исследования собственных колебаний микрообъектов. m1, m3, m4, m5 – зеркала; S – светоделитель; L1, L2, L3, L4, L5 – собирающие линзы; f1, f2 - светофильтры $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка; ФРК – фоторефрактивный кристалл; D – электродинамический преобразователь; ФП – фотоприемник; МТ – моторезированный двухкоординатный транслятор

Для исследования собственных колебаний микрообъектов экспериментальная установка была модифицирована следующим образом (рисунок 1.3.2). Возбуждение колебаний исследуемых образцов происходило при помощи импульсного лазера Quantel Ultra Diamond, генерирующего излучение с длиной волны 532 нм и длительностью 7 нс, энергия лазерного импульса составляла 0,8-1,5 мДж. Излучение импульсного лазера расширялось, проходило через фильтры, фокусировалось и зеркалом направлялось на объект.

Как видно из рисунка 8, излучение импульсного лазера шло по направлению объектного пучка. Та часть излучения, которая доходила до фотоприемника приводила к сильному искажению принимаемого сигнала. Даже, несмотря на сильное поглощение зеленого света в фоторефрактивном кристалле и слабую чувствительность использованного фотоприемника на длине волны 532 нм (рисунок 1.3.3).

Для исключения влияния излучения импульсного лазера на работу адаптивного интерферометра был использован набор светофильтров. В частности, для подавления излучения с длиной волны 532 нм в схему экспериментальной установки были добавлены два красных фильтра (f_2 и f_3), спектр пропускания которых показан на рисунке 1.3.4.

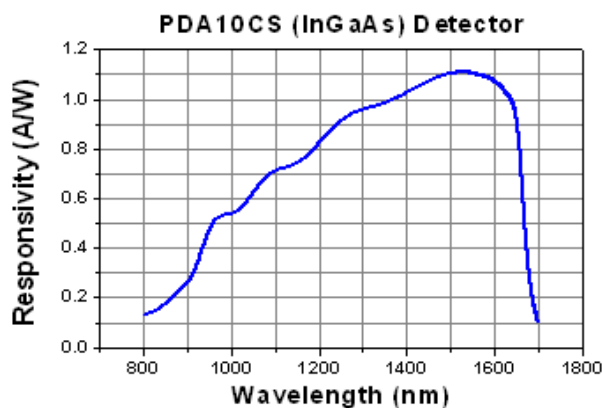


Рисунок 1.3.3. Зависимость чувствительности фотоприемника PDA10CS

Фильтр f_2 устанавливался между светоделителем S и фокусирующей линзой $L1$, он не допускал попадания импульса зеленого лазера в ИК-лазер и в объектный пучок интерферометра. Фильтр f_3 плотно закреплялся на фотоприемнике для подавления рассеянного, а так же прошедшего через фильтр f_2 излучения импульсного лазера.

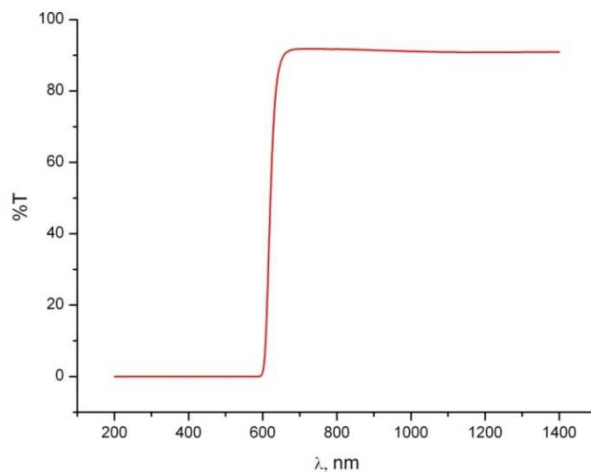


Рисунок 1.3.4. Спектр пропускания красного фильтра

Другая проблема связана с тем, что на выходе импульсного лазера кроме излучения с длиной волны 532 нм, содержится так же излучение с длиной волны 1064 нм, используемое в накачке лазера (рисунок 1.3.5). Данный лазерный импульс в значительной мере искажал регистрируемые данные, так как в адаптивном интерферометре

использовалось излучение с такой же длиной волны (1064 нм). Для подавления длины волны 1064 нм импульсного лазера был установлен дополнительный светофильтр $f1$, спектр пропускания которого показан на рисунке 1.3.6.

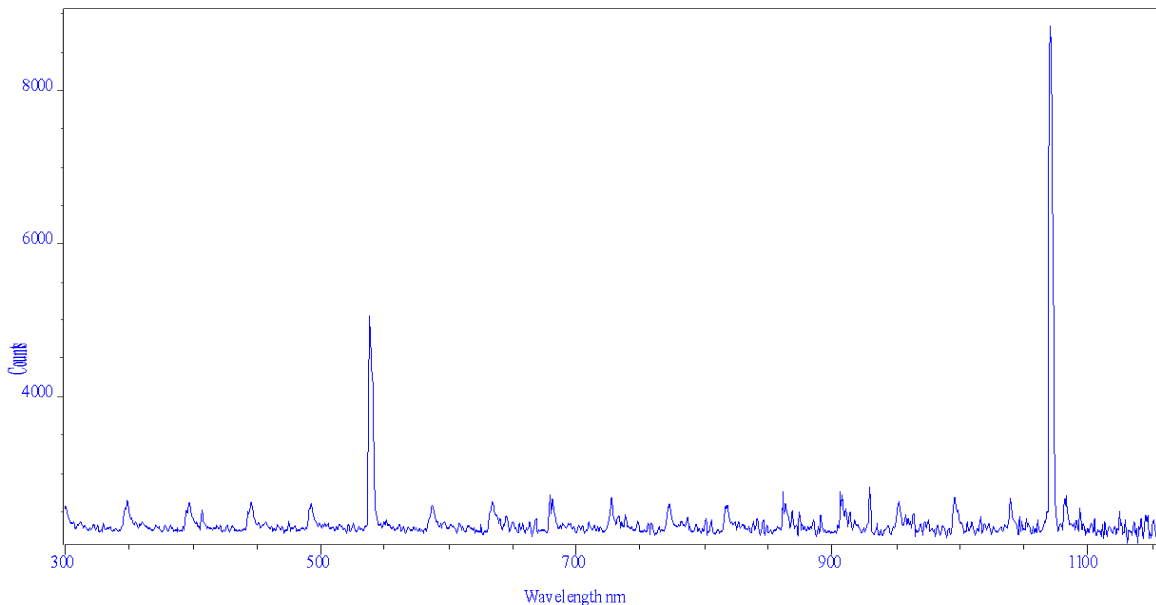


Рисунок 1.3.5. Спектр излучения импульсного лазера Quantel Ultra Diamond

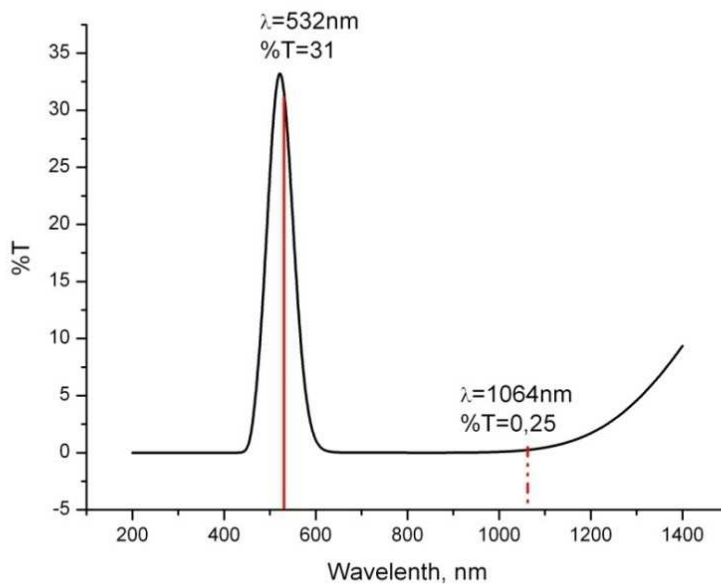


Рисунок 1.3.6. Спектр пропускания зеленого фильтра

Благодаря использованию светофильтров на осциллограммах регистрируемых сигналов исчезли сильные выбросы, связанные с перегрузкой фотоприемника, что

положительно сказалось на последующей обработке сигнала и получении Фурье спектров.

Одним из наиболее важных параметров адаптивного интерферометра является частота отсечки, обратно пропорциональная времени записи голограммы в кристалле [11]. Для выбранного образца кристалла и длины волны излучения время записи определяется интенсивностью излучения (обратно ему пропорционально). Увеличение интенсивности может быть достигнуто двумя способами: увеличение мощности оптического излучения или уменьшение поперечных размеров светового пучка за счет фокусировки. Первый способ в данной экспериментальной установке не приемлем, так как использование мощного лазерного излучения может повредить исследуемые образцы. Уменьшение же поперечных размеров световых пучков сталкивается с проблемой уменьшения эффективной длины их взаимодействия в кристалле вследствие расхождения, что не существенно для широких пучков. В работе для увеличения длины взаимодействия лазерных пучков в качестве фокусирующей линзы $L3$ использовалась цилиндрическая линза с фокусным расстоянием 160мм. Расположение фокусирующих линз было подобрано таким образом, чтобы объектный и опорный лазерный пучок пересекались точно в месте их максимальной фокусировки.

Оптимизация фокусирующей системы для образца кристалла CdTe (теллурида кадмия) позволило при модуляции фазы 1,1 радиан получить отношение переменной составляющей сигнала к постоянной:

$$T = \frac{V_{p-p}}{V_{cp}} = 54\% , \quad (1.3.2)$$

где V_{p-p} удвоенная амплитуда переменного сигнала, принимаемого фотоприемником, V_{cp} – постоянная (средняя) составляющая сигнала. Относительный порог детектирования адаптивного интерферометра составил $\delta_{rel} = 5,7$ [11]. Данная величина означает, что предел детектирования адаптивного интерферометра всего в 5,7 раз меньше предела детектирования классического гомодинного интерферометра, не имеющего оптических потерь.

Была выполнена оптимизация экспериментальной установки и автоматизированного программно-аппаратного комплекса в процессе исследования детектирования колебаний тестовых образцов. В качестве одного из таких образцов использовано кварцевое волокно, показанное на рисунке 1.3.7. Тестовый образец имел гладкую ровную поверхность и известный диаметр – 125 мкм. Объектный пучок

интерферометра фокусировался на торец волокна. Отраженное от торца волокна излучение направлялось в интерферометр, отношение мощности излучения направляемого на объект и отраженного от него не превышало 6%.

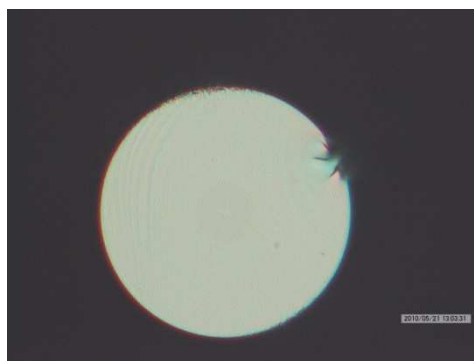


Рисунок 1.3.7. Торец исследуемого кварцевого световода с поперечным сечением 125мкм

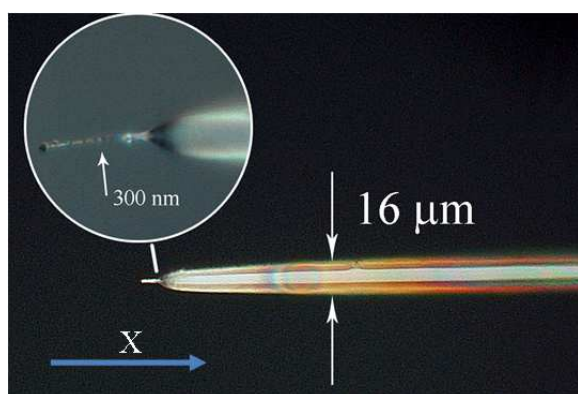


Рисунок 1.3.8. Снимок исследуемого образца с диаметром 16 мкм

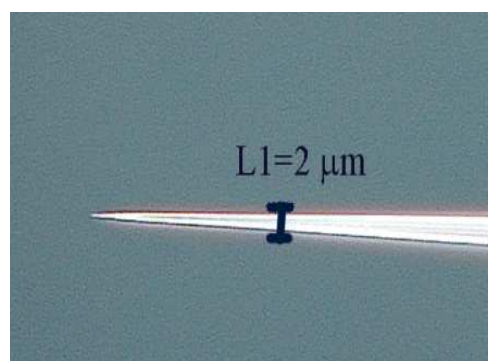


Рисунок 1.3.9. Снимок исследуемого объекта с диаметром 2 мкм

С целью определения минимальных размеров, которые могут иметь исследуемые объекты, в качестве тестовых образцов были использованы вытянутые кварцевые световоды диаметром 16 мкм и 2 мкм без дополнительных отражающих покрытий (рисунки 1.3.8 и 1.3.9). Отношение мощности отраженного от объекта излучения и излучения направляемого на объект не превышало 4%. Тем самым моделировалось исследование слабоотражающих и полупрозрачных объектов.

Для исследования собственных колебаний микрообъектов были выбраны кантилеверы, применяемые в атомно-силовых микроскопах. Кантилеверы жестко закреплялись на системе трехкоординатного позиционирования так, чтобы можно было

легко подводить излучение с обеих сторон. Снимки кантилеверов представлены на рисунке 1.3.10.

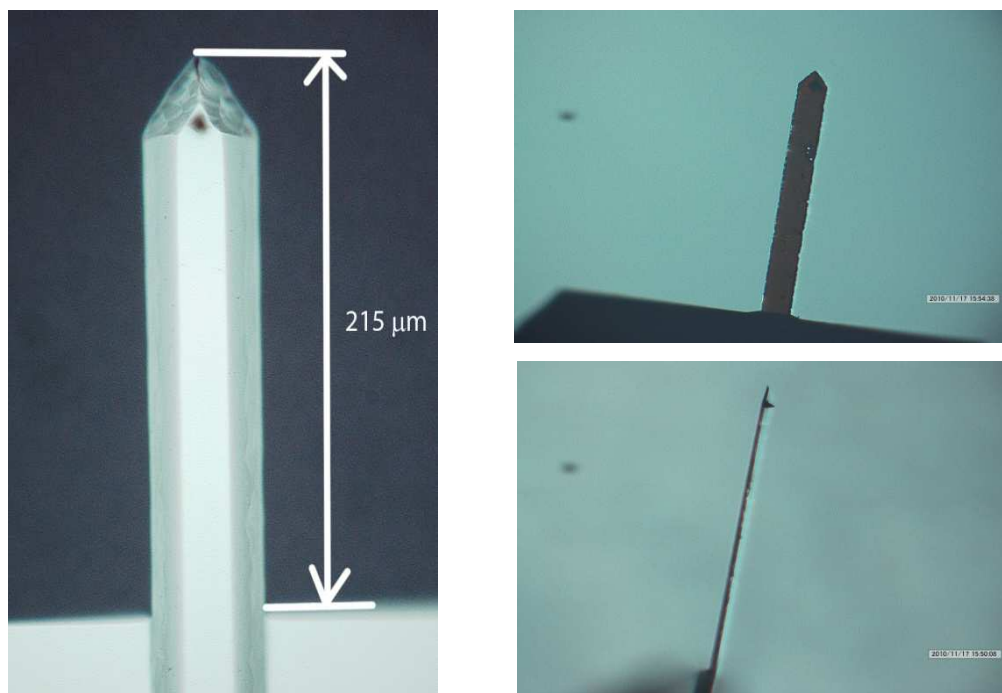


Рисунок. 1.3.10. Снимки кантилеверов, сделанные с помощью оптического микроскопа *Hirox KH-7700*

В таблице 1.3.1 приведены геометрические параметры кантилеверов и диапазоны значений жесткости и собственной частоты колебаний (значения взяты из данных предоставленных производителем).

Таб. 1.3.1. Параметры используемых кантилеверов:

тип:	I	II
длина L	450 мкм	180 мкм
ширина w	45 мкм	22 мкм
высота Th	2 мкм	20 мкм
высота зонда H	12-16 мкм	15-20 мкм
упругость k	0,02-0,8 Н/м	0,5-9 Н/м
частота колебаний	5-25 кГц	170-196 кГц

При оптимизации работы экспериментальной установки исследовано кварцевое волокно известного диаметра, торец которого показан на рисунке 1.3.12. Для этого волокна получены зависимости интенсивности лазерного пучка, принимаемого фотоприемником, от положения образца относительно объектного пучка (рисунке 1.3.11).

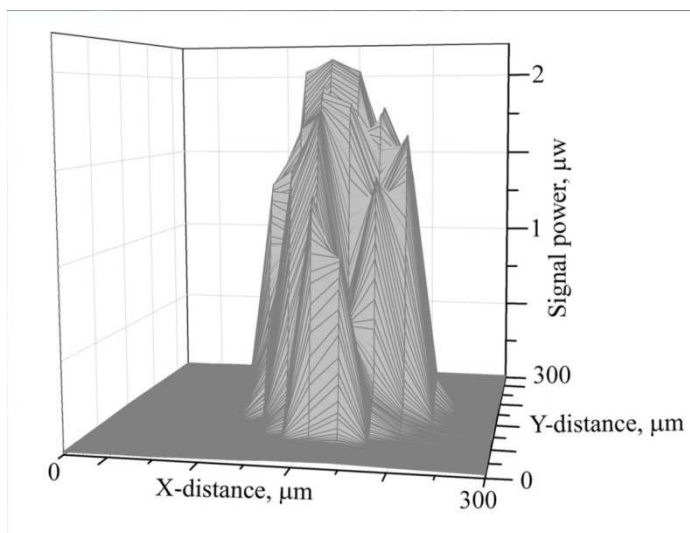


Рисунок 1.3.11. Распределение интенсивности пучка, принимаемого фотоприемником от положения сканирующего пучка

Поперечный диаметр светового поля составил 150 мкм, что с учетом диаметра сканирующего пучка в месте максимальной фокусировки равного 32 мкм, находится в хорошем соответствии с диаметром волокна (125 мкм). Это позволяет заключить о правильной работе экспериментальной установки и корректности получаемых данных.

Для исследования работы АВОИС для регистрации колебаний использовались образцы, показанные на рисунке 14 и 15. С помощью дополнительного «реперного» волокна обеспечивалась привязка регистрируемых данных к координатам. Реперное кварцевое волокно и исследуемые образцы закреплялись на калиброванном электродинамическом преобразователе, осуществляющем их колебания. Пространственное расположение образцов и реперного кварцевого волокна показано на рисунке 18.

На рисунке 19 для двух образцов (диаметром 16 мкм и 2 мкм) представлена зависимость амплитуды демодулированного сигнала от положения образца, который перемещался относительно сканирующего пучка вдоль направления X от реперного кварцевого волокна к исследуемому образцу. Амплитуда продольных колебаний образца составляла 20 нм. Участок кривых АВ на рисунке 23 соответствует сигналу от реперного кварцевого волокна. Далее после небольшого промежутка ВС сигнал начинает возрастать (участок кривых CD), это означает, что сканирующий пучок начинает попадать на

исследуемый образец. Характер изменения амплитуды сигнала демодуляции от расстояния вдоль оси X находится в соответствии с пространственным расположением образца и реперного оптического волокна (рисунок 1.3.11), что подтверждает полученные результаты.

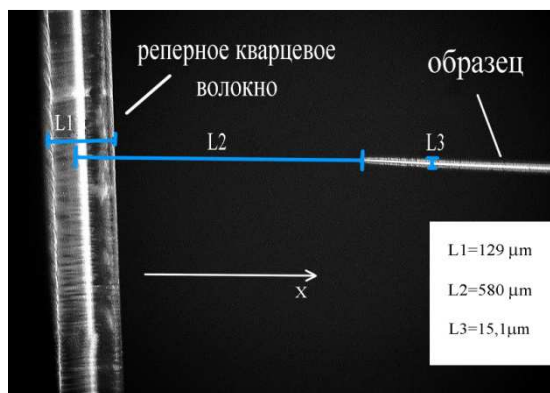


Рисунок 1.3.12. Расположение образца с диаметром 16 мкм и реперного кварцевого волокна

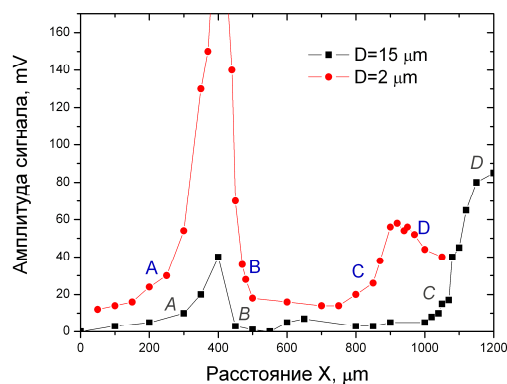


Рисунок 1.3.13. Зависимости амплитуд сигнала от положения сканирующего пучка для образцов с диаметром 15,1 мкм и 2 мкм

Также исследован образец с поперечным диаметром 300 нм, снимок которого представлен на рисунке 1.3.14. На экспериментально полученной зависимости на рисунке 1.3.15 видно, что на участке АВ сигнал демодуляции отсутствует. Далее сигнал резко возрастает (участок ВС), что соответствует попаданию сканирующего пучка на образец. Падения сигнала в области D обусловлено формой образца, из-за которой сканирующий пучок отражается под большим углом и не попадает в интерферометр. Затем сканирующий пучок перемещается в более широкую область образца. Это отражается на экспериментальной зависимости как возрастания амплитуды сигнала (участок DE).

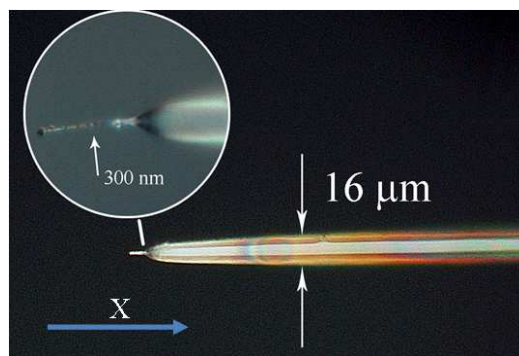


Рисунок 1.3.14. Снимок исследуемого образца с поперечным диаметром 16 мкм и 300

нм

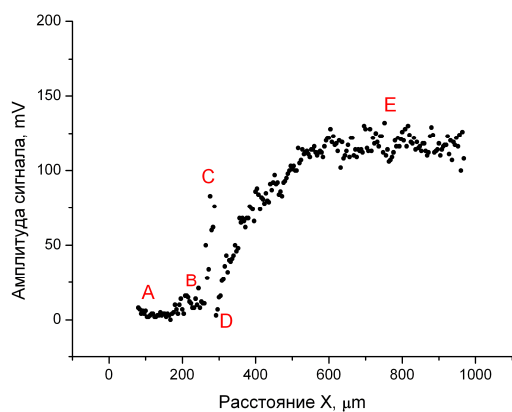
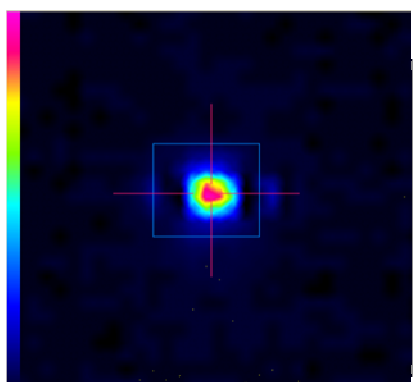
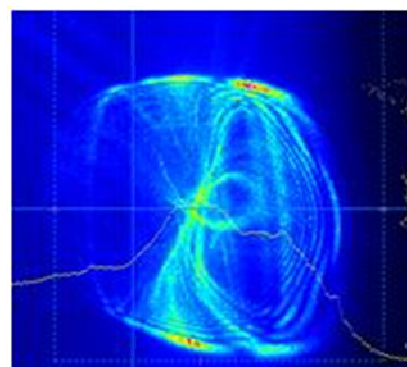


Рисунок 1.3.15. Зависимость амплитуды сигнала от расстояния по направлению X для образца с диаметром 300 нм

Стоит отметить, что световой пучок, полученный от данного объекта, имеет сложный волновой фронт, в частности его распределение в плоскости кристалла показано на рисунке 1.3.16. Однако, несмотря на это, в силу адаптивных свойств голограммы, интерферометр работал эффективно и позволял производить фазовую демодуляцию такого пучка.



Снимок объектного пучка в месте максимальной фокусировки.



Снимок лазерного пучка отраженного от объекта.

Рисунок. 1.3.16. Снимки объектного лазерного пучка

1.4. Определение массы сверхмалых объектов с помощью адаптивного голографического интерферометра

Изменение массы микрокантилеверов является наиболее сложной задачей. Используемая теоретическая модель налагает ограничения на ее расположение. Дополнительная масса должна располагаться на свободном конце кантилевера или как можно ближе к нему, симметрично относительно главной оси. В случае, например, напыления пленки изменится так же геометрический размер и упругость кантилевера, что значительно усложнит определение величины дополнительной массы.

Прикрепление каких-либо микроскопических объектов простой геометрической формы – очевидное решение данной задачи. Однако, жесткая связь объекта и кантилевера труднодостижима. Нанесение тонких слоев склеивающих или вязких жидкостей в микрометрическом масштабе технически сложно, вследствие существования у жидкостей поверхностного натяжения.

Методы изменения массы микрокантилевера заключались в напылении тонкой металлической пленки (платина+палладий) на кантилевер. При напылении должна создаваться сосредоточенная масса, поэтому напыление тонкой пленки на кантилевер не производилось на всю поверхность, а только на его свободный конец. При напылении только части кантилевера необходимо другую его часть временно закрыть экраном.

Один из вариантов закрытия экраном основной части кантилевера включал в себя использование тонкой парафиновой пленки (рисунок 1.4.1). Пленка помещалась на нужное место на поверхности кантилевера с помощью трехкоординатного нано-транслятора с установленной на него тонкой кварцевой иглой. Использование дополнительного охлаждения установки решало проблему преждевременного прилипания парафина.

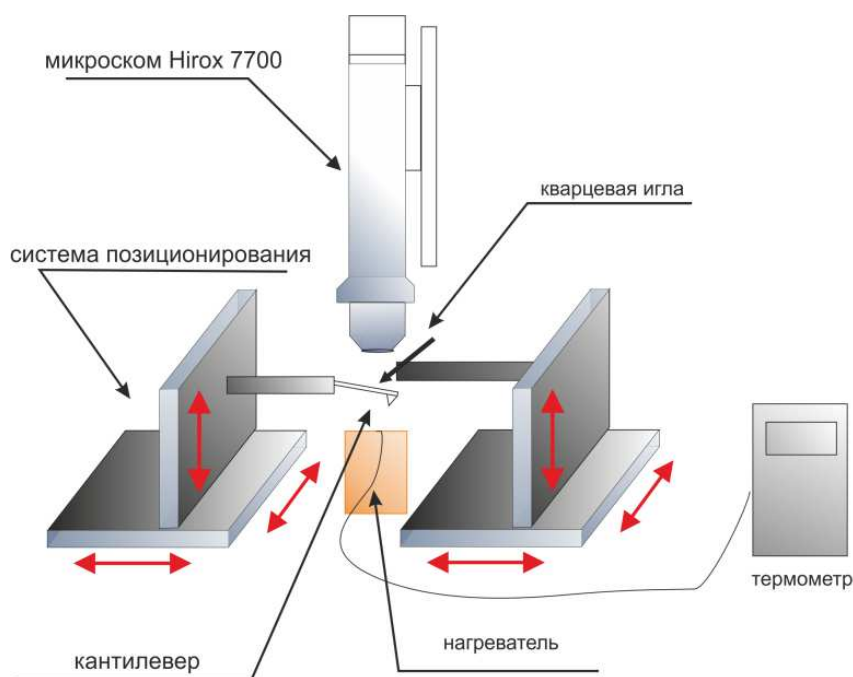


Рисунок 1.4.1. Схема экспериментальной установки для закрытия основной части кантилевера пленкой

После того как пленка была помещена на нужное место, температура повышалась до тех пор пока пленка не начинала расплавляться. Таким образом, парафин плотно закреплялся на кантилевере (рисунок 1.4.2). Затем на кантилевер напылялась тонкая металлическая пленка толщиной около 100 нм. Предполагалось, что такая пленка будет легко удалена с закрытой части кантилевера вместе с парафином. Однако на поверхности кантилевера оставалось много мелких кусков металлической пленки, удалить которые не удавалось.

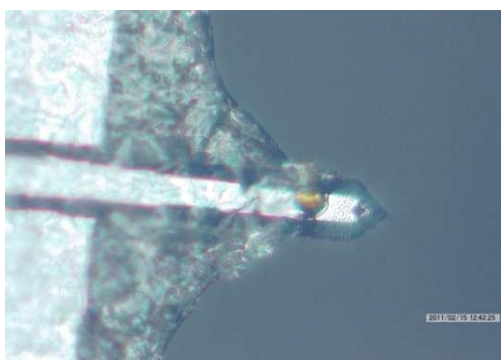


Рисунок 1.4.2. Кантилевер закрытый парафиновой пленкой

Следующий вариант закрытия основной части кантилевера пленкой заключался в использовании полиэтиленовой пленки толщиной 5 мкм (рисунок 1.4.3). Она так же

помещалась на нужное место с помощью нано-транслятора, после чего производилось напыление металлической пленки (золото+палладий) толщиной ~40 нм.

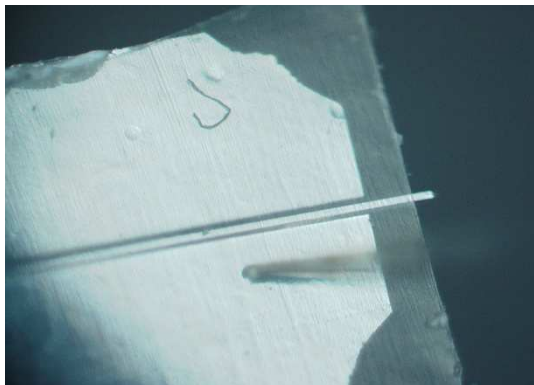


Рисунок 1.4.3. Кантилевер закрытый тонкой полиэтиленовой пленкой

Полиэтиленовая пленка легко удалялась с частью напыленной металлической пленки. Однако кроме металлической пленки на поверхность кантилевера прикрепились множество микроскопических объектов. Как видно из рисунка 1.4.4, эти микро-объекты слабо связаны с кантилевером и было предположено, что в процессе измерений они будут отделяться от кантилевера. Данное предположение получило экспериментальное подтверждение.

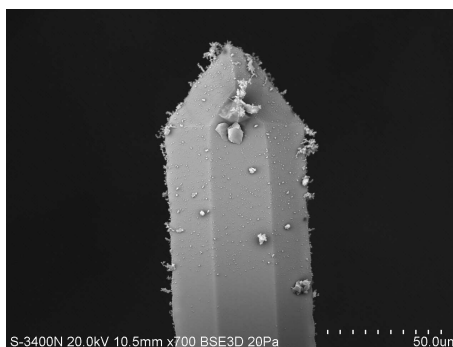


Рисунок 1.4.4. Снимок кантилевера с напыленной металлической пленкой

Другие методы прикрепления дополнительной массы в настоящей работе не применялись. Однако, следует отметить, что использование микро- и нано- манипуляторов, FIB-систем, специализированных систем напыления и др. позволило бы произвести калибровку, определить предел детектирования измерительной системы.

Детектирование малых колебаний кантилеверов с прикрепленной массой осуществлялось с помощью экспериментальной установки, изображенной на рисунке 1.3.2. Возбуждения собственных колебаний кантилевера осуществлялось с помощью импульсного лазера Quantel Ultra Diamond. Энергия импульса составляла 0,8-1,5 мДж, мощность

излучения ИК-лазера в объектном пучке интерферометра 12 мВт, а мощность отраженного от объекта излучения не более 0,2 мВт. Объектный пучок, а так же излучение импульсного лазера фокусировалось на свободном конце кантилевера.

Благодаря использованию оптимальной фокусирующей системы удалось достичь соотношения переменной составляющей сигнала к постоянной более 10%:

$$\Gamma = \frac{V_{p-p}}{V_{cp}}, \quad (1.4.1)$$

где V_{p-p} удвоенная амплитуда переменного сигнала, принимаемого фотоприемником, V_{cp} – постоянная составляющая сигнала.

Изменение интенсивности объектного пучка фиксировались фотоприемником. Сигнал с фотоприемника поступал в осциллограф. Синхронизация сигнала осуществлялась по лазерному импульсу. Характерный вид осциллограммы принимаемого сигнала для кантилевера С8 показан на рисунке 1.4.5. Время записи сигнала составляла 200 мс, частота дискретизации $2,5 \times 10^6$ отсчетов в секунду. Подбор данных параметров записи осциллограмм ограничен глубиной памяти использованного осциллографа, которая составляла 128Мб. Обработка сигнала заключалась в построении Фурье спектра и аппроксимации пика, соответствующего собственным колебаниям кантилевера. Обработка данных производилась в специализированном программном пакете OriginPro 8.

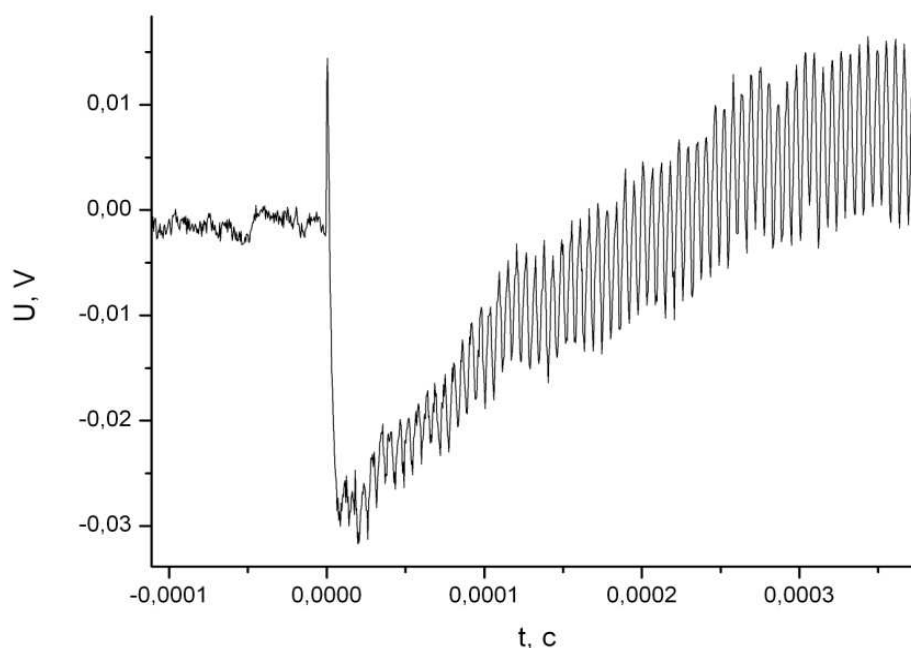


Рисунок 1.4.5. Осциллограмма принимаемого сигнала

На Фурье спектре принимаемого сигнала (Рисунок 1.4.6) хорошо виден пик, соответствующий собственным колебаниям кантилевера. Ширина пика 272 Гц (на уровне 50%), значение собственной частоты после аппроксимация $174860,5 \pm 1,5$ Гц. Среднеквадратичная ошибка определения частоты собственных колебаний кантилевера составила 5 Гц.

Аппроксимация пика на Фурье спектре сигнала производилась амплитудной функцией Гаусса методом последовательных приближений (рисунок 34).

$$y = y_0 + Ae^{-\frac{(x-x_c)^2}{2w^2}}, \quad (1.4.2)$$

где y_0 – «нулевой» уровень Фурье спектра, A – амплитуда пика, x_c – положение пика, w – полуширина пика (рисунок 1.4.7).

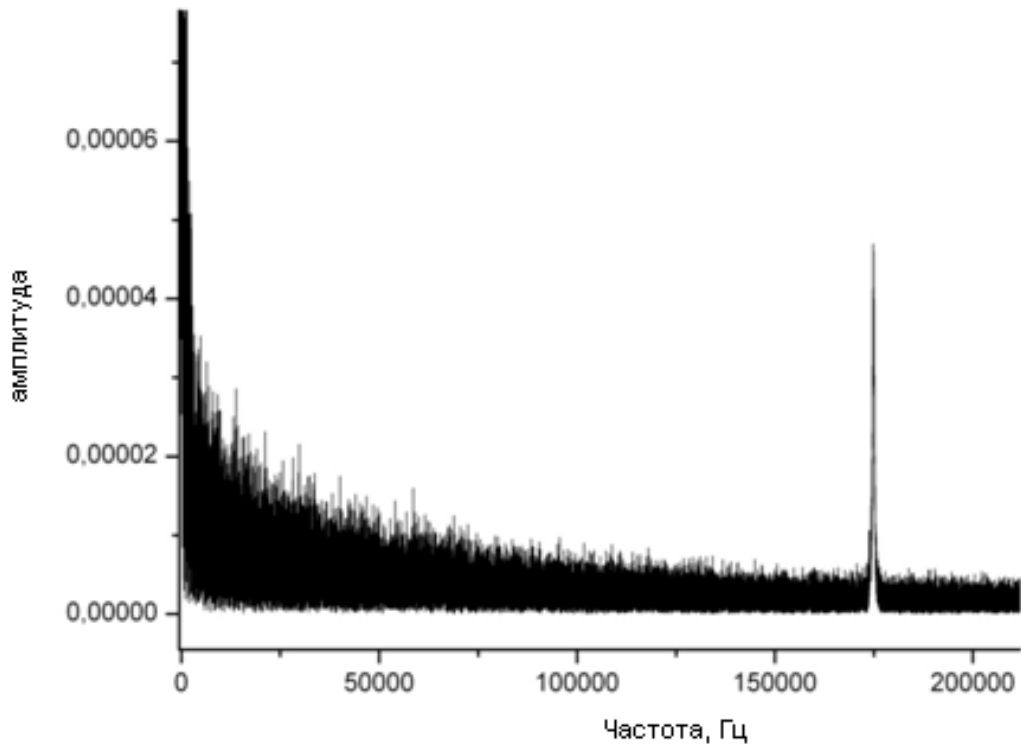


Рисунок 1.4.6. Фурье спектр собственных колебаний кантилевера

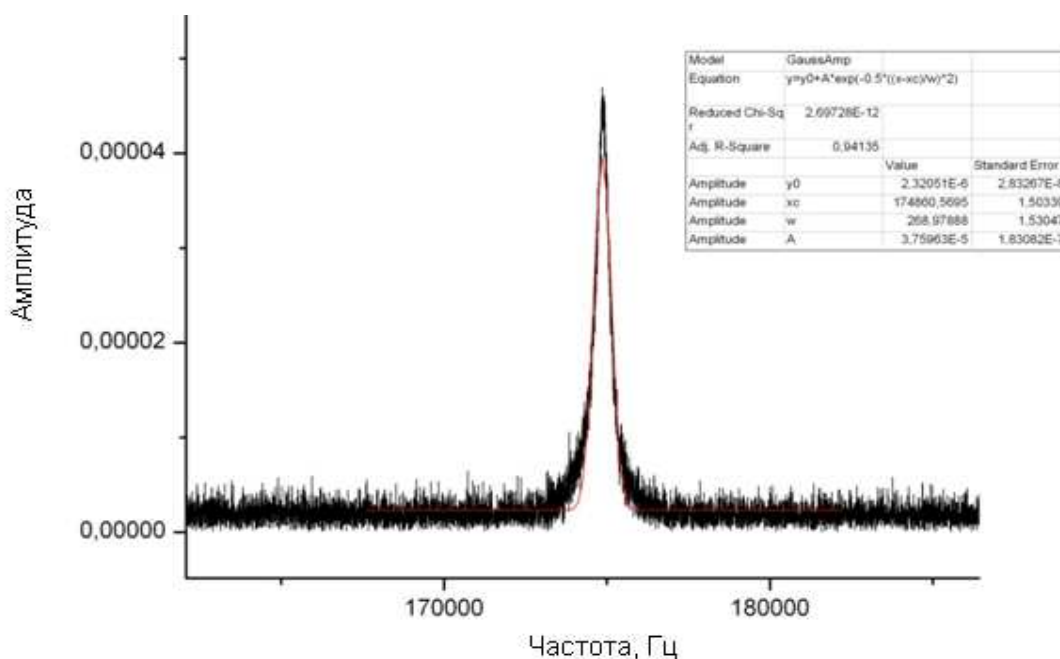


Рисунок 1.4.7. Аппроксимация Фурье-спектра собственных колебаний кантилевера амплитудной функцией Гаусса

Для двух кантилеверов С9 и С8 с напыленной пленкой (платина+палладий) построены зависимости частоты от номера выстрела импульсного лазера. На графике, изображенном на рисунке 1.4.8, частота собственных колебаний кантилевера С9 в начале практически не меняется, затем в течении 60 импульсов увеличивается на 400 Гц, что соответствует уменьшению массы кантилевера на $234 \pm 24 \times 10^{-12}$ г. Среднеквадратичная ошибка определена из предположения, что измерения 2,3,4 соответствуют колебаниям кантилевера с прикрепленной массой, а измерения с 6 по 11 – без прикрепленной массы.

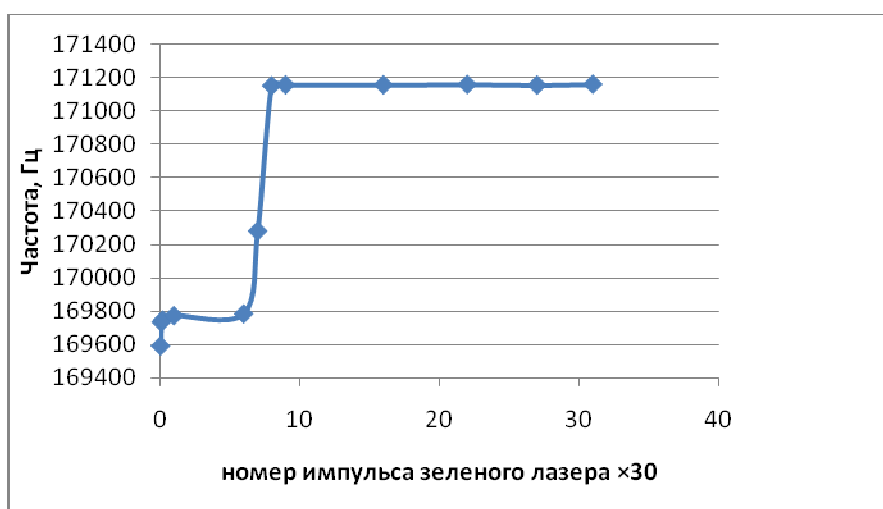


Рисунок 1.4.8. Зависимость частоты собственных колебаний кантилевера С9 от номера выстрела импульсного лазера

Зависимость частоты от номера выстрела импульсного лазера для кантилевера С8 показана на рисунке 1.4.9. Как видно из этой зависимости, частота колебаний возрастает и, следовательно, масса кантилевера уменьшается. Данный факт свидетельствует об отделении микрообъектов от кантилевера под действием импульсного лазера.

После воздействия 61 импульса частота собственных колебаний исследуемого образца изменилась на 750 Гц, что соответствует изменению прикрепленной массы на 365×10^{-12} г.

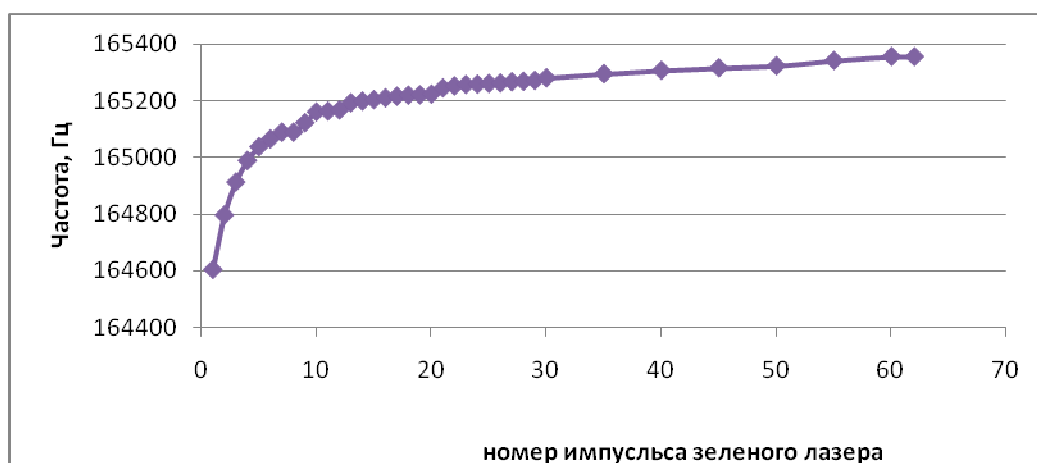
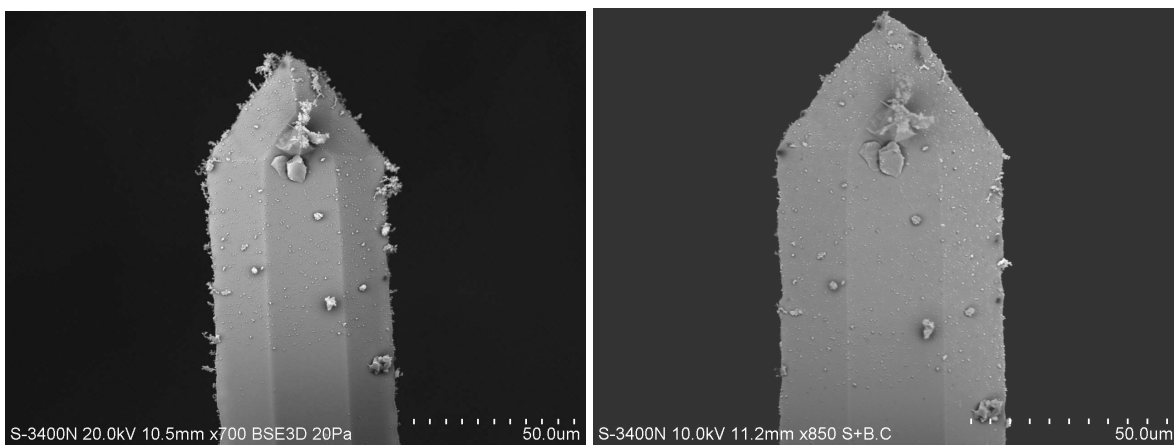


Рисунок 1.4.9. Зависимость частоты собственных колебаний кантилевера С8 от номера выстрела импульсного лазера

Как видно из этой зависимости снимки, полученные до и после эксперимента, находятся в соответствии с полученной зависимостью изменения массы от количества выстрелов импульсного лазера. При сравнении снимков а) и б) на рисунке 1.4.10 и 1.4.11 видно, что из-за воздействия лазерных импульсов большая часть микрообъектов с поверхности кантилевера была удалена.



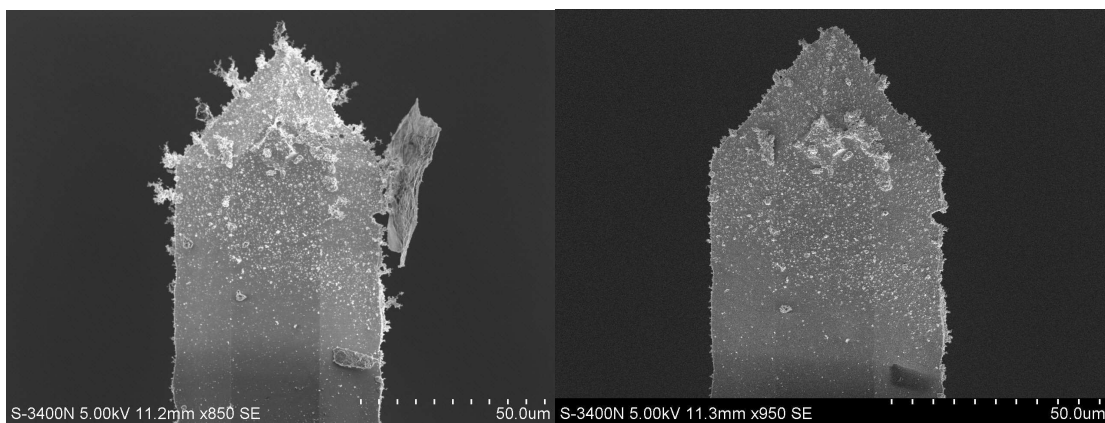
а)

б)

(а) Снимки кантилевера С9 до эксперимента

(б) Снимки кантилевера С9 после эксперимента

Рисунок 1.4.10.



а)

б)

(а) Снимки кантилевера С8 до эксперимента

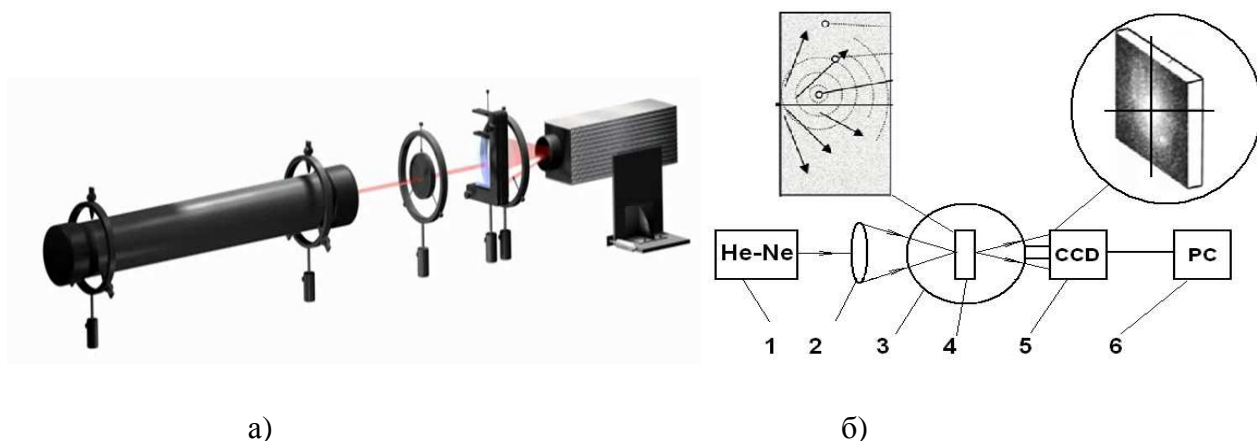
(б) Снимки кантилевера С8 после эксперимента

Рисунок 1.4.11.

2. Экспериментальные исследования особенностей применения измерительного комплекса на основе когерентно-оптического метода для проведения исследований статистических и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в составе биологических жидких сред

Для экспериментальных исследований особенностей применения измерительного комплекса на основе когерентно-оптического метода для проведения исследований статистических и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в составе биологических жидких сред был подготовлен ряд образцов на основе ультрадисперсных частиц TiO_2 , SiO_2 и Fe_2O_3 . Навески ультрадисперсных частиц TiO_2 , SiO_2 и Fe_2O_3 растворялись в дистиллированной деионизированной воде Millipore, отличающейся низким содержанием ионов металлов. Дальнейшее разбавление позволяло довести массовую концентрацию наночастиц в образцах до значения, лежащего в диапазоне 0.1-0.5%. Данная величина позволяет проводить исследования характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов без учета взаимной интерференции световых волн, рассеиваемых различными частицами в растворе, принимая во внимание лишь вторичные сферические волны, формируемые при рассеянии светового излучения на частицах в растворе.

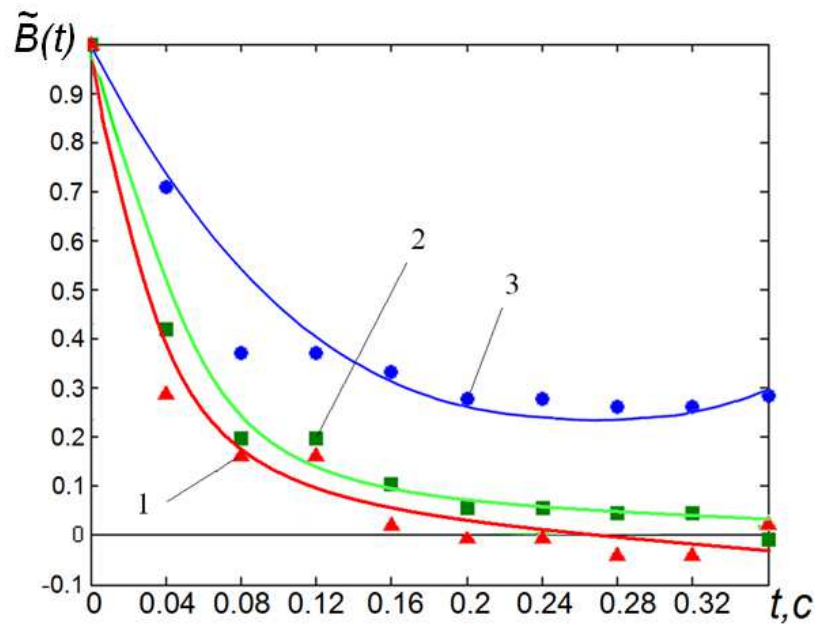
В качестве экспериментальной установки в настоящей работе использовался разработанный в ходе работ над проектом измерительный комплекс (рис. 2.1, а), в состав которого входят газовый He-Ne лазер мощностью 10 мВт, работающий на длине волны 633 нм, скоростная видеокамера Fastec Inline 1000, позволяющая обеспечить регистрацию спеклового поля со скоростью 1000 кадров/с при разрешении регистрируемого изображения 640×480 пс, а также персональный компьютер и комплект оборудования для крепления образцов. Видеокамера, используемая в макете измерительного комплекса, закреплена на подвижной штанге (на рисунке не показана), обеспечивающей перемещение видеокамеры по окружности с центром в точке закрепления образца, что дает возможность организовать регистрацию рассеянного излучения в диапазоне углов от 0° до 90° .



а) внешний вид макета измерительного комплекса; б) схема организации измерений массоразмерных и динамических характеристик наноразмерных объектов с применением разработанного макета: 1 - *He-Ne* лазер, 2 – коллиматор, 3 – вращающаяся опора, 4 – образец взвеси малоразмерных частиц, 5 - ПЗС матрица видеокамеры, 6 – компьютер.

Рисунок 2.1 Измерительный комплекс для исследования статистических и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в составе жидких гетерогенных сред

При проведении экспериментальных исследований особенностей применения разработанного макета измерительного комплекса производилось измерение зависимости корреляционной функции $\tilde{B}(t)$ интенсивности света, рассеиваемого малоразмерными частицами TiO_2 , SiO_2 и Fe_2O_3 в составе специально подготовленных жидких сред. При исследовании статистических характеристик наноразмерных объектов в составе жидких сред измерение корреляционной функции осуществляется для различных углов рассеяния света, вслед за чем производится обработка результатов измерений с применением выражений, подробно рассмотренных в отчете о ходе выполнения работ над третьим этапом настоящего проекта. Разработанный макет позволяет обеспечить измерение интенсивности рассеянного исследуемым образцом света в диапазоне углов от 0° до 90° , что достигается применением подвижной штанги, на которой закреплено устройство регистрации излучения. Таким образом были получены результаты измерения корреляционных функций для различных подготовленных образцов на основе TiO_2 , SiO_2 и Fe_2O_3 . В качестве примера на рис. 2.2 приведены результаты измерения корреляционной функции для взвеси частиц SiO_2 размером 200 нм в дистилляте.



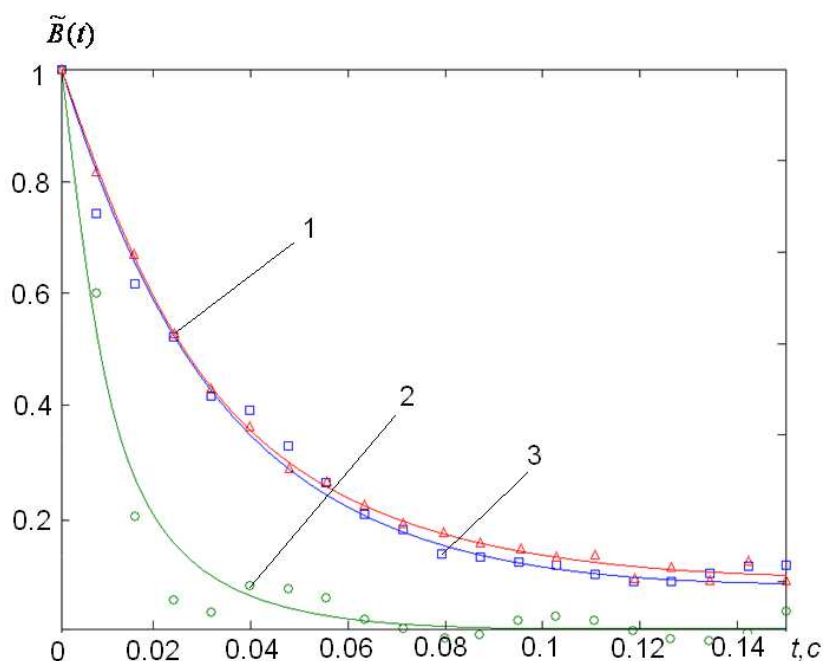
Кривые 1, 2, 3 – расчётные для различных углов рассеяния $\theta = 0.307^\circ$, $\theta = 0.154^\circ$, $\theta = 0.077^\circ$ соответственно. Экспериментальные данные представлены точками.

Рисунок 2.2 Временные зависимости корреляционной функции, полученные на основе процедуры пространственного усреднения данных для взвеси частиц SiO_2 размером 200 нм.

Для проведения экспериментальных исследований особенностей применения настоящего измерительного комплекса при исследованиях динамических характеристик частиц TiO_2 , SiO_2 и Fe_2O_3 в растворах, а именно, средней скорости движения и характера этого движения, проводились измерения зависимости корреляционной функции $\tilde{B}(t)$ интенсивности рассеянного света со скоростью, значительно превосходящей таковую для случая временного усреднения данных.

Временной промежуток, требуемый для нахождения каждого из экспериментальных значений корреляционной функции, в предложенном пространственном способе усреднения данных определяется только скоростью считывания информации с ПЗС и производительностью компьютера. Для оборудования, используемого в составе разработанного макета измерительного комплекса, это время составляет одну миллисекунду, что на несколько порядков меньше, чем интервал $\Delta\tau \gg t_{cor}$, требуемый для нахождения значения корреляционной функции при временном усреднении данных. В результате

разработанный макет измерительного комплекса обеспечивает возможность измерения зависимости $\tilde{B}(t)$ в режиме реального времени, что позволяет не только измерять среднюю скорость движения малоразмерных частиц в жидкой среде, но и регистрировать влияние протекающих во взвеси процессов на движение броуновских частиц. Для иллюстрации данной возможности разработанного измерительного комплекса на рис. 2.3 приведены результаты измерения корреляционной функции для взвеси частиц TiO_2 размером 250 нм в дистилляте.



Кривая 1 - в случае неподвижной кюветы, кривая 2 - при перемещении кюветы, кривая 3 - в случае перемещения кюветы с одновременной эмуляцией перемещения спекл-картины.

Рисунок 2.3 Экспериментальные зависимости $\tilde{B}(t)$, полученные для водной взвеси частиц TiO_2 размером 250 нм.

Таким образом, в ходе работ над настоящим проектом были проведены экспериментальные исследования разработанного макета измерительного комплекса для исследования статистических и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в составе жидких гетерогенных сред. Было показано, что данный измерительный комплекс позволяет обеспечить исследование массоразмерных и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в жидких

гетерогенных средах с применением разработанного в рамках настоящего проекта когерентно-оптического метода.

При этом установлено, что время измерения корреляционной функции рассеянного света составляет не более 1 мс, что соответствует 1000 циклов проведения измерений в секунду, разрешение ПЗС матрицы регистрирующей видеокамеры 640×480 пс, диапазон углов измерения интенсивности рассеянного излучения 0°-90°. Минимальный объем требуемой для исследования жидкой гетерогенной среды $\leq 3 \cdot 10^{-9}$ м³. Определяемые линейные размеры наноразмерных объектов и их конгломератов ≥ 50 нм в температурном диапазоне проведения измерений: 0 – 90 С°.

Массогабаритные характеристики разработанного измерительного комплекса составляют: линейные размеры 1.5×1×0.5 м (с входящим в состав комплекса лазером ЛГН-223 (10 мВт, $\lambda=633$ нм), масса 3.5 кг.

Показано, что использование разработанной в ходе работ над настоящим проектом методики обработки результатов измерения корреляционных функций рассеянного ультрадисперсными частицами света позволяет обеспечить погрешность не более 10% при измерении диаметров частиц в диапазоне от 30 до 750 нм, а также дает возможность регистрировать флуктуации корреляционных функций, обусловленные внешними физическими воздействиями на взвесь рассеивающих частиц, с временным разрешением 1 мс.

3. Испытания волоконно-оптического метода удаленной регистрации параметров вибрационных процессов на основе волоконных брэгговских решеток с применением полосовой фильтрации для формирования заданной производной огибающей спектра опорного излучения.

Разработанный в ходе выполнения НИР волоконно-оптический метод удаленной регистрации динамических деформаций основан на использовании двух волоконных брэгговских решеток (ВБР), первая из которых является опорной и служит для формирования спектра излучения заданной формы, а вторая представляет собой чувствительный элемент, линейно преобразующий регистрируемые колебания в изменение резонансной длины волны ВБР. Оптическое излучение от опорной брэгговской решетки поступает на чувствительную решетку, при этом их спектры отражения выбираются таким образом, чтобы сдвиг резонансной длины волны второй ВБР приводил к модуляции интенсивности отраженного света. Эта модуляция регистрируется стандартным фотоприемником.

Для испытания разработанного метода использовалась установка, представленная на рис. 3.1.

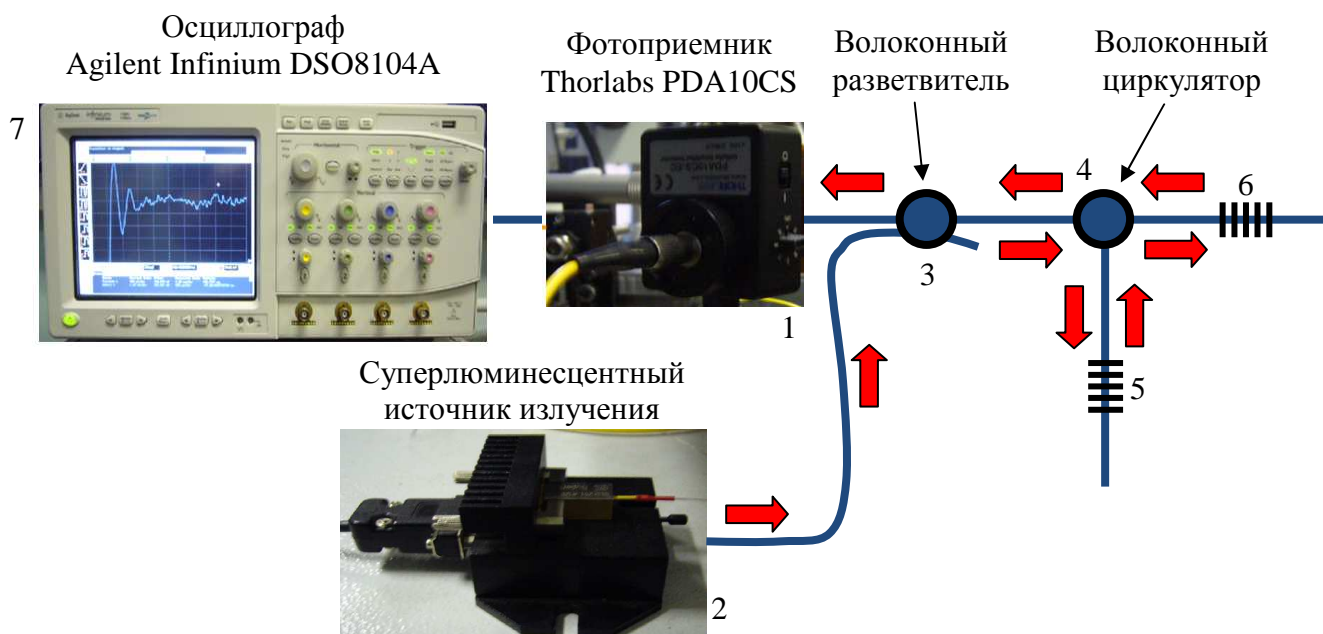


Рисунок 3.1 – Схема установки

Широкополосное излучение суперлюминесцентного диода (2) проходит через оптический разветвитель (3) на оптический циркулятор (4), отражается от опорной

брэгговской решетки (5) в спектральной полосе, соответствующей ее спектру отражения. Далее излучение через циркулятор поступает на чувствительный элемент (6), представляющий собой брэгговскую решетку, со смещенным по отношению к ВБР 5 спектром отражения. Промодулированное по интенсивности отраженное от чувствительного элемента излучение проходит через циркулятор (4) и разветвитель (3) и регистрируется фотоприемником (1). Сигнал с фотоприемника визуализируется с помощью цифрового осциллографа (7).

Для апробирования разработанного метода были изготовлены макеты элементов конструкций в виде гибких металлических пластин, к которым при помощи специального клеящего состава прикреплялся волоконный световод с чувствительной брэгговской решеткой (рис. 3.2). Деформация пластины передается чувствительному элементу, что обуславливает сдвиг резонансной длины волны ВБР и модуляцию интенсивности отражаемого от нее излучения.

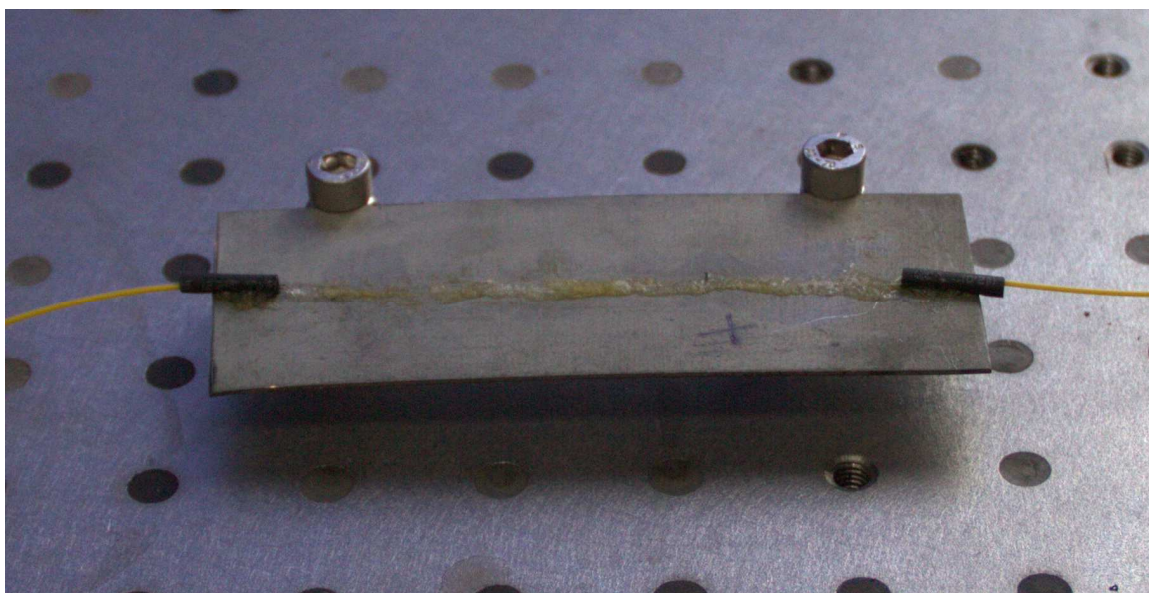


Рисунок 3.2 – Фотография макета элемента конструкции с чувствительным элементом

Резонансная длина волны опорной брэгговской решетки составила 1554.265 нм, ширина спектра отражения – 1.379 нм, коэффициент отражения на резонансной длине волны – 0.3, параметры брэгговской решетки, на основе которой реализован чувствительный элемент составили: резонансная длина волны – 1555.238 нм, ширина спектра – 1.359 нм, коэффициент отражения на резонансной длине волны – 0.31.

В ходе экспериментов была измерена статическая зависимость мощности регистрируемого сигнала от относительного удлинения ВБР при изгибе пластины с

помощью микрометрической подвижки с шагом 0.5 мм. В результате измерения было показано, что в диапазоне смещений Δx от -6 до 6 мм имеет место линейная зависимость регистрируемого сигнала от Δx , что соответствует оптимальным условиям регистрации полезного сигнала. Для регистрации колебательного движения созданных макетов проводились измерения интенсивности излучения отражаемого от ВБР 6 в режиме свободного колебания пластины при помощи цифрового осциллографа. Измеренная собственная частота колебания пластины составила 47 Гц при логарифмическом декременте затухания $\gamma=3.45$. Результаты расчета амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) чувствительного элемента для случая вынужденных колебаний показали наличие резонансного пика на частоте собственных колебаний, затрудняющего процесс регистрации вибрации. Для подавления собственных колебаний чувствительного элемента последний погружался в демпфирующую жидкость, при этом наибольший из полученных декрементов затухания достигается при использовании глицерина и составляет $\gamma\sim 45$. Это соответствует ослаблению амплитуды собственных колебаний на резонансной частоте приблизительно в 12 раз, что позволяет использовать разработанный чувствительный элемент для решения широкого круга практических измерительных задач. При демпфировании чувствительного элемента глицерином за счет эффекта присоединенной массы частота собственных колебаний уменьшается в ~ 2 раза. Как было показано в ходе выполнения НИР, путем подбора значения γ при использовании жидкостей с различной вязкостью обеспечивается линейность АЧХ при работе измерительного преобразователя в режимах регистрации вибросмещения, виброскорости и виброускорения. В результате проведенных измерений было установлено, что чувствительность разработанного макета составляет 3 мВ/мм, пороговая чувствительность – 100 мкм, динамический диапазон – 43 дБ, диапазон измерения амплитуды колебаний внешней среды – 2,5 мм.

4. Техничко-экономическое обоснование полученных в ходе выполнения НИР результатов

Проблема безопасности и экономичности зданий и сооружений относится к числу основных проблем, выдвинутых на первый план техническим прогрессом современной цивилизации. В условиях динамического развития строительной инфраструктуры при постоянном увеличении техногенных нагрузок на строительные объекты, достоверная информация об уровне их эксплуатационной надежности является необходимым условием безопасного и устойчивого развития общества. При этом внезапные обрушения сооружений с большепролетными конструкциями, произошедшие за последние годы в различных городах и странах мира (Москва - 2004 и 2006 г., Пермь - 2006 г., Париж - 2005 г., Германия - 2006 г.), заставили мировое сообщество обратить особое внимание на проблемы мониторинга технического состояния таких объектов. В России данная проблема стоит наиболее остро, в частности, 46% жилых объектов находятся в неудовлетворительном состоянии, а 5% всего жилфонда (более 100 млн. кв. м или порядка 20000 единиц) составляют здания в аварийном состоянии, проживание в которых опасно для жизни. Поэтому в настоящее время решение проблемы обеспечения безопасности строительных сооружений является важнейшей задачей государственной политики в области национальной безопасности. Для обеспечения эксплуатационной безопасности зданий и сооружений применяется аппаратный мониторинг технического состояния включающий в себя сбор и анализ данных о напряженно-деформированном состоянии, распределении температур, линейных и угловых перемещениях структурных элементов с целью предотвращения или уменьшения последствий аварийных ситуаций. Наиболее перспективным способом построения систем мониторинга в настоящее время является применение волоконно-оптических датчиков (ВОД), что обусловлено следующими их преимуществами: полная невосприимчивость к электромагнитным помехам, чувствительность к широкому кругу физических величин, химическая устойчивость, долговечность, простота сопряжения с высокоскоростными и помехозащищенными волоконно-оптическими линиями связи, а также возможность мультиплексирования и объединения большого количества сенсоров в распределенные информационно-измерительные системы. Как показывают исследования рынка, среди различных типов ВОД лидирующее положение занимают измерительные преобразователи на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) благодаря высокой чувствительности к механическому напряжению и температуре, а также устойчивости к флуктуациям интенсивности

оптического сигнала. Однако, существенной проблемой при их практическом использовании является сложность и, как следствие, высокая стоимость спектральных систем для детектирования сигналов, формируемых ВБР при регистрации внешних воздействий. Разработанный при выполнении настоящей НИР принципиально новый рефлектометрический метод регистрации и мультиплексирования сигналов от волоконных брэгговских решеток с применением стандартного и широкодоступного рефлектометрического оборудования позволяет радикально снизить затраты на построение системы мониторинга на основе ВБР. Как показывают технико-экономические оценки, реализация данного метода приведет к 4 - 5 кратному снижению стоимости измерительной системы на основе ВБР по сравнению с ближайшими коммерчески доступными аналогами. Это обеспечивает высокую конкурентоспособность рефлектометрического метода опроса брэгговских решеток и открывает недоступные ранее возможности экономически эффективного применения брэгговских датчиков для решения широкого круга измерительных задач в области мониторинга техногенных объектов.

Разработанная методика определения массоразмерных и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в жидких гетерогенных средах предназначена для проведения комплексного исследования характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в жидких гетерогенных средах и найдет широкое применение в научно-исследовательских организациях и промышленных предприятиях (как в России, так и за рубежом), занимающиеся разработкой и исследованием новых перспективных материалов на основе наноструктур. По сравнению с разработанными до настоящего времени аналогами измерительная система на основе разработанной методики определения массоразмерных и динамических характеристик наноразмерных объектов в жидких гетерогенных средах имеет следующие преимущества и особенности:

- возможность оперативного проведения измерений концентрации наноразмерных объектов и их конгломератов в жидких гетерогенных средах со скоростью до 1000 изм/с
- возможность определения динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов
- возможность определения пространственного распределения наноразмерных объектов и их конгломератов в жидких гетерогенных средах

Системы такого типа, сочетающие возможности измерения концентрации, массоразмерных и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в жидких гетерогенных средах, в мире не выпускаются. Ближайшими аналогами являются рентгеновские дифрактометры и спектрометры, основанные на

принципах фотонно-корреляционной спектроскопии, а также анализаторы, реализующие седиментационный метод измерения размеров наночастиц. Однако эти устройства не дают возможности дистанционных измерений с выводом их результатов на единый терминал в реальном времени и создания интегрированных информационно - измерительных систем. Ближайшими аналогами являются фотонно-корреляционные спектрометры компании PHOTOCOR (США), рентгеновские дифрактометры и анализаторы состава жидких гетерогенных сред таких зарубежных компаний как Rigaku (Япония), Shimadzu (Япония), PerkinElmer (США), Photovac (Канада), Crison (Испания), Labconco (США), Craic (США), Cryogenic (Великобритания), Applied Biosystems (США), DomnickHunter (Великобритания), SES GmbH Analysesysteme (Германия), SGE (Австралия) Rigaku (Япония) и др. Среди российских разработок можно указать рентгеновские дифрактометры, разработанные компаниями «NT-MDT» (Зеленоград) и дифрактометры производства НПП «Буревестник» (Санкт-Петербург). Однако данные разработки существенно уступают измерительной системе на основе разработанной методики по простоте реализации и, соответственно, стоимости. Это обеспечивает высокую конкурентоспособность Разработанная методика определения массоразмерных и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в жидких гетерогенных средах и дает возможность экономически эффективного применения измерительных систем на основе указанной методики для решения широкого круга измерительных задач в области исследования микро- и нанообъектов различного происхождения.

5. Разработка и модернизация научно-методических материалов по курсам «Материалы и элементы квантовой и оптической электроники», «Взаимодействие излучения с веществом», «Нелинейная оптика», «Информационная оптика».

В ходе выполнения работ по настоящему проекту было разработано учебно-методическое пособие, входящее в программу курсов «Материалы и элементы квантовой и оптической электроники», «Взаимодействие излучения с веществом», «Нелинейная оптика».

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ РФ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального
образования
«Дальневосточный государственный технический университет
(ДВГУИТ им.В.В. Куйбышева)»

Кафедра квантовой и оптической электроники

РУКОВОДСТВО

по выполнению курсового проекта по теме

«Расчет электрооптического модулятора на основе эффекта
Поккельса»

Р. В. Ромашко

Владивосток
2011

Цель курсовой работы: Освоение методики расчета параметров электрооптического модулятора света на основе одноосного двулучепреломляющего кристалла.

Задание: Одноосный анизотропный кристалл помещается во внешнее электрическое \mathbf{E} (см.рис.1). В кристалл вводится линейно поляризованная световая волна. Необходимо:

- 1) определить характер изменения оптической индикатрисы;
- 2) рассчитать полуволновое напряжение, которое необходимо приложить к обкладкам кристалла, чтобы ввести разность фаз в ортогональные компоненты световой волны, равную π .
- 3) проанализировать характер преобразования волны при приложении к кристаллу:
 - полуволнового напряжения;
 - $1/2$ полуволнового напряжения.

Исходные данные:

- 1) вид кристалла;
- 2) срез кристалла (ориентация его оптической оси z);
- 3) направление прикладываемого электрического поля \mathbf{E} ;
- 4) направление распространения световой волны \mathbf{k} ;
- 5) длина волны света;
- 6) угол φ , задающий ориентацию плоскости поляризации световой волны;
- 7) геометрические размеры кристалла $a \times b \times d$.

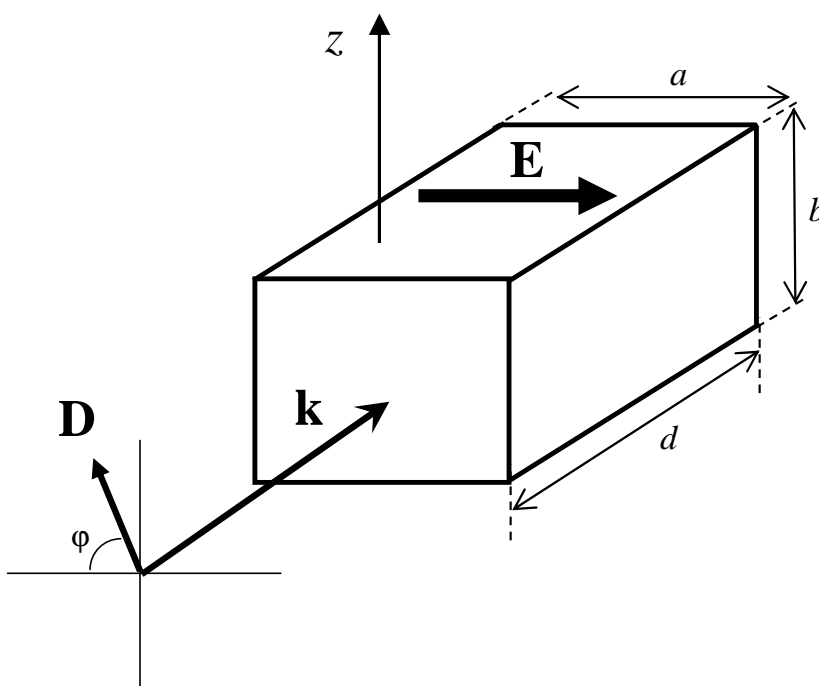


Рис.1. Общая геометрия построения электрооптического модулятора

Значения исходных параметров модулятора определяются вариантом:

Таблица 1. Варианты значений исходных параметров.

№ варианта	Кристалл	Срез	E	k	φ	λ , мкм	$a \times b \times d$, мм ³
1	CdTe	z	z	x	45°	1,0	5×4×6
2	GaAs	z	x	z	0° (x)	1,15	3×3×7
3	GaP	z	y	z	45°	0,633	4×3×6
4	β -ZnS	z	z	x	0° (y)	0,4	4×4×4
5	ZnSe	z	x	y	0° (z)	10,6	9×9×9
6	ZnTe	z	x	z	0° (x)	0,589	2×5×5
7	Bi ₁₂ GeO ₂₀	z	z	x	45°	0,67	6×8×7
8	Bi ₁₂ SiO ₂₀	z	x	y	45°	0,633	4×4×7
9	CdS	z	z	y	45°	3,39	2×11×2
10	ZnO	z	z	y	0° (x)	0,633	4×4×3
11	LiO ₃	z	z	x	45°	0,633	5×2×3
12	ADP	z	x	z	0° (y)	0,546	4×4×4
13	LiTaO ₃	z	z	y	45°	0,633	3×3×5
14	AgGaS ₂	z	x	y	45°	0,633	2×4×2
15	BaTiO ₃	z	x	z	0° (y)	0,546	7×4×7
16	KTN	z	z	y	0° (x)	0,633	5×3×3

Теория

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТЕНЗОР.

В изотропной среде вектор индуцированной поляризации всегда параллелен электрическому полю и связан с ним скалярным множителем χ (восприимчивостью), который не зависит от направления действия внешнего поля. Для анизотропных сред это не справедливо, за исключением лишь некоторых отдельных направлений распространения. Поскольку кристалл представляет собой регулярную периодическую систему атомов (или молекул) с определенной симметрией, следует ожидать, что индуцированная поляризация будет зависеть как от величины, так и от направления приложенного поля. При этом вместо простых скалярных соотношений, связывающих вектор поляризации вещества \mathbf{P} и вектор электрических колебаний светового поля \mathbf{E} , мы имеем

$$\begin{aligned} P_x &= \varepsilon_0 (\chi_{11} E_x + \chi_{12} E_y + \chi_{13} E_z), \\ P_y &= \varepsilon_0 (\chi_{21} E_x + \chi_{22} E_y + \chi_{23} E_z), \\ P_z &= \varepsilon_0 (\chi_{31} E_x + \chi_{32} E_y + \chi_{33} E_z). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь прописными буквами обозначены комплексные амплитуды соответствующих величин, гармонически зависящих от времени. Трехмерная матрица коэффициентов χ_{ij} называется *тензором электрической восприимчивости*. Величины χ_{ij} зависят, конечно, от выбора направлений осей x , y и z относительно кристаллической структуры. Поэтому направления этих осей всегда можно выбрать таким образом, чтобы недиагональные элементы обратились в нуль:

$$\begin{aligned} P_x &= \varepsilon_0 \chi_{11} E_x, \\ P_y &= \varepsilon_0 \chi_{22} E_y, \\ P_z &= \varepsilon_0 \chi_{33} E_z. \end{aligned} \quad (2)$$

Эти направления называются *главными диэлектрическими осями кристалла*. Вместо (1) диэлектрические свойства кристалла можно описать посредством *тензора диэлектрической проницаемости* ε_{ij} , который связывает вектор электрического смещения \mathbf{D} и вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} световой волны и определяется следующим образом:

$$\begin{aligned}
D_x &= \varepsilon_{11}E_x + \varepsilon_{12}E_y + \varepsilon_{13}E_z, \\
D_y &= \varepsilon_{21}E_x + \varepsilon_{22}E_y + \varepsilon_{23}E_z, \\
D_z &= \varepsilon_{31}E_x + \varepsilon_{32}E_y + \varepsilon_{33}E_z.
\end{aligned}
\tag{3}$$

Из выражения (1) и известного соотношения, связывающего вектора **D**, **E** и **P**

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \tag{4}$$

получаем

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_0(1 + \chi_{ij}). \tag{5}$$

Эти девять величин ε_{11} , ε_{12} , ... являются постоянными среды и составляют диэлектрический тензор. Тензор диэлектрической проницаемости симметричен

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}. \tag{6}$$

и имеет, вообще говоря, лишь шесть независимых элементов.

Выражения (3) часто записывают в тензорном виде

$$D_i = \varepsilon_{ij}E_j, \tag{7}$$

где подразумевается суммирование по повторяющимся индексам.

2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКИХ ВОЛН В АНИЗОТРОПНОМ КРИСТАЛЛЕ. ОПТИЧЕСКАЯ ОСЬ КРИСТАЛЛА

В анизотропной среде, такой, как кристалл, фазовая скорость световой волны зависит как от состояния ее поляризации, так и от направления ее распространения. Вследствие анизотропии состояние поляризации плоской волны может изменяться в процессе ее распространения через кристалл. Однако в общем случае для данного направления распространения в среде существуют две независимые волны (моды) с хорошо определенными фазовыми скоростями и направлениями поляризации. При распространении через анизотропную среду состояние поляризации световой волны, поляризованной параллельно одному из этих направлений, будет сохраняться. Эти независимые поляризации, а также отвечающие им фазовые скорости (или, что эквивалентно, показатели преломления) можно определить из уравнений Максвелла с использованием диэлектрического тензора.

Пусть через анизотропную среду распространяется монохроматическая плоская волна с угловой частотой ω , электрическое поле которой имеет вид

$$\mathbf{E} \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \tag{8}$$

а магнитное поле записывается в виде

$$\mathbf{H} \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})], \quad (9)$$

где $\mathbf{k} = (\omega/c)n\mathbf{s}$ – волновой вектор (\mathbf{s} – единичный вектор вдоль направления распространения волны), и n – показатель преломления. Подстановка выражений (8) и (9) для \mathbf{E} и \mathbf{H} в соответствующие уравнения Максвелла дает

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega\mu\mathbf{H}, \quad (10)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega\epsilon\mathbf{E} \quad (11)$$

где μ – магнитная проницаемость среды.

Исключая \mathbf{H} из уравнений (10) и (11), получаем

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \omega^2\mu\epsilon\mathbf{E} = 0. \quad (12)$$

Как уже было отмечено выше, в системе координат, которые совпадают с главными диэлектрическими осями, диэлектрический тензор имеет вид

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix}. \quad (13)$$

При этом уравнение (12) можно записать следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \omega^2\mu\epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_y k_x & \omega^2\mu\epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_z k_x & k_z k_y & \omega^2\mu\epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0. \quad (13)$$

Для того чтобы система уравнений имела нетривиальные решения, детерминант матрицы в (13) должен быть равным нулю. Это условие позволяет найти соотношение между ω и \mathbf{k} :

$$\det \begin{vmatrix} \omega^2\mu\epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_y k_x & \omega^2\mu\epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_z k_x & k_z k_y & \omega^2\mu\epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (14)$$

Данное уравнение можно рассматривать как уравнение трехмерной поверхности в \mathbf{k} -пространстве (пространстве импульсов). Эта поверхность называется нормальной поверхностью (поверхностью волновых нормалей) и

состоит из двух оболочек, которые в общем случае имеют четыре общие точки (рис. 2). Две линии, проходящие через начало координат и эти точки,

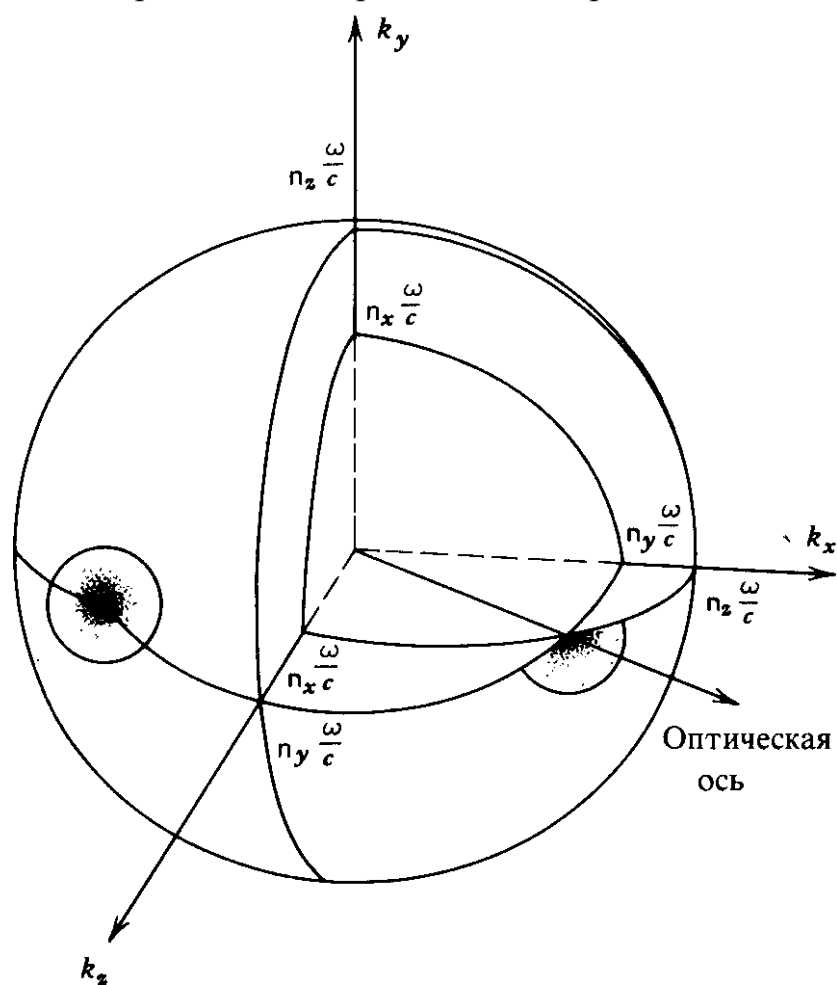


Рисунок 2. Нормальная поверхность

называются *оптическими осями*. На рис. 2 изображена одна из оптических осей. Для данного направления распространения существуют, вообще говоря, два значения \mathbf{k} , при которых направление распространения пересекается с нормальной поверхностью. Эти два значения \mathbf{k} соответствуют двум различным фазовым скоростям (ω/k) волн, распространяющихся вдоль выбранных направлений. Направления вектора электрического поля, связанные с распространением вдоль этих направлений, можно также вычислить из уравнений (13), они определяются вектор-столбцом

$$\begin{pmatrix} \frac{k_x}{k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_x} \\ \frac{k_y}{k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_y} \\ \frac{k_z}{k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_z} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Ниже будет показано, что эти две фазовые скорости всегда отвечают двум взаимно ортогональным поляризациям (для вектора электрического смещения \mathbf{D}). При распространении в направлении *оптических осей* существует только одно значение k и, следовательно, только *одна фазовая скорость*. Однако имеются *два независимых направления поляризации*.

Выражения (14) и (15) нередко записывают через косинусы, задающие направление волнового вектора. Используя соотношение $\mathbf{k} = (\omega/c)n\mathbf{s}$ для плоской волны, описываемой выражением (10), уравнение (14) и вектор-столбец (15) можно записать соответственно в виде

$$\frac{s_x^2}{n^2 - \epsilon_x / \epsilon_0} + \frac{s_y^2}{n^2 - \epsilon_y / \epsilon_0} + \frac{s_z^2}{n^2 - \epsilon_z / \epsilon_0} = \frac{1}{n^2} \quad (16)$$

и

$$\begin{pmatrix} \frac{s_x}{n^2 - \epsilon_x / \epsilon_0} \\ \frac{s_y}{n^2 - \epsilon_y / \epsilon_0} \\ \frac{s_z}{n^2 - \epsilon_z / \epsilon_0} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Уравнение (16) называется уравнением волновых нормалей Френеля. Его решения дают *главные значения показателей преломления*, а выражение (17) определяет направления поляризации *независимых волн*, которые могут распространяться в кристалле. Уравнение (16) является квадратичным относительно n^2 . Поэтому каждому направлению распространения (из набора s_x, s_y, s_z) соответствуют два решения для n^2 . Для полного решения задачи необходимо подставить каждое из значений n^2 в выражение (17), что позволяет определить поляризации соответствующих независимых волн. Можно показать, что для непоглощающей среды эти независимые волны линейно поляризованы, поскольку в (17) все величины являются вещественными. Пусть \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 – векторы электрического поля, а \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2 – векторы электрического смещения

линейно поляризованных независимых волн, соответствующих n_1^2 и n_2^2 . Из уравнения Максвелла $\nabla \mathbf{D} = 0$ следует, что \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2 ортогональны \mathbf{s} . Поскольку $\mathbf{D}_1 \mathbf{D}_2 = 0$, три вектора \mathbf{D}_1 , \mathbf{D}_2 и \mathbf{s} образуют взаимно ортогональную тройку векторов и могут быть выбраны в качестве системы координат при описании многих физических явлений, в том числе и оптической активности. Согласно уравнениям Максвелла, векторы \mathbf{D} , \mathbf{E} и \mathbf{H} связаны между собой соотношениями

$$\mathbf{D} = -\frac{n}{c} \mathbf{s} \times \mathbf{H} \quad (18)$$

и

$$\mathbf{H} = \frac{n}{\mu c} \mathbf{s} \times \mathbf{E}. \quad (19)$$

Отсюда следует, что как \mathbf{D} , так и \mathbf{H} перпендикулярны направлению распространения \mathbf{s} . Таким образом, направление потока энергии, определяемое вектором Пойнтинга $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$, вообще говоря, не совпадает с направлением распространения \mathbf{s} . Подставляя выражение (19) для \mathbf{H} в (18) и используя векторное тождество $\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{B} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C}) - \mathbf{C} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})$, получаем следующее выражение:

$$\mathbf{D} = -\frac{n^2}{c^2 \mu} \mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}) = \frac{n^2}{c^2 \mu} [\mathbf{E} - \mathbf{s}(\mathbf{s} \cdot \mathbf{E})] = \frac{n^2}{c^2 \mu} E_{\text{попереч}}, \quad (20)$$

а поскольку $\mathbf{s} \cdot \mathbf{D} = 0$ и $n^2/c^2 \mu = n^2 \epsilon_0$, имеем

$$D^2 = \frac{n^2}{c^2 \mu} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} = n^2 \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}, \quad (21)$$

Иными словами, векторы \mathbf{D} , \mathbf{E} и \mathbf{s} лежат в одной плоскости. Можно показать, что эти векторы связаны между собой следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{D}_2 &= 0, \\ \mathbf{D}_1 \cdot \mathbf{E}_2 &= 0, \\ \mathbf{D}_2 \cdot \mathbf{D}_1 &= 0, \\ \mathbf{s} \cdot \mathbf{D}_1 &= \mathbf{s} \cdot \mathbf{D}_2 = 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Векторы \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 в общем случае не ортогональны. Условие ортогональности для независимых волн можно записать в виде

$$\mathbf{s} \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2) = 0. \quad (23)$$

Последнее соотношение означает, что поток энергии в анизотропной среде вдоль направления распространения равен сумме энергий, переносимых каждой независимой волной.

Получим теперь условие ортогональности (23) для двух независимых волн, распространяющихся вдоль некоторого направления \mathbf{s} . Используя выражения (8) и (9) для электрического и магнитного полей и теорему взаимности Лоренца, получаем

$$\mathbf{s} \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2) = \mathbf{s} \cdot (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1). \quad (24)$$

Подстановка выражения (19) для \mathbf{H}_1 и \mathbf{H}_2 в уравнение (24) приводит к уравнению

$$\frac{n_2}{\mu c} \mathbf{s} \cdot [\mathbf{E}_1 \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_2)] = \frac{n_1}{\mu c} \mathbf{s} \cdot [\mathbf{E}_2 \times (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_1)]. \quad (25)$$

Это уравнение можно упростить, используя векторное тождество

$$\mathbf{A} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) = \mathbf{C} \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}).$$

В результате получаем

$$\frac{n_2}{\mu c} (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_1) \cdot (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_2) = \frac{n_1}{\mu c} (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_1) \cdot (\mathbf{s} \times \mathbf{E}_2). \quad (26)$$

Поскольку уравнение (26) должно быть справедливо для любого произвольного направления распространения \mathbf{s} с $n_1 \neq n_2$, оно может выполняться только в том случае, когда обе его части равны нулю, т. е.

$$\mathbf{s} \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2) = \mathbf{s} \cdot (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) = 0. \quad (27)$$

Таким образом, вдоль произвольного направления \mathbf{s} могут распространяться две независимые линейно поляризованные плоские волны. Эти независимые волны имеют фазовые скорости $\pm c/n_1$, и $\pm c/n_2$, где n_1^2 и n_2^2 – два решения уравнения Френеля (16).

На практике показатели преломления n_1 , n_2 и направления векторов \mathbf{D} , \mathbf{H} и \mathbf{E} чаще всего определяют, используя не описанный выше метод, а формально эквивалентный **метод эллипсоида показателей преломления**.

3. ЭЛЛИПСОИД ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Поверхность постоянной плотности энергии U_e в пространстве векторов \mathbf{D} имеет вид

$$\frac{D_x^2}{\varepsilon_x} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_y} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_z} = 2U_e, \quad (28)$$

где ε_x , ε_y и ε_z – главные диэлектрические проницаемости. Заменяя величину $\mathbf{D}/\sqrt{2U_e}$ на \mathbf{r} и определяя главные показатели преломления n_x , n_y и n_z следующим образом: $n_i^2 \equiv \varepsilon_i / \varepsilon_0$ ($i = x, y, z$), последнее уравнение можно переписать в виде

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1. \quad (29)$$

Это общее уравнение эллипсоида, главные оси которого параллельны направлениям x , y и z , а их длины равны соответственно $2n_x$, $2n_y$, $2n_z$. Такой эллипсоид называют **эллипсоидом показателей преломления** или **оптической индикатрисой**. Эллипсоид показателей преломления используется в основном для *определения двух показателей преломления и двух соответствующих направлений вектора \mathbf{D}* , отвечающих двум независимым плоским волнам, которые могут распространяться вдоль произвольного направления \mathbf{s} в кристалле. Этот метод состоит в том, что сначала находят эллипс пересечения плоскости, проходящей через начало координат и перпендикулярной направлению распространения \mathbf{s} , с эллипсоидом показателей преломления (29). Две оси этого эллипса имеют длины $2n_1$ и $2n_2$, где n_1 и $2n_2$ – два значения показателя преломления, представляющие собой решения уравнения (16). Эти оси параллельны соответственно векторам \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2 , отвечающим двум допустимым решениям (рис. 3).

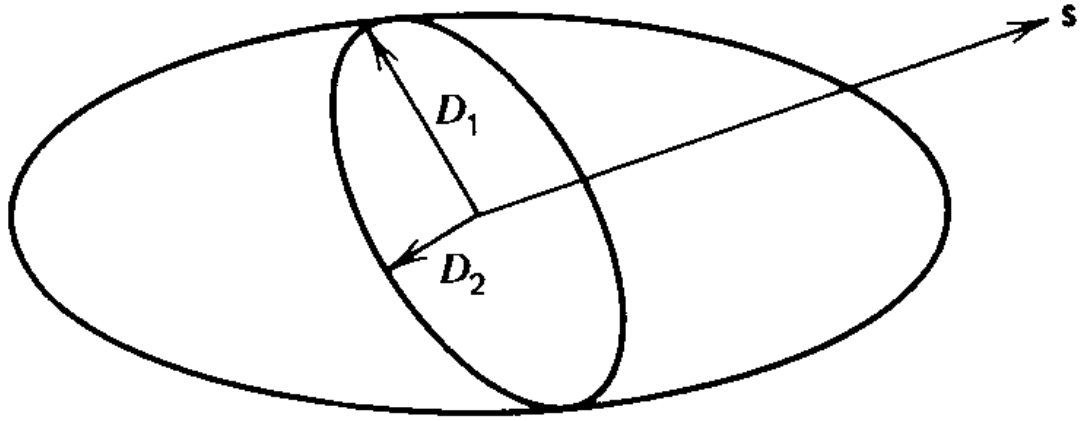


Рисунок 3. Метод эллипсоида показателей преломления. Внутренний эллипс представляет собой сечение эллипсоида показателей преломления плоскостью, перпендикулярной вектору \mathbf{s} .

Для того чтобы убедиться в том, что эта процедура формально эквивалентна методу, описанному в предыдущем разделе, введем *тензор непроницаемости* η_{ij} :

$$\eta_{ij} = \varepsilon_0 (\varepsilon^{-1})_{ij}. \quad (30)$$

где ε^{-1} – тензор, обратный диэлектрическому тензору ε . Используя это определение, можно записать следующее соотношение между векторами \mathbf{E} и \mathbf{D} :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\varepsilon_0} \boldsymbol{\eta} \mathbf{D}. \quad (31)$$

Подстановка выражения (31) для \mathbf{E} в волновое уравнение (12) приводит к уравнению

$$\mathbf{s} \times [\mathbf{s} \times \boldsymbol{\eta} \mathbf{D}] + \frac{1}{n^2} \mathbf{D} = 0, \quad (32)$$

где мы использовали определение где $\mathbf{k} = (\omega/c)n\mathbf{s}$ – волновой вектор (\mathbf{s} – единичный вектор вдоль направления распространения волны). Поскольку вектор \mathbf{D} всегда перпендикулярен направлению распространения ($\mathbf{s} \cdot \mathbf{D} = 0$), удобно использовать новую систему координат, одна из осей которой выбрана вдоль направления распространения волны. Две другие оси обозначим индексами 1 и 2. В такой системе координат единичный вектор \mathbf{s} дается выражением

$$\mathbf{s} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (33)$$

а волновое уравнение (32) принимает вид

$$\begin{pmatrix} \eta_{11} & \eta_{12} & \eta_{13} \\ \eta_{21} & \eta_{22} & \eta_{23} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{D} = \frac{1}{n^2} \mathbf{D}. \quad (34)$$

Поскольку $\mathbf{s} \cdot \mathbf{D} = 0$, третья составляющая вектора \mathbf{D} всегда равна нулю. Элементы тензора η_{13} , η_{23} можно опустить и ввести тензор поперечной непроницаемости η_t следующим образом:

$$\eta_t = \begin{pmatrix} \eta_{11} & \eta_{12} \\ \eta_{21} & \eta_{22} \end{pmatrix}. \quad (35)$$

При этом волновое уравнение принимает вид

$$\left(\eta_t - \frac{1}{n^2} \right) \mathbf{D} = 0, \quad (36)$$

где \mathbf{D} — вектор электрического смещения.

Векторы поляризации нормальных мод являются собственными векторами тензора поперечной непроницаемости с собственными значениями $1/n^2$. Поскольку η_t — симметричный тензор второго ранга, он имеет два ортогональных собственных вектора. Эти два собственных вектора \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2 отвечают двум нормальным модам распространения с показателем преломления n_1 и n_2 соответственно.

Пусть ξ_1, ξ_2, ξ_3 — координаты произвольной точки в новой системе координат. Эллипсоид показателей преломления в этой системе координат определяется выражением

$$\eta_{\alpha\beta} \xi_\alpha \xi_\beta = 1, \quad (37)$$

где мы предполагаем суммирование по повторяющимся индексам α, β (1, 2, 3). Подставляя в (37) $\xi_3 = 0$, получаем эллипс сечения этого эллипсоида плоскостью ($\xi_3 = 0$), проходящей через начало координат и перпендикулярной направлению распространения. Таким образом, мы имеем следующее уравнение для эллипса в сечении:

$$\eta_{11}\xi_1^2 + \eta_{22}\xi_2^2 + 2\eta_{12}\xi_1\xi_2 = 1. \quad (38)$$

Коэффициенты в уравнении (38) образуют тензор поперечной непроницаемости η_i . Следовательно, собственные векторы этого тензора второго ранга направлены вдоль главных осей эллипса сечения. В соответствии с (36) значения n определяются длинами главных осей.

3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Одноосные кристаллы используются во многих современных оптических устройствах. В качестве наиболее типичных примеров можно привести кварц, кальцит и ниобат лития. Для этих кристаллов уравнение (29) эллипсоида показателей преломления принимает простой вид:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1. \quad (39)$$

где в качестве оси симметрии выбрана ось z , совпадающая с оптической осью. На рис. 4 показан эллипсоид показателей преломления для положительного одноосного кристалла. Направление распространения совпадает с вектором \mathbf{s} . Поскольку в этом случае эллипсоид инвариантен относительно вращения вокруг оси z , проекцию вектора \mathbf{s} на плоскость xu без потери общности можно выбрать совпадающей с осью u .

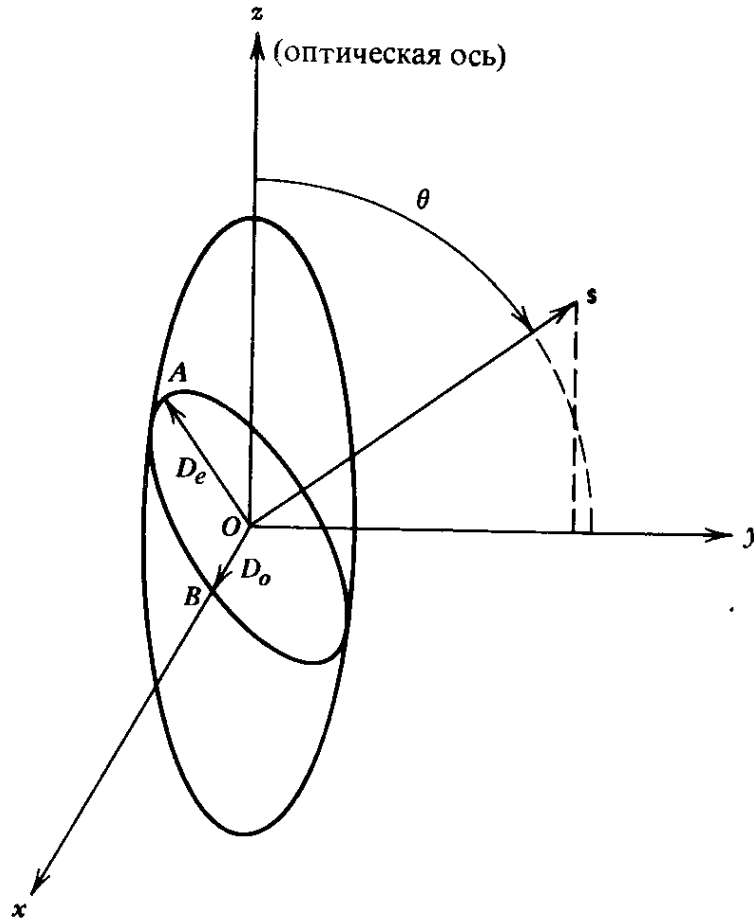


Рисунок 4. Графический способ определения показателей преломления и поляризации нормальных мод для данного направления распространения \mathbf{s} . Рисунок соответствует случаю одноосного кристалла с $n_x = n_y = n_o, n_z = n_e$.

Согласно процедуре, изложенной в п. 2, найдем сначала сечение эллипсоида показателей преломления плоскостью, проходящей через начало координат и перпендикулярной вектору \mathbf{s} . Это сечение представляет собой эллипс, изображенный на рисунке. Длина главной полуоси OA равна показателю преломления $n_e(\theta)$ для необыкновенного луча, вектор электрического смещения которого $\mathbf{D}_e(\theta)$ параллелен OA . Обыкновенный луч поляризован вдоль OB , т. е. его вектор \mathbf{D} направлен вдоль OB , и показатель преломления для него равен n_o . Если обозначить через \mathbf{k} волновой вектор, а через \mathbf{c} единичный вектор в направлении оси c (оси z), то поляризации для указанных выше векторов электрического смещения можно записать соответственно в виде

$$\mathbf{D}_o = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{c}}{|\mathbf{k} \times \mathbf{c}|}, \quad (40)$$

$$\mathbf{D}_e = \frac{\mathbf{D}_o \times \mathbf{c}}{|\mathbf{D}_o \times \mathbf{c}|}. \quad (41)$$

Из рис. 4 ясно, что при изменении угла θ между оптической осью и направлением распространения \mathbf{s} направление поляризации обыкновенного луча сохраняется неизменным (вдоль оси x на рисунке), а его показатель преломления всегда равен n_o . Напротив, направление вектора \mathbf{D}_e , как видно из рисунка, зависит от θ . Значение показателя преломления изменяется от $n_e(\theta) = n_o$ при $\theta = 0^\circ$ до $n_e(\theta) = n_e$ при $\theta = 90^\circ$. Показатель преломления $n_e(\theta)$ необыкновенной волны равен длине отрезка OA , и в соответствии с рис. 4 имеем,

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}. \quad (42)$$

Направление поляризации для необыкновенной волны электрического поля определяется из (15):

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\sin \theta}{n_e^2(\theta) - n_o^2} \\ \frac{\cos \theta}{n_e^2(\theta) - n_e^2} \end{pmatrix}, \quad (43)$$

где $n_e(\theta)$ – показатель преломления необыкновенной волны, определяемый уравнением (42). Следует заметить, что вектор электрического поля в общем случае не перпендикулярен направлению распространения. На рис. 5 показано сечение нормальных поверхностей плоскостью yz для положительного одноосного кристалла ($n_e > n_o$).

Таким образом, свет, распространяющийся в одноосном кристалле, в общем случае состоит из обыкновенной и необыкновенной волн. Вектор электрического поля \mathbf{E} (и вектор электрического смещения \mathbf{D}) для обыкновенной волны всегда перпендикулярен как оси c , так и направлению распространения. Фазовая скорость обыкновенной волны в любом случае равна c/n_o , независимо от направления распространения. Вектор смещения \mathbf{D} необыкновенной волны так же, как и вектор электрического поля обыкновенной волны, перпендикулярен волновому вектору. Однако вектор электрического поля необыкновенной волны в общем случае не перпендикулярен волновому вектору. Он лежит в плоскости, образованной

волновым вектором и вектором электрического смещения. Векторы электрического поля для этих двух волн взаимно ортогональны.

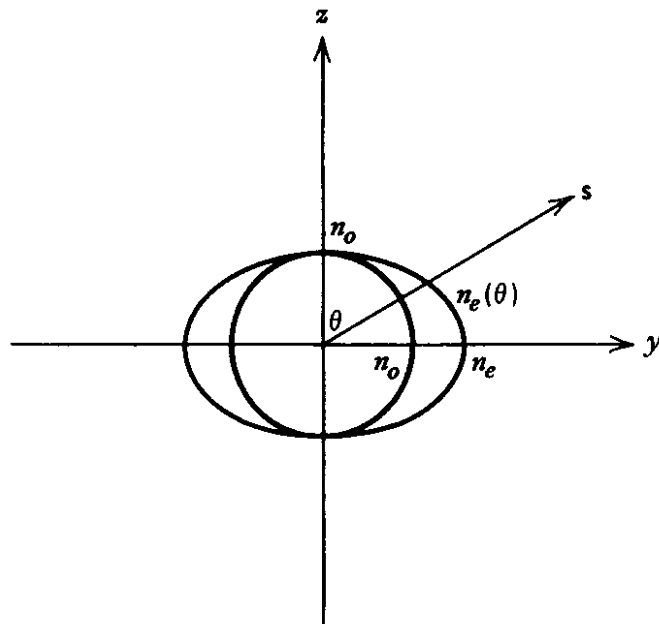


Рисунок.5. Сечение нормальных поверхностей плоскостью yz в случае положительного одноосного кристалла

4. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Итак, распространение оптического излучения в кристалле полностью определяется тензором непроницаемости η_{ij} (30). Напомним, что $\eta = \epsilon_0 \epsilon^{-1}$. Два направления поляризации и соответствующие показатели преломления (т. е. скорости распространения) нормальных мод проще всего найти с помощью эллипсоида показателей преломления (37). Эллипсоид показателей преломления наиболее просто записывается в системе главных координат:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1, \quad (44)$$

где x , y и z — *главные* оси, т. е. направления в кристалле, вдоль которых векторы \mathbf{D} и \mathbf{E} параллельны друг другу. Величины $1/n_x^2$, $1/n_y^2$ и $1/n_z^2$ представляют собой главные значения тензора непроницаемости η_{ij} . Согласно квантовой теории твердых тел, оптический тензор диэлектрической непроницаемости зависит от распределения зарядов в кристалле. Наложение электрического поля будет приводить к перераспределению связанных зарядов и, возможно, к небольшой деформации ионной решетки, что в свою очередь

приведет к изменению оптического тензора непроницаемости. В этом и состоит суть **электрооптического эффекта**. Электрооптические коэффициенты традиционно определяются следующим образом:

$$\eta_{ij}(\mathbf{E}) - \eta_{ij}(0) \equiv \Delta\eta_{ij} = r_{ijk}E_k + s_{ijkl}E_kE_l = f_{ijk}P_k + g_{ijkl}P_kP_l, \quad (45)$$

где \mathbf{E} – приложенное электрическое поле, а \mathbf{P} – вектор поляризации.

Коэффициенты r_{ijk} и f_{ijk} называются линейными электрооптическими постоянными (постоянными Поккельса), а коэффициенты s_{ijkl} и g_{ijkl} – квадратичными электрооптическими постоянными (постоянными Керра). В приведенном выше выражении мы пренебрегли членами выше квадратичных, поскольку эти эффекты высшего порядка для большинства применений оказываются слишком малыми. Квадратичный эффект впервые был открыт Керром в 1875 г. при исследовании таких оптически изотропных сред, как жидкости и стекла. Электрооптический эффект Керра в жидкостях обусловлен главным образом направленной ориентацией анизометрических молекул во внешнем электрическом поле. При этом вещество оптически ведет себя так, словно является одноосным кристаллом, в котором оптическая ось определяется электрическим полем. Линейный электрооптический эффект был впервые изучен Поккельсом в 1893 г.

Для расчета электрооптических эффектов мы будем пользоваться коэффициентами r_{ijk} , s_{ijkl} , хотя с одинаковым успехом можно использовать и коэффициенты f_{ijk} , g_{ijkl} . Величины r_{ijk} связаны с f_{ijk} , а s_{ijkl} с g_{ijkl} следующими соотношениями:

$$f_{ijk} = \frac{r_{ijk}}{\varepsilon_k - \varepsilon_0}, \quad (46)$$

$$g_{ijkl} = \frac{s_{ijkl}}{(\varepsilon_k - \varepsilon_0)(\varepsilon_l - \varepsilon_0)}, \quad (47)$$

где ε_k и ε_l – главные оптические диэлектрические проницаемости.

Таким образом, эллипсоид показателей преломления кристалла при наличии внешнего электрического поля можно записать в виде:

$$\eta_{ij}(\mathbf{E})x_ix_j = 1, \quad (48)$$

В случае, когда электрическое поле обращается в нуль, эллипсоид показателей преломления принимает вид (44). Выше отмечалось (см. п.1), что в оптически неактивной среде без потерь диэлектрический тензор ε_{ij} является симметричным. Согласно определению (30) для η_{ij} , можно заключить, что в

такой среде должен быть симметричным также и тензор η_{ij} . Следовательно, нижние индексы i и j в выражении (45) можно поменять местами. В соответствии с (45) квадратичный электрооптический коэффициент определяется выражением:

$$s_{ijkl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \eta_{ij}}{\partial E_k \partial E_l} \right)_{E=0}, \quad (49)$$

Поскольку порядок дифференцирования в частных производных несуществен, индексы k и l можно тоже поменять местами. Свойства такой перестановочной симметрии можно записать в виде:

$$r_{ijk} = r_{jik}, \quad (50)$$

$$s_{ijkl} = s_{jikl}, \quad (51)$$

$$s_{ijkl} = s_{jilk}. \quad (52)$$

Вследствие этой симметрии удобно ввести условные индексы для сокращения обозначений. Определим их следующим образом:

$$\begin{aligned} 1 &= (11), \\ 2 &= (22), \\ 3 &= (33), \\ 4 &= (23) = (32), \\ 5 &= (13) = (31), \\ 6 &= (12) = (21). \end{aligned} \quad (53)$$

Используя эти условные индексы, можно записать следующие равенства:

$$\begin{aligned} r_{1k} &= r_{11k}, \\ r_{2k} &= r_{22k}, \\ r_{3k} &= r_{33k}, \\ r_{4k} &= r_{23k} = r_{32k}, \\ r_{5k} &= r_{13k} = r_{31k}, \\ r_{6k} &= r_{12k} = r_{21k}. \\ k &= 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (54)$$

Необходимо помнить, что такие условные обозначения введены лишь для удобства. Эти матричные элементы (6×3) не имеют обычных тензорных

свойств преобразования или умножения. Наличие свойств перестановочной симметрии позволяет сократить число независимых элементов r_{jkk} с 27 до 18, а число элементов s_{ijkl} с 81 до 36.

5. ЛИНЕЙНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Возникновение электрооптического эффекта обусловлено перераспределением зарядов под действием внешнего электрического поля. Поэтому можно ожидать, что электрооптический эффект будет зависеть от отношения величин внешнего и внутриатомного электрических полей, последнее из которых связывает такие заряженные частицы, как электроны и ионы. В большинстве практических применений электрооптического эффекта внешнее электрическое поле оказывается меньше внутриатомного электрического поля, величина которого обычно составляет 10^8 В/см. Поэтому следует ожидать, что квадратичный эффект будет существенно меньше линейного, и при наличии линейного эффекта им, как правило, пренебрегают. Однако в кристаллах с центросимметричной точечной группой линейный электрооптический эффект исчезает и преобладающим становится квадратичный электрооптический эффект. Для доказательства последнего утверждения рассмотрим пространственную инверсию кристалла.

Инверсия заключается в замене точки \mathbf{r} кристалла на точку $-\mathbf{r}$, симметричную относительно центра инверсии. Среди 32 точечных групп, перечисленных в таблице 3 (см. Приложения), имеются одиннадцать кристаллических систем, для которых операция инверсии I является симметричной. Такие кристаллы называются *центросимметричными*. Рассмотрим теперь преобразование линейного электрооптического тензора r_{ijk} при операции инверсии:

$$I r_{ijk} = r'_{ijk} = -r_{ijk}. \quad (55)$$

Но при инверсионной симметрии любое свойство тензора должно оставаться инвариантным при операции инверсии; таким образом,

$$r'_{ijk} = r_{ijk}. \quad (56)$$

Уравнения (55) и (56) совместны, только если $r_{ijk} = 0$. Это доказывает то, что линейный электрооптический эффект в центросимметричных кристаллах должен исчезать. Действительно, в одиннадцати кристаллических системах, имеющих центр инверсии, все тензоры третьего ранга должны быть равны нулю.

Используя условные индексы (54), уравнение для эллипсоида показателей преломления при наличии внешнего электрического поля можно записать в виде:

$$\left(\frac{1}{n_x^2} + r_{1k}E_k\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{2k}E_k\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2} + r_{3k}E_k\right)z^2 + \\ + 2yzr_{4k}E_k + 2zxr_{5k}E_k + 2xyr_{6k}E_k = 0, \quad (57)$$

где E_k ($k = 1, 2, 3$) – составляющая приложенного электрического поля, причем предполагается, что суммирование выполняется по повторяющимся индексам k . Здесь нижние индексы 1, 2 и 3 соответствуют главным диэлектрическим осям x , y , z , а n_x , n_y , и n_z являются главными показателями преломления. При $E_k = 0$ этот новый эллипсоид [(57)] переходит в невозмущенный эллипсоид (44). В общем случае главные оси эллипсоида (57) не совпадают с невозмущенными осями x , y , z . С помощью поворота координат (это преобразование называется приведением квадратичной формы к главным осям) всегда можно найти новую систему главных осей. Размеры и ориентация эллипсоида (57) зависят, разумеется, от направления приложенного поля, а также от 18 матричных элементов r_{ijk} . Выше мы уже доказали, что в кристаллах, обладающих центром инверсии (центросимметричностью), $r_{ijk} = 0$. Вид тензора r_{ijk} (но не его величина) может быть получен из соображений симметрии, которые позволяют установить, какие из 18 коэффициентов r_{ijk} равны нулю, и найти соотношения между остальными коэффициентами. В табл. 4 (см. Приложения) представлены электрооптические тензоры для всех нецентросимметричных кристаллических классов, а в таблице 5 перечислены электрооптические коэффициенты для некоторых кристаллов.

6. ПРИМЕР РАСЧЕТА №1. Электрооптический эффект в KN_2PO_4

Рассмотрим конкретный пример кристалла дигидрофосфата калия (KN_2PO_4), называемого также KDP. Этот кристалл имеет инверсную ось симметрии 4-го порядка, в качестве которой по строгому соглашению выбирают ось z (оптическую ось) и две взаимно ортогональные оси симметрии второго порядка, расположенные в плоскости, перпендикулярной оси z . Эти оси обозначаются через x и y . Группой симметрии этого кристалла является $\bar{4}2m$. Используя таблицу 4, запишем электрооптический тензор в виде:

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix}, \quad (58)$$

где отличны от нуля только элементы $r_{41} = r_{52}$ и r_{63} . Используя (57) и (58), для эллипсоида показателей преломления при наличии электрического поля $\mathbf{E}(E_x, E_y, E_z)$ можно написать следующее уравнение:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_x yz + 2r_{41}E_y xz + 2r_{63}E_z xy = 1, \quad (59)$$

где постоянные, входящие в первые три члена, не зависят от поля и, поскольку кристалл является одноосным, выбраны в виде $n_x = n_y = n_o$, $n_z = n_e$. Таким образом, мы показали, что приложение внешнего электрического поля приводит к возникновению перекрестных членов в уравнении для эллипсоида показателей преломления. Эти члены содержат xy , xz , yz . Отсюда следует, что главные оси эллипсоида при приложении поля уже не остаются параллельными осям кристалла x , y и z . Поэтому для определения влияния внешнего электрического поля на распространение излучения необходимо найти направления новых осей, а также соответствующие показатели преломления при наличии электрического поля \mathbf{E} . Для конкретности выберем направление внешнего электрического поля параллельным оси z . Тогда уравнение (59) принимает вид:

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_z xy = 1. \quad (60)$$

Задача состоит в нахождении новой системы координат (x', y', z') , в которой уравнение эллипсоида (60) не содержит перекрестных членов, т. е. имеет вид

$$\frac{x'^2}{n_{x'}^2} + \frac{y'^2}{n_{y'}^2} + \frac{z'^2}{n_{z'}^2} = 1. \quad (61)$$

При этом x' , y' и z' представляют собой направления новых главных осей эллипсоида во внешнем электрическом поле, приложенном параллельно оси z . Длины главных осей эллипсоида [см. (61)] равны $2n_{x'}$, $2n_{y'}$, и $2n_{z'}$ и в общем случае зависят от приложенного поля.

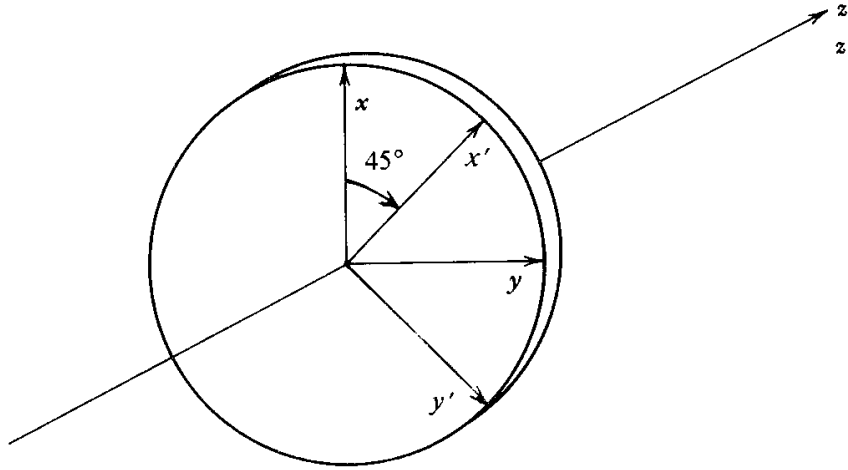


Рисунок 6. Оси x , y , z для кристалла с точечной группой симметрии $\bar{4}2m$ (такого, как KDP) и оси x' , y' , z' , где z – оптическая ось четвертого порядка, а x и y – оси симметрии второго порядка.

Нетрудно показать, что для приведения уравнения (60) к диагональному виду систему координат x' , y' , z' нужно выбрать такой, чтобы ось z' была параллельна z . Поскольку уравнение (60) симметрично относительно x и y , координаты x' и y' получаются из x и y поворотом на 45° , как это показано на рис. 6. Таким образом, преобразование координат x , y в x' , y' дается соотношениями:

$$\begin{aligned} x &= x' \cos 45^\circ - y' \sin 45^\circ, \\ y &= x' \sin 45^\circ + y' \cos 45^\circ, \end{aligned} \quad (62)$$

которые при подстановке их в уравнение (60) дают

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{63} E_z \right) x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{63} E_z \right) y'^2 + \frac{z^2}{n_e^2} = 1. \quad (63)$$

Из этого уравнения видно, что x' , y' и z действительно являются главными осями эллипсоида в случае, когда внешнее электрическое поле приложено в направлении оси z . Нетрудно также заметить, что длина оси эллипсоида равна $2n_{x'}$, причем

$$\frac{1}{n_{x'}^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{63} E_z. \quad (64)$$

Отсюда в предположении, что $r_{63} E_z \ll n_o^{-2}$, и при использовании дифференциального соотношения

$$dn = -\frac{1}{2}n^3 d\left(\frac{1}{n^2}\right)$$

получаем

$$n_{x'} = n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{63} E_z \quad (65)$$

и аналогично

$$n_{y'} = n_o + \frac{1}{2}n_o^3 r_{63} E_z \quad (66)$$

$$n_z = n_e. \quad (67)$$

Рассмотрим теперь случай, когда приложенное постоянное электрическое поле параллельно оси x , т. е. уравнение (59) принимает вид

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41} E_x yz = 1 \quad (68)$$

Из уравнения (68) видно, что в этом случае новая главная ось x' будет совпадать с осью x , поскольку перекрестный член включает в себя лишь y и z . Поэтому для приведения к диагональному виду необходимо осуществить поворот осей в плоскости yz . Пусть θ – угол между новыми координатами y', z' и старыми координатами y, z . Преобразование от координат y, z к y', z' (поворот на угол θ) записывается в виде

$$\begin{aligned} y &= y' \cos \theta - z' \sin \theta, \\ z &= y' \sin \theta + z' \cos \theta. \end{aligned} \quad (69)$$

Подставляя теперь (69) для y и z в уравнение (68) и требуя, чтобы коэффициент при y', z' обращался в нуль, получаем

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{41} E_x \operatorname{tg} \theta \right) y'^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} - r_{41} E_x \operatorname{tg} \theta \right) z'^2 = 1, \quad (70)$$

где в θ дается выражением

$$\operatorname{tg} 2\theta = 2r_{41} E_x (1/n_o^2 - 1/n_e^2)^{-1}. \quad (71)$$

Таким образом, в случае когда электрическое поле E_x приложено вдоль оси x , главные оси нового эллипсоида показателей преломления (70) оказываются повернутыми на угол θ вокруг оси x относительно главных осей невозмущенного эллипсоида. Этот угол очень мал даже для умеренно сильных электрических полей. Так, для кристалла KDP при $E_x = 10^6$ В/м этот угол составляет только $0,04^\circ$. Из (71) следует, что этот угол существует лишь для веществ, у которых $n_o \approx n_e$. В частности, при $n_o = n_e$ имеем $\theta = 45^\circ$. В соответствии с (70) новые главные показатели преломления можно записать в виде

$$n_{x'} = n_o, \quad (72)$$

$$n_{y'} = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E_x \operatorname{tg} \theta, \quad (73)$$

$$n_{z'} = n_e + \frac{1}{2} n_e^3 r_{41} E_x \operatorname{tg} \theta. \quad (74)$$

Для кристалла KDP при умеренных значениях поля E_x угол θ мал и в соответствии с (71) почти прямо пропорционален $r_{41} E_x$. Поэтому изменение показателей преломления (73) и (74) имеет второй порядок по E_x .

7. ПРИМЕР РАСЧЕТА № 2. Электрооптический эффект в LiNbO_3

Кристалл ниобата лития LiNbO_3 имеет точечную группу симметрии $3m$. Согласно таблице 5 (см. Приложения), электрооптические коэффициенты для него имеют вид

$$r_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (75)$$

Рассмотрим теперь случай, когда электрическое поле приложено вдоль оси x кристалла, так что в соответствии с (57) уравнение эллипсоида показателей преломления можно записать в виде

$$x^2 \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E \right) + y^2 \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} E \right) + z^2 \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} E \right) = 1. \quad (76)$$

где n_o и n_e – обыкновенный и необыкновенный показатели преломления соответственно. Поскольку в уравнении (76) не возникает перекрестных членов, главные оси нового эллипсоида показателей преломления остаются неизменными. Длины этих новых полуосей даются выражениями

$$n_x = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E, \quad (77)$$

$$n_y = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E, \quad (78)$$

$$n_z = n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E. \quad (79)$$

Следует отметить, что, когда электрическое поле направлено вдоль оси c (рассмотренный случай), кристалл остается одноосно анизотропным. Для светового пучка, распространяющегося вдоль оси x , двулучепреломление равно

$$n_z - n_y = (n_e - n_o) - \frac{1}{2} (n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) E. \quad (80)$$

8. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ. ПОЛУВОЛНОВОЕ НАПРЯЖЕНИЕ

Выше было показано (см. п. 6, 7), что внешнее электрическое поле может изменять эллипсоид показателей преломления электрооптических кристаллов. Вместе с тем, характеристики электромагнитного излучения, распространяющегося в кристаллах, определяются эллипсоидом показателей преломления. Следовательно, электрооптический эффект в этих кристаллах можно использовать для управления распространением световой волны, в частности ее состоянием поляризации. В качестве примера рассмотрим пластинку, представляющую собой z -срез кристалла KDP, на которую действует внешнее электрическое поле E , параллельное оси z . Для света, распространяющегося вдоль оси z , двулучепреломление в соответствии с (65) и (66) можно записать в виде

$$n_{y'} - n_{x'} = n_o^3 r_{63} E_z. \quad (81)$$

Пусть d – толщина пластинки (см. рис.1). Тогда фазовая задержка этой пластинки дается выражением:

$$\Gamma = \frac{\omega}{c} (n_{y'} - n_{x'}) d = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} V. \quad (82)$$

где ω , c , λ – частота, скорость распространения в вакууме и длина световой волны соответственно; $V = Ed$ – приложенное к кристаллу напряжение. Такая задерживающая пластинка является преобразователем состояния поляризации, причем фазовая задержка пластинки пропорциональна приложенному напряжению. Следовательно, с помощью внешнего электрического поля мы можем преобразовывать состояние поляризации падающего пучка в состояние поляризации, которое нам хотелось бы иметь.

На рис. 7 изображен эллипс поляризации выходящего пучка при различных значениях фазовой задержки Γ . Напряжение, которое соответствует фазовой задержке $\Gamma = \pi$, называется **полуволновым напряжением** и в данном случае определяется следующим образом:

$$\pi = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r_{63} V_\pi \Rightarrow V_\pi = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{63}}. \quad (83)$$

Для z -среза кристалла KDP это полуволновое напряжение на длине волны $\lambda = 632,8$ нм составляет 9,3 кВ. Следует отметить, что полуволновое напряжение пропорционально длине волны λ и обратно пропорционально соответствующему электрооптическому коэффициенту.

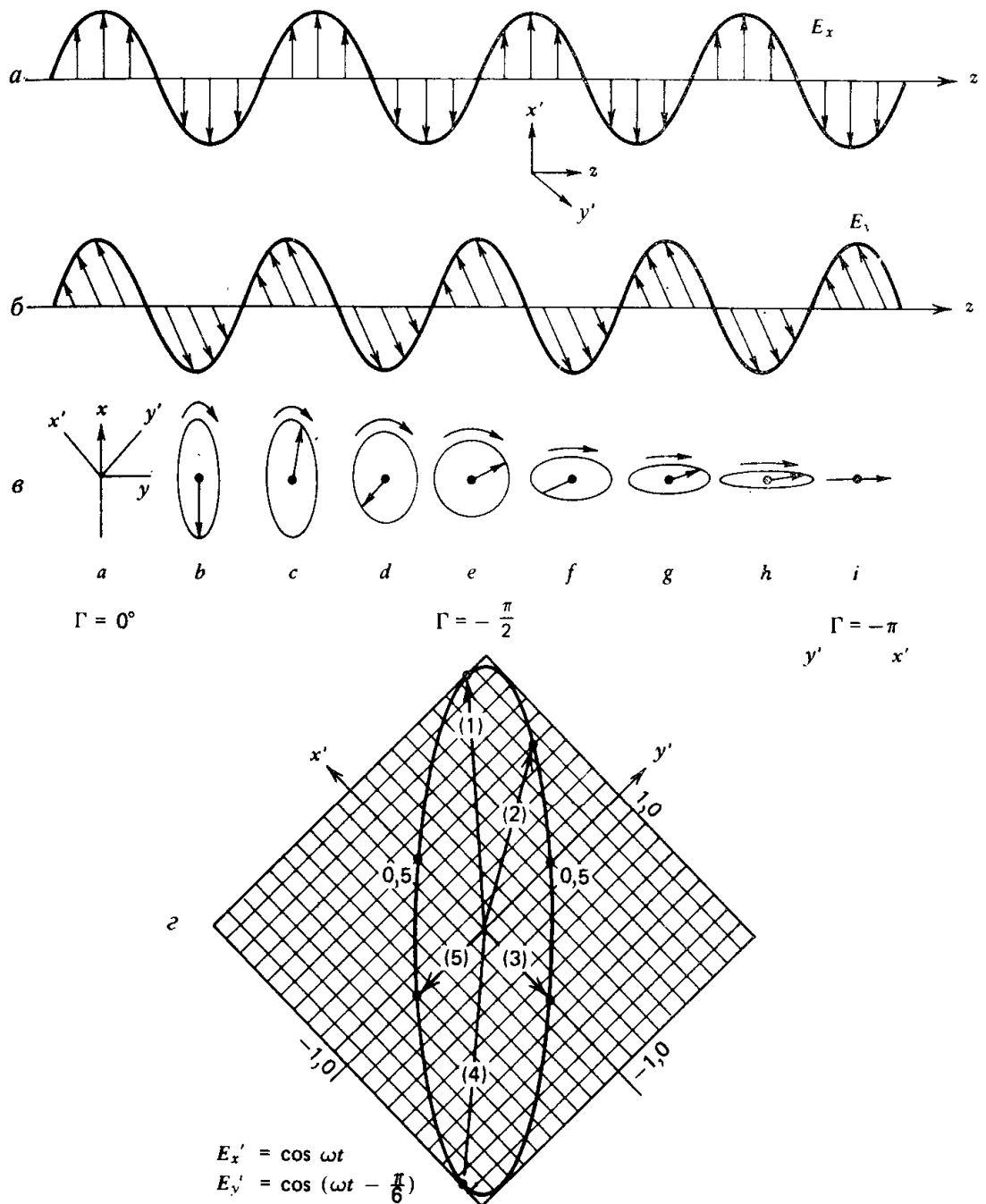


Рисунок 7. Линейно-поляризованная вдоль оси x оптическая волна падает в направлении оси z на электрооптический кристалл, в котором электрически индуцированными главными осями являются x' и y' . (Этот случай отвечает кристаллу KN_2PO_4 , когда электрическое поле приложено вдоль оси z). a – зависимость составляющей E_x , в некоторый момент времени t от координаты z вдоль кристалла; b – зависимость составляющей E_y , от z в тот же момент времени t , что и в п. a ; v – эллипсы в плоскости $x'y'$, описываемые концом вектора электрического поля оптической волны в различных точках (от a до i) вдоль кристалла на протяжении одного периода оптической волны; стрелками обозначены направления мгновенного вектора поля в момент времени t , а изогнутыми стрелками – направления, в которых перемещается эллипс; z – эллипс поляризации для двух ортогональных составляющих

с фазовой задержкой $\Gamma = \pi/6$; изображены также векторы поля в различные моменты времени: $\omega t = 0$ (1), $\omega t = 60^\circ$ (2), $\omega t = 120^\circ$ (3), $\omega t = 210^\circ$ (4) и $\omega t = 270^\circ$ (5).

ПРИЛОЖЕНИЯ

Таблица 2. Оптические симметрии кристаллов.

Оптическая симметрия	Кристаллическая система	Точечные группы симметрии	Диэлектрический тензор
Изотропный кристалл	Кубическая	$\bar{4}3m$	$\epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n^2 & 0 & 0 \\ 0 & n^2 & 0 \\ 0 & 0 & n^2 \end{pmatrix}$
		432	
		$m\bar{3}$	
		23	
		$m\bar{3}m$	
Одноосный кристалл	Тетрагональная	4	$\epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_e^2 \end{pmatrix}$
		$\bar{4}$	
		4/m	
		422	
		4mm	
		$\bar{4}2m$	
		4/mmm	
	Гексагональная	6	
		$\bar{6}$	
		6/m	
		622	
		6mm	
		$\bar{6}m2$	
		6/mmm	
	Тригональная	3	
		$\bar{3}$	
		32	
		3m	
		$\bar{3}m$	
Двуосный кристалл	Триклинная	1	$\epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{pmatrix}$
		$\bar{1}$	
	Моноклиная	2	
		m	
		2/m	
	Орторомбическая	222	
		2mm	
mmm			

Таблица 3. Точечные группы симметрии

Кристаллическая система	Класс симметрии		Некоторые характерные материалы
	международное обозначение	в обозначениях Шенфлиса	
Триклинная	1	C_1	KIO ₃
	$\bar{1}$	C_i	Слюда, Al ₂ SiO ₅
Моноклинная	m	C_s	PbHPO ₄ , SrTeO ₃ , α -Ga ₂ S ₃
	2	C_2	KOH
	2/m	C_{2h}	AgAuTe ₄ , PbSiO ₃
Орторомбическая	2mm	C_{2v}	KNbO ₃ , SbSI ($T < T_c$)*
	222	D_2	KNa(C ₄ H ₄ O ₆)·4H ₂ O (сегнетова соль)
	mmm	D_{2h}	SbSI ($T > T_c$), CaCl ₂ , Al ₂ BeO ₄
Тетрагональная	4	C_4	γ -Fe ₂ O ₃
	$\bar{4}$	S_4	CdGa ₂ S ₄ , β -Ag ₂ HgI ₄
	4/m	C_{4h}	AgIO ₄ , NaIO, KCuF ₄
	4mm	C_{4v}	BaTiO ₃ (25°C), KTN ($T < T_c$)
	$\bar{4}2m$	D_{2d}	AgGaS ₂ , ADP, KDP
	422	D_4	TeO ₂
	4/mmm	D_{4h}	TiO ₂ , GeO ₂
Тригональная	3	C_3	Pb ₅ Ge ₃ O ₁₁ , B ₂ O ₃
	$\bar{3}$	C_{3i}	S, Ge ₃ N ₄ , AsI ₃
	3m	C_{3v}	Ag ₃ AsS ₃ , LiNbO ₃ , LiTaO ₃
	32	D_3	SiO ₂ (α -кварц), Te, Se, AlF ₃
	$\bar{3}m$	D_{3d}	Al ₂ O ₃ , CaCO ₃ (кальцит), NaNO ₃
Гексагональная	6	C_6	KLiSO ₄
	$\bar{6}$	C_{3h}	Li ₂ O ₂
	6/m	C_{6h}	PbSb ₂ S ₄ , β -Si ₃ N ₄
	$\bar{6}m2$	D_{3h}	GaSe, GaS
	6mm	C_{6v}	CdS, CdSe, ZnO, α -ZnS
	622	D_6	CsCuCl ₃ , BaAl ₂ O ₄
	6/mmm	D_{6h}	BN, b -Al ₂ O ₃ , NiAs
Кубическая	23	T	Bi ₁₂ GeO ₂₀ , Bi ₁₂ SiO ₂₀
	m3	T_h	H ₂ S, MnSe ₂ , MgO ₂
	43m	T_d	CdTe, GaAs, InAs, ZnTe, MgO
	432	O	LiFe ₅ O ₈
	m3m	O_h	BaTiO ₃ ($T > T_c$), KTN ($T > T_c$), SrTiO ₃ , Ge, Si

* T_c – температура Кюри (или температура фазового перехода).

Таблица 4. Электрооптические коэффициенты в условных обозначениях для всех классов симметрии кристаллов*

Центросимметричная система

($\bar{1}$, $2/m$, mmm , $4/m$, $4/mmm$, $\bar{3}$, $\bar{3}m$, $6/m$, $6/mmm$, $m\bar{3}$, $m\bar{3}m$):

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Триклинная система:

$$\begin{matrix} 1 \\ \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \end{matrix}$$

Моноклинная система:

$$\begin{matrix} 2 \quad (2 \parallel x_2) & 2 \quad (2 \parallel x_3) \\ \begin{pmatrix} 0 & r_{12} & 0 \\ 0 & r_{22} & 0 \\ 0 & r_{32} & 0 \\ r_{41} & 0 & r_{43} \\ 0 & r_{52} & 0 \\ r_{61} & 0 & r_{63} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & 0 \\ r_{51} & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix} \\ m \quad (m \perp x_2) & m \quad (m \perp x_3) \\ \begin{pmatrix} r_{11} & 0 & r_{13} \\ r_{21} & 0 & r_{23} \\ r_{31} & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & r_{53} \\ 0 & r_{62} & 0 \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & 0 \\ r_{21} & r_{22} & 0 \\ r_{31} & r_{32} & 0 \\ 0 & 0 & r_{43} \\ 0 & 0 & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & 0 \end{pmatrix} \end{matrix}$$

Орторомбическая система:

$$\begin{matrix} 222 & 2mm \\ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{matrix}$$

Таблица 4. (Продолжение)

Тетрагональная система:

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{array}{c} 4 \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ r_{41} & r_{51} & 0 \\ r_{51} & -r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \end{array} &
 \begin{array}{c} \bar{4} \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & -r_{13} \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & -r_{51} & 0 \\ r_{51} & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{array} \right) \end{array} &
 \begin{array}{c} 422 \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & -r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \end{array}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{cc}
 \begin{array}{c} 4mm \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \end{array} &
 \begin{array}{c} \bar{4}2m \quad (2 \parallel x_1) \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{array} \right) \end{array}
 \end{array}$$

Тригональная система:

$$\begin{array}{cc}
 \begin{array}{c} 3 \\ \left(\begin{array}{ccc} r_{11} & -r_{22} & r_{13} \\ -r_{11} & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ r_{41} & r_{51} & 0 \\ r_{51} & -r_{41} & 0 \\ -r_{22} & -r_{11} & 0 \end{array} \right) \end{array} &
 \begin{array}{c} 32 \\ \left(\begin{array}{ccc} r_{11} & 0 & 0 \\ -r_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & -r_{41} & 0 \\ 0 & -r_{11} & 0 \end{array} \right) \end{array}
 \end{array}$$

$$\begin{array}{cc}
 \begin{array}{c} 3m \quad (m \perp x_1) \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{array} \right) \end{array} &
 \begin{array}{c} 3m \quad (m \perp x_2) \\ \left(\begin{array}{ccc} r_{11} & 0 & r_{13} \\ -r_{11} & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & -r_{11} & 0 \end{array} \right) \end{array}
 \end{array}$$

Таблица 4. (Окончание)

Гексагональная система:

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{array}{c} 6 \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ r_{41} & r_{51} & 0 \\ r_{51} & -r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \end{array} &
 \begin{array}{c} 6mm \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \end{array} &
 \begin{array}{c} 622 \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & -r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \end{array} \\
 \\
 \begin{array}{c} \bar{6} \\ \left(\begin{array}{ccc} r_{11} & -r_{22} & 0 \\ -r_{11} & r_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ -r_{22} & -r_{11} & 0 \end{array} \right) \end{array} &
 \begin{array}{c} \bar{6}m2 \quad (m \perp x_1) \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & -r_{22} & 0 \\ 0 & r_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{array} \right) \end{array} &
 \begin{array}{c} \bar{6}m2 \quad (m \perp x_2) \\ \left(\begin{array}{ccc} r_{11} & 0 & 0 \\ -r_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & -r_{11} & 0 \end{array} \right) \end{array}
 \end{array}$$

Кубическая система:

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{array}{c} \bar{4}3m, 23 \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{array} \right) \end{array} &
 \begin{array}{c} 432 \\ \left(\begin{array}{ccc} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{array} \right) \end{array}
 \end{array}$$

* Символ над каждой матрицей отвечает условному обозначению соответствующей группы симметрии.

Таблица 5. Линейные электрооптические постоянные и показатели преломления

Вещество	Симметрия	Длина волны		Электрооптические коэффициенты*		Показатель преломления n_i	n^3 , 10^{-12} м/В	Диэлектрическая проницаемость* $\epsilon_i(\epsilon_0)$
		λ , мкм	r_{ik} , 10^{-12} м/В	r_{ik} , 10^{-12} м/В	r_{41}			
CdTe	43m	1,0	(T) $r_{41} = 4,5$			$n = 2,84$	103	(S) $\epsilon = 9,4$
		3,39	(T) $r_{41} = 6,8$					
		10,6	(T) $r_{41} = 6,8$			$n = 2,60$	120	
		23,35	(T) $r_{41} = 5,47$			$n = 2,58$	94	
		27,95	(T) $r_{41} = 5,04$			$n = 2,53$	82	
GaAs	43m	0,9	$r_{41} = 1,1$			$n = 3,60$	51	(S) $\epsilon = 13,2$
		1,15	(T) $r_{41} = 1,43$			$n = 3,43$	58	(T) $\epsilon = 12,3$
		3,39	(T) $r_{41} = 1,24$			$n = 3,3$	45	
		10,6	(T) $r_{41} = 1,51$			$n = 3,3$	54	
GaP	43m	0,55-1,3	(T) $r_{41} = -1,0$			$n = 3,66-3,08$		(S) $\epsilon = 10$
		0,633	(S) $r_{41} = -0,97$			$n = 3,32$	35	
		1,15	(S) $r_{41} = -1,10$			$n = 3,10$	33	
		3,39	(S) $r_{41} = -0,97$			$n = 3,02$	27	
β -ZnS (сфалерит)	43m	0,4	(T) $r_{41} = 1,1$			$n = 2,52$	18	(T) $\epsilon = 16$
		0,5	(T) $r_{41} = 1,81$			$n = 2,42$		(S) $\epsilon = 12,5$
		0,6	(T) $r_{41} = 2,1$			$n = 2,36$		
		0,633	(S) $r_{41} = -1,6$			$n = 2,35$		
		3,39	(S) $r_{41} = -1,4$					
ZnSe	43m	0,548	(T) $r_{41} = 2,0$			$n = 2,66$		(T) $\epsilon = 9,1$
		0,633	(S) $r_{41} = 2,0$			$n = 2,60$	35	(S) $\epsilon = 9,1$
		10,6	(T) $r_{41} = 2,2$			$n = 2,39$		
ZnTe	43m	0,589	(T) $r_{41} = 4,51$			$n = 3,06$		(T) $\epsilon = 10,1$
		0,616	(T) $r_{41} = 4,27$			$n = 3,01$		(S) $\epsilon = 10,1$
		0,633	(T) $r_{41} = 4,04$			$n = 2,99$	108	
			(S) $r_{41} = 4,3$					
		0,690	(T) $r_{41} = 3,97$			$n = 2,93$		
	3,41	(T) $r_{41} = 4,2$			$n = 2,70$	83		
	10,6	(T) $r_{41} = 3,9$			$n = 2,70$	77		

Таблица 5. (Продолжение)

Вещество	Симметрия	Длина волны		Электрооптические коэффициенты*		Показатель преломления n_i	$n^3 r_i$, 10^{-12} м/В	Диэлектрическая проницаемость* $\epsilon_i(\epsilon_0)$
		λ , мкм	r_{jk} , 10^{-12} м/В	Электрооптические коэффициенты*	r_{jk} , 10^{-12} м/В			
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	23	0,666	(T) $r_{41} = 3,22$			$n = 2,54$	53	
$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	23	0,633	$r_{41} = 5,0$			$n = 2,54$	82	
CdS	6mm	0,589	(T) $r_{51} = 3,7$	(T) $r_i = 4^*$		$n_o = 2,501$ $n_e = 2,519$		(T) $\epsilon_1 = 9,35$
		0,633	(T) $r_{51} = 1,6$	(T) $r_i = 4,8$		$n_o = 2,460$ $n_e = 2,477$		(T) $\epsilon_3 = 10,33$ (S) $\epsilon_1 = 9,02$
		1,15	(T) $r_{51} = 3,1$ (T) $r_{33} = 3,2$ (T) $r_{51} = 2,0$	(T) $r_i = 6,2^{**}$		$n_o = 2,320$ $n_e = 2,336$		(S) $\epsilon_3 = 9,53$
		3,39	(T) $r_{13} = 3,5$ (T) $r_{33} = 2,9$ (T) $r_{51} = 2,0$	(T) $r_i = 6,4^{**}$		$n_o = 2,276$ $n_e = 2,292$		
		10,6	(T) $r_{13} = 2,45$ (T) $r_{33} = 2,75$ (T) $r_{51} = 1,7$	(T) $r_i = 5,2^{**}$		$n_o = 2,226$ $n_e = 2,239$		
CdSe	6mm	3,39	(S) $r_{13} = 1,8$ (T) $r_{51} = 4,3$			$n_o = 2,452$		(T) $\epsilon_1 = 9,70$ (T) $\epsilon_3 = 10,65$ (S) $\epsilon_1 = 9,33$ (S) $\epsilon_3 = 10,20$
ZnO	6mm	0,633	(S) $r_{13} = 1,4$ (S) $r_{33} = 2,6$			$n_o = 1,990$ $n_e = 2,006$		$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 8,15$ $\approx \epsilon_3$
		3,39	(S) $r_{13} = 0,96$ (S) $r_{33} = 1,9$			$n_o = 1,902$ $n_e = 1,916$		
α -ZnS (шортцит)	6mm	0,633	(S) $r_{13} = 0,9$ (S) $r_{33} = 1,8$			$n_o = 2,347$ $n_e = 2,360$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 8,7$ (S) $\epsilon_1 = 8,7$
$\text{Pb}_{0,914}\text{La}_{0,124}$ ($\text{Pb}_{0,6}\text{Zr}_{0,4}$) O_3 (PLZT)	∞ mm	0,546	$n_o^3 r_{33} - n_e^3 r_{13} = 2320$			$n_o = 2,55$		

Таблица 5. (Продолжение)

Вещество	Симметрия	Длина волны λ , мкм	Электрооптические коэффициенты*	Показатель преломления n_i	$n^2 r_i$, 10^{-12} м/В	Диэлектрическая проницаемость* $\epsilon_i(\epsilon_D)$	
LiIO ₃	6	0,633	(S) $r_{13} = 4,1$	$n_o = 1,8830$			
			(S) $r_{41} = 1,4$				$n_o = 1,7367$
Ag ₃ AsS ₃	3m	0,633	(S) $n_o^3 r_i = 70$	$n_o = 3,019$			
			(S) $n_o^3 r_{22} = 29$				$n_e = 2,739$
LiNbO ₃ ($T_c = 1230^\circ\text{C}$)	3m	0,633	(T) $r_{13} = 9,6$	$n_o = 2,286$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 78$	
			(T) $r_{22} = 6,8$				(T) $\epsilon_3 = 32$
			(T) $r_{33} = 30,9$				(S) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 43$
			(T) $r_{51} = 32,6$				(S) $\epsilon_3 = 28$
			(T) $r_i = 21,1$				
			(T) $r_{22} = 5,4$				
	1,15		(T) $r_i = 19$	$n_e = 2,229$			
	3,39		(T) $r_{22} = 3,1$	$n_e = 2,150$			
			(T) $r_i = 18$	$n_o = 2,136$			
			(S) $r_{13} = 28$	$n_e = 2,073$			
			(S) $r_{22} = 3,1$				
			(S) $r_{11} = 6,5$				
			(S) $r_{51} = 23$				
LiTaO ₃	3m	0,633	(S) $r_{13} = 7,5$	$n_o = 2,176$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 51$	
			(T) $r_{33} = 30,5$				(T) $\epsilon_3 = 45$
			(T) $r_{22} = -0,2$				(S) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 41$
			(T) $r_i = 22$				(S) $\epsilon_3 = 43$
	3,39		(S) $r_{33} = 27$	$n_o = 2,060$			
			(S) $r_{13} = 4,5$	$n_e = 2,065$			
			(S) $r_{51} = 15$				
			(S) $r_{22} = 0,3$				
AgGaS ₂	42m	0,633	(T) $r_{41} = 4,0$	$n_o = 2,553$			
			(T) $r_{63} = 3,0$				$n_e = 2,507$

Таблица 5. (Продолжение)

Вещество	Симметрия	Длина волны		Электрооптические коэффициенты*		Показатель преломления n_i	$n^3 r_i \cdot 10^{-12}$ м/В	Диэлектрическая проницаемость* $\epsilon_i(\epsilon_0)$	
		λ , мкм	r_{ik} , 10^{-12} м/В	r_{ik} , 10^{-12} м/В	r_{ik} , 10^{-12} м/В				
CsH_2AsO_4 (CDA)	42m	0,55		(T) $r_{41} = 14,8$		$n_o = 1,572$			
				(T) $r_{63} = 18,2$					$n_c = 1,550$
KH_2PO_4 (KDP)	42m	0,546		(T) $r_{41} = 8,77$		$n_o = 1,5115$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 42$	
				(T) $r_{63} = 10,3$					(T) $\epsilon_3 = 21$
				(T) $r_{41} = 8$					(S) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 44$
				(T) $r_{63} = 11$					
3,39		(T) $r_{63} = 9,7$		$n_o = 1,5074$					
		(T) $n_o r_{63} = 33$						$n_c = 1,4669$	
KD_2PO_4 (KD*P)	42m	0,546		(T) $r_{63} = 26,8$		$n_o = 1,5079$		(T) $\epsilon_3 = 50$	
				(T) $r_{41} = 8,8$					(S) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 58$
				(T) $r_{63} = 24,1$					(S) $\epsilon_3 = 48$
$(\text{NH}_4)\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP)	42m	0,546		(T) $r_{41} = 23,76$		$n_o = 1,5266$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 56$	
				(T) $r_{63} = 8,56$					(T) $\epsilon_3 = 15$
				(T) $r_{41} = 23,41$					(S) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 58$
				(T) $n_o r_{63} = 27,6$					
0,633		(T) $r_{41} = 40$		$n_o = 1,516$					
		(T) $r_{63} = 10$						$n_c = 1,475$	
$(\text{NH}_4)\text{D}_2\text{PO}_4$ (AD*P)	42m	0,633		(S) $r_{51} = 820$		$n_o = 2,437$		(T) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 3600$	
				(S) $r_i = 23$					(T) $\epsilon_3 = 135$
				(T) $r_{51} = 1640$					
(T) $r_i = 108$	$n_c = 2,365$								
BaTiO_3 ($T_c = 395$ K)	4mm	0,546		(T) $r_{51} = 8000$ ($T_c - 28$)		$n_o = 2,318$			
				(T) $r_i = 500$ ($T_c - 28$)					$n_c = 2,277$
				(T) $r_{51} = 3000$ ($T_c - 16$)					$n_o = 2,318$
				(T) $r_i = 700$ ($T_c - 16$)					
				0,633					
(T) $r_{33} = 1340$	(S) $r_i = 1090$	(15 МГц)							

Таблица 5. (Окончание)

Вещество	Симметрия	Длина волны		Электрооптические коэффициенты*			Показатель преломления n_i	$n^3 r_i, 10^{-12}$ м/В	Диэлектрическая проницаемость* $\epsilon_i(\epsilon_0)$
		λ , мкм		$r_{ik}, 10^{-12}$ м/В					
α -HfO ₃	222	0,633	(T) $r_{41} = 6,6$	(S) $r_{41} = 2,3$			$n_1 = 1,8365$		
			(T) $r_{52} = 7,0$	(S) $r_{52} = 2,6$			$n_2 = 1,984$		
			(T) $r_{63} = 6,0$	(S) $r_{63} = 4,3$			$n_3 = 1,960$		
KNbO ₃	2mm	0,633	(T) $r_{13} = 28$	(T) $r_{23} = 1,3$ (T) $r_{33} = 64$			$n_1 = 2,280$		
			(T) $r_{42} = 380$	(S) $r_{42} = 270$			$n_2 = 2,329$		
			(T) $r_{51} = 105$				$n_3 = 2,169$		
KIO ₃	1	0,500	$r_{62} = 90$				$n_1 = 1,700$		
						$n_2 = 1,828$ (5893Å)			
							$n_3 = 1,832$		

Список рекомендуемой литературы.

1. Байбородин Ю. В., Гаража С. А. Электрооптический эффект в кристаллах. – М.: Машиностроение, 1967.
2. Сонин А. С., Василевская А. С. Электрооптические кристаллы. – М.: Атомиздат, 1971.
3. Мустель Е. П., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. – М.: Наука, 1970.
4. Ярив А., Юх. П. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987.

6. Экспериментальное исследование волоконно-оптических датчиков вибраций на основе волноводных структур с локально модифицированным диаметром световедущей сердцевинны.

Одним из подходов к регистрации параметров виброакустических процессов является применение волноводных структур с локально модифицированным диаметром световедущей сердцевинны, при этом регистрируемое акустическое поле приводит к изгибу волоконного световода, что в свою очередь обуславливает амплитудную модуляцию направляемого световодом излучения. Рассмотрим физические процессы, лежащие в основе данного принципа измерений.

Изменение мощности направляемого излучения вследствие изгиба одномодового волоконного световода (ВС) описывается выражением:

$$P(z, R) = P(0) \exp(-\alpha(R)z), \quad (6.1)$$

где R – радиус изгиба; z – длина изогнутого участка световода; $P(0)$ – исходная мощность направляемого излучения; $\alpha(R)$ – коэффициент ослабления мощности направляемого излучения в изогнутом световоде, который представляется в виде:

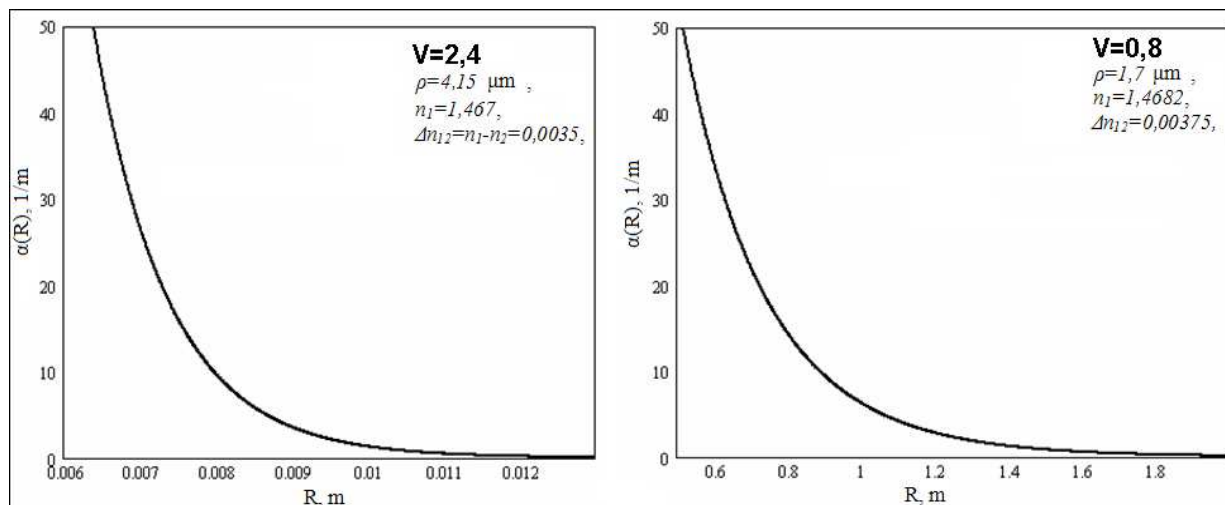
$$\alpha(R) = \frac{A_1}{\sqrt{R}} \exp(-A_2 R), \quad (6.2)$$

где $A_1 = \frac{\sqrt{\pi} \cdot \kappa^2}{2\gamma^{3/2} V^2 \cdot K_1^2(\gamma \cdot \rho)}$, $A_2 = \frac{2\gamma^3}{3\beta^2}$, $\kappa = \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta^2}$, $\gamma = \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k^2}$,

$V = k\rho\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ – приведенная частота, ρ – радиус сердцевинны ВС; K_1 – функция Макдональда 1-го порядка, $k=2\pi/\lambda$ – волновое число, λ - длина волны, β - постоянная распространения фундаментальной моды, n_1, n_2 – показатели преломления соответственно сердцевинны и оптической оболочки.

Как видно из выражения (6.2), потери в изгибаемом ВС сильно зависят от приведенной частоты, что позволяет подбором этого параметра добиться значительного увеличения амплитудной чувствительности световода к изгибу. Это иллюстрируется на рисунке 6.1, на котором изображены рассчитанные в соответствии с выражением (6.2) зависимости $\alpha(R)$ для одномодового ВС с параметрами $\rho=4,15$ мкм, $n_1=1,467$, $\Delta n_{12}=n_1-n_2=0,0035$, который на длине

волны $\lambda=1,55$ мкм имеет $V\sim 2,4$ (рисунок 6.1а), и для световода с параметрами $\rho=1,7$ мкм, $n_1=1,4682$, $\Delta n_{12}=0,00375$, который на длине волны $\lambda=1,6$ мкм имеет $V=0,8$ (рисунок 6.1б).

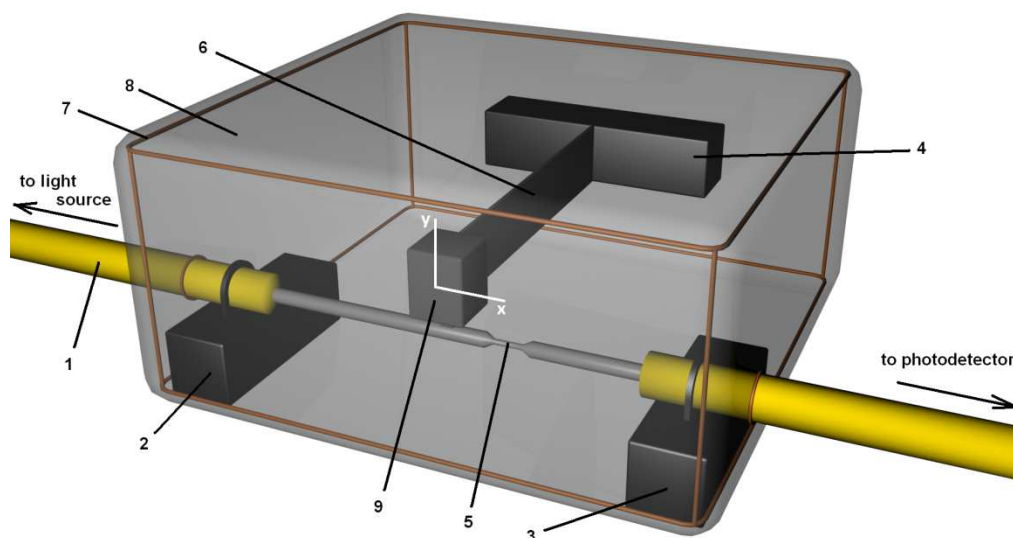


а) Зависимость $\alpha(R)$ для световода с $V\sim 2,4$. б) Зависимость $\alpha(R)$ для световода с $V\sim 0,8$.

Рисунок 6.1 - Зависимости коэффициента ослабления фундаментальной моды от радиуса изгиба одномодового волоконного световода.

Как следует из рисунка 6.1, для световода с $V\sim 2,4$ коэффициент ослабления $\alpha(R)$ составляет 5 м^{-1} при радиусе изгиба $R\sim 8,5$ мм, в то время как для световода с $V\sim 0,8$ такой же коэффициент ослабления достигается при $R\sim 1,2$ м. Как видно, уменьшение приведенной частоты с 2,4 до 0,8 позволяет добиться увеличения чувствительности ВС к макроизгибу в 150 раз.

В настоящей работе предполагается, что виброакустические воздействия передаются чувствительному отрезку волоконного световода за счет движений прикрепленной к нему инерционной массы пружинного маятника (рисунок 6.2). Направление перемещений массы выбираем таким образом, чтобы обеспечить максимальный изгиб чувствительного отрезка ВС и максимальную модуляцию амплитуды направляемой по нему световой волны. Режим с низкой приведенной частотой на чувствительном отрезке одномодового ВС достигается благодаря формированию на нем перетяжки.

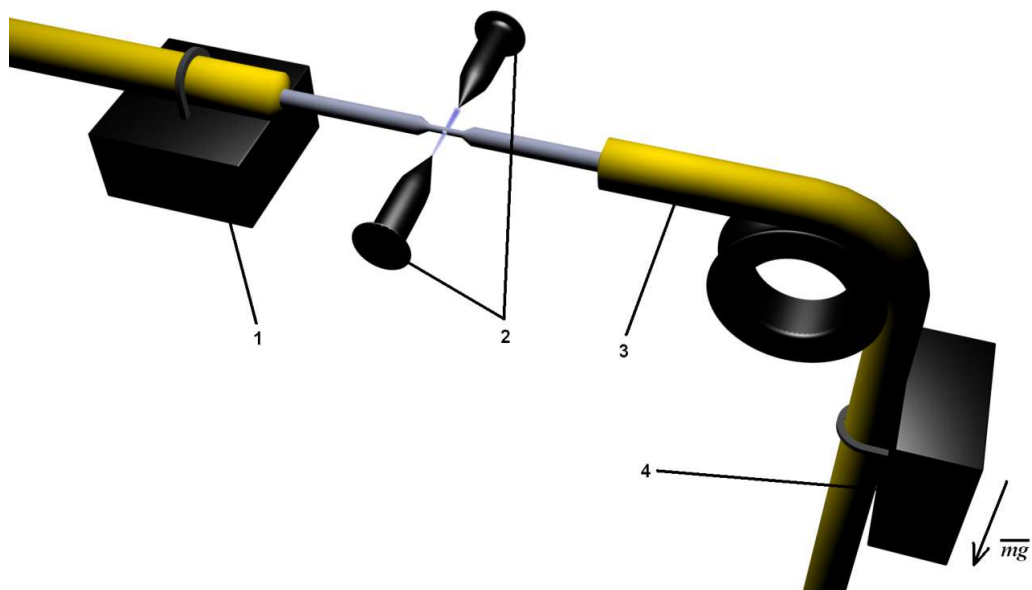


1 – одномодовый волоконный световод. 2,3,4 – неподвижные крепления. 5 – перетяжка на участке одномодового волоконного световода. 6 – плоский маятник. 7 – герметичный корпус. 8 – вязкая жидкость. 9 – инерционная масса.

Рисунок 6.2 - Схема волоконно-оптического датчика вибраций.

Вследствие уменьшения радиуса ρ сердцевины ВС приведенная частота V уменьшается в области перетяжки с 2,4 до 0,6. Для изготовления чувствительных элементов (ЧЭ) типа «перетяжка» с участка стандартного одномодового волоконного световода, снимаются полимерные покрытия. Затем данный участок нагревается до температуры, близкой к температуре плавления кварцевого стекла и подвергается калиброванному растяжению (рисунок 6.3). При достижении требуемой формы перетяжки нагрев участка волоконного световода прекращается. Контроль процесса растяжения волоконного световода осуществляется с применением микроскопа с высокой разрешающей способностью

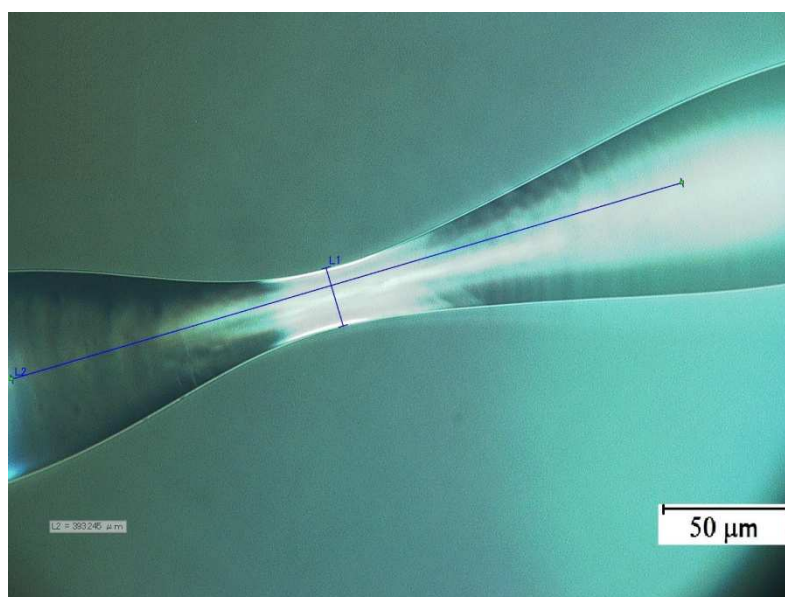
Согласно расчетам с использованием формулы 6.2 это обеспечивает увеличение амплитудной чувствительности световода в области перетяжки к изгибу, по крайней мере, на два порядка по сравнению с остальным участком ВС. Фотографии изготовленных в ходе выполнения НИР чувствительных элементов приведены на рисунке 6.4.



1 – фиксатор. 2 – электроды. 3 – одномодовый волоконный световод. 4 – постоянная калиброванная нагрузка.

Рисунок 6.3 - Схема создания чувствительного элемента датчика виброакустических процессов

Изгиб световода в области перетяжки может быть достигнут как при поперечном, так и при продольном смещении непосредственно прилегающего к нему участка ВС. Для исследования амплитудной чувствительности ЧЭ на основе перетяжки к таким перемещениям используем схему установки, представленную на рисунке 6.2.



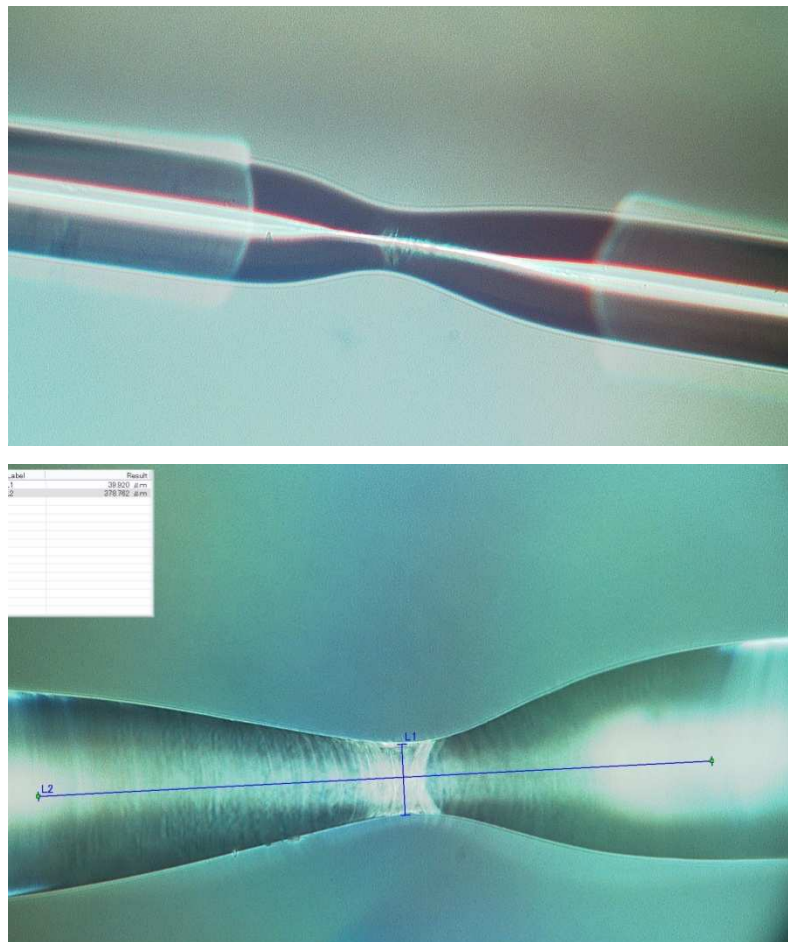
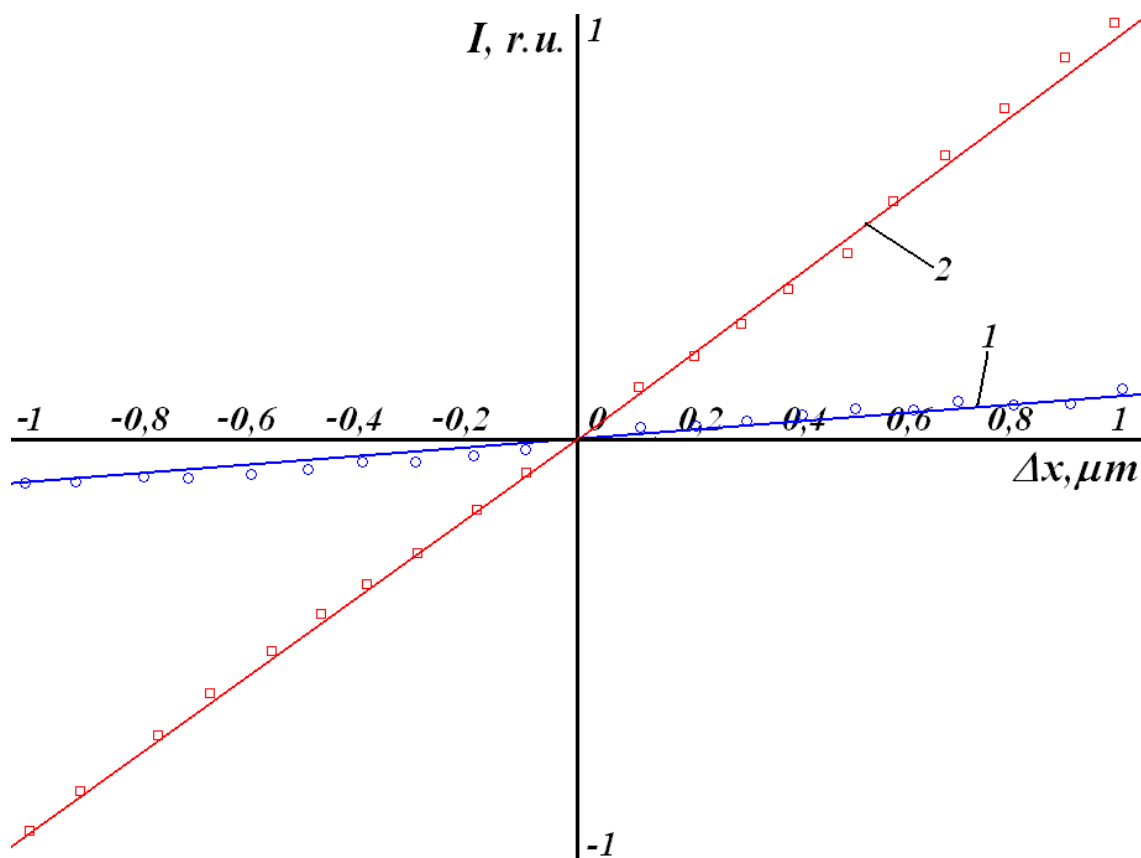


Рисунок 6.4 - Фотографии чувствительных элементов датчиков виброакустических процессов

Одномодовый ВС (1) со сформированным на нем чувствительным элементом (5) закреплялся на двух опорах (2,3.) Смещение прилегающего к перетяжке участка ВС относительно положения равновесия осуществлялось вдоль осей x и y при помощи системы линейных нанопозиционеров (на рисунке не показаны). Полученные зависимости интенсивности выходного сигнала от



Кривая 1 – зависимость интенсивности света на выходе чувствительного участка ВС от поперечного смещения свободного конца маятника вдоль оси y . Кривая 2 – от продольного смещения свободного конца маятника вдоль оси x .

Рисунок 6.5 - Статическая характеристика чувствительного элемента

Обоих видов смещения представлены на рисунке 6.5, из которого следует, что обе зависимости являются линейными, однако в случае смещения участка ВС вдоль оси x крутизна соответствующей зависимости существенно выше. Это, по-видимому, объясняется тем, что при продольном смещении достигается больший прогиб перетяжки волоконного световода в чувствительном элементе. Исходя из этого, в измерительном преобразователе сейсмических воздействий в качестве упругого элемента маятника представляется целесообразным использовать плоскую пружину, расположенную так, чтобы обеспечить возможность перемещения инерционной массы с присоединенным к ней отрезком ВС только вдоль оси x . Пороговая чувствительность к такому перемещению, как показывают результаты измерений, достигает 90 нм при уровне шумов используемой измерительной системы 0,2 мВ.

Смещение свободного конца маятника при сейсмоакустическом воздействии на корпус датчика описывается уравнением вынужденных колебаний:

$$x'' + \gamma x' + \omega_0^2 x = F_{ext}, \quad (6.3)$$

где γ – логарифмический декремент затухания, определяемый вязкостью среды, $\omega_0 = (k/m_{eff})^{1/2}$ – частота собственных колебаний маятника, x – величина продольного перемещения свободного конца маятника, m_{eff} – эффективная масса маятника, $F_{ext} = m_{eff} a_{ext}$ – внешняя вынуждающая периодическая сила, при этом a_{ext} – ускорение внешней среды, которое в случае гармонического воздействия имеет следующий вид:

$$a_{ext} = A \omega^2 e^{i\omega t}, \quad (6.4)$$

где A – амплитуда внешнего сейсмоакустического поля, ω – его частота. Решение уравнения (6.3) имеет следующий вид:

$$x = h(\omega) a_{ext}, \quad (6.5)$$

где $h(\omega)$ – амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) датчика, которая имеет следующий вид:

$$h(\omega) = \frac{1}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}}. \quad (6.6)$$

На рисунке 6.6 представлена построенная в соответствии с выражением (6.6) АЧХ для случаев с $\gamma = 0,1\omega_0$, $\gamma = 0,1\omega_0$, $\gamma = \omega_0$. Как видно, амплитудно-частотная характеристика имеет линейный характер в диапазоне $\omega < \omega_0$ при выполнении условия

$$\gamma \approx \omega_0. \quad (6.7)$$

Это условие может быть достигнуто за счет подбора вязкости среды, в которой находится маятник, что обуславливает необходимость заполнения корпуса датчика вязкой средой (рисунок 6.2).

В настоящей работе подбор вязкости среды, обеспечивающий выполнение условия (6.7), осуществляется исходя из результатов измерения времени затухания свободных колебаний маятника. В режиме свободных колебаний величина смещения свободного конца маятника описывается следующим выражением:

$$m x'' + \gamma x' + \omega_0^2 x = 0, \quad (6.8)$$

Решение данного дифференциального уравнения имеет следующий вид:

$$x = x_0 e^{-t/\tau_0} e^{\pm i \sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} t}, \quad (6.9)$$

где e^{-t/τ_0} описывает затухание амплитуды, а $e^{\pm i \sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} t}$ – гармоническую составляющую колебания, при этом $\tau_0 = 2/\gamma$ – характерное время затухания колебаний маятника в среде,

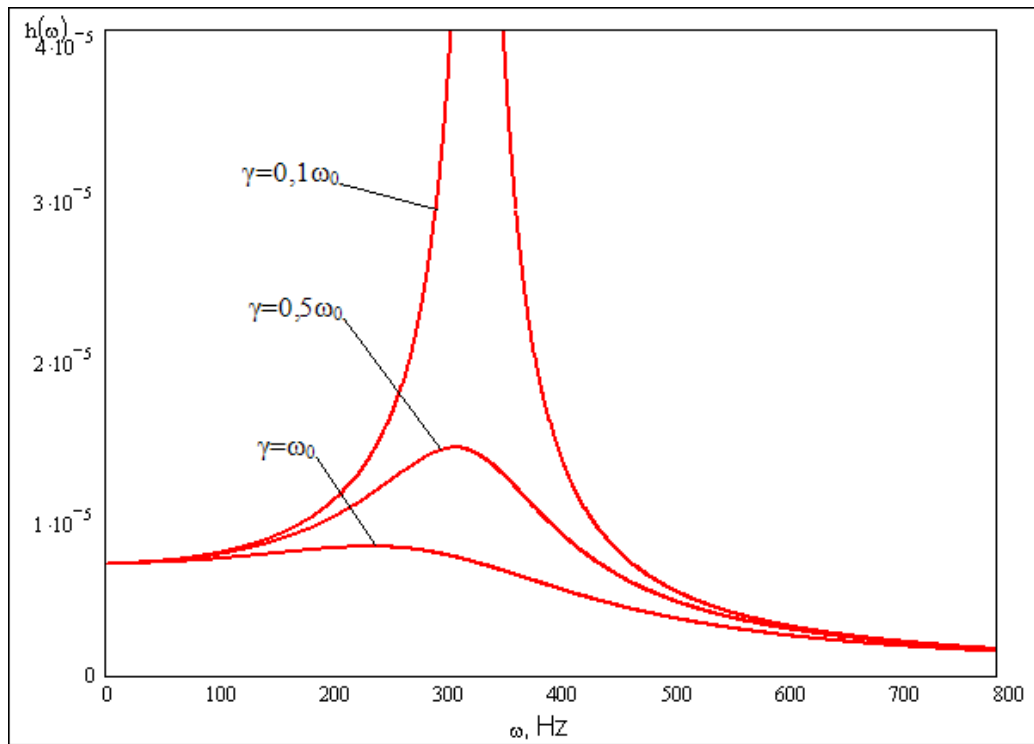


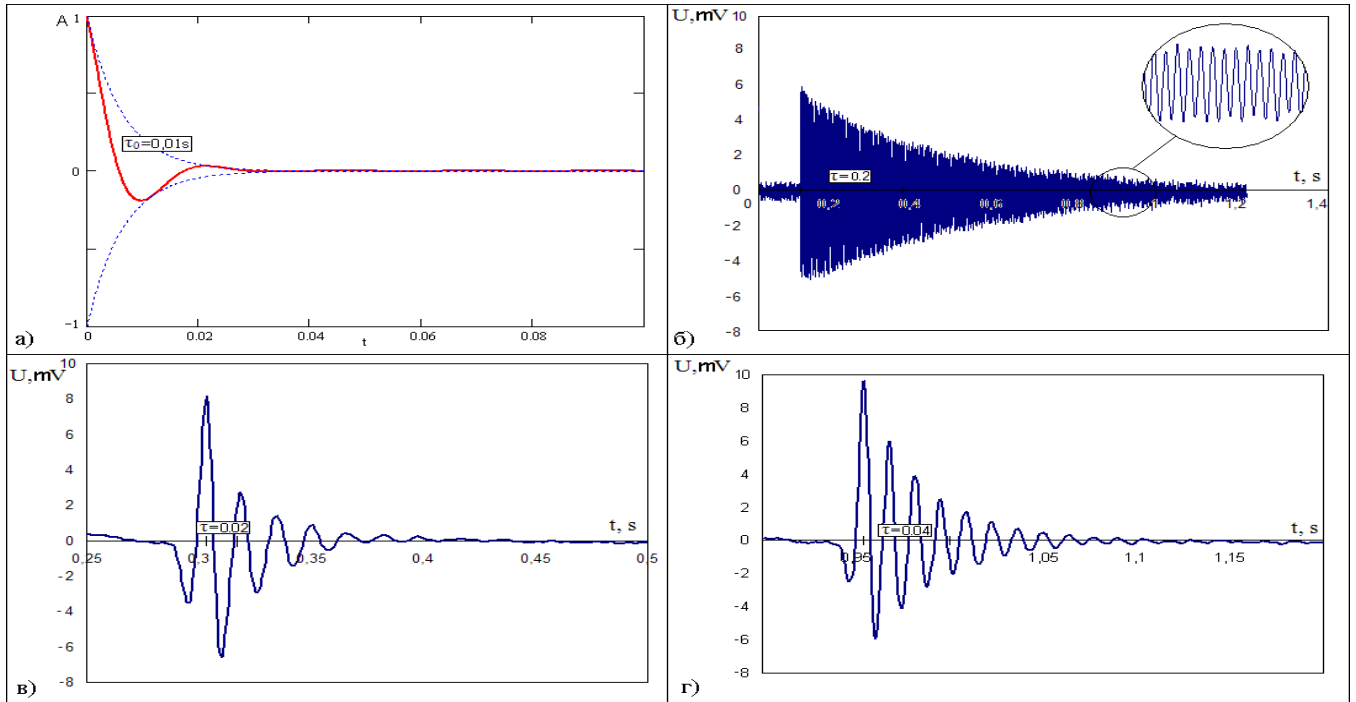
Рисунок 6.6 - Расчет амплитудно-частотной характеристики чувствительного элемента датчика для случаев с $\gamma=0,1\omega_0$, $\gamma=0,5\omega_0$, $\gamma=\omega_0$.

заполняющей корпус датчика.

В настоящей работе при разработке конструкции датчика использовался плоский пружинный элемент с параметрами $k=493 \cdot 10^3$ (Н/м), $m=0,005$ кг, что обеспечивает частоту собственных колебаний маятника, равную $\nu=50$ Гц ($\omega_0=314 \text{ c}^{-1}$). Для таких параметров датчика условие (6.7) выполняется при $\tau_0=0,01$ с. Рисунок 6.7,а иллюстрирует расчетную зависимость выходного сигнала разрабатываемого датчика в режиме свободных колебаний при обеспечении требуемого времени затухания.

Для экспериментальной вариации параметра τ , корпус датчика заполнялся средами с различной вязкостью, после чего он подвергался кратковременному широкополосному сейсмоакустическому воздействию.

Результаты измерения выходного сигнала датчика, заполненного воздухом, водой и глицерином представлены соответственно на рисунках 6.7,б, 6.7,в и 6.7,г. Из полученных данных можно определить, что глицерин обеспечивает $\tau=0,02$ с, что в наилучшей степени обеспечивает линейность амплитудно-частотной характеристики датчика в требуемом диапазоне частот, поэтому представляется целесообразным заполнение корпуса измерительного преобразователя акустических воздействий глицерином.



а) Расчетная зависимость выходного сигнала датчика с параметрами $\nu=50\text{Гц}$ ($\omega_0=314(1/c)$), $\gamma=314(1/c)$ при воздействии на него кратковременным широкополосным сигналом; б) Результат измерения выходного сигнала датчика с параметрами $\nu=50\text{Гц}$ ($\omega_0=314(1/c)$) $\gamma=10(1/c)$ при воздействии на него кратковременным широкополосным вибрационным сигналом; в) С параметрами $\nu=50\text{Гц}$ ($\omega_0=314(1/c)$) $\gamma=50(1/c)$. г) С параметрами $\nu=50\text{Гц}$ ($\omega_0=314(1/c)$) $\gamma=150(1/c)$.

Рисунок 6.7

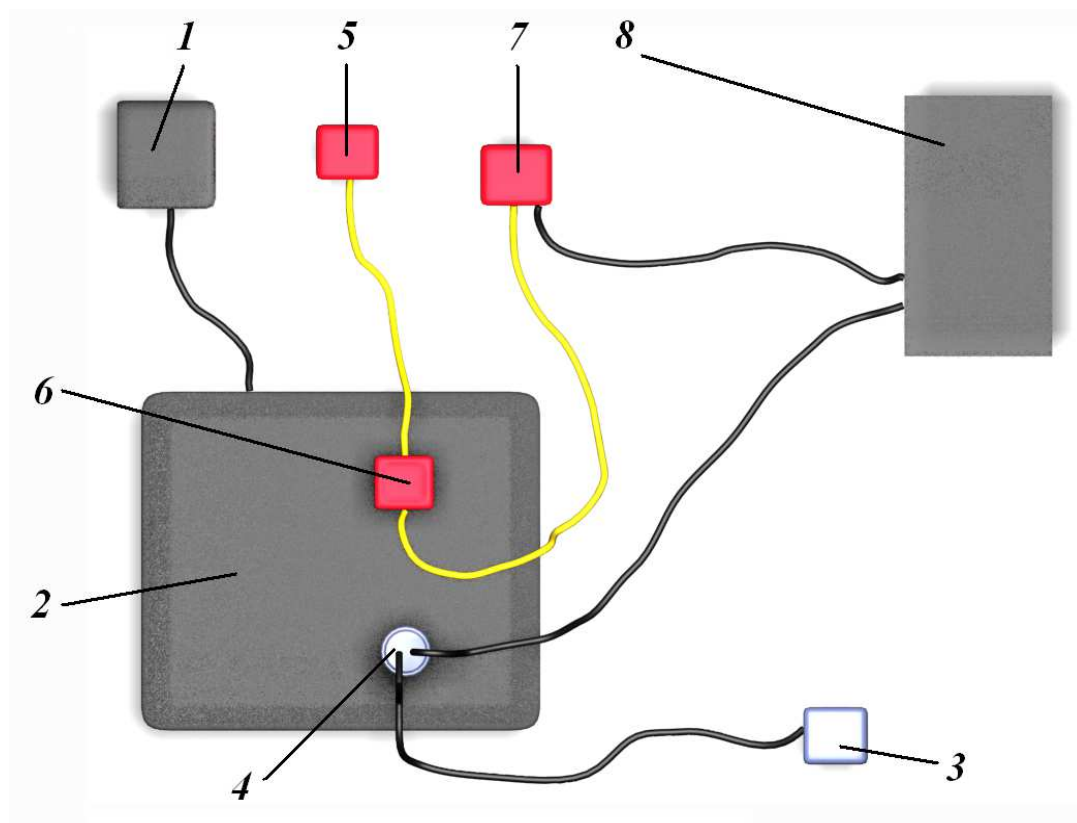
Используя выражение (6.5), и полученные выше данные о чувствительности датчика к смещению свободного конца маятника, можно оценить пороговую чувствительность датчика к ускорению как $6 \cdot 10^{-5}g$ на линейном участке амплитудно-частотной характеристики.

При изготовлении макетов датчиков виброакустических процессов (рисунок 6.2), масса и жесткость пружинного маятника выбирались таким образом, чтобы частота его собственных колебаний составила 47Гц . Заполнение корпуса датчиков глицерином обеспечило $\gamma \approx 0,5\omega_0$.

При испытаниях данного макетов на прочность было установлено, что механическое разрушение световода в области перетяжки происходит при ударном воздействии на корпус датчика с пиковым ускорением $a_n \approx 8g$. При этом многократные (порядка 100 циклов) кратковременные ударные воздействия с $a_n = 3g$ не влияют на целостность световода в макете датчика и не приводят к изменению его метрологических характеристик.

Экспериментальные исследования макета измерительного преобразователя были

проведены на калиброванном вибростенде, позволяющем моделировать различные типы



1 – генератор синусоидального напряжения. 2 -вибростенд. 3 – источник энергии. 4 – калиброванный электрический вибродатчик. 5 – источник излучения. 6 – макет волоконно-оптического датчика виброакустических процессов. 7 – фотоприемник. 8 – многоканальный осциллограф.

Рисунок 6.8 – Экспериментальная установка для изучения амплитудно-частотной характеристики датчика виброакустических процессов.

виброакустических колебаний (рисунок 6.8). На рисунке 6.9 представлен результат регистрации гармонических (а) и затухающих (б) синусоидальных колебаний вибростенда разработанным макетом ВОИП.

На рисунке 6.9 представлен результат регистрации макетом датчика затухающих синусоидальных колебаний, эмулированных с помощью вибростенда, в случае заполнения его корпуса воздушной средой. Видно, что в данном случае имеются собственные колебания инерционной массы в составе маятника в датчике с периодом T_1 которые искажают регистрируемые колебания стенда с периодом T_2 .

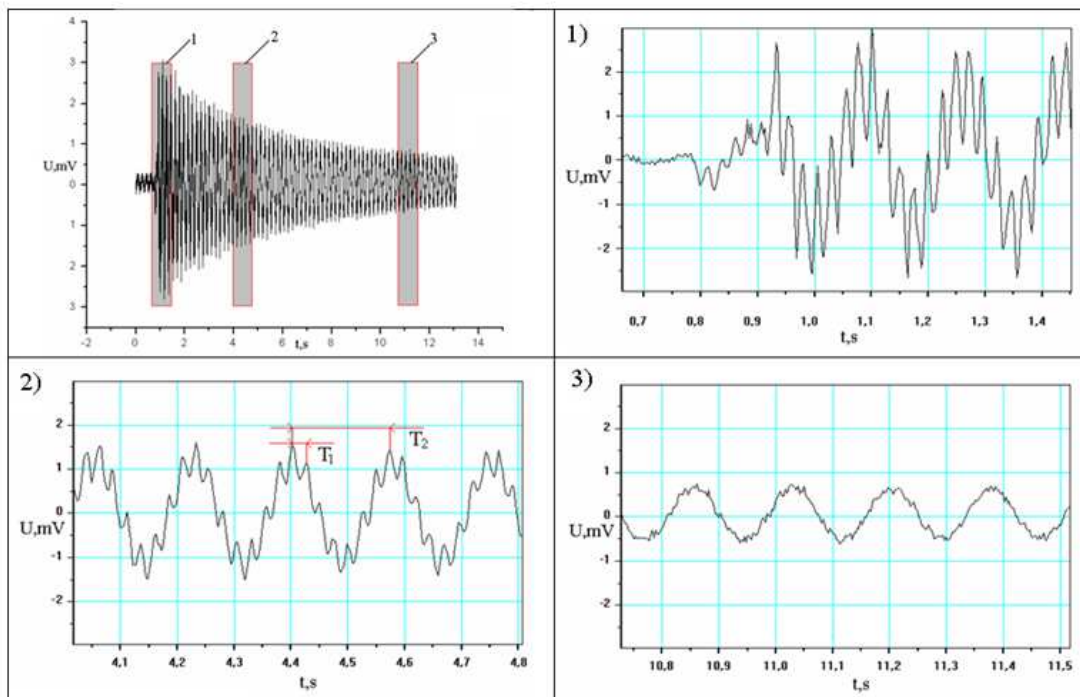


Рисунок 6.9 - Результат регистрации затухающих синусоидальных колебаний вибростенда разработанным макетом датчика при заполнении его корпуса воздушной средой.

На рисунке 6.10 (маркер ●) представлены результаты измерения АЧХ макета датчика в такой конфигурации. Как видно, результаты измерения соответствуют расчетной зависимости.

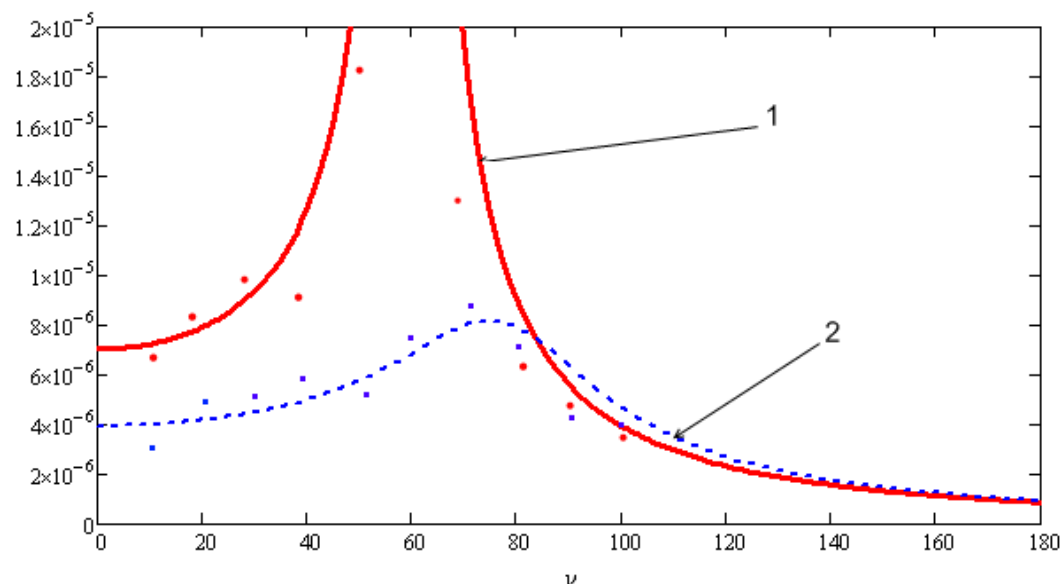


Рисунок 6.10 - Амплитудно-частотная характеристика макета датчика акустических колебаний с корпусом, заполненным воздушной средой (кривая 1, маркер ●) и глицерином (кривая 2, маркер ■), и соответствующие им расчетные зависимости.

На рисунке 6.11 представлен результат регистрации затухающих синусоидальных колебаний вибростенда разработанным макетом датчика в случае заполнения корпуса датчика глицерином. Видно, что в данном случае благодаря демпфированию собственных колебаний инерционной массы в составе маятника в датчике регистрируемый сигнал является неискаженным.

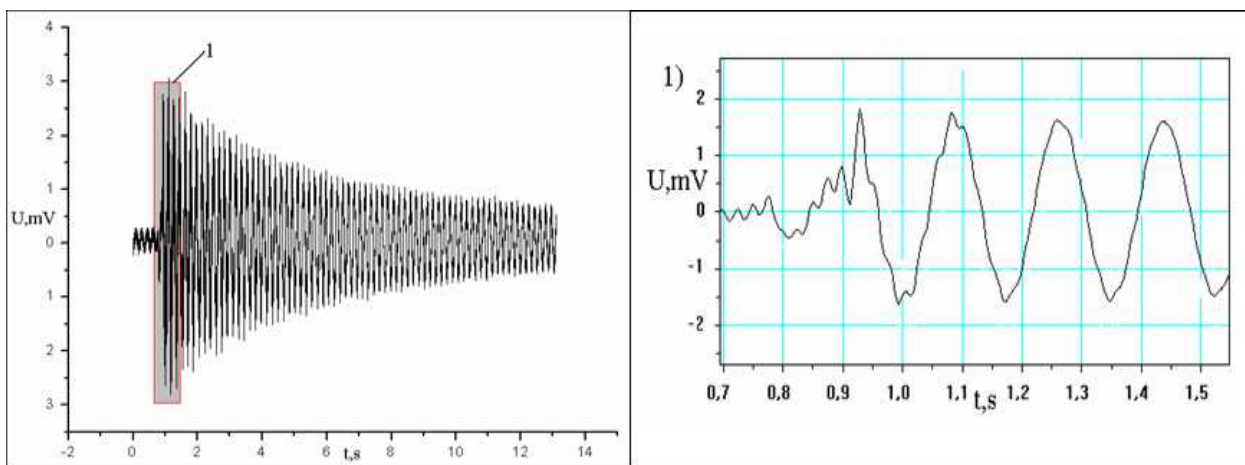
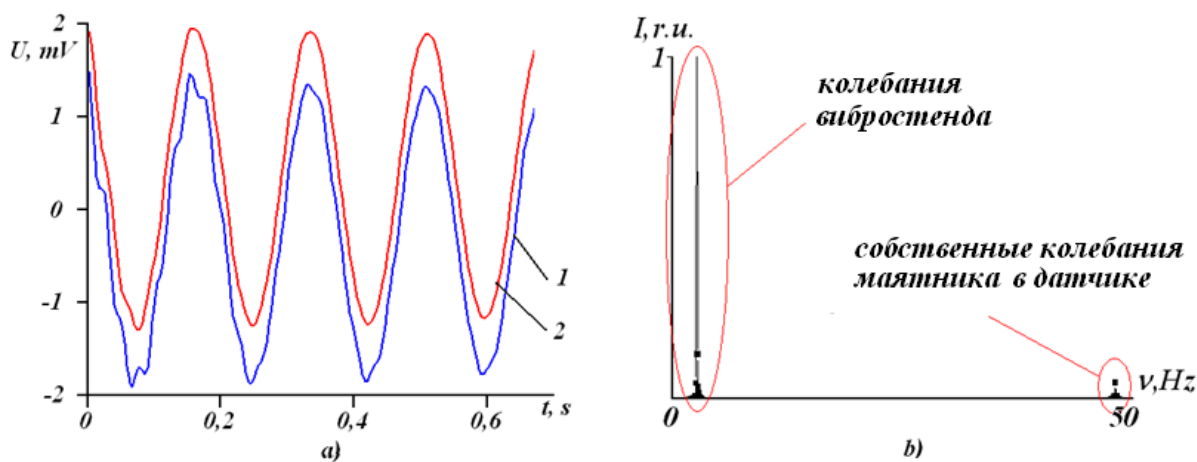


Рисунок 6.11 - Результат регистрации затухающих синусоидальных колебаний вибростенда разработанным макетом датчика при заполнении его корпуса глицерином.

Результаты измерений амплитудно-частотной характеристики макета датчика при заполнении его корпуса глицерином представлены на рисунке 6.10 (кривая 2, маркер ■). Как

видно, результаты измерения соответствуют расчетной зависимости. При этом сдвиг резонансной частоты датчика на 10Гц обусловлен наличием присоединенной массы, возникающей при заполнении корпуса датчика вязкой средой.



а) Результат регистрации затухающих синусоидальных колебаний вибростенда калиброванным электрическим вибродатчиком (кривая 2) и разработанным макетом датчика вибраций (кривая 1). б) Спектр колебаний, зарегистрированных разработанным макетом вибродатчика.

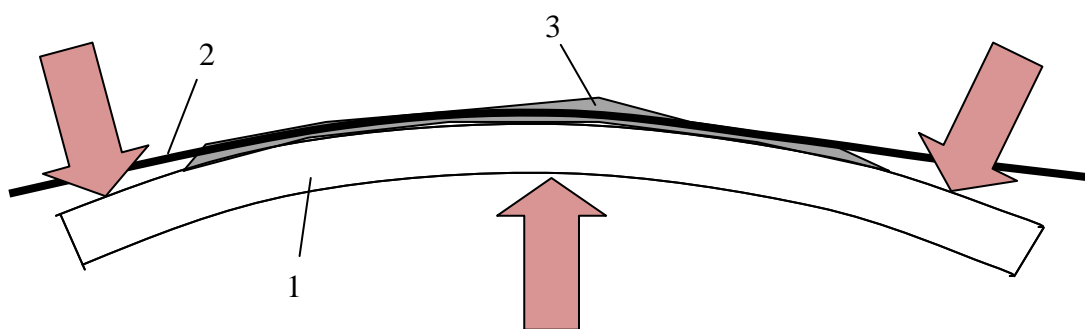
Рисунок 6.12

В результате выполненной работы, было изготовлено 10 макетов волоконно-оптических измерительных преобразователей вибраций с одинаковыми измерительными характеристиками. В работе достигнута пороговая чувствительность макетов к ускорению $6 \cdot 10^{-5} g$ на линейном участке АЧХ в диапазоне частот 2–50 Гц, динамический диапазон измерений не менее 50 дБ, дрейф выходного сигнала не более 0,1 %/сут, температурный дрейф – не более 0,2 %/°С. Полученное значение чувствительности разработанных макетов датчиков виброакустических процессов сопоставимо с чувствительностью коммерчески доступных в настоящее время электрических акселерометров соответствующего частотного диапазона (например, РА-23 фирмы Geotech Instruments), но существенно уступают им по динамическому диапазону измерений. Однако следует иметь в виду, что в отличие от стандартных электрических датчиков предложенный макет волоконно-оптического вибродатчика, как и волоконно-оптические линии связи, используемые для передачи полученных данных к удаленным устройствам обработки информации, оказывается нечувствительным к электромагнитным помехам. Это делает предложенную технологию перспективной для создания помехозащищенных измерительных преобразователей ускорения для решения широкого круга задач геофизики, сейсмологии, а также для

мониторинга виброакустических процессов и полей в объектах, представляющих повышенную потенциальную опасность для человеческого сообщества и экологии.

7. Применение волоконно-оптического метода мониторинга изгибных деформаций на основе волоконных световодов с экстремально низким значением приведенной частоты для регистрации изгибных деформаций макетов конструктивных элементов.

Как было показано в ходе выполнения НИР, изгибные деформации, в том числе протяженные изгибы с большим радиусом кривизны могут быть зарегистрированы с применением волоконных световодов с экстремально низким значением приведенной частоты. При этом для подавления осцилляций в зависимости потерь направляемого излучения от радиуса изгиба ВС, необходимо обеспечить нулевой скачок показателя преломления на границе оптическая оболочка ВС – внешняя среда. Для исследования возможности применения предложенного подхода для регистрации изгибных деформаций в реальных конструкциях были изготовлены макеты конструктивных элементов в виде гибких балок длиной 30 см и 90 см. Участок волоконного световода с экстремально низким значением приведенной частоты располагался на поверхности макета и жестко фиксировался специальным клеящим составом. Таким образом изгибная деформация макета передавалась чувствительному волоконному световоду, что в свою очередь обуславливало модуляцию интенсивности направляемого излучения (рисунок 7.1).



1 – гибкая балка, 2 – волоконный световод, 3 – клеящий состав

Рисунок 7.1 – Макет конструктивного элемента с чувствительным волоконным световодом

Как было показано в ходе выполнения НИР, изменение мощности направляемого излучения вследствие изгиба ВС описывается выражением:

$$P(z, R) = P(0) \exp([- \alpha(R)]z),$$

где z – длина изогнутого участка; R – радиус изгиба; $P(0)$ – исходная мощность направляемого излучения; $\alpha(R)$ – коэффициент ослабления мощности направляемого излучения в изогнутом световоде, который в приближении «ВС – сердцевина – бесконечная оболочка» можно представить в виде:

$$\alpha(R) = \frac{A_1}{\sqrt{R}} \exp(-A_2 R) \quad (7.1)$$

где $A_1 = \frac{\sqrt{\pi} \kappa^2}{2\gamma^{3/2} V^2 K_1^2(\gamma\rho)}$, $A_2 = 2\gamma^3/3\beta^2$, $\kappa = \sqrt{n_1^2 k^2 - \beta^2}$, $\gamma = \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k^2}$,
 $V = k\rho\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ – приведенная частота; ρ – радиус сердцевины ВС; K_1 – функция Макдональда 1-го порядка; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; β – постоянная распространения фундаментальной моды; n_1, n_2 – показатели преломления соответственно сердцевины и оптической оболочки.

Из выражения (7.1) следует, что потери в изгибаемом ВС с бесконечной оболочкой сильно зависят от приведенной частоты, что позволяет подбором параметров ВС добиться значительного увеличения амплитудной чувствительности световода к изгибу на заданной длине волны. В ходе выполнения НИР были проведены расчеты зависимостей $\alpha(R)$ для одномодового ВС с параметрами $\rho = 4,15$ мкм, $n_1 = 1,467$, $\Delta n_{12} = n_1 - n_2 = 0,0035$, имеющего на длине волны $\lambda = 1,55$ мкм $V \approx 2,4$, и с параметрами $\rho = 1,7$ мкм, $n_1 = 1,4682$, $\Delta n_{12} = 0,00375$ на длине волны $\lambda = 1,6$ мкм $V = 0,8$. Как следует из результатов расчета, для световода с $V \approx 2,4$ коэффициент ослабления $\alpha(R)$ составляет 5 м^{-1} при радиусе изгиба $R \approx 8,5$ мм, в то время как для световода с $V \approx 0,8$ такой же коэффициент ослабления достигается при $R \approx 1,2$ м. Таким образом, уменьшение приведенной частоты в 3 раза позволяет добиться увеличения чувствительности ВС к макроизгибу в 140 раз. Поэтому для регистрации деформаций изгиба малой кривизны созданных макетов конструкций использовался ВС, работающий в одномодовом режиме с низким значением приведенной частоты.

Вместе с тем, как известно из проведенных ранее экспериментов, зависимость коэффициента ослабления ФМ от радиуса изгиба одномодового ВС является немонотонной и носит осциллирующий характер. Это объясняется в рамках модели, учитывающей конечные размеры оптической оболочки и наличие скачка показателя преломления на границе оптическая оболочка – полимерный чехол. Дополнительная связь основной направляемой моды с оболочечными модами, учитываемая в данной модели, обуславливает следующий вид зависимости $\alpha(R)$:

$$\alpha(R) = \frac{\kappa^2 \exp(-2\gamma^3 R/3k^2 n_2^2)}{\gamma\beta V^2 K_1^2(\rho\gamma)} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\chi_2 \chi_3} \exp(-\gamma R \zeta^2 / k^2 n_2^2)}{\chi_2 \cos^2 \Theta(\zeta) + \chi_3 \sin^2 \Theta(\zeta)} d\zeta \quad (7.2)$$

где

$$\chi_q = \left(2k^2 n_q^2 / R\right)^{2/3} [-X_q(b, \zeta)] X_q(x, \zeta) = \left(R / 2k^2 n_j^2\right)^{2/3} \left[\beta^2 + \zeta^2 - k^2 n_q^2 (1 + 2x/R)\right];$$

$q = 2, 3$ $\Theta(\zeta) = 2[-X_2(b, \zeta)]^{3/2} / 3 + \pi/4$; ζ – пространственная частота; n_3 – показатель преломления полимерного чехла; b – внешний радиус оптической оболочки ВС.

Результаты расчета зависимостей $\alpha(R)$ в соответствии с выражением 7.2 для одномодового ВС с $\Delta n_{23} = n_3 - n_2 = 0,024$ при $V \approx 2,4$ и для световода с $\Delta n_{23} = n_3 - n_2 = 0,028$ при $V \approx 0,8$ показывают, что амплитуда осцилляций $\alpha(R)$ определяется параметром Δn_{23} , и при $\Delta n_{23} = 0$ осцилляции полностью сглаживаются, и (7.2) можно привести к виду (7.1). В этом случае зависимость коэффициента ослабления от радиуса изгиба ВС становится монотонной. Таким образом, для подавления осцилляций в зависимости коэффициента ослабления мощности ФМ от радиуса изгиба обеспечивался нулевой скачок показателей преломления на границе раздела оптическая оболочка ВС – внешняя среда.

При проведении экспериментов по применению предложенного подхода для регистрации изгибных деформаций в реальных конструкциях использовались специально изготовленные макеты конструктивных элементов в виде гибких балок длиной 30 см и 90 см (рис. 7.1). Участок волоконного световода с экстремально низким значением приведенной частоты располагался на поверхности макета и жестко фиксировался специальным клеящим составом. Таким образом изгибная деформация макета передавалась чувствительному волоконному световоду, что в свою очередь обуславливало модуляцию интенсивности направляемого излучения. В качестве волоконных световодов с экстремально низким значением приведенной частоты использовались три типа ВС: ВС1 – радиус сердцевины ВС: 2 мкм, показатель преломления сердцевины ВС: 1.478, показатель преломления оболочки ВС: 1.47, приведенная частота ВС: 0.91, контраст показателей преломления ВС: 0.0029. ВС2 – радиус сердцевины ВС: 1.8 мкм, показатель преломления сердцевины ВС: 1.465, показатель преломления оболочки ВС: 1.46, приведенная частота ВС: 0.87, контраст показателей преломления ВС: 0.0033. ВС3 – радиус сердцевины ВС: 1.9 мкм, показатель преломления сердцевины ВС: 1.47, показатель преломления оболочки ВС: 1.465, приведенная частота ВС: 0.96, контраст показателей преломления ВС: 0.00345. Для подтверждения возможности подавления осцилляций были проведены измерения зависимости коэффициента ослабления от радиуса изгиба макета на основе ВС типа 1 в двух случаях: при контакте оптической оболочки световода с воздушной средой и с иммерсирующей жидкостью. Результаты измерений приведены на рис. 7.2.

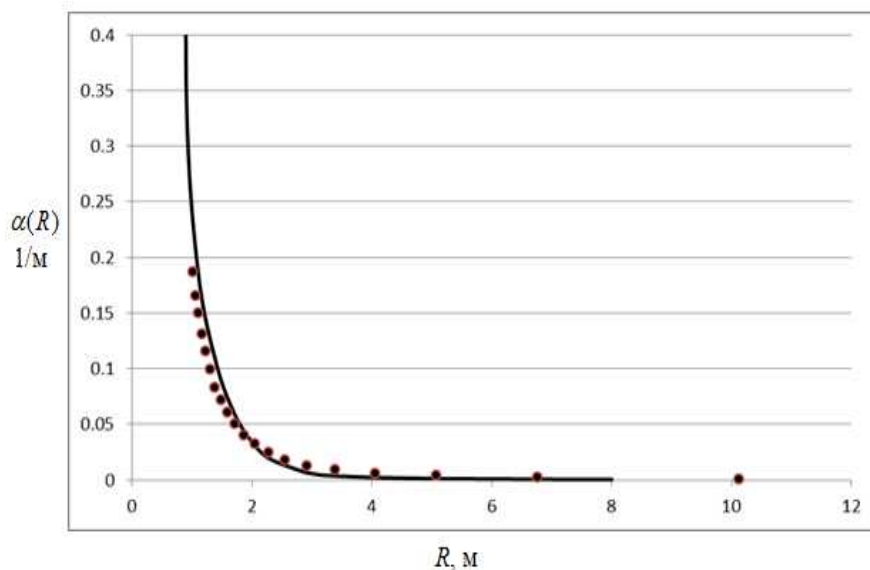
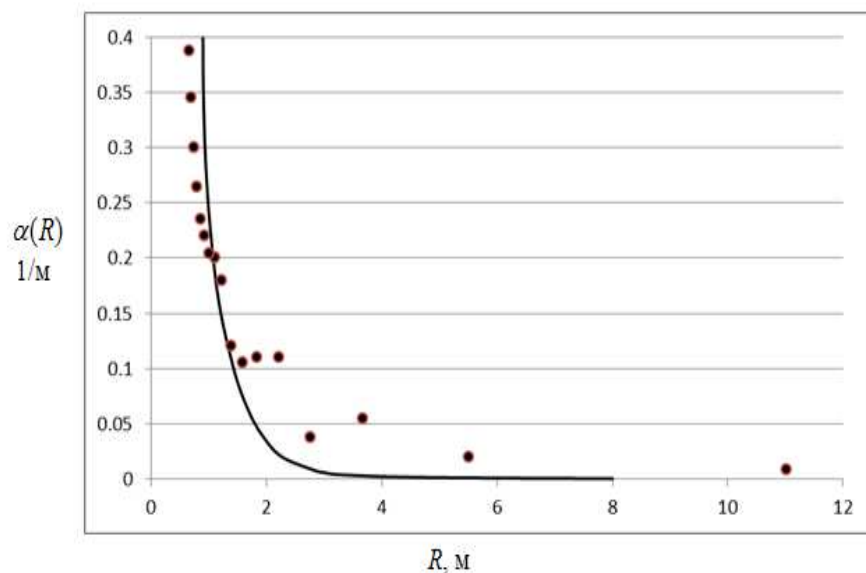


Рисунок 7.2 - Экспериментальная зависимость коэффициента ослабления мощности направляемого излучения от радиуса изгиба образца без иммерсионной среды.

Как видно из представленных рисунков иммерсирование световода позволяет полностью сгладить осцилляции зависимости коэффициента ослабления от радиуса изгиба. Дальнейшие экспериментальные исследования макетов измерительных преобразователей на основе ВС типа 2 и 3 проводились при иммерсировании световода жидкостью с показателем преломления близким к показателю преломления кварцевого стекла.

На рис. 7.3. приведены результаты измерения зависимостей сигналов измерительных преобразователей трех типов (на основе ВС с приведенной частотой $V=0,91$; $V=0,867$; $V=0,956$) от радиуса изгиба макетов длиной 30 и 90 см. Как видно из рисунка наибольшей чувствительностью к изгибу обладает измерительный преобразователь на основе ВС с

наименьшей приведенной частотой, что подтверждает полученные ранее результаты. При этом увеличение длины чувствительного световода также приводит к повышению чувствительности измерительного преобразователя к изгибу.

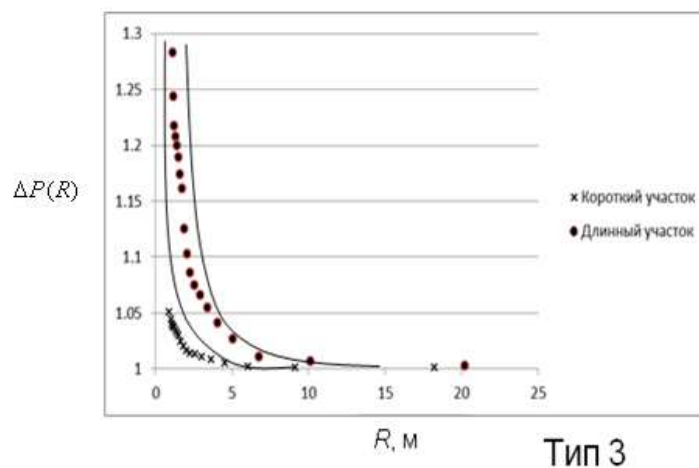
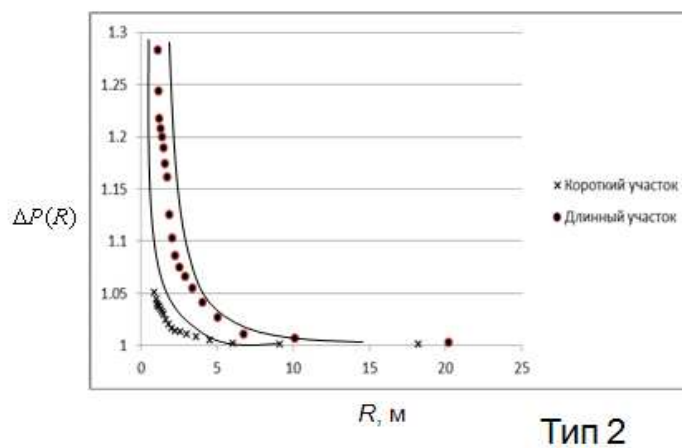
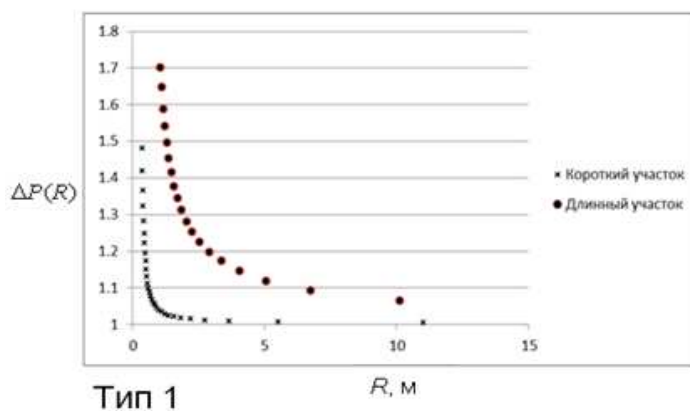


Рисунок 7.3 - Зависимость изменения мощности направляемого излучения от радиуса изгиба образца для волноводов с различным значением приведенной частоты.

Как видно из представленных данных, увеличение длины чувствительного волоконного световода в 3 раза позволяет повысить амплитудную чувствительность МИП к макроизгибу от 2 до 10 раз в зависимости от значения приведенной частоты. Таким образом в данном разделе было продемонстрировано, что разработанный в ходе выполнения НИР волоконно-оптический метод мониторинга изгибных деформаций на основе волоконных световодов с экстремально низким значением приведенной частоты может применяться для регистрации изгибных деформаций структурных элементов широкого круга конструкций и сооружений.

8. Проведение количественных измерений проб морской воды из акватории Северо-Западной части Тихого океана новой методикой фемтосекундной лазерной искровой спектроскопии.

Проведение количественных измерений проб морской воды из акватории Северо-Западной части Тихого океана методикой фемтосекундной лазерной искровой спектроскопии (фемто-ЛИС) осуществлялось на макете фемтосекундного лазерного-искрового спектрометра, схема которого представлена на рисунке 8.1. Макет спектрометра был собран в лаборатории аналитической лазерной спектроскопии научно-образовательного центра «Лазерная физика» ИАПУ ДВО РАН и ДВФУ. Излучение фемтосекундного титан-сапфирового лазерного комплекса, состоящего из непрерывного лазера накачки (Millennia Pro 5sJ, Spectra Physics), фемтосекундного титан-сапфирового генератора (2) (Tsunami, Spectra Physics), импульсного лазера накачки (3) (Empower, Spectra Physics), фемтосекундного титан-сапфирового усилителя (4) (SpitFire40F, Spectra Physics), проходя через систему поворотных зеркал (5), направлялось на линзу (6) с фокусным расстоянием $f = 100$ мм (KPX094AR.16, Newport) и фокусировалось на поверхности воды в оптической кювете (7). Кювета для анализа жидкости (7) представляла собой стеклянную емкость цилиндрической формы, объемом 3 мл и устанавливалась в специальный зажим на 2-х координатном автоматизированном микро позиционере (Thorlabs – NST150/M XY). Излучение из кюветы (7) кварцевой линзой (8) с фокусным расстоянием $f = 100$ мм проецировалось на входную щель спектрографа (9) (SpectraPro 2500i, Spectra Physics, дифракционная решетка 1200 штрих/мм, максимум блеска на 300 нм). Уровень жидкости в кювете контролировался по лучу гелий-неонового лазера, установленному на уровне середины высоты щели спектрометра (9). Регистрация спектра проводилась ПЗС камерой с ЭОП (10) (ПЗС камерой с оптическим усилителем яркости, ICCD) PicoStar HR (LaVision, GMBH), которая синхронизировалась с лазером при помощи платы задержек (11) DEL-350, Becker & Hickl's. Длительность импульса лазера контролировалась автокоррелятором (12) (PSCOUT PL-SP-LF Spectra Physics), при этом часть 3% от мощности излучения лазера с помощью оптического делителя, установленного на откидной держалке (13), направлялась на вход автокоррелятора. Управление комплексом осуществлялось компьютером (14). Параметры экспериментального лазерного комплекса представлены в таблице 8.1, параметры ЭОП, спектрографа и ПЗС камеры в таблице 8.2. При работе с частотами повторения лазерных импульсов от 200 Гц до 1 кГц наблюдался вынос вещества мишени на фокусирующую линзу (6). Для устранения данного эффекта использовался воздушный отсос (15), трубка которого была установлена на 2 см выше поверхности жидкости (использовался

пылесос для уборки чистых помещений Nilfisk IVT 1000 CR с насадкой диаметром 1 см, поток воздуха без насадки 38 литров в секунду). В результате, при такой схеме фокусирующая линза с фокусом 100 мм оставалась не загрязненной анализируемой пробой. При проведении измерений точный контроль положения фокуса линзы относительно поверхности жидкости имеет важное значение, поэтому, для контроля уровня жидкости относительно фокусирующей линзы использовалось излучение гелий-неонового лазера. В результате использования такой системы контроля относительная ошибка положения уровня жидкости (спектра оптического пробоя на ПЗС относительно высоты щели спектрометра) на снимках ПЗС камеры составляла величину 2 %, что полностью удовлетворяло необходимым требованиям.

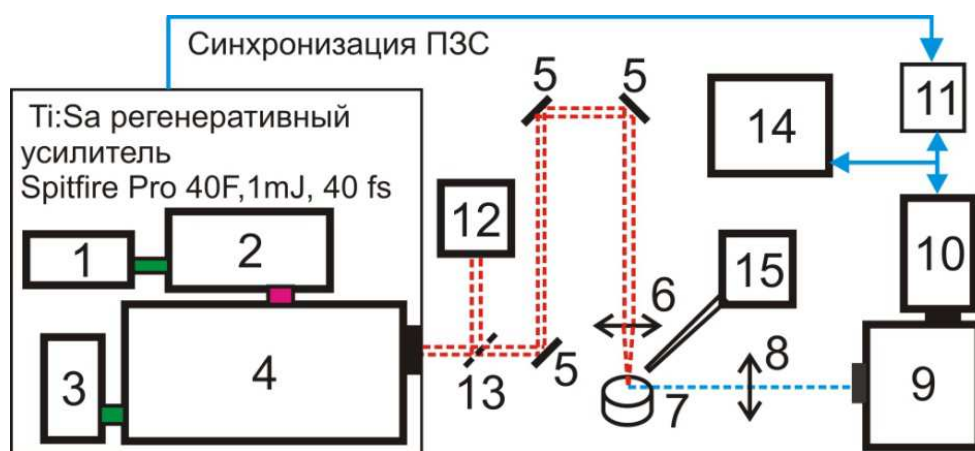


Рисунок 8.1 – Схема макета фемтосекундного лазерного-искрового спектрометра.

Таблица 8.1. Параметры макета фемтосекундного лазерного комплекса.

Наименование	Длина волны	Средняя мощность, Вт	Режим генерации
лазер накачки (1)	532 нм	4,0	непрерывный
фемтосекундный титан-сапфировый генератор (2)	центральная – 800 нм, ширина спектра ≤ 65 нм	0,43	импульсный, длительность импульсов от 30 фс, частота генерации импульсов 75 МГц
лазер накачки (3)	527 нм	10	импульсный, модулированной добротности, частота генерации импульсов 1 КГц
фемтосекундный титан-сапфировый усилитель (4)	центральная – 800 нм, ширина спектра 35 нм	1	импульсный, длительность импульсов от 40 фс, частота генерации импульсов 4Гц-1 КГц

Таблица 8.2. Параметры регистрирующей аппаратуры

№	Наименование	Характеристики
1	ЭОП	Время стробирования: 80, 100, 150, 200, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900 пс; 1-2000 нс, оптимальное время – 200 нс, спектральная чувствительность (диапазон): 200-800 нм.
2	плата задержек	Задержка, относительно импульса запуска: 0-20 нс, 20 нс - 20 мкс (нестабильность 0,05% от длительности задержки), минимальное разрешение от 2,5 пс.
3	Спектрограф	Дифракционная решетка: 1200 штрих/мм, ширина входной щели – 50 мкм
4	ПЗС	Разрешение: 1374*1040, разрядность: 12 бит, размер пиксела 6,4*6,4 мкм ² , диапазон спектральной чувствительности: 200-800 нм.

Исходя из данных предварительных исследований спектров фемтосекундного оптического пробоя на поверхности морской воды, а так же зависимостей интенсивностей эмиссионных линий химических элементов и сплошного фона в зависимости от задержки регистрации спектра относительно лазерного импульса были выбраны две конфигурации фемтосекундного лазерного искрового спектрометра [17]:

Первая конфигурация- предназначена для измерения панорамных спектров проб морской воды.

1. Получение оптического пробоя – одноимпульсная схема; лазер - длительность импульса <50 фс, энергия в импульсе до 1 мДж, центральная длина волны 800 нм, частота повторения лазерных импульсов: 20 Гц.
2. Система регистрации спектров: спектрометр – фокальная длина 500мм, дифракционная решетка 1200 штрих/мм (максимум блеска на длине волны 300 нм), ширина щели 50 мкм, автоматическая перестройка длины волны, управление щелью и дифракционной решеткой через персональный компьютер; регистратор – ПЗС камера со стробируемым электронно-оптическим усилителем (ЭОП), время задержки относительно лазера – 60 нс, время экспозиции для единичного импульса 300 нс, время накопления сигнала – 3 с. При регистрации спектров в диапазоне длин волн 580-600 нм перед входной щелью спектрометра устанавливался нейтральный светофильтр с оптической плотностью 1.0 OD (Newport).

Вторая конфигурация- предназначена для измерения концентрации микросостава морской воды – концентрации менее 10^{-3} г/л.

1. Получение оптического пробоя – одноимпульсная схема; лазер - длительность импульса <50 фс, энергия в импульсе до 1 мДж, центральная длина волны 800 нм, частота повторения лазерных импульсов: 1 кГц.
2. Система регистрации спектров: спектрометр – фокальная длина 500мм, дифракционная решетка 1200 штрих/мм (максимум блеска на длине волны 300 нм), ширина щели 50 мкм, автоматическая перестройка длины волны, управление щелью и дифракционной решеткой через персональный компьютер; регистратор – ПЗС камера со стробируемым электронно-оптическим усилителем (ЭОП), время задержки регистрации относительно лазера – 55-210 нс в зависимости от элемента (см. таблицу 8.3), время экспозиции для единичного импульса 400 нс, время накопления сигнала – 2 с. При регистрации спектров в диапазоне длин волн 580-600 нм перед входной щелью спектрометра устанавливался нейтральный светофильтр с оптической плотностью 1.0 OD (Newport).

В таблице 8.3. представлены пределы обнаружения для девяти химических элементов в воде, полученных на данном экспериментальном комплексе. Сравнение полученных пределов обнаружения и средних концентраций химических элементов в морской воде [18], представленных в таблице 8.4. показывает, что данным методом возможен количественный анализ таких элементов, как натрий, кальций, калий, магний. Количественный анализ остальных элементов возможен при значительном превышении их концентраций в воде. Исключение составляют стронций и литий, концентрации которых составляют величину от десятых мг/л до нескольких мг/л, однако ранее для данных элементов предел обнаружения получен не был.

Таблица 8.3. Пределы обнаружения химических элементов в воде.

Элемент	Длина волны, нм	Задержка регистрации, нс	Предел обнаружения, мг/л
Al I	396.1	150	0.19
Ba II	455.4	72	0.08
Ca II	393.3	55	0.01
Cu I	324.7	92	0.78
Fe I	373.7	160	3.4
K I	766.5	180	0.006
Mg I	285.2	120	1
Na I	588.9	210	0.0009
Zn I	213.8	57	2.5

Таблица 8.4. Концентрация химических элементов в морской воде.

Элемент	концентрация мг/л, [2]	Элемент	концентрация мг/л, [2]
Натрий NaCl	10800	Бром Br	67
Хлор NaCl	19400	Аллюминий Al	0.001
Магний Mg	1290	Барий Ba	0.021
Сера S	904	Железо Fe	0.0034
Калий K	392	Медь Cu	0.0009
Кальций Ca	411	Цинк Zn	0.005
Стронций Sr	8.1	Литий Li	0.170

Пробы морской воды для количественного анализа были отобраны в ходе научно-исследовательской экспедиции на ПУС «Надежда». В таблице 8.4 представлены номера, дата и координаты забора проб.

Таблица 8.4. Координаты отбора проб морской воды.

№ пробы	дата забора проб	координаты
1	05.05.2011	37°95'78''N, 131°44'36''E
2	06.05.2011	35°84'58''N, 130°03'19''E
3	07.05.2011	35°23'42''N, 130°99'62''E
4	09.05.2011	35°35'43''N, 130°28'10''E
5	11.05.2011	40°10'19''N, 132°31'77''E

Исследование спектров проб №1-№5 морской воды на первой конфигурации лазерно-искрового спектрометра.

На рисунках 8.2-8.6 представлены панорамные спектры проб №1-№5 соответственно, масштабы на шкалах интенсивностей и длин волн идентичны. Спектры были получены при использовании параметров первой конфигурации фемтосекундного ЛИС спектрометра. На рисунке 8.7., в качестве реперного, представлен панорамный спектр дистиллированной воды, полученный при аналогичных условиях эксперимента. Из представленных спектров были получены длины волн интенсивных спектральных линий проб морской и дистиллированной воды, результаты определения длин волн и их соотнесение к химическим элементам представлены в таблице 8.5.

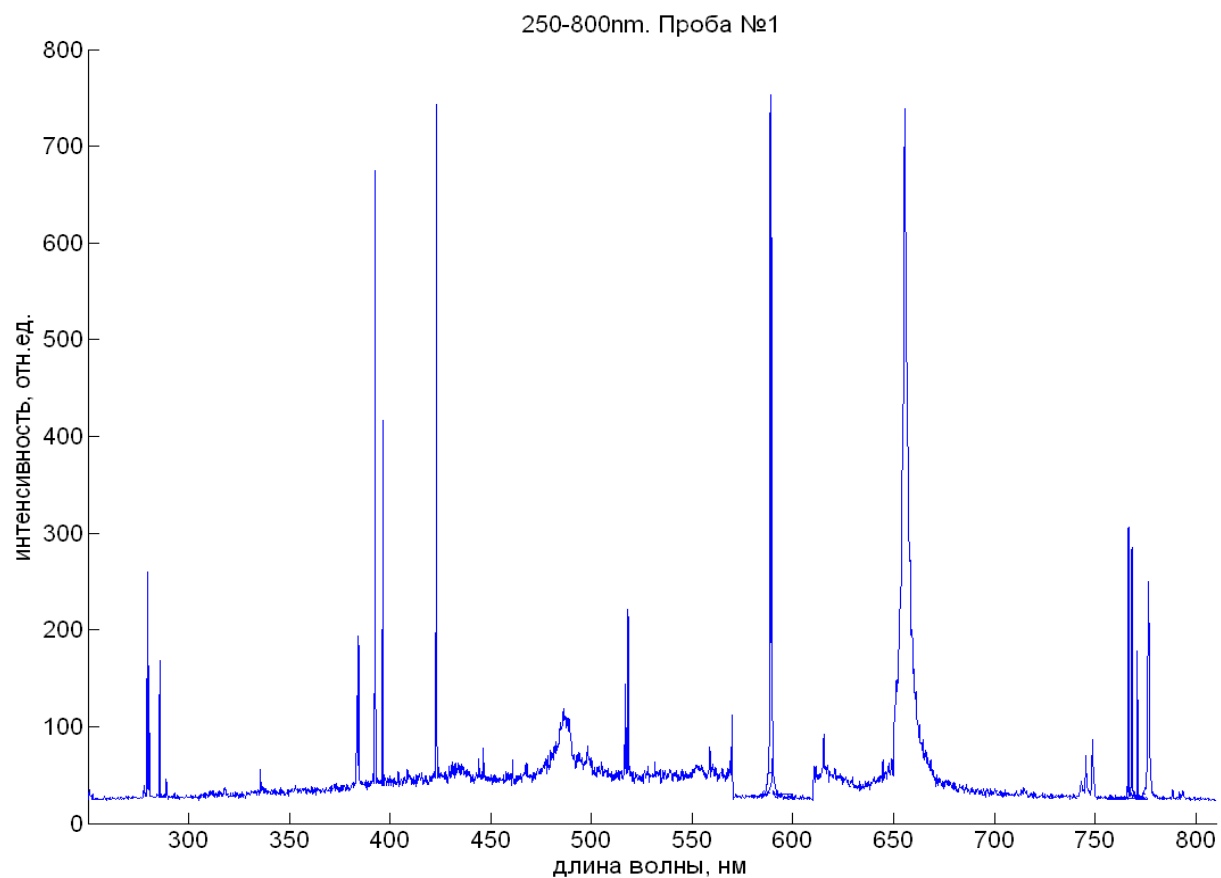


Рисунок 8.2 – Фемто-ЛИС спектр пробы №1 в диапазоне длин волн 250-800 нм.

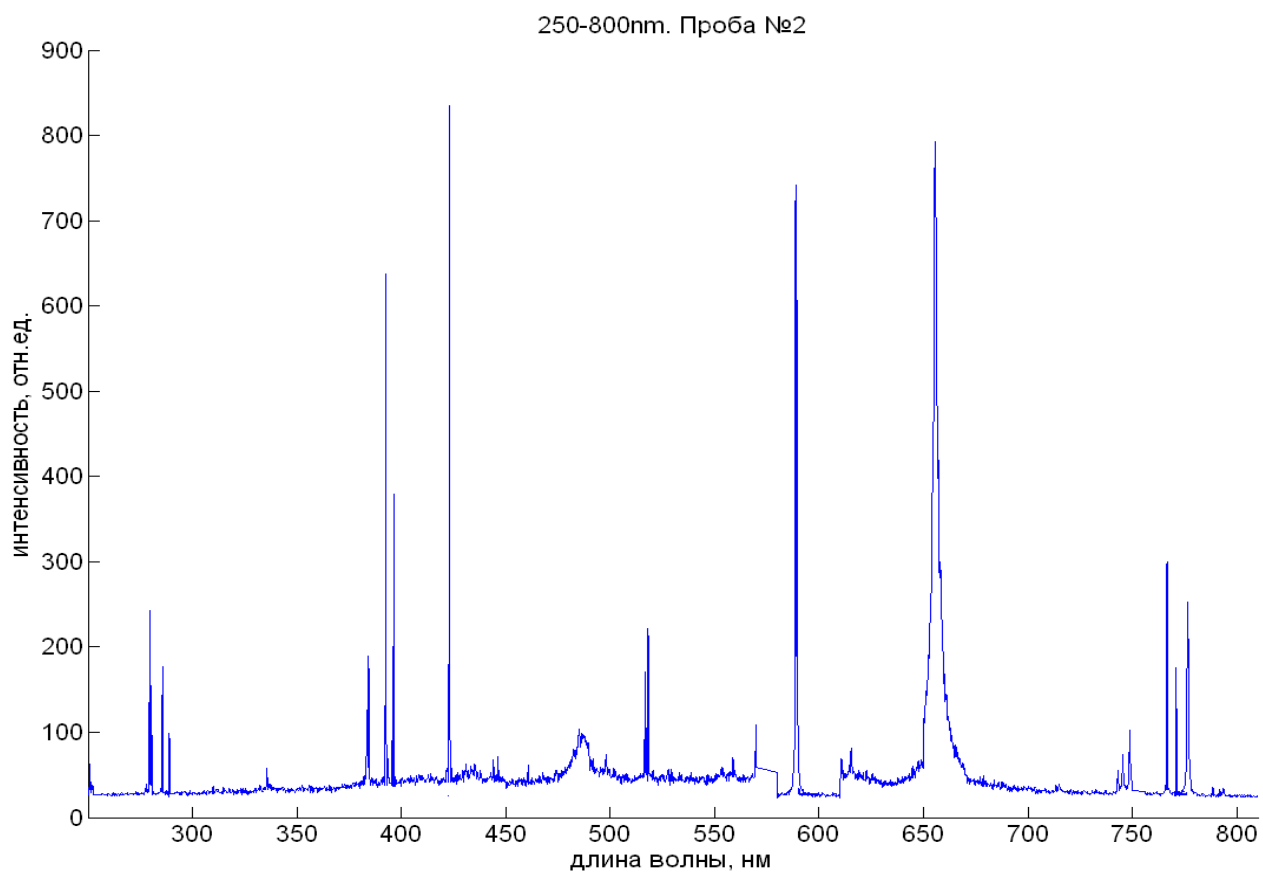
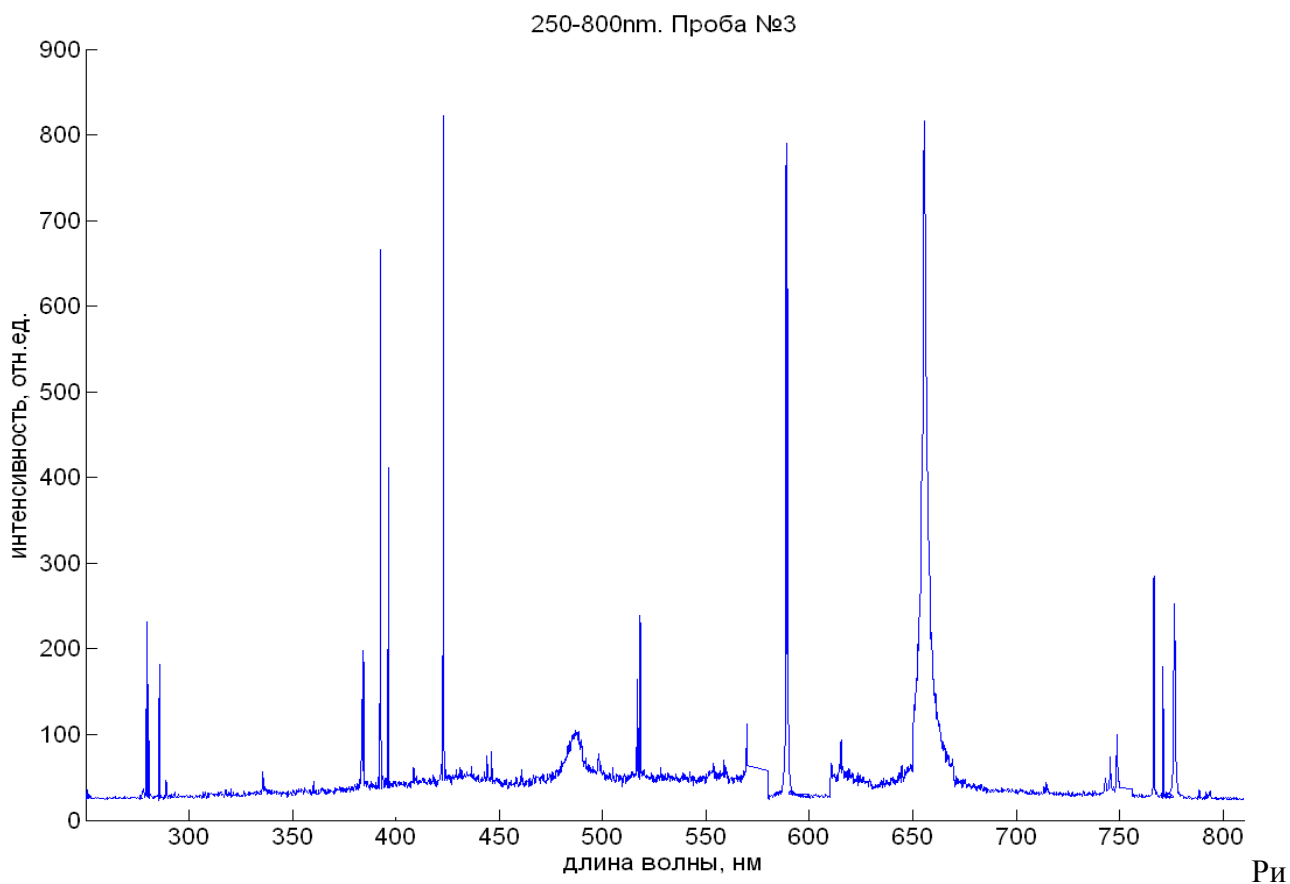


Рисунок 8.3 – Фемто-ЛИС спектр пробы №2 в диапазоне длин волн 250-800 нм.



сунок 8.4 – Фемто-ЛИС спектр пробы №3 в диапазоне длин волн 250-800 нм.

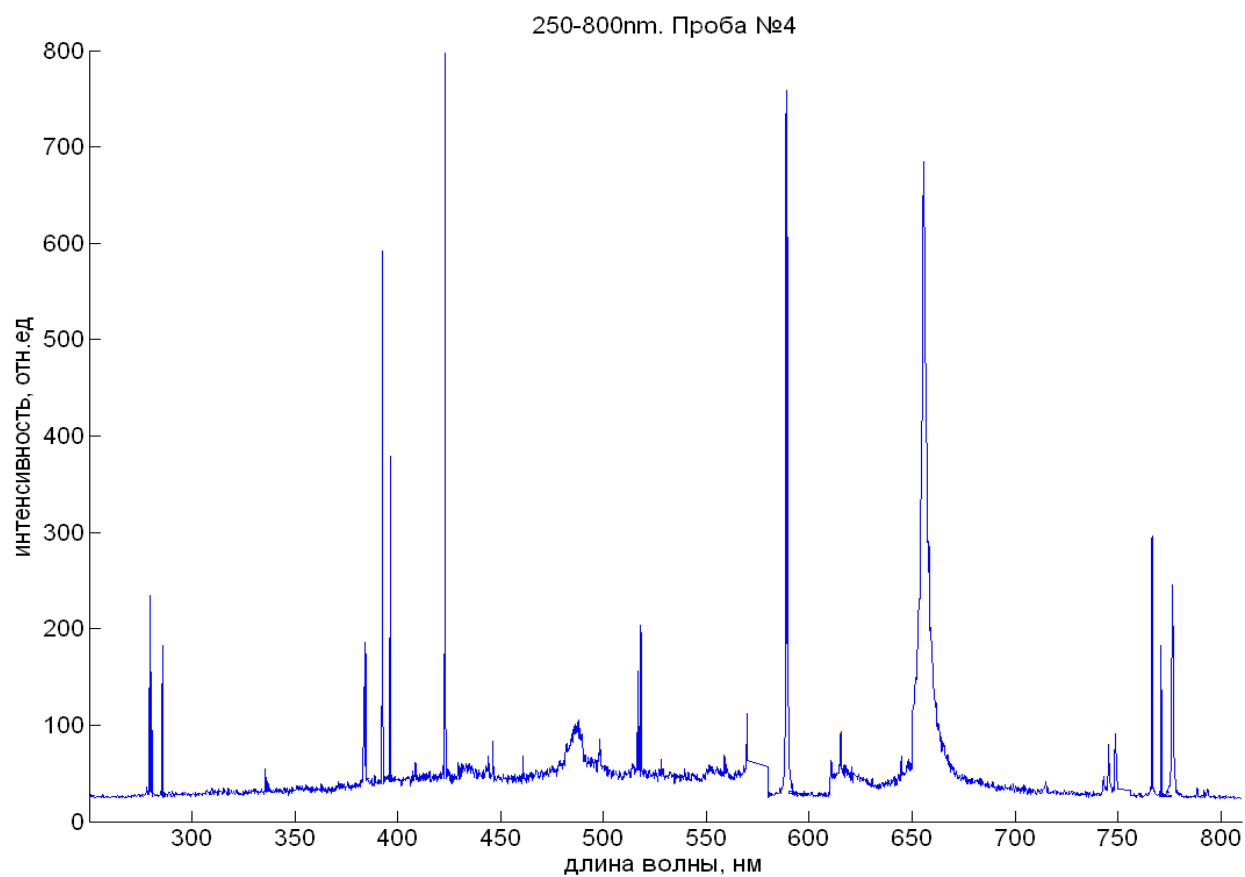


Рисунок 8.5 – Фемто-ЛИС спектр пробы №4 в диапазоне длин волн 250-800 нм.

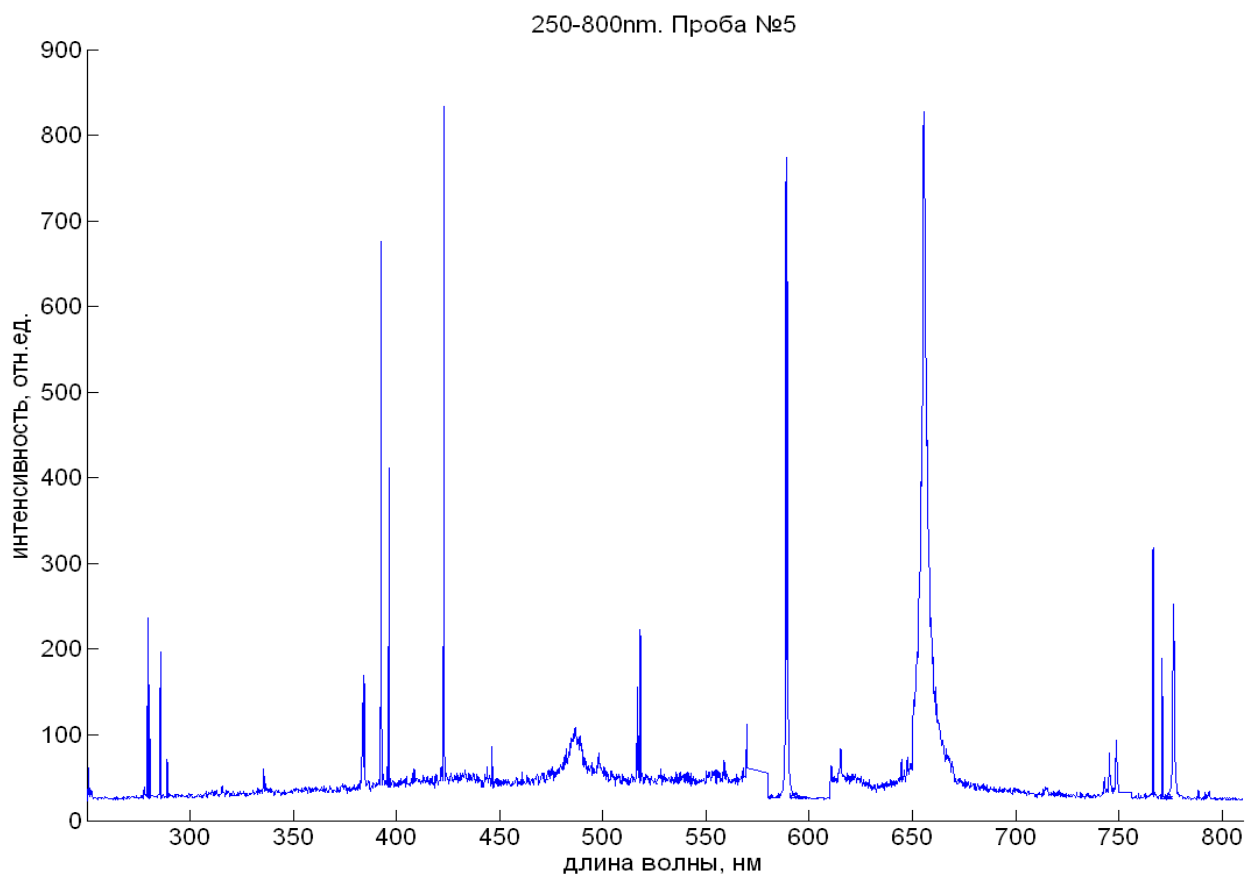


Рисунок 8.6 – Фемто-ЛИС спектр пробы №5 в диапазоне длин волн 250-800 нм.

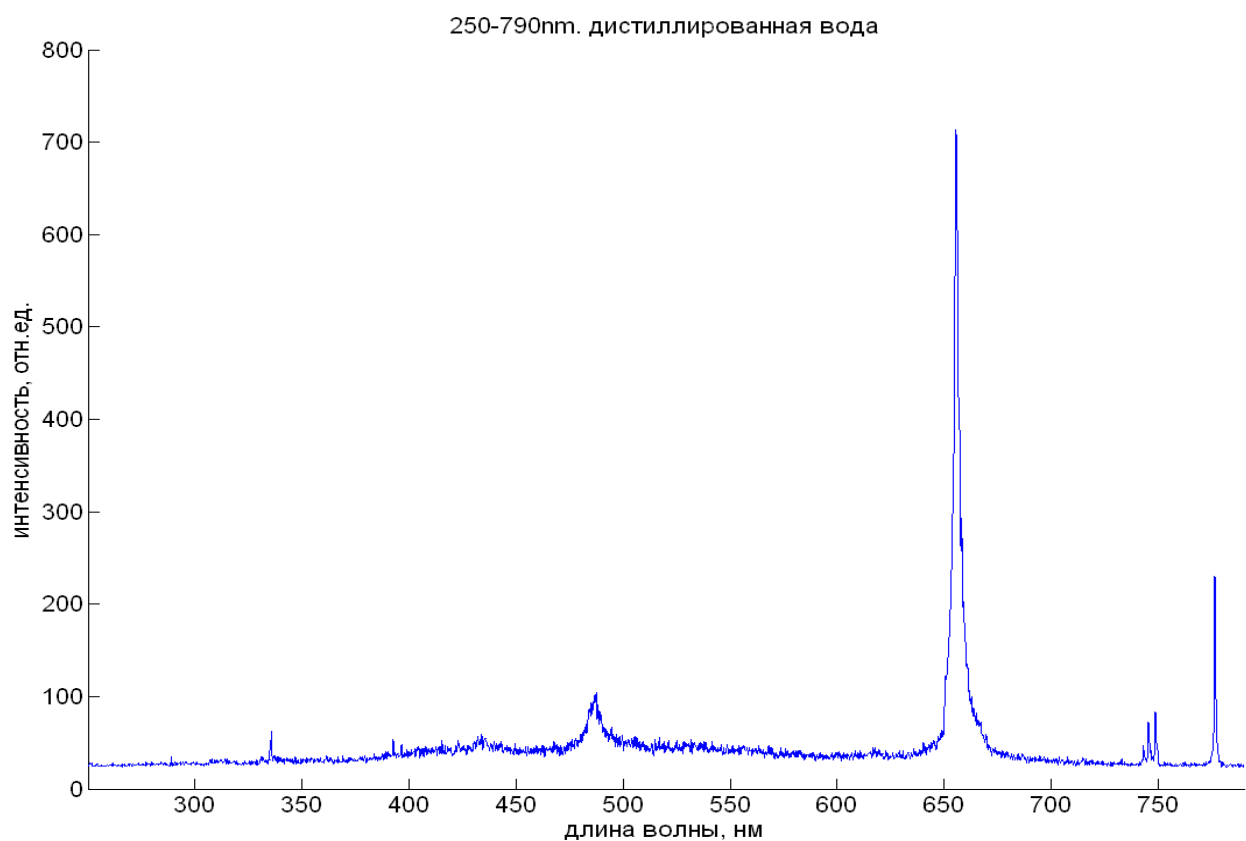


Рисунок 8.7 Фемто-ЛИС спектр дистиллированной воды в диапазоне длин волн 250-790 нм.

Таблица 8.5 Результаты определения длин волн в спектрах фемтосекундного лазерного пробоя на поверхности дистиллированной и морской воды и их соотнесение к химическим элементам. I – атомарная линия, II – линия однократного иона.

Дистиллированная вода, интенсивные линии (>100 отн.ед.)		
№	Длина волны, нм	Элемент
1	486.1	H I
2	656.3	H I
3	742.4	N I
4	744.2	N I
5	746.8	N I
6	777.2, 777.4, 777.6	O I
Морская вода, интенсивные линии (>100 отн.ед.) (без учета линий дистиллированной воды)		
1	279.5	Mg II
2	280.3	Mg II
3	384.8	Mg I
4	392.6	Ca
5	396.5	Ca
6	422.6	Ca
7	517.3	Mg I
8	518.4	Mg I
9	588.9	Na I
10	589.5	Na I
11	766.5	K I
12	769.8	K I

Исходя из результатов, представленных в таблице 8.4, используя первый режим работы спектрометра, был проведен количественный анализ содержания в воде магния, кальция, натрия, калия в пробах №1-№5.

Результаты количественного анализа представлены в таблице 8.5. Концентрация приведенных в таблице химических элементов определялась по градуировочным графикам (калибровочным кривым) - зависимостям интенсивностей линий химических элементов от известной концентрации данного элемента в воде, полученным при экспериментальных условиях, аналогичных измерению проб с неизвестной концентрацией. Построенные в

данной работе градуировочные графики представлены на рисунках 8.8-8.11 для эмиссионных линий магния (285,2 нм), кальция (393,3 нм), натрия (588,9 нм) и калия (766.5 нм) соответственно. Необходимо отметить, что полученные калибровочные графики для натрия и магния не линейны при высоких концентрациях вследствие самопоглощения данных эмиссионных линий.

Таблица 8.6. Результаты анализа.

№ пробы	Элемент	Длина волны, нм	Интенсивность, I, отн. ед.	Среднеквадратичное отклонение интенсивности, σ_I	Воспроизводимость (относительная ошибка интенсивности), %	Концентрация, г/л
1	Mg	285.2	147,5	4,6	3	1,32
	Ca	393.3	784,5	28,7	3,6	0,371
	Na	588.9	1236,7	42	3,4	18,99
	K	766.5	501,0	37,2	7,4	0,459
2	Mg	285.2	165,2	14,7	8,9	1,55
	Ca	393.3	775,0	7,5	0,97	0,364
	Na	588.9	1187,0	18,0	1,5	16,49
	K	766.5	493,4	46,7	9,4	0,449
3	Mg	285.2	158,7	14,4	9,0	1,47
	Ca	393.3	772,3	30,5	3,9	0,361
	Na	588.9	1253,0	35,3	2,8	19,94
	K	766.5	480,2	17,6	3,6	0,432
4	Mg	285.2	152,7	7,3	4,8	1,38
	Ca	393.3	741,7	45,4	6,1	0,336
	Na	588.9	1218,2	47,2	3,8	18,04
	K	766.5	512,7	18,2	3,5	0,474
5	Mg	285.2	163,75	4,5	2,7	1,53
	Ca	393.3	772,0	24,1	3,1	0,361
	Na	588.9	1218	8,2	0,7	18,03
	K	766.5	507,2	33,6	6,6	0,467

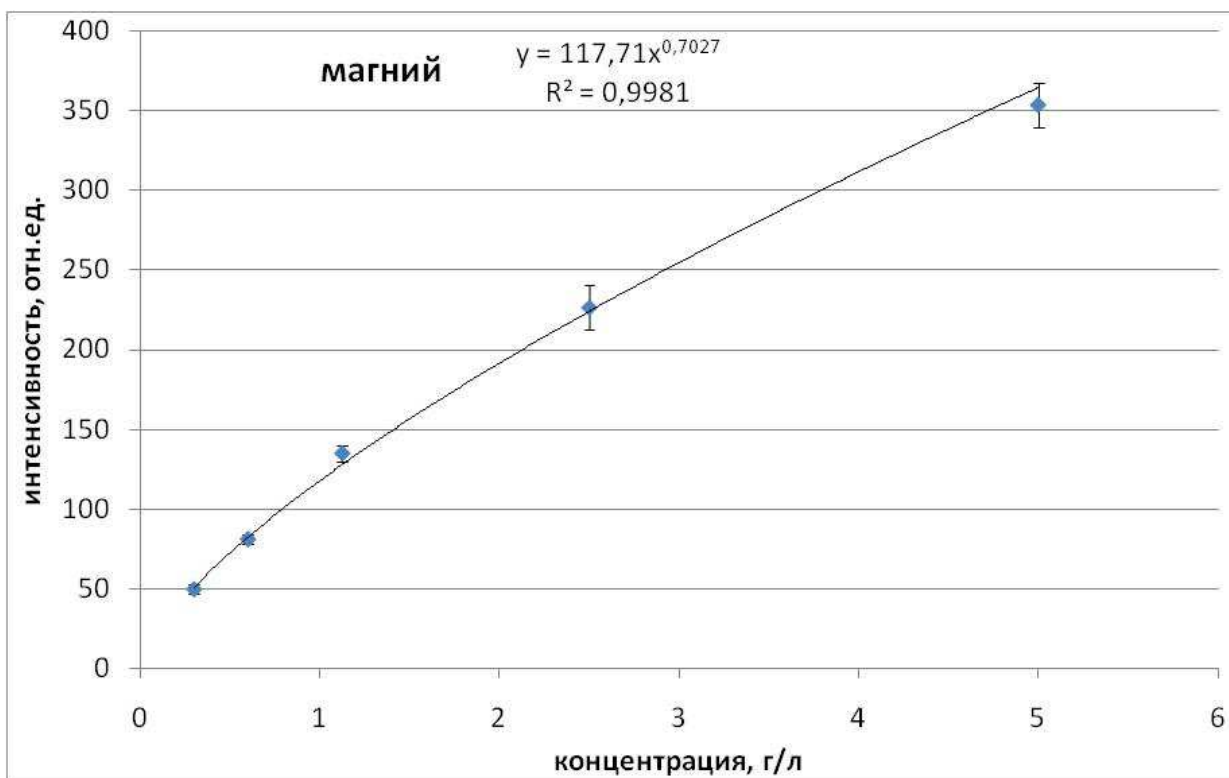


Рисунок 8.8. Калибровочный график для эмиссионной линии магния (285,2 нм)

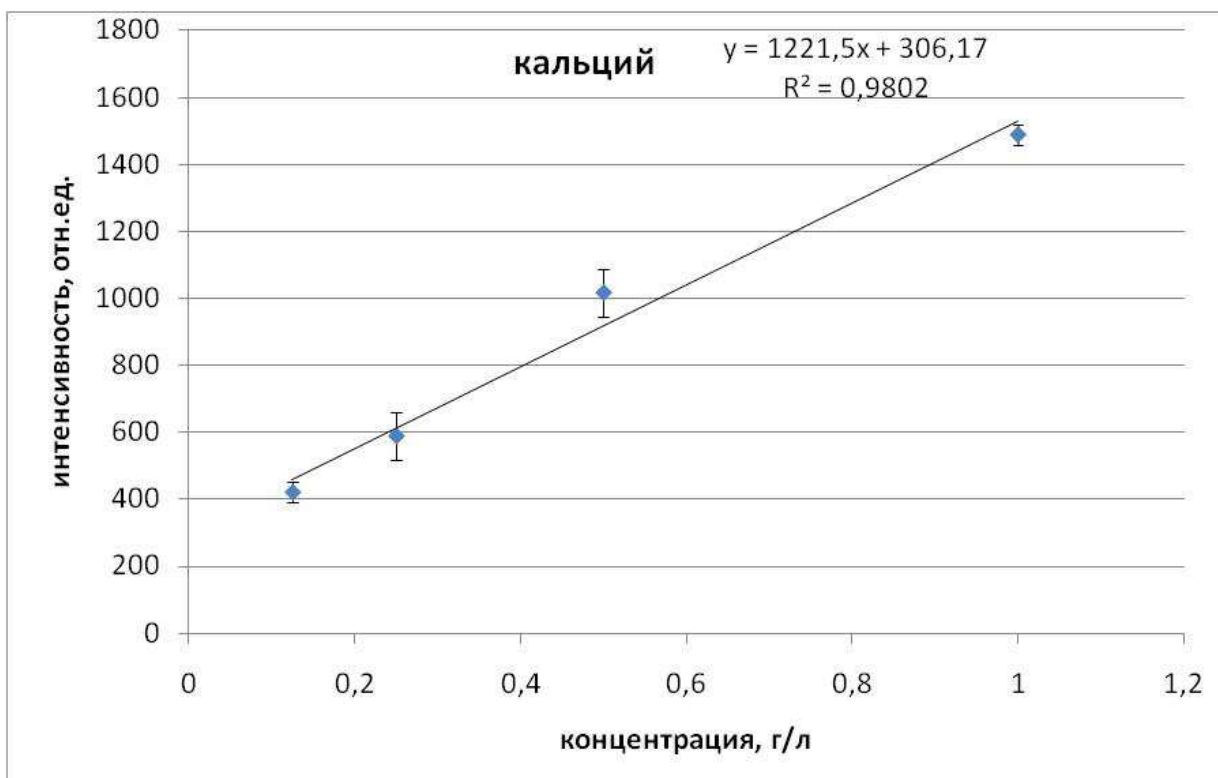


Рисунок 8.9. Калибровочный график для эмиссионной линии магния (393,3 нм)

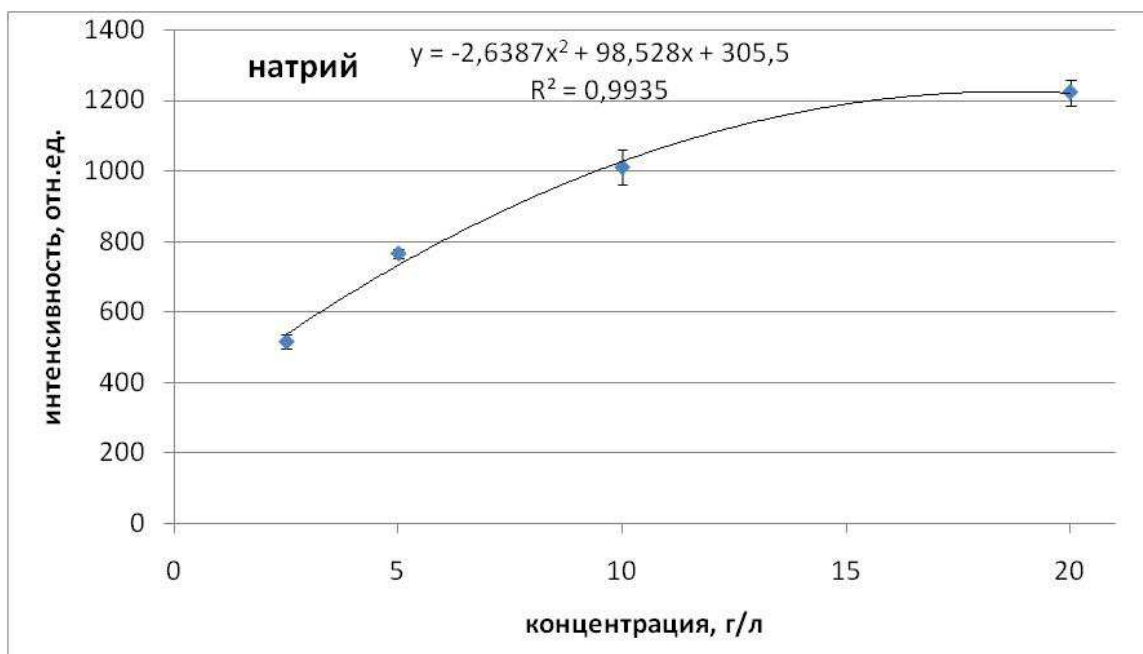


Рисунок 8.10. Калибровочный график для эмиссионной линии натрия (588,9 нм)

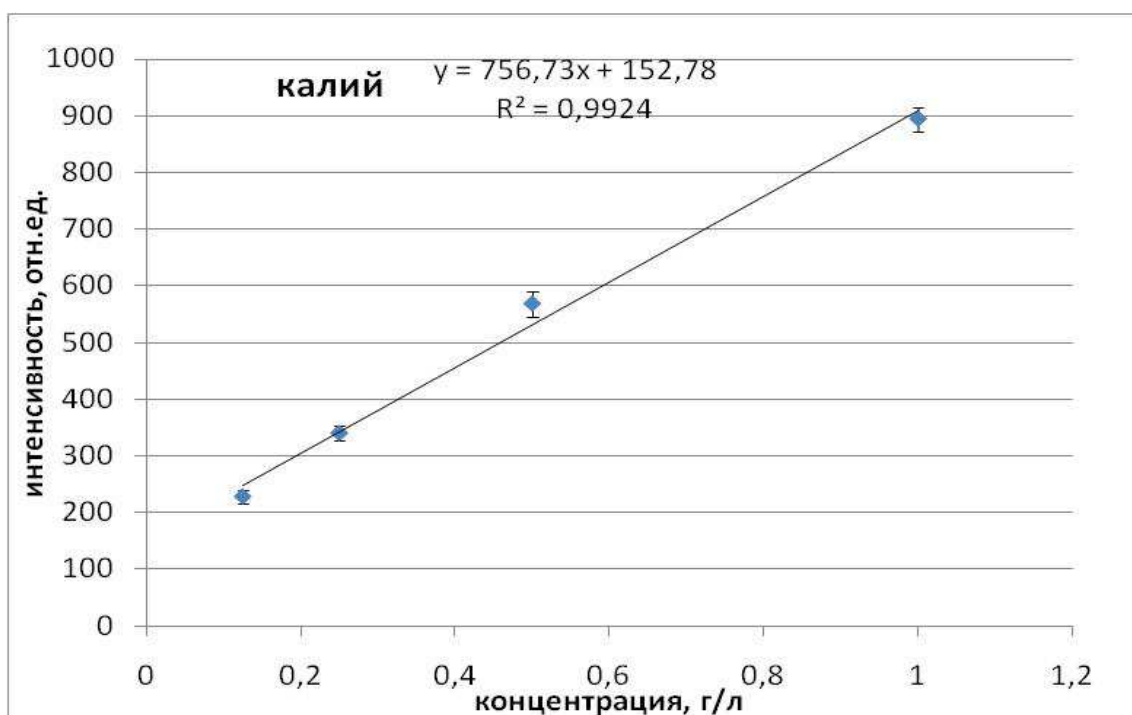


Рисунок 8.11. Калибровочный график для эмиссионной линии калия (766,5 нм)

Исследование спектров проб №1-№5 морской воды на второй конфигурации лазерно-искрового спектрометра. Несмотря на то, что данный режим спектрометра предусматривает максимальную чувствительность данного метода, анализ проб №1-№5 на наличие Al, Ba, Cu, Fe, Zn показал отсутствие сигнала для данных элементов. Анализ данных проб на наличие линии стронция 460.7 нм показал положительные результаты. На рисунке 8.12. приведен

спектр пробы №1 в диапазоне аналитической длины волны линии стронция 460.7 нм. Анализ интенсивности данной линии показал средние значения 584,25; 630,5; 623,5; 646,25; 599,0 относительных единиц соответственно для проб №1-№5. Абсолютная концентрация для данного элемента не определялась.

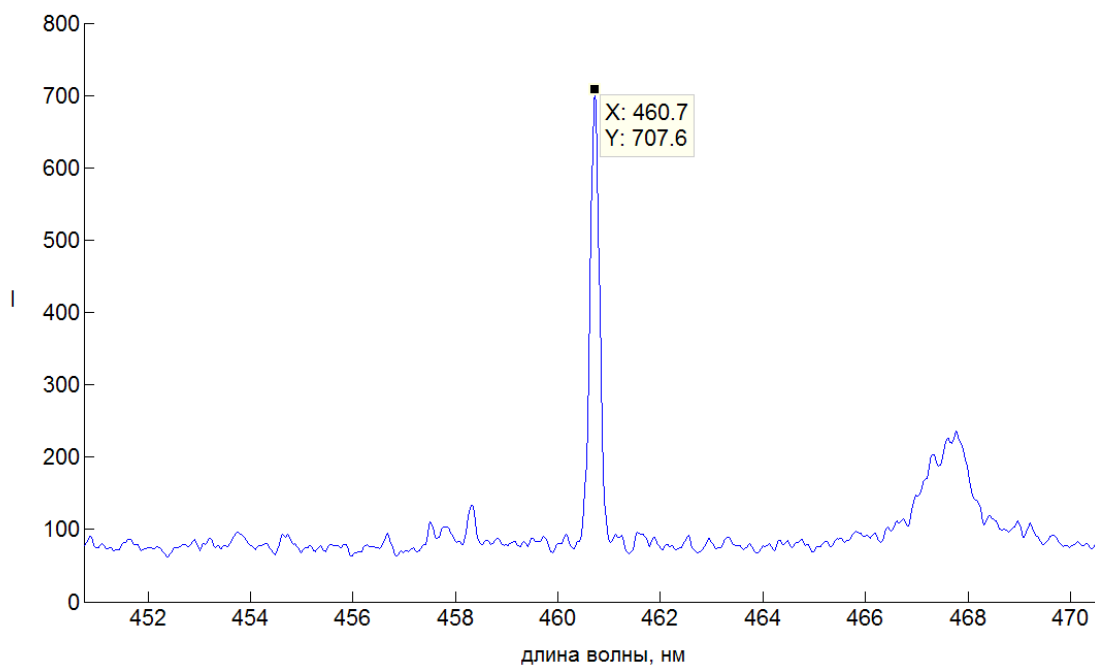
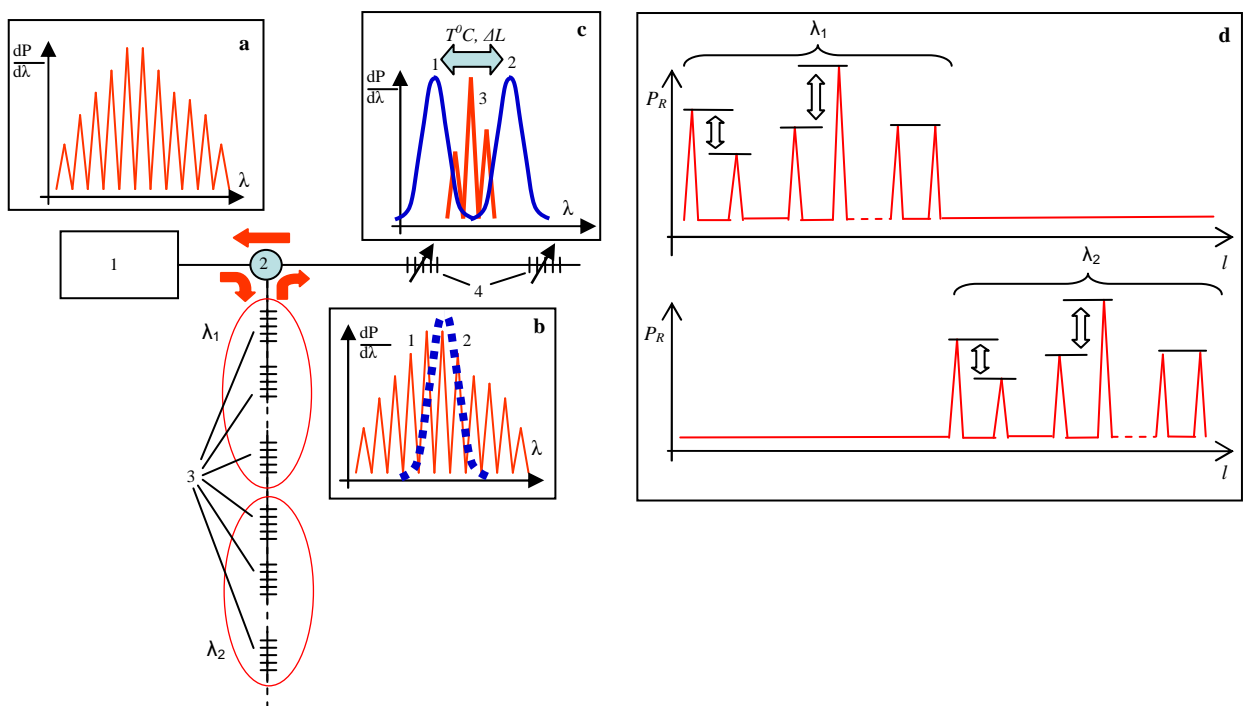


Рисунок 8.12. Спектр морской воды, эмиссионная линия на длине волны 460,7 нм.

Таким образом, в результате работы проведен количественный анализ проб №1-№5 морской воды из Северо-Западной части Тихого океана новой методикой фемтосекундной лазерной искровой спектроскопии. Показано, что данный метод позволяет проводить экспресс анализ морской воды на наличие химических элементов с концентрациями выше 10^{-3} г/л, при этом время анализа химического элемента составляет 3 секунды. Пределы обнаружения данного метода для химических элементов с концентрациями в морской воде менее 10^{-3} г/л в настоящее время обеспечивают надежную регистрацию таких элементов только в случаях значительного превышения фоновых концентраций, обусловленных, например, антропогенным загрязнением или наличием полезных ископаемых.

9. Комплексное тестирование рефлектометрического метода детектирования и мультиплексирования сигналов от волноводных структур с модулированным показателем преломления на моделях структурных элементов железобетонных конструкций.

Измерительная система, реализованная на основе разработанного при выполнении НИР рефлектометрического метода опроса волоконно-оптических брэгговских датчиков механического напряжения и температуры (рис. 9.1), включает в себя стандартный оптический рефлектометр (1) и две волоконные линии, соединяемые при помощи циркулятора, одна из которых содержит ВБР-датчики (3), а вторая две опорные перестраиваемые брэгговские решетки (2).



1 – волоконно-оптический рефлектометр, 2 – волоконный циркулятор, 3 – опрашиваемые ВБР, 4 – перестраиваемые опорные ВБР. На вставках: а – схематическое изображение спектра исходного зондирующего импульса; б – отражение зондирующего импульса от опрашиваемой ВБР: 1 – спектр зондирующего импульса, 2 – спектр отражения ВБР; с – формирование дифференциального оптического сигнала: 1, 2 – спектры отражения опорных ВБР, 3 – спектр зондирующего импульса после отражения от опрашиваемой ВБР; д – схематическое изображение рефлектограммы при настройке опорных ВБР на группу опрашиваемых брэгговских решеток с резонансной длиной волны λ_1 и λ_2 .

Рисунок 9.1 – Схема дифференциальной регистрации сигналов от ВБР

Зондирующие импульсы, генерируемые стандартным волоконно-оптическим рефлектометром 1 (рис. 1а), через волоконный циркулятор 2 поступают в линию с

опрашиваемыми ВБР, которые записаны с некоторым пространственным интервалом (~20 м) группами с одинаковой резонансной длиной волны для каждой группы. Когда зондирующий импульс достигает первой из опрашиваемых ВБР, формируется отраженный оптический сигнал в спектральной полосе, соответствующей спектру отражения брэгговской решетки (рис. 1б), который через циркулятор 2 поступает в линию с двумя перестраиваемыми опорными ВБР. Резонансные длины волн (РДВ) опорных ВБР λ_{01} и λ_{02} предварительно настраиваются таким образом, чтобы исходная резонансная длина волны опрашиваемых ВБР первой группы λ_1 находилась точно между ними: $|\lambda_{01} - \lambda_1| = |\lambda_{02} - \lambda_1|$ (рис. 1с). При этом спектральный промежуток между РДВ опорных ВБР выбирается равным диапазону возможных изменений резонансной длины волны опрашиваемых ВБР вследствие регистрируемых механических напряжений и/или температуры. Поскольку опорные брэгговские решетки записываются с некоторым пространственным интервалом (~10 м), они формируют два отраженных оптических импульса, мощность которых определяется интегралом перекрытия между спектром зондирующего импульса, отраженного от опрашиваемой ВБР $S(\lambda, \Delta\lambda)$, и спектром отражения соответствующей опорной ВБР $R_1(\lambda)$ или $R_2(\lambda)$:

$$P_{R1}(\Delta\lambda) = \int_0^{\infty} S(\lambda, \Delta\lambda) R_1(\lambda) d\lambda, \quad (9.1)$$

$$P_{R2}(\Delta\lambda) = \int_0^{\infty} S(\lambda, \Delta\lambda) R_2(\lambda) d\lambda, \quad (9.2)$$

где $\Delta\lambda = 2n_{eff} \Lambda_{mod} (\alpha_1 \varepsilon + \alpha_2 \Delta T)$ - сдвиг резонансной длины волны брэгговской решетки в зависимости от температуры (T) и механического напряжения (ε), α_1, α_2 – коэффициенты определяемые свойствами материала ВС, n_{eff} – эффективный показатель преломления волоконного световода, Λ_{mod} – глубина модуляции показателя преломления в ВБР.

После отражения от опорных ВБР вышеуказанные оптические импульсы через циркулятор поступают на рефлектометр, где отображаются на рефлектограмме в виде двух пиков отражения, амплитуда которых пропорциональна P_{R1} и P_{R2} и изменяется в соответствии с $\Delta\lambda$. Если опрашиваемая ВБР не подвергается механическому напряжению или изменению температуры, то $\Delta\lambda=0$ и $P_{R1}=P_{R2}$; если $\Delta\lambda < 0$ то P_{R1} увеличивается, P_{R2} – уменьшается; при $\Delta\lambda > 0$ имеет место обратная ситуация (рис. 1, d).

Через некоторую временную задержку, определяемую расстоянием между опрашиваемыми ВБР, на опорные брэгговские решетки поступает оптический импульс, отраженный от второй опрашиваемой ВБР в группе, и на рефлектограмме формируются еще два пика отражения и т.д. В общей сложности на рефлектограмме будет отображено $2N$

пиков, где N - количество опрашиваемых ВБР в группе. Чтобы опросить следующую группу ВБР с исходной РДВ λ_2 опорные брэгговские решетки перестраиваются так, чтобы $|\lambda_{01} - \lambda_2| = |\lambda_{02} - \lambda_2|$, при этом полученная рефлектограмма будет содержать пики отражения, соответствующие ВБР во второй группе (рис. 1, d).

Для тестирования предложенного рефлектометрического метода детектирования и мультиплексирования сигналов от волноводных структур с модулированным показателем преломления были изготовлены модели структурных элементов железобетонных конструкций в виде гибких металлических пластин, к которым при помощи специального клеящего состава прикреплялся волоконный световод с брэгговской решеткой (рис. 9.2).

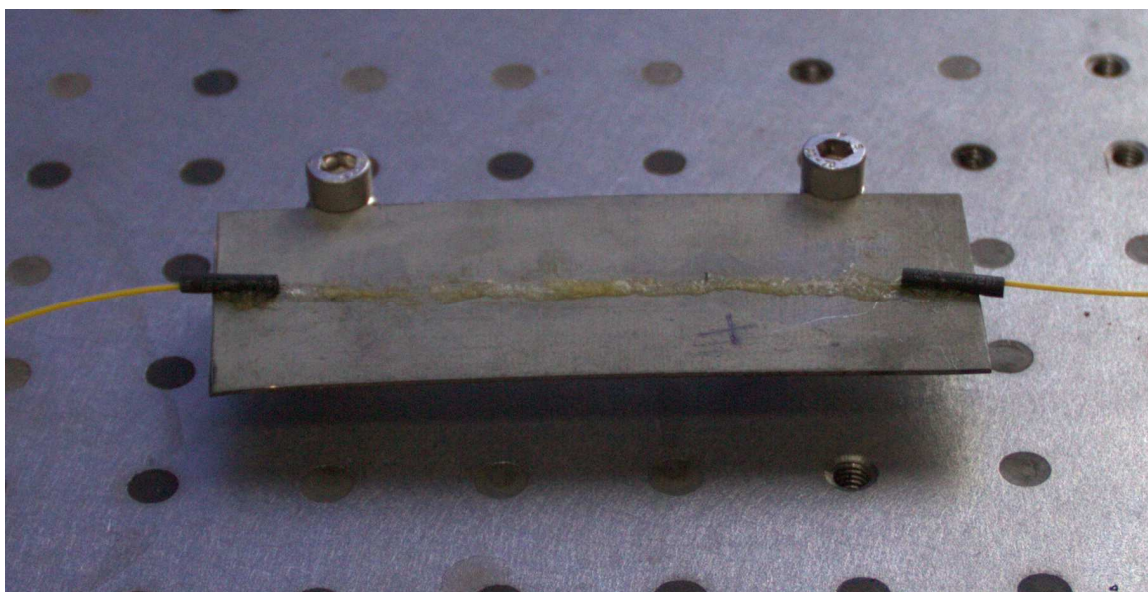


Рисунок 9.2 – модель металлического структурного элемента конструкции с волоконно-оптическим чувствительным элементом

Для проверки выводов о необходимой ширине спектра отражения ВБР, размещаемой на модели металлического структурного элемента, проводились численные расчеты зависимостей регистрируемых сигналов от спектрального сдвига продольных мод в спектре источника излучения. На рис. 9.3 ($A_{FBG} = 0,5$ нм), рис. 9.4 ($A_{FBG} = 0,7$ нм) и рис. 9.5 ($A_{FBG} = 1$ нм) приведены распределения спектров отражения опорных и опрашиваемой ВБР (а), результаты расчета зависимостей $P_{R1}(\Delta\lambda)$ и $P_{R2}(\Delta\lambda)$ (б), результаты расчета $P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda)$ и $P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda)$ (с), а также результаты расчета $10\log(P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda))$ и $10\log(P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda))$ (д). Как видно из представленных данных при $A_{FBG} = 1$ нм регистрируемые зависимости не зависят от спектрального сдвига продольных мод в спектре источника излучения и определяются исключительно характеристиками используемых волоконных брэгговских решеток.

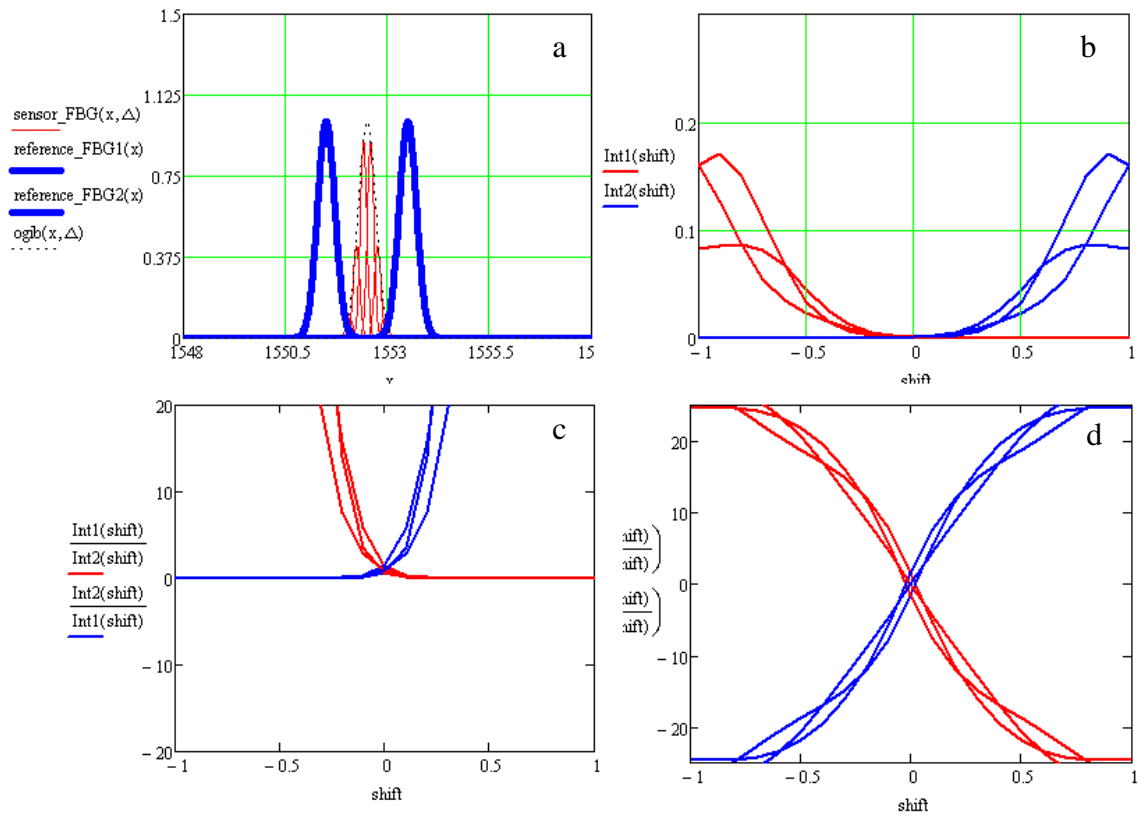


Рис. 9.3

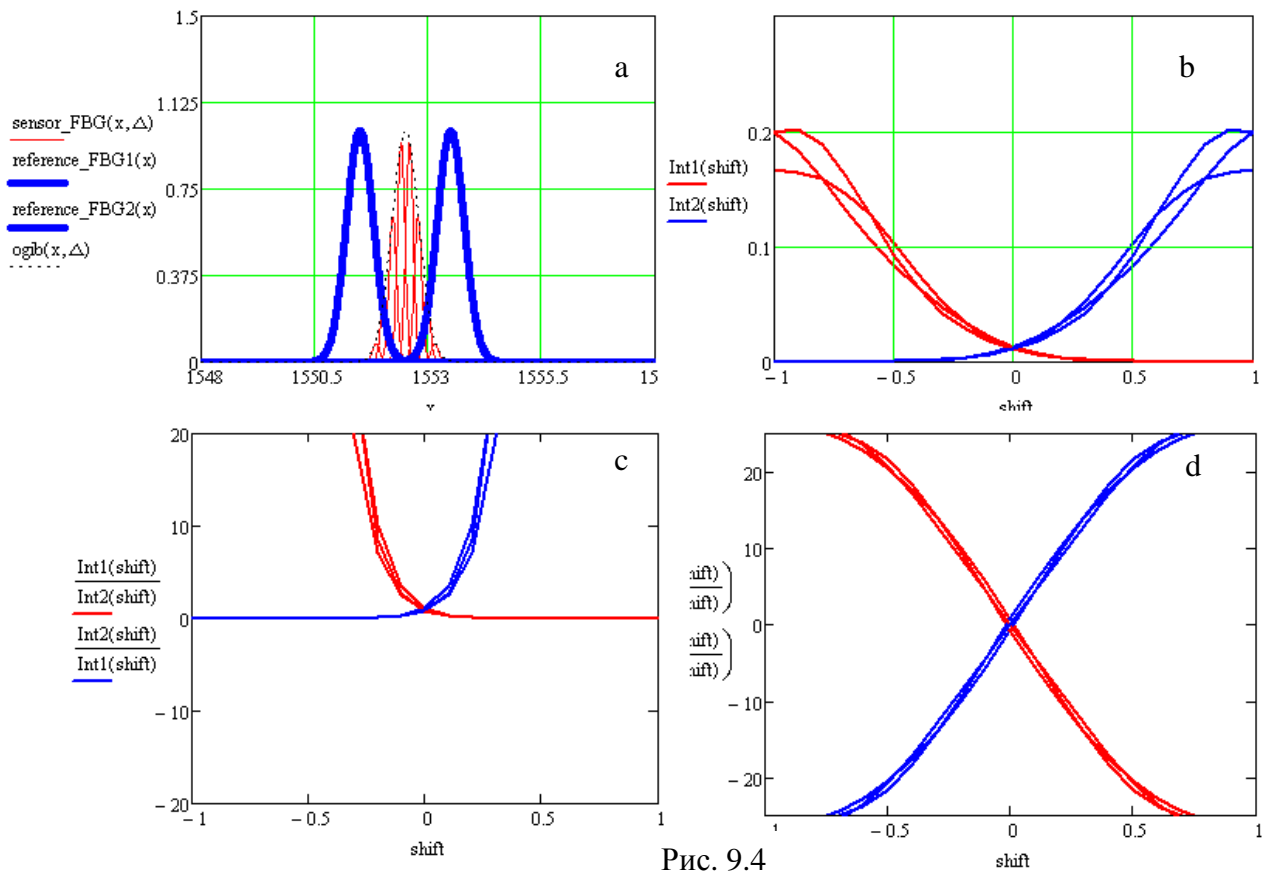


Рис. 9.4

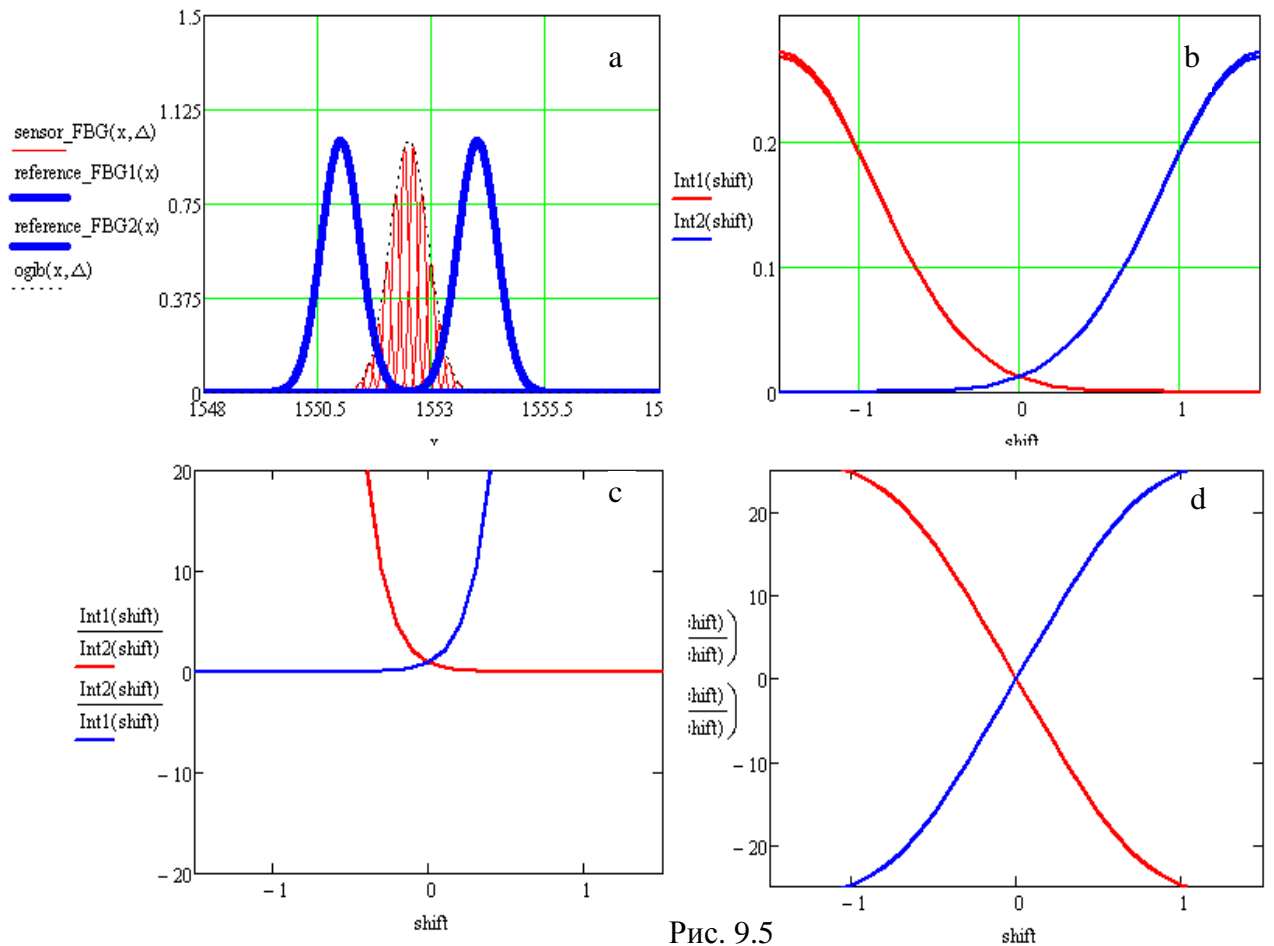


Рис. 9.5

В ходе работы над проектом было показано, что для реализации рефлектометрического метода регистрации сигналов ВБР требуется выполнение следующих условий:

- Для устранения осцилляций мощности отраженного оптического сигнала вследствие многомодовой структуры спектра зондирующих импульсов необходимо, чтобы $L_{FBG} > \lambda_m$, где L_{FBG} – полуширина спектра отражения ВБР, λ_m – промежуток между соседними продольными модами в спектре зондирующих импульсов;
- Для исключения возможности насыщения высокочувствительного фотоприемника рефлектометра требуется, чтобы коэффициент отражения опрашиваемых ВБР на резонансной длине волны не превышал 2-3%.

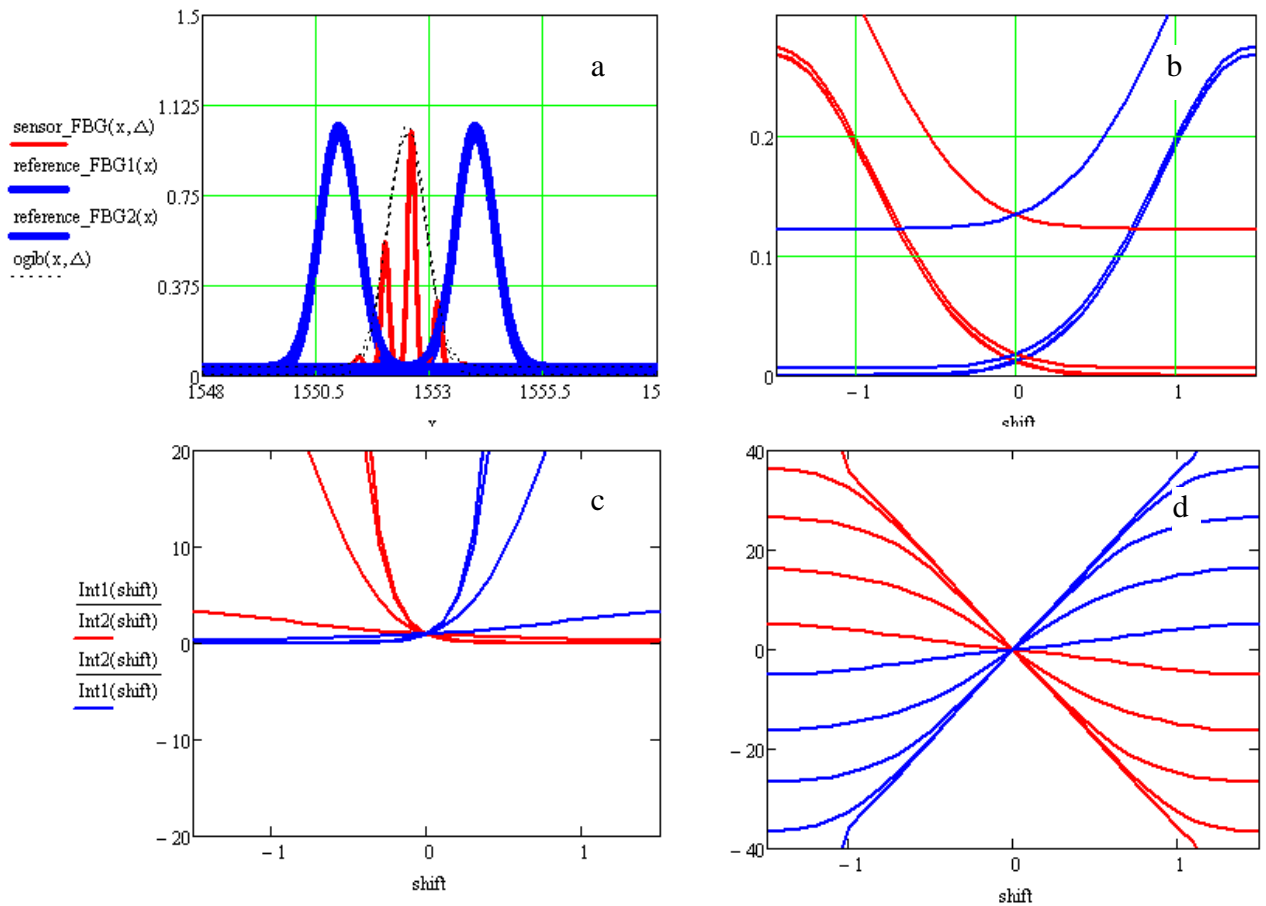


Рис. 9.6

Для исследования влияния формы спектрального распределения коэффициента отражения ВБР на вид зависимостей регистрируемого сигнала от спектрального сдвига резонансной длины волны опрашиваемой ВБР были проведены расчеты регистрируемых сигналов для различных значений постоянной составляющей в спектре отражения ВБР. На рис. 9.6 приведены распределения спектров отражения опорных и опрашиваемой ВБР (а), результаты расчета зависимостей $P_{R1}(\Delta\lambda)$ и $P_{R2}(\Delta\lambda)$ (b), результаты расчета $P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda)$ и $P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda)$ (c), а также результаты расчета $10\log(P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda))$ и $10\log(P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda))$ (d) для значений постоянной составляющей $3 \cdot 10^{-6}$; $4 \cdot 10^{-5}$; $4 \cdot 10^{-4}$; $4 \cdot 10^{-3}$; $4 \cdot 10^{-2}$. Как видно из рисунка, постоянная составляющая в спектре отражения ВБР в значительной степени искажает вид регистрируемых зависимостей, при этом чем больше ее значение, тем больше искажения. Таким образом, для реализации измерительной системы представляется целесообразным использование брэгговских решеток с формой спектра отражения в наибольшей степени близкой к гауссовому распределению вида $\exp(-(x/x_0)^2)$.

Для определения оптимального спектрального промежутка между спектрами отражения опорных ВБР проводились расчеты зависимостей регистрируемых сигналов от сдвига резонансной длины волны опрашиваемой брэгговской решетки для различных

значений $\lambda_{01} - \lambda_{02}$ при $A_{FBG} = 1$ нм. На рис. 9.7 ($\lambda_{01} - \lambda_{02} = 0,5$ нм), рис. 9.8 ($\lambda_{01} - \lambda_{02} = 2$ нм), рис. 9.9 ($\lambda_{01} - \lambda_{02} = 5$ нм) приведены распределения спектров отражения опорных и опрашиваемой ВБР (а), результаты расчета зависимостей $P_{R1}(\Delta\lambda)$ и $P_{R2}(\Delta\lambda)$ (б), результаты расчета $P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda)$ и $P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda)$ (с), а также результаты расчета $10\log(P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda))$ и $10\log(P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda))$ (д). Как видно из рисунков, при выполнении условия $\lambda_{01} - \lambda_{02} = 2 * A_{FBG}$, зависимости $10\log(P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda))$ и $10\log(P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda))$ имеют линейных характер, что соответствует наилучшим условиям для измерения резонансной длины волны опрашиваемой ВБР. При этом диапазон измерения резонансной длины волны опрашиваемых брэгговских решеток составляет $\pm A_{FBG}$.

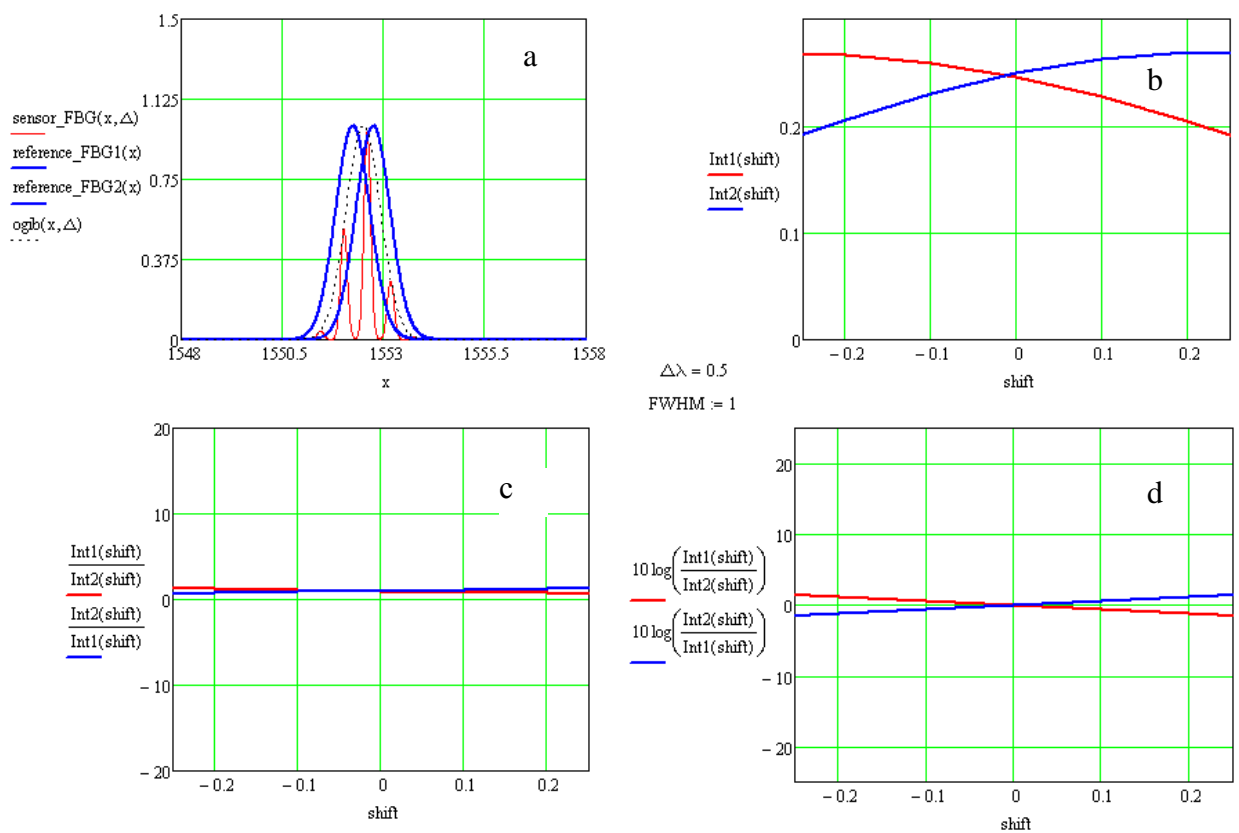


Рисунок 9.7

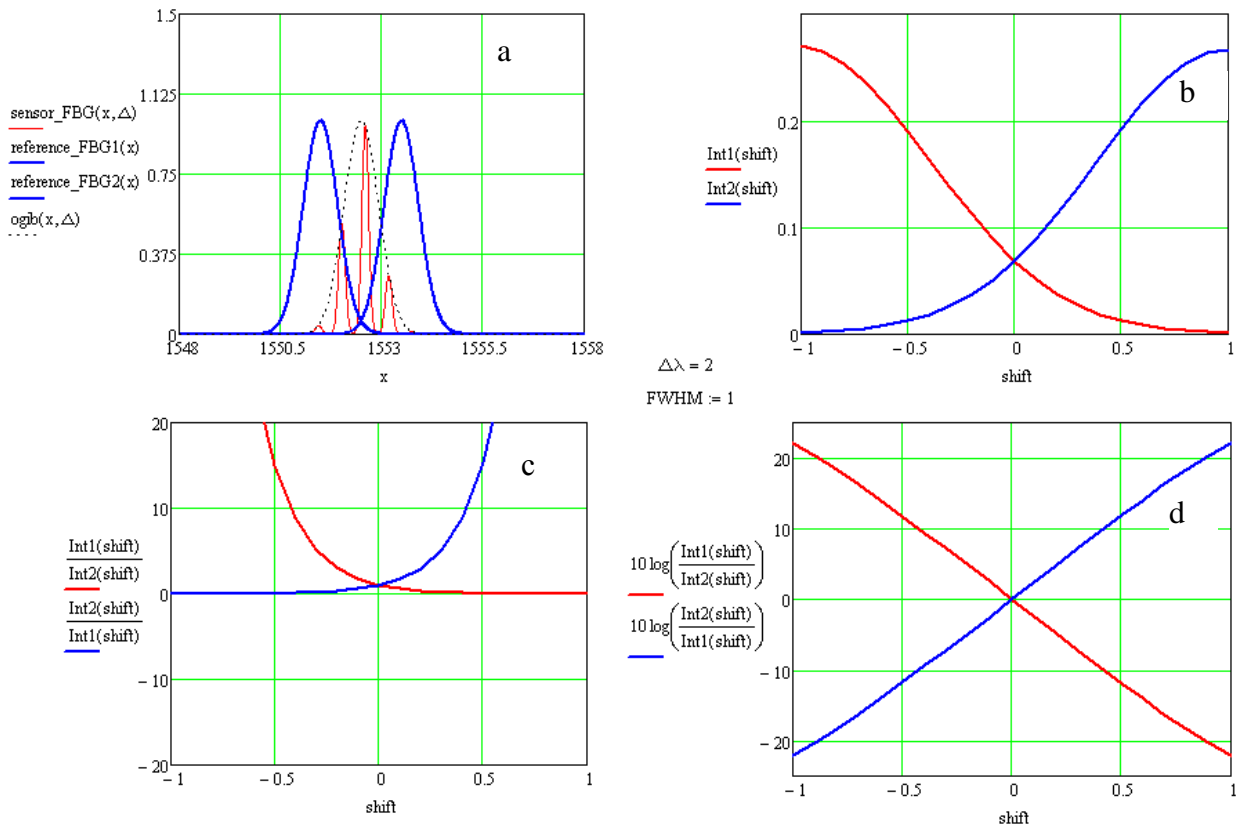


Рисунок 9.8

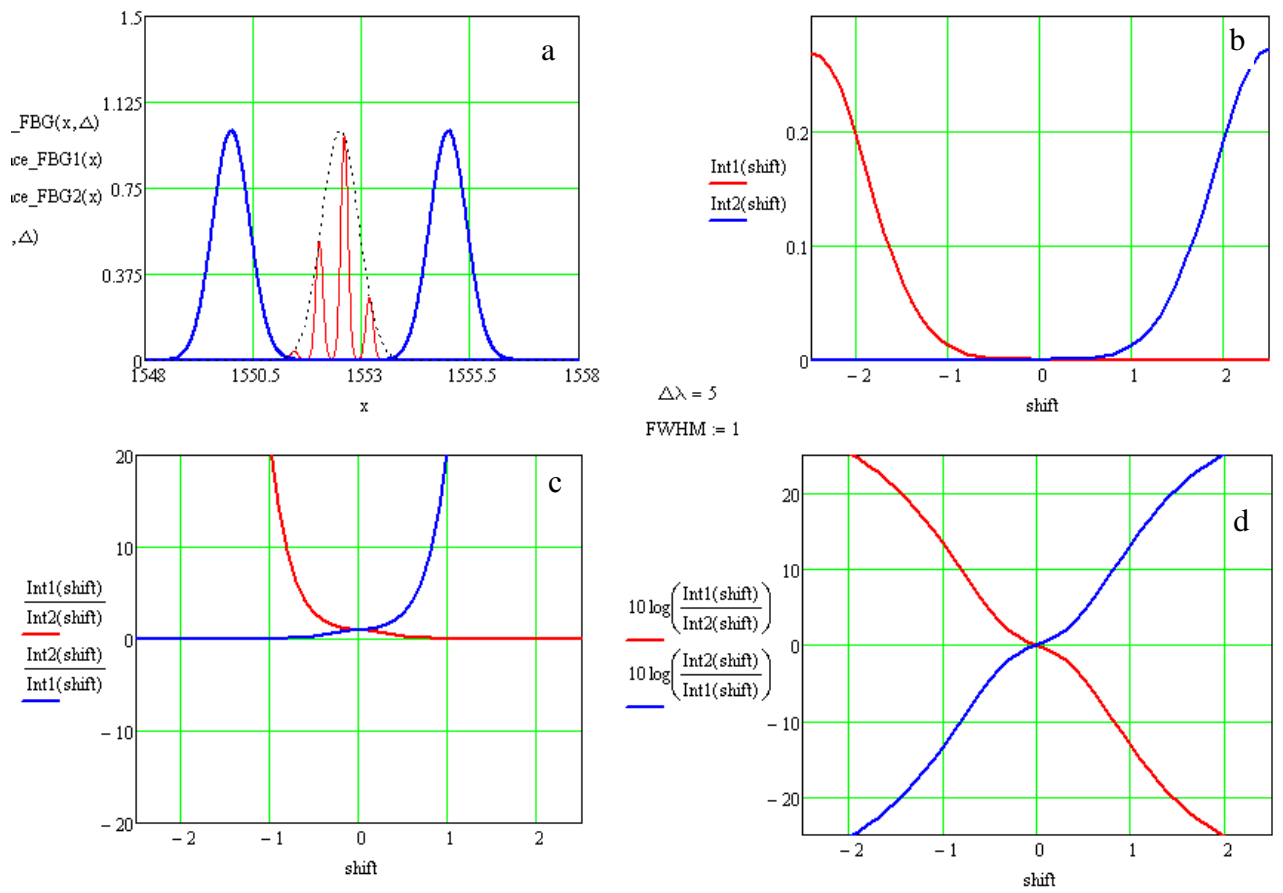


Рисунок 9.9

Для проверки полученного вывода при других значениях A_{FBG} были проведены расчеты зависимостей регистрируемых сигналов от сдвига резонансной длины волны опрашиваемой брэгговской решетки при $\lambda_{01} - \lambda_{02} = 2 * A_{FBG} = 2 \text{ нм}; 2,5 \text{ нм}; 3 \text{ нм}$. На рис. 9.10 приведены распределения спектров отражения опорных и опрашиваемой ВБР (а), результаты расчета зависимостей $P_{R1}(\Delta\lambda)$ и $P_{R2}(\Delta\lambda)$ (б), результаты расчета $P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda)$ и $P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda)$ (с), а также результаты расчета $10\log(P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda))$ и $10\log(P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda))$ (д). Как видно из рисунка, при выполнении условия $\lambda_{01} - \lambda_{02} = 2 * A_{FBG}$, зависимости $10\log(P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda))$ и $10\log(P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda))$ одинаковы для произвольных значений A_{FBG} , в пределах диапазона измерения резонансной длины волны опрашиваемых ВБР $\pm A_{FBG}$, что подтверждает сделанные выводы.

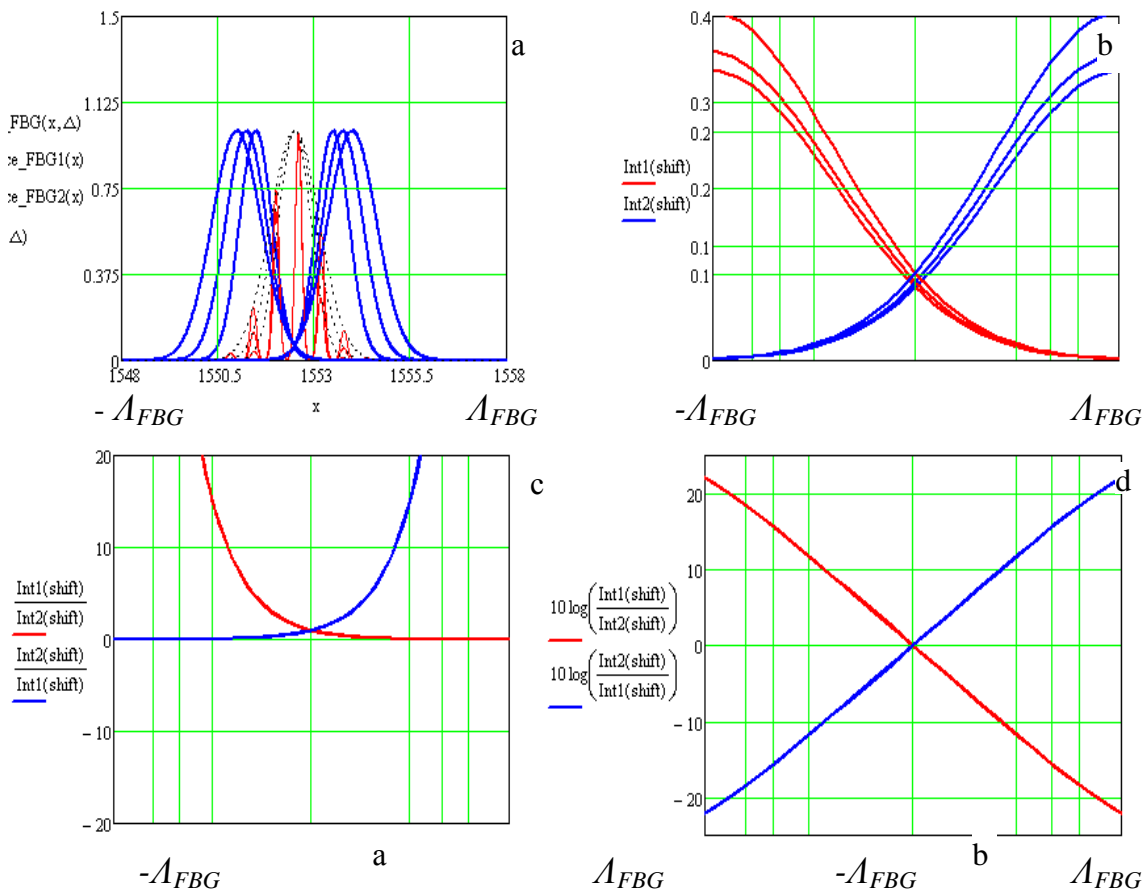


Рисунок 9.10

Очевидно, что чувствительность регистрации резонансной длины волны опрашиваемых брэгговских решеток не является одинаковой при различных диапазонах измерения. Это иллюстрируется рис. 9.11, на котором представлены распределения спектров отражения опорных и опрашиваемой ВБР (а), результаты расчета зависимостей $P_{R1}(\Delta\lambda)$ и $P_{R2}(\Delta\lambda)$ (б), результаты расчета $P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda)$ и $P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda)$ (с), а также результаты расчета $10\log(P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda))$ и $10\log(P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda))$ (д) для различных значений A_{FBG} . Как

видно из рис. 7 (c) и (d) производная зависимости регистрируемого сигнала падает с увеличением Δ_{FBG} .

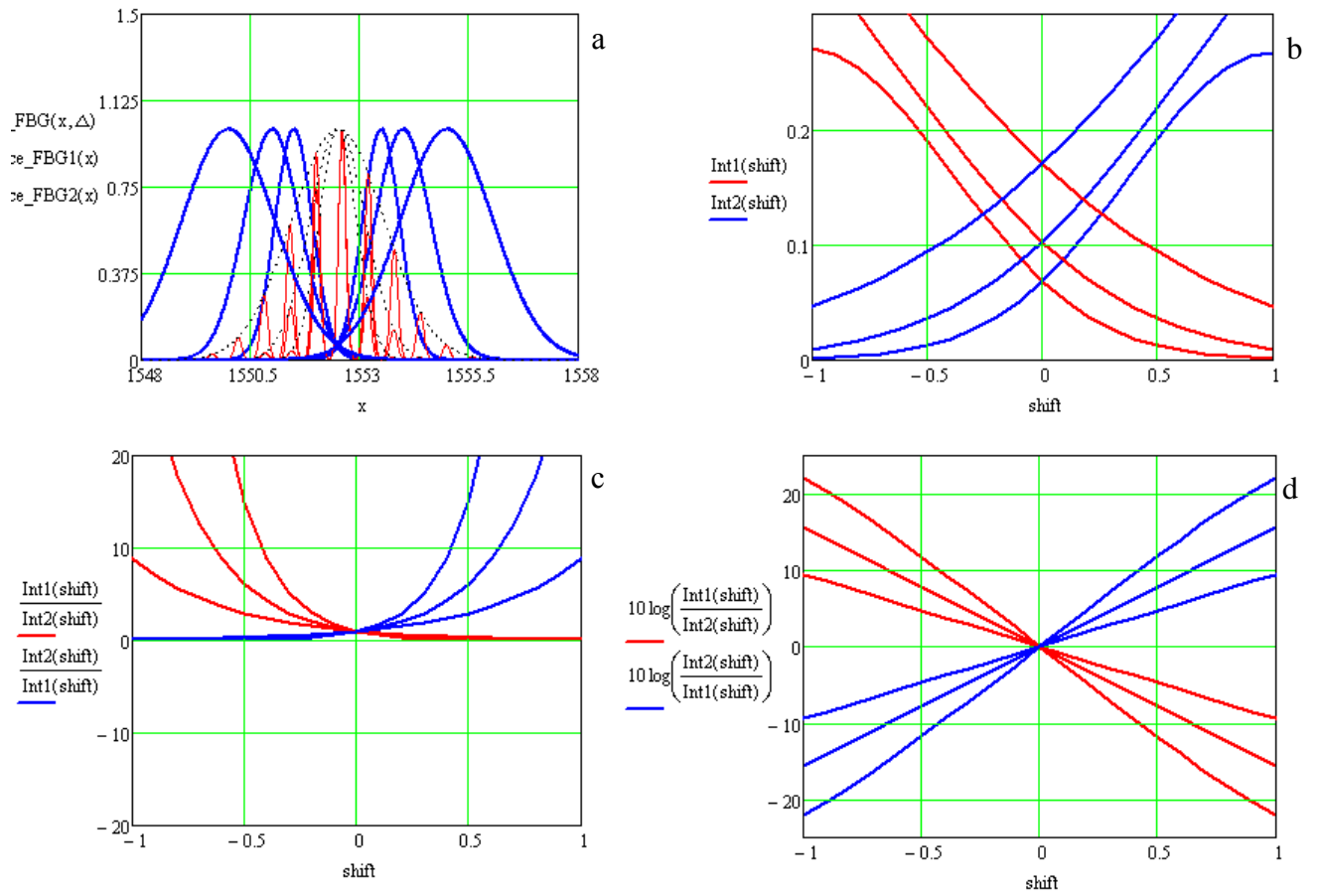


Рисунок 9.11

Результаты расчета чувствительности метода в зависимости от диапазона измерения резонансной длины волны опрашиваемых ВБР приведены на рис. 9.12. Как следует из рисунка, чувствительность падает обратно пропорционально диапазону измерений.

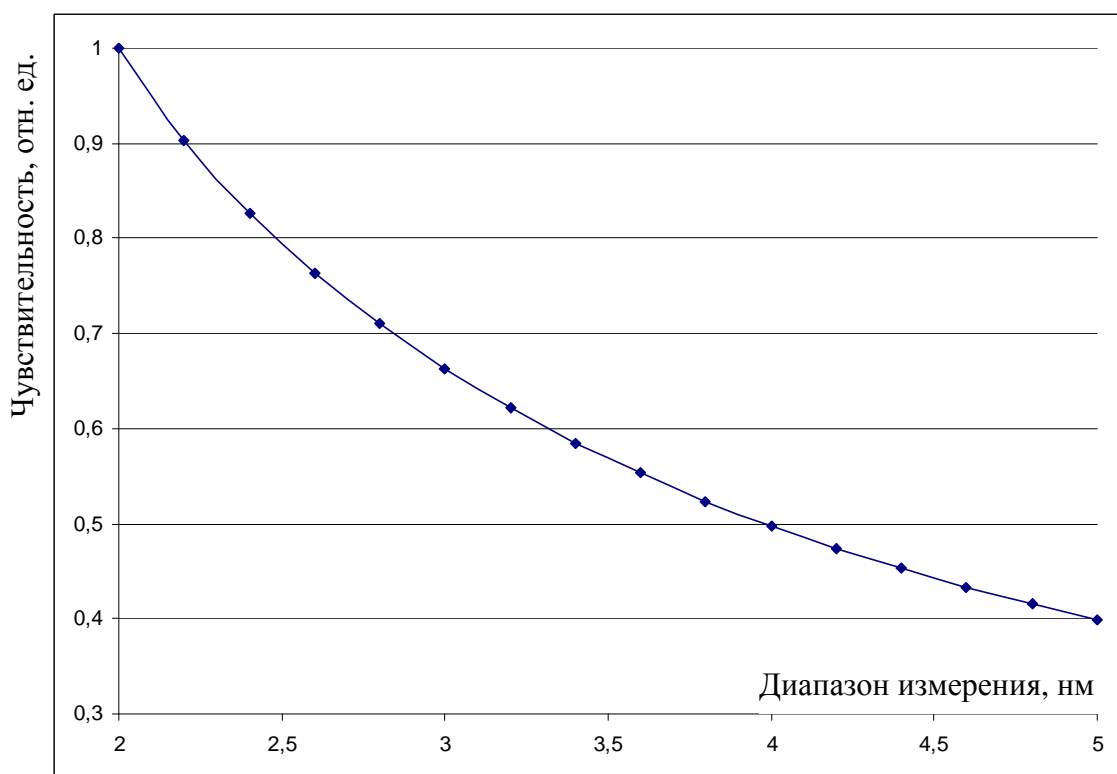


Рисунок 9.12

Таким образом, измеряя отношение P_{R1}/P_{R2} с помощью стандартного рефлектометра, становится возможным определить $\Delta\lambda$, следовательно, механическое напряжение и температуру опрашиваемых ВБР. При этом, поскольку P_{R1}/P_{R2} не зависит от мощности зондирующих импульсов, обеспечивается полная невосприимчивость измерительной системы к неконтролируемым амплитудным помехам вследствие флуктуаций мощности источника излучения, потерь мощности направляемого излучения в подводящих световодах и пр.

При тестировании рефлектометрического метода детектирования и мультиплексирования сигналов от волноводных структур с модулированным показателем преломления брэгговские решетки размещались гибких металлических элементах, которые подвергались калиброванной деформации. При этом с помощью волоконного рефлектометра измерялись рефлектограммы системы ВБР. Разница амплитуд двух пар пиков отражения на рефлектограммах соответствует сдвигу резонансной длины волны соответствующего ВБР-датчика. В ходе тестирования производилась деформация первого из опрашиваемых ВБР-датчиков, что сопровождалось изменением соотношения между амплитудами первой пары пиков (рис. 9.13 – 9.15). После этого деформации подвергался второй опрашиваемый ВБР-

датчик, что сопровождалось изменением соотношения между амплитудами второй пары пиков (рис. 9.16 – 9.18).

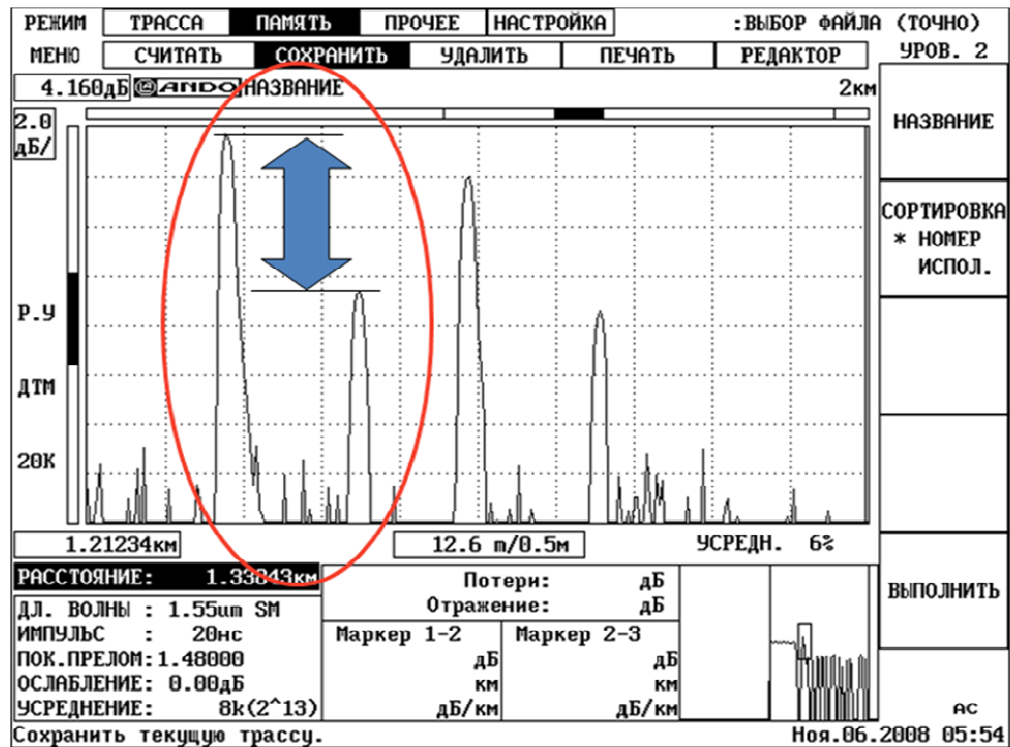


Рисунок 9.13

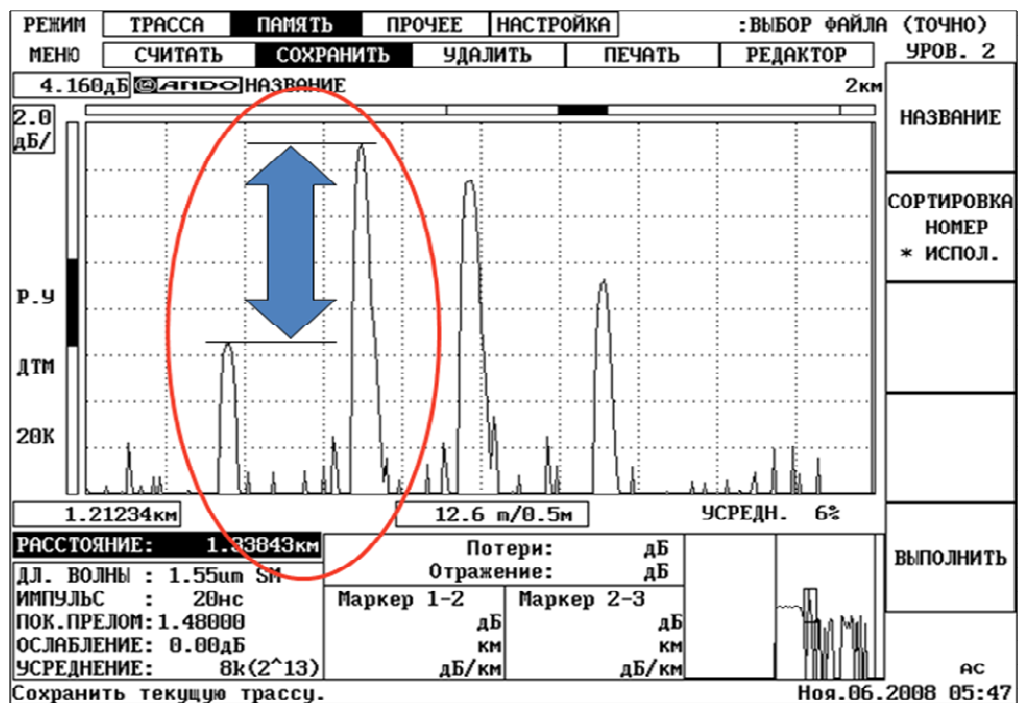


Рисунок 9.14

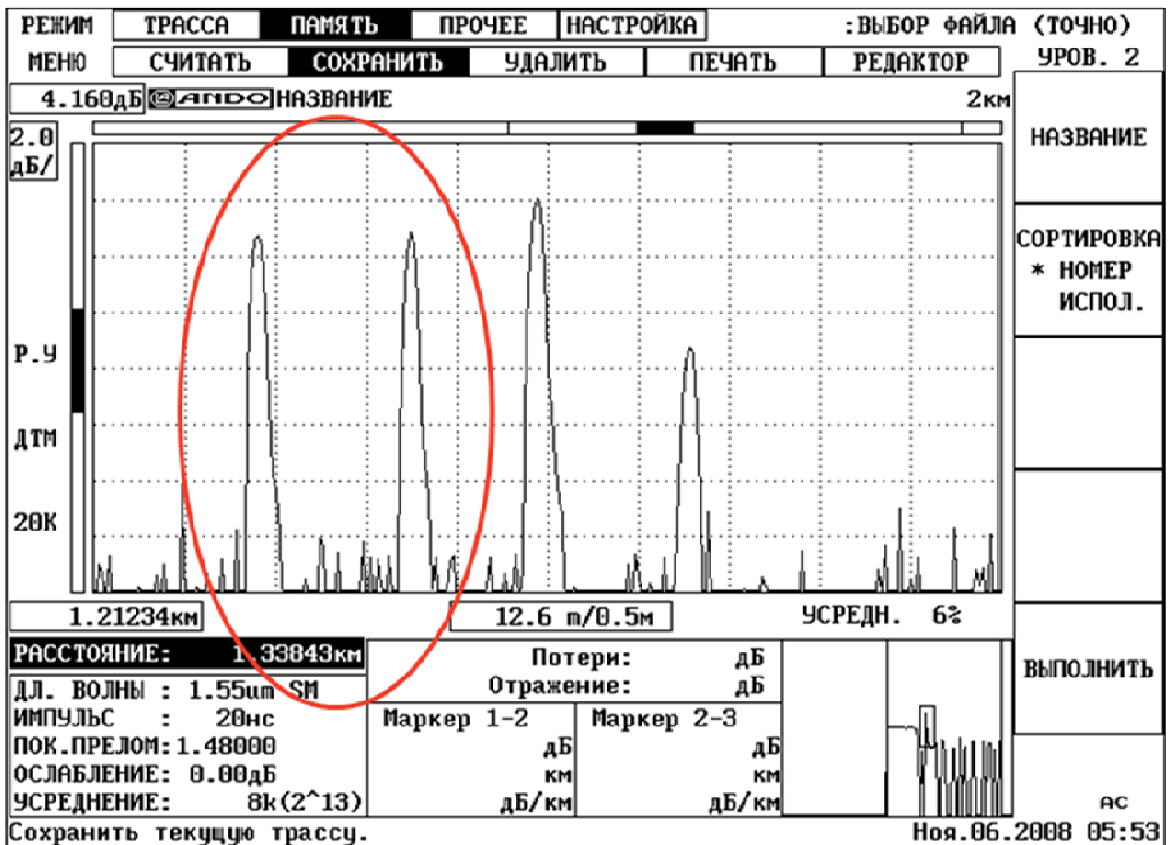


Рисунок 9.15

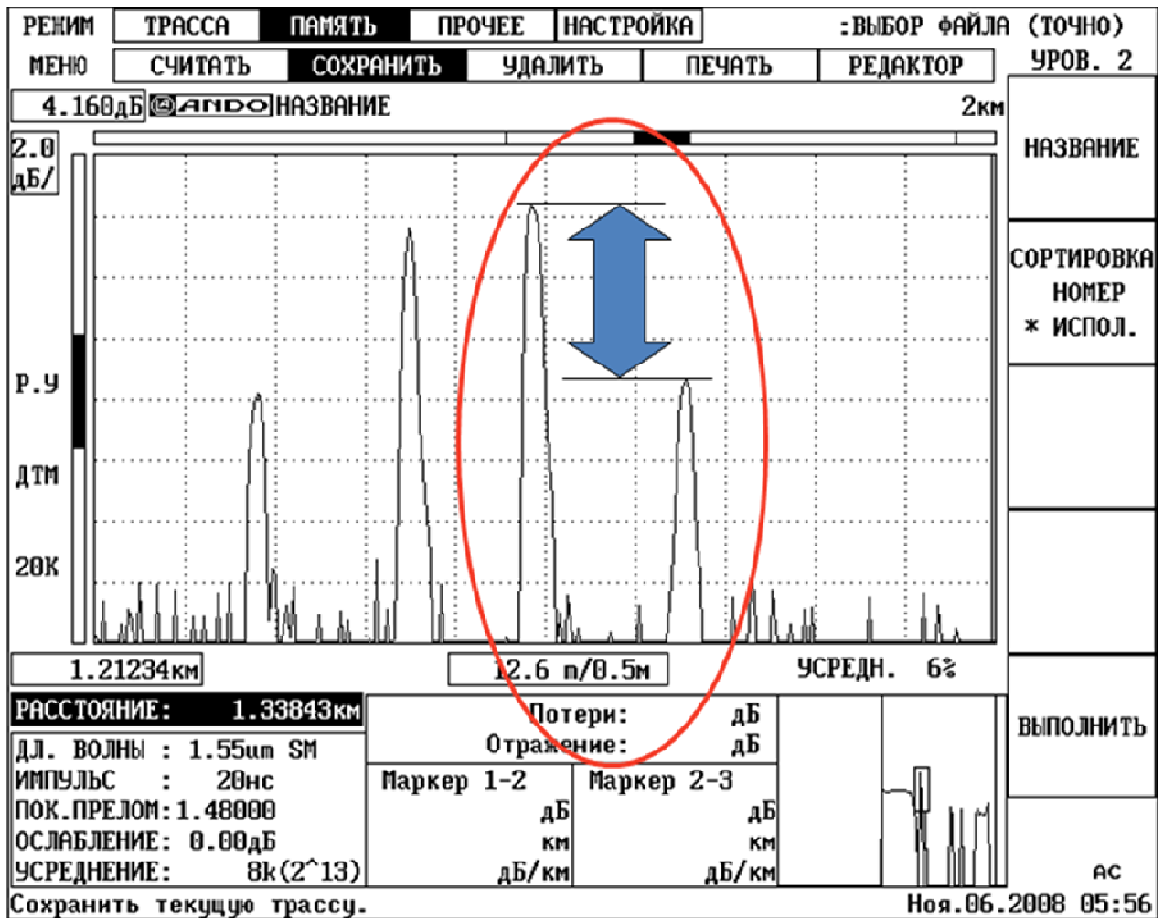


Рисунок 9.16

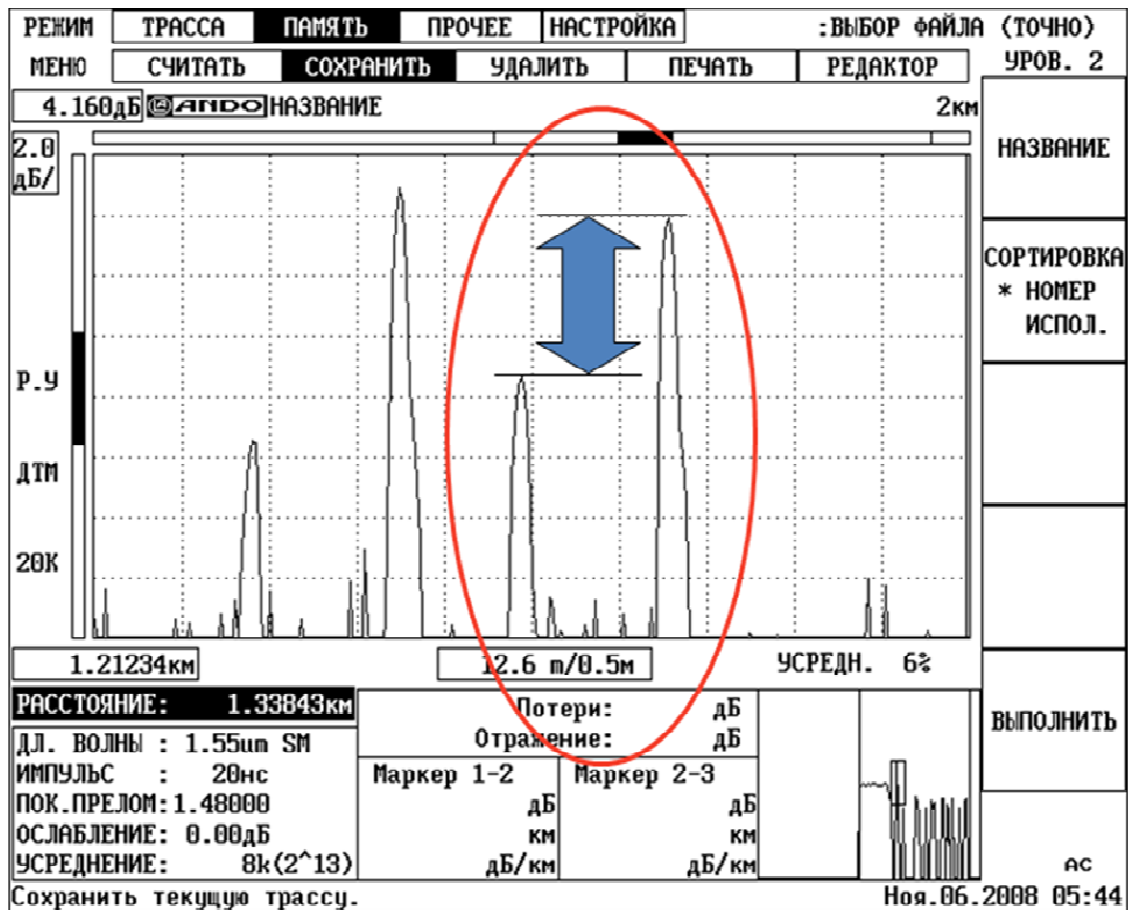


Рисунок 9.17

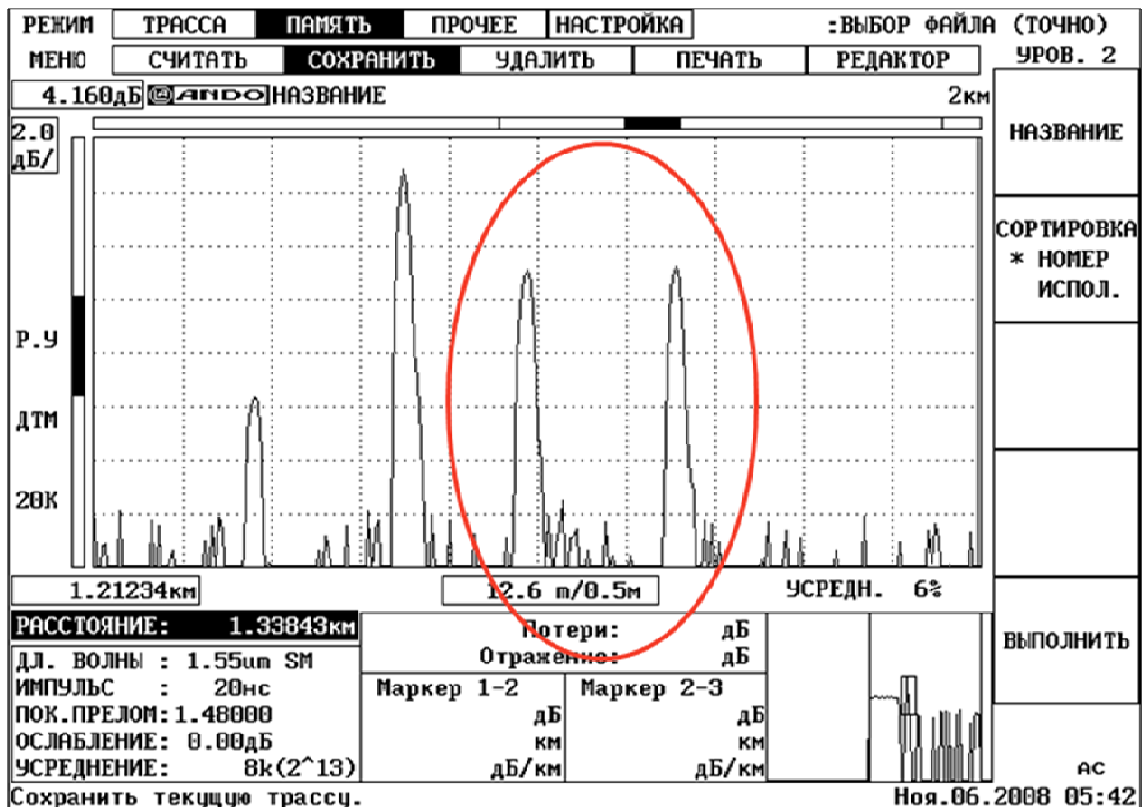


Рисунок 9.18

В ходе тестирования было показано, что благодаря реализации дифференциального принципа измерения при фиксированном удлинении ВБР-датчика обеспечивается стабильность регистрируемого сигнала в пределах 0,5% при уменьшении мощности зондирующего импульса на 5 дБ. Экспериментально получена пороговая чувствительность ВБР-датчиков к удлинению $\sim 50 \cdot 10^{-6}$ при диапазоне измерения $4 \cdot 10^{-3}$. Благодаря простоте и возможности использования стандартного и широкодоступного рефлектометрического оборудования разработанный метод может найти широкое применение в области мониторинга деформационных и термических процессов с использованием контрольно-измерительных систем на основе волоконных брэгговских решеток.

10. Обработка основных технологических принципов создания микро и наномодифицированных материалов и управляемой лазерной абляции на основе эффектов нелинейного взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов и управления плазменного факела лазерными полями малой интенсивности.

Для обработки основных технологических принципов создания микро и наномодифицированных материалов на основе эффектов нелинейного взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов использовался экспериментальный комплекс, схема которого представлена на рисунке 10.1. В качестве источник ультракоротких импульсов использовался титан-сапфировый регенеративный усилитель (1-4) Spitfire Pro 40F (США) - энергия в импульсе до 1 мДж, длительность импульса от 35 фс, длина волны 800 нм, частота повторения импульсов до 1 кГц.

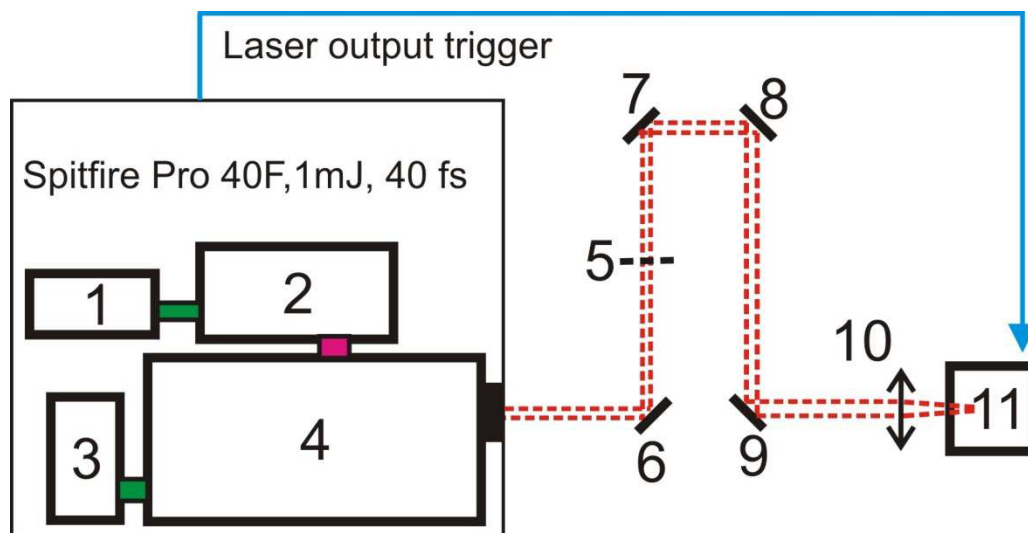


Рисунок. 10.1. Схема экспериментального комплекса.

Плоско-поляризованное лазерное излучение проходило через систему, состоящую из фазовой пластинки $\lambda/2$ (5) и четырех поворотных диэлектрических зеркал: (6)- 10B20UF.25, Newport – коэффициент отражения $R=99.4\%$; (7, 8)- 10RQ00UB.2, Newport- коэффициент отражения $R= 20-50\%$ в зависимости от поляризации лазерного излучения см. рисунок 10.2; (9) - 10B20-01NC.2, Newport, коэффициент отражения $R= 3-10\%$ в зависимости от поляризации излучения, см.рисунок 10.3 и фокусировалось на поверхности исследуемой пробы. Угол падения для всех зеркал составлял 45 градусов. На первых стадиях работ в качестве фокусирующего элемента (10) использовались плоско-выпуклая линза с фокусным расстоянием 9 мм и объектив микроскопа с 40 кратным увеличением, фокусное расстояние

объектива 2,5 мм. При замене фокусирующих элементов, принципиальная схема установки не менялась.

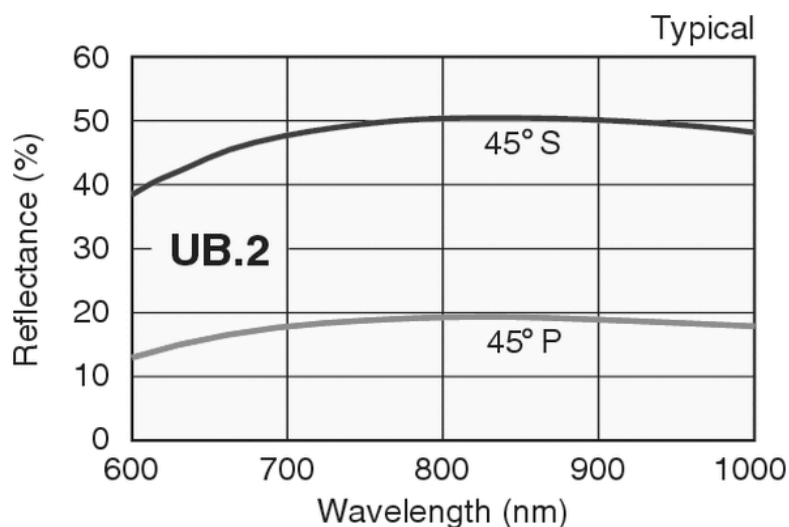


Рисунок 10.2. Зависимость коэффициента отражения зеркала в зависимости от поляризации и длины волны лазерного излучения.

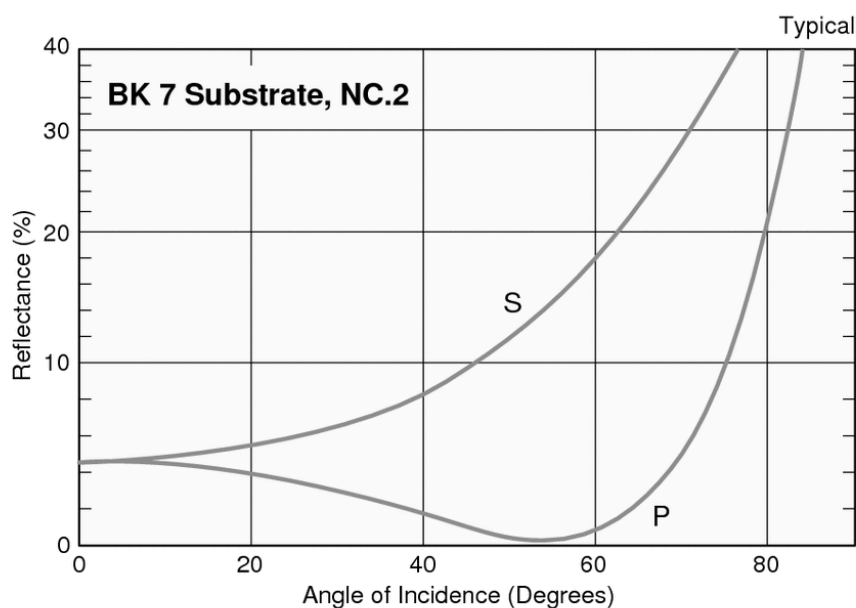


Рисунок 10.3. Зависимость коэффициента отражения зеркала в зависимости от поляризации и угла падения лазерного излучения.

Энергия в одиночном импульсе варьировалась вращением фазовой пластинки (5) относительно плоскости поляризации лазерного излучения за счет зависимости коэффициента отражения зеркал (7-9) от поляризации луча. Энергия в импульсе после прохождения системы зеркал рассчитывалась из значения мощности лазерного излучения,

которая измерялась измерителем мощности SOLO2 (Gentec) и значением частоты повторения лазерных импульсов. Во всех экспериментах длительность импульса, измеренная с помощью автокоррелятора (PSCOUT PL-SP-LF, Spectra Physics), составляла 50 фс. В качестве держателя и транслятора образцов относительно лазерного излучения использовался трехкоординатный (11) микро- (механические винты микроподачи, ход 0-4мм) нанопозиционер MAX 302/M (Thorlabs) с синхронизированным перемещением (диапазон пьезо-0-20 мкм в трех осях, минимальный шаг 20 нм). В ходе экспериментальных работ варьировалась как энергия излучения, так и частота повторения импульсов. При использовании данной схемы для фемтосекундной модификации полированных с двух сторон пластин из боросиликатного стекла толщиной 500 мкм были получены следующие основные результаты:

Работая с энергией в импульсе 9 мкДж и частотой повторения импульсов – 1кГц и фокусирующей линзой с фокусным расстоянием 9 мм образовывалась линия шириной 20 мкм на поверхности образца боросиликатного стекла, количество посторонних элементов и структур минимально, что может говорить о том, что вещество вылетает с довольно высокой скоростью и удаляется на значительное расстояние от вектора модификации (см. рисунок 10.4).

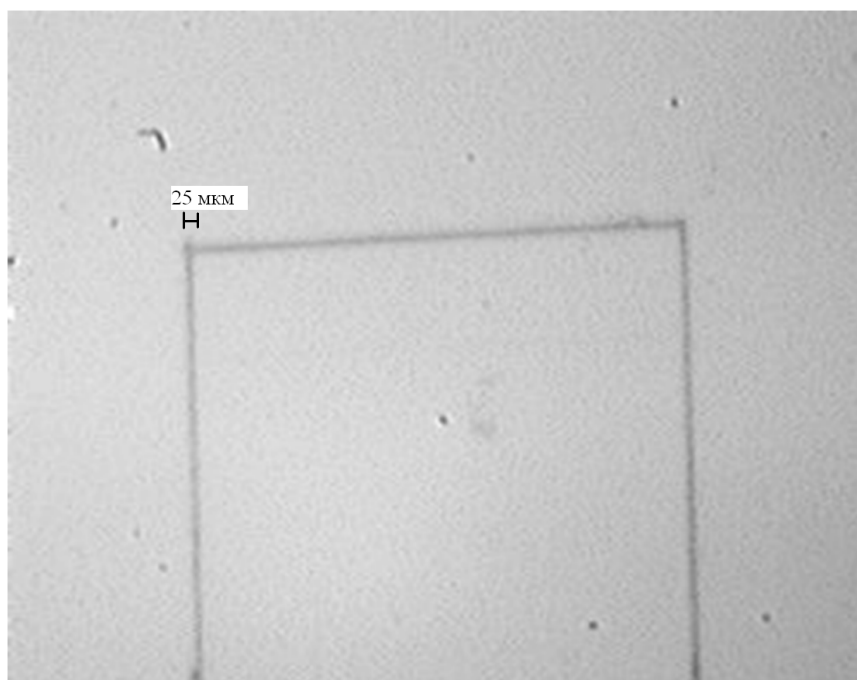


Рисунок 10.4. Модификация боросиликатного стекла на частоте 1кГц и энергии импульса 9 мкДж.

При аналогичной энергии 9 мкДж, но с меньшей частотой повторения лазерных импульсов - 4Гц (см. рисунок 10.5.) были получены массивы кратеров, диаметром ~24 мкм (см. рисунок 10.5.).

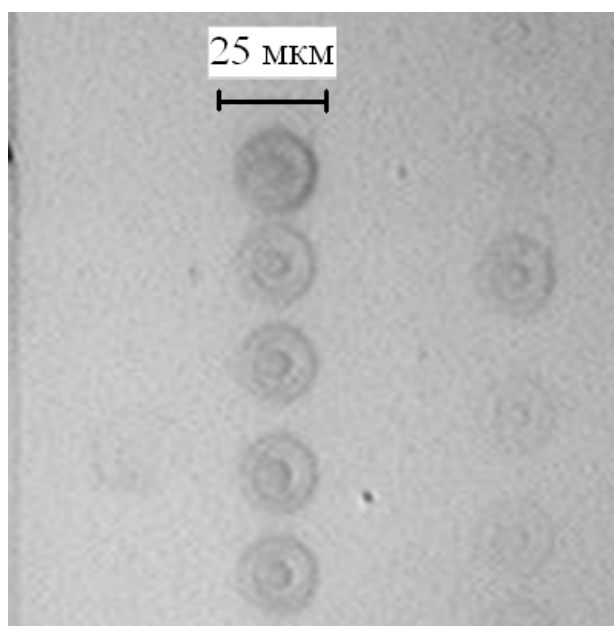


Рисунок 10.5. Модификация боросиликатного стекла, частота импульсов 4Гц, энергия импульса 9мкДж, длительность 50 фс.

Результаты эксперимента по получению контролируемого упорядоченного массива микроструктур в виде «LAS», выполненной кратерами диаметром 25 мкм представлены на рисунке 10.6.



Рисунок 10.6. Надпись «LAS» выполненная кратерами диаметром ~25 мкм на поверхности боросиликатного стекла.

На следующем этапе работы была произведена замена короткофокусной линзы на объектив с фокусное расстоянием 2,5 мм. Предварительные эксперименты и анализ литературных данных [1, 2] показали, что использование объектива более целесообразно, т.к. в результате абляции граница модифицированных областей более резкая, а модифицированная область имеет меньшие размеры, по сравнению с использованием одиночной линзы при неизменных остальных параметрах установки. Однако, использование микрообъектива приводит к необходимости существенной модернизации установки, связанной с возможностью одновременного контроля положения фокуса объектива на мишени и проведения модификации образцов лазерным излучением.

В основу модернизированной установки была заложена схема конфокального микроскопа. При использовании лазерных импульсов длительностью короче 100 фс пиковая мощность до нескольких МВт достигается при энергии в импульсе менее 1 мкДж, что позволяет использовать для фокусировки лазерного излучения стандартные объективы микроскопов, т.к. они предел оптической прочности для них составляет несколько мкДж. В результате экспериментов по разработке установки было установлено, что положение фокуса объектива для ИК излучения на 110 мкм больше, чем для видимого диапазона наблюдения процесса модификации. Данный эффект связан с хроматизмом объектива, оптические группы которого не сводят фокус ИК излучения к синим и зеленым компонентам спектра. В итоге, по результатам расчетов и экспериментальным данным была создана рабочая оптическая схема, позволяющая установке для модификации одновременно работать в режиме микроскопа. Упрощенная блок-схема данной установки представлена на рисунке

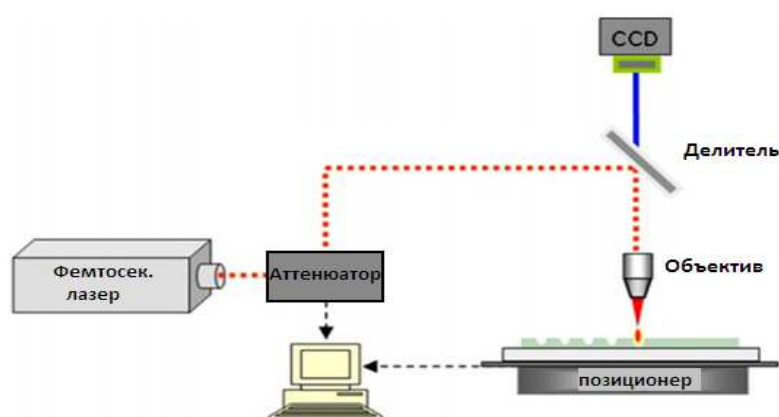


Рисунок 10.6. Упрощенная блок-схема лабораторной установки.

На рисунке 10.7 представлена фотография лабораторной установки в сборе. В данной схеме реализована возможность наблюдения процесса модификации как через окуляр микроскопа,

так и регистрация снимка или видеозаписи на ПЗС камеру (на фотографии ПЗС камера отсоединена от объектива).

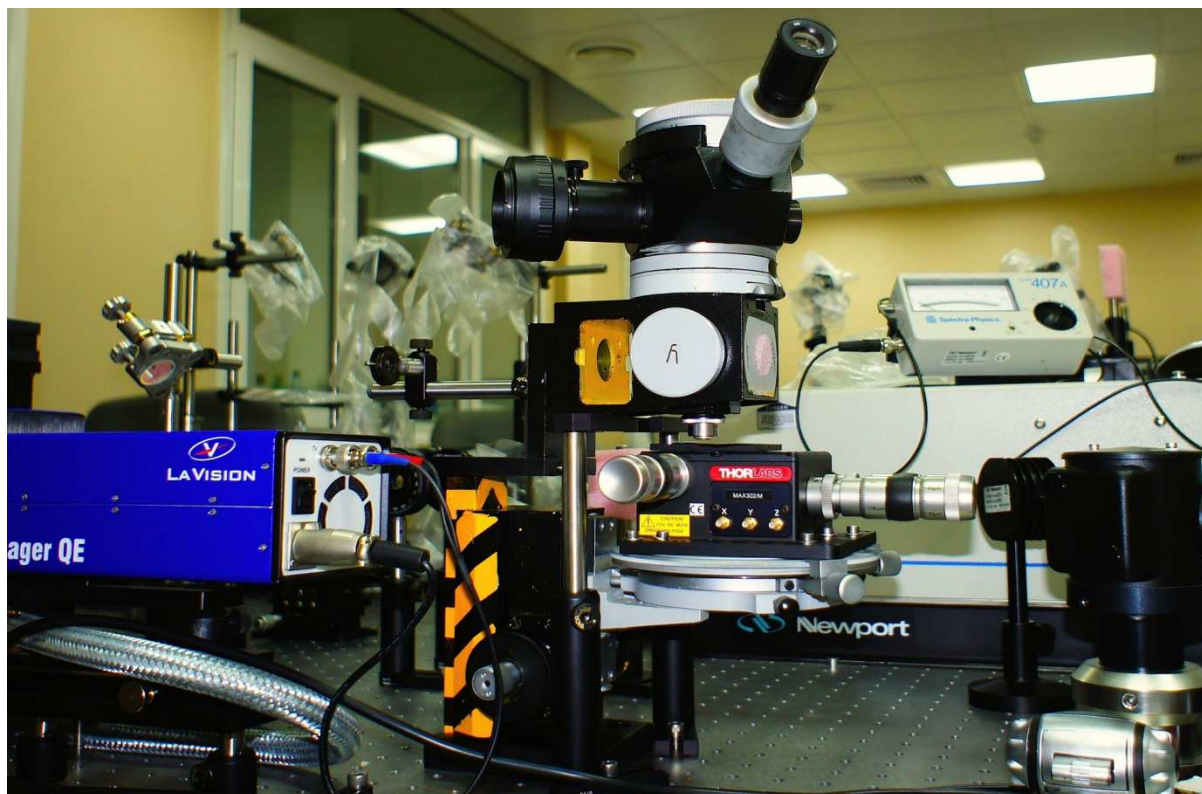


Рисунок 10.7. Фотография установки в сборе

Диаметр фокусного пятна может быть оценен как: $d \approx \theta \frac{f\lambda}{D}$, где f – фокусное расстояние системы линз, λ – длина волны, θ – расходимость, D – апертура объектива.

В ходе экспериментальных работ варьировалась мощность излучения и частота повторения импульсов. Во всех экспериментах длительность импульса составляла 50 фс. Первоначально, установка была опробована на образце боросиликатного стекла, энергия импульса составляла 2 мкДж, частота повторения импульсов – 1кГц. По оценкам, плотность мощности в пятне фокусировки составляет 229 ТВт. В результате наблюдалась четкая линия абляции на поверхности образца. Количество посторонних элементов и структур минимально, что может говорить о том, что вещество вылетает с довольно высокой скоростью и удаляется на значительное расстояние от вектора модификации. Осколки вылетевшего вещества во всем поле зрения. Иллюстрация представлена на рисунке 10.8. Согласно оценкам, ширина линии реза не превышает 8 мкм

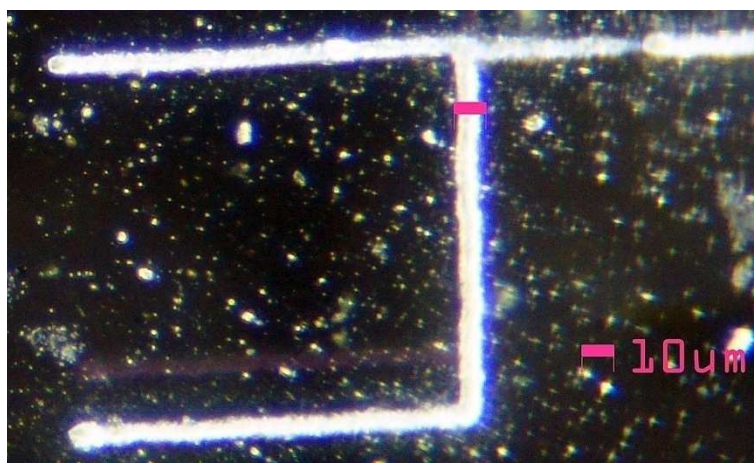


Рисунок 10.8. Модификация боросиликатного стекла на частоте 1кГц и энергии импульса 2 мкДж.

Далее была проведена серия работ при аналогичной энергии 2 мкДж, но с частотой повторения импульсов – 4Гц, перемещение образца производилось винтами микроподачи вручную. В результате был получен линейный массив кратеров, диаметр одиночного кратера ~11 мкм (см. рис. 10.9).

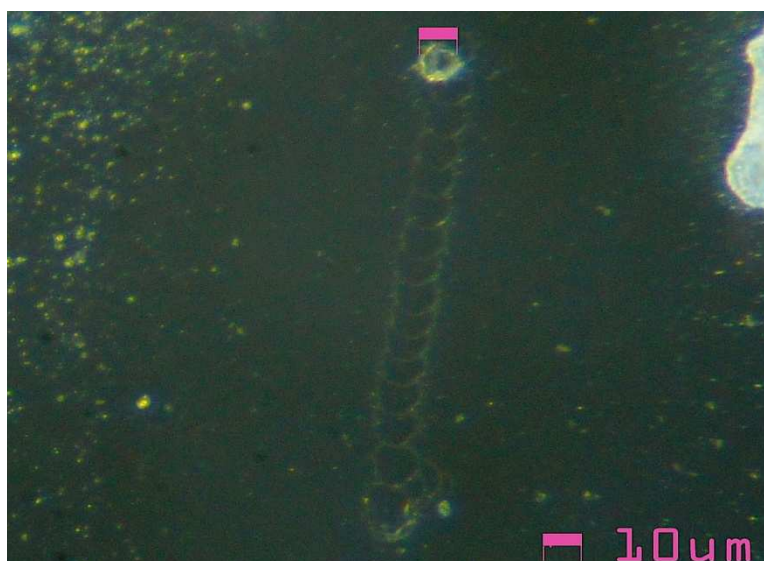


Рисунок 10.9. Модификация боросиликатного стекла на частоте 4Гц и энергии импульса 2 мкДж

При значении мощности в 0,7 мкДж на частоте 1 кГц, получена линия реза на поверхности стекла шириной ~2 мкм. Удалив с поверхности стекла осколки вещества в результате лазерной абляции, ширина линии реза составила 1 мкм (см. рис. 10.10). Более точные

измерения размеров невозможны на данной установке и могут быть получены с привлечением АСМ.

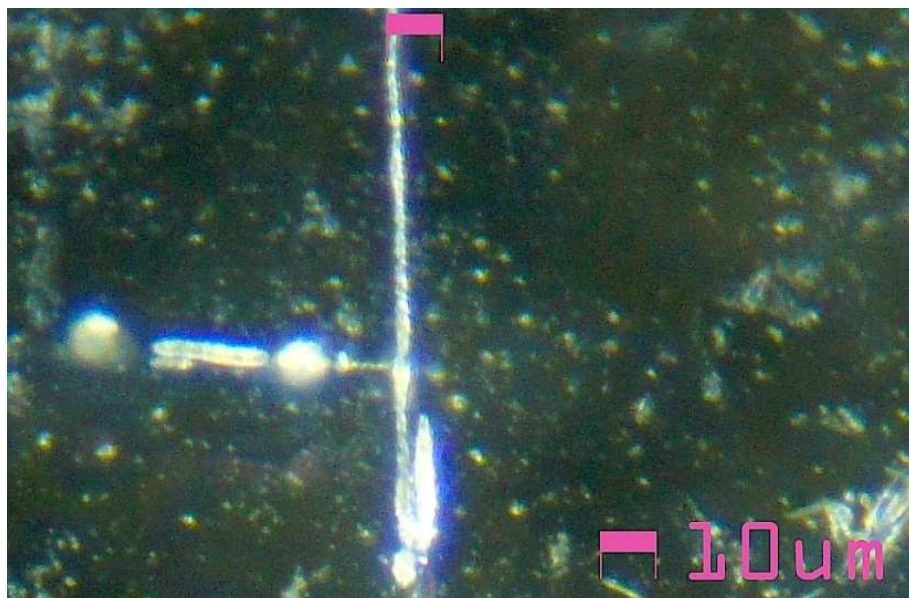


Рисунок 10.10. Линия реза шириной ~ 1 мкм. 0,7мкДж, 1кГц.

Далее была поставлена серия экспериментов по модификации образцов из полированного кремния (рис. 10.11.-10.12). На снимках видна степень отлаженности процесса, процедура фокусировки оптимизирована.

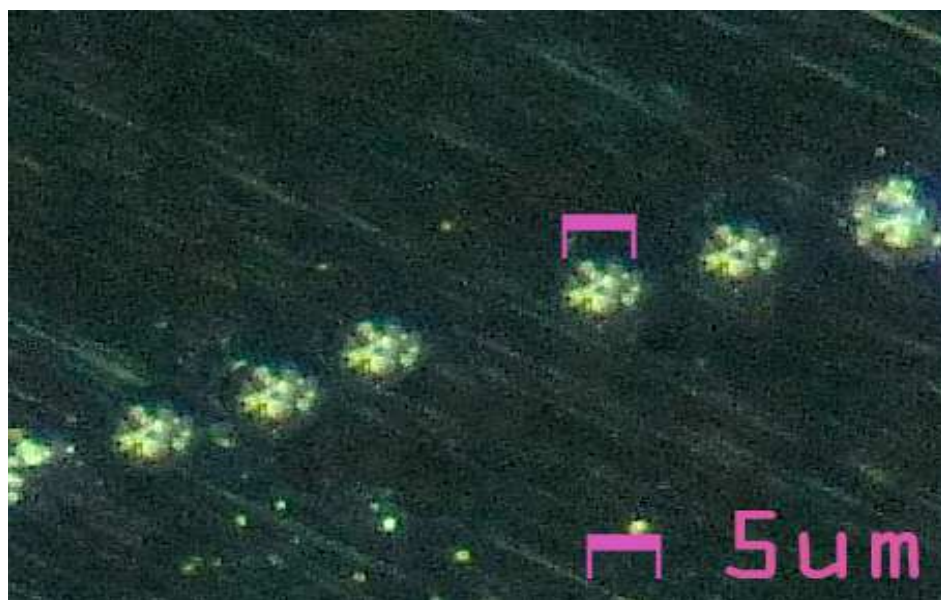


Рисунок 10.11. Кратеры на поверхности полированного кремния. Мощность 1 мкДж, частота повторения 4 Гц.



Рисунок 10.12. Кратеры на поверхности полированного кремния. Импульс 1,3 мкДж, частота повторения 4 Гц.

В вышепредставленных экспериментах с кремнием наблюдался значительный отклик на уменьшение энергии, т.к. не было достигнуто пороговое значения энергии, при котором начинается абляция. При пороговом значении ожидается, что будут происходить нелинейные эффекты, такие как двухфотонное поглощение, что позволит производить обработку с точностью, превышающей дифракционное разрешение оптической системы.

Следующим этапом работ была попытка получить строгий массив кратеров путем точного позиционирования образца по двум координатам, с возможностью сохранения фокуса. На рисунке 10.13. представлена аббревиатура ДВ на поверхности полированного кремния, размер кратера ~ 3,5 мкм, частота повторений лазерных импульсов – 4Гц, энергия в импульсе - 0,87 мкДж.

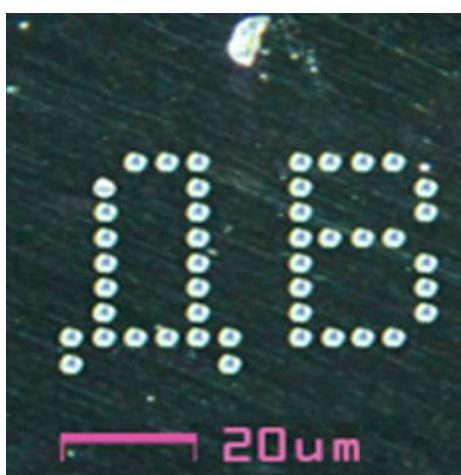


Рисунок 10.13. Аббревиатура ДВ на поверхности полированного кремния. Размер кратера ~ 3,5 мкм. Частота повторений – 4Гц. Энергия импульса 0,87 мкДж.

Очевидно, что без применения специальных короткофокусных объективов (с большой увеличительной способностью) получение субмикронных модификаций невозможно. В связи с полученными результатами дальнейшее направление работ связано модификацией образцов пороговым значением энергии в импульсе и использованием более короткофокусного объектива микроскопа.

Таким образом можно сформулировать следующие основные технологические принципы лазерной модификации:

- 1) Для получения упорядоченных структур размерами от 20 мкм и более достаточно использовать линзу с фокусным расстоянием ~ 1 см. В данном случае не требуется точного контроля положения фокуса в связи с наличием перетяжки фокуса линзы.
- 2) Для получения структур размерами от 20 мкм и менее необходимо использовать короткофокусные объективы и оптические схемы с обратной связью для контроля положения фокуса.

Обработка основных технологических принципов создания микро и наномодифицированных материалов на основе управления плазменного факела лазерными полями малой интенсивности.

Поведение фронтов волны поглощения лазерного излучения (ВПЛИ) и абляционного выноса материала (АВ) при оптическом пробое на поверхности наклонной алюминиевой мишени.

Зарегистрировано, что в условиях, когда при пробое одиночным импульсом не наблюдается разделение фронтов ВПЛИ и АВ, применение многоимпульсного возбуждения приводит к устойчивому разделению фронтов ВПЛИ и АВ. Получена оценка массы, скорости выноса материала мишени и сравнение степени ионизации материала в ВПЛИ и АВ.

В последнее время интерес к исследованию процессов протекающих при оптическом пробое на поверхности мишени связан с увеличением числа практических применений лазерной искры, таких как лазерная искровая спектроскопия и микрообработка материалов. В некоторых приложениях требуется разделение волны поглощения лазерного излучения (ВПЛИ) и абляционного выноса (АВ) с поверхности мишени. В работе [3] было показано, что такое поведение фронтов может быть реализовано подбором параметров излучения, материала мишени, а также параметров окружающей мишень атмосферы. Так же в этой работе были приведены параметры газовой атмосферы, при которых наблюдается устойчивое разделение ВПЛИ и АВ при пробое на поверхности различных металлов. В нашей работе для разделения абляционного факела и волны поглощения лазерного

излучения был использован иной подход. Было замечено, что если лазерный импульс падает на мишень под углом не перпендикулярным поверхности и попадает в микрократер образованный предыдущим импульсом, то АВ преимущественно распространяется перпендикулярно поверхности мишени, а ВПЛИ идет навстречу лазерному излучению.

В данном исследовании возбуждение оптического пробоя на поверхности алюминиевой мишени в нормальной атмосфере осуществлялось с применением цуга импульсов Nd:YAG лазера с длиной волны 532 нм и энергией 150 мДж. Цуг состоял от двух до шести импульсов, при этом первый импульс имел малую интенсивность относительно второго и последующих импульсов. Лазерное излучение собиралось на поверхность мишени линзой с фокусным расстоянием 75 мм, таким образом максимальная плотность мощности лазерного излучения составляла величину $4 \cdot 10^{10}$ Вт/см².

Экспериментальные исследования показали, что пробой первым импульсом приводил к образованию микрократера, при этом АВ и ВПЛИ практически совпадали по направлению. Взаимодействие второго и последующих импульсов с микрократером приводило к тому, что наблюдался выброс вещества по направлению отличному от оси падения лазерного излучения (Рисунок 10.14.).

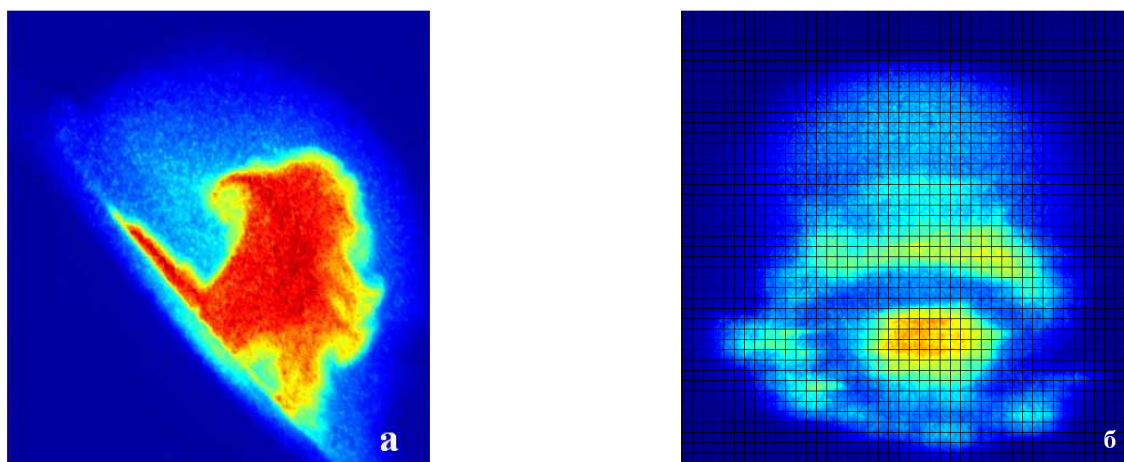


Рисунок 10.14. Фотографии алюминиевой мишени через 500 нс с начала оптического пробоя цугом лазерных импульсов. Экспозиция 10 нс. А - вид с боку, б - вид под углом 45° к плоскости мишени.

Положение фронтов АВ и фронта ВПЛИ, определялось по изображению плазменного факела, полученного на оптическом многоканальном анализаторе спектров, который обеспечивал разрешения не хуже 3 нс. Анализ полученных изображений позволил выделить

следующие закономерности разделения фронтов абляции и плазмы. Фронт ВПЛИ начинает распространяться через 1-2 нс после начала оптического пробоя, а установившийся фронт АВ начинает распространяться только через 140 нс от начала пробоя. Максимальная скорость ВПЛИ достигает величины 80 км/с, а максимальная скорость фронта АВ 30 км/с.

Аналогично работе [4] был проведен расчет режимов распространения ВПЛИ (Табл. 10.1).

Табл.10.1 Теоретическая зависимость между скоростью и режимом распространения ВПЛИ.

Режим распространения	СДВ	СРВ	БВИ
Скорость, км/с	38	74	91

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что в самом начале пробоя ВПЛИ распространяется в режиме БВИ, а затем происходит смена режима распространения на более медленный.

Для сравнения степени ионизации материала мишени в АВ и ВПЛИ были выделены пространственные объемы, в которых преимущественно наблюдался АВ, либо ВПЛИ. В этих объемах были измерены интенсивности линий атомарного алюминия на длине волны 396,1 нм и линии иона алюминия на длине волны 466,3 нм. Было зарегистрировано, что интенсивность линии иона максимальна в области ВПЛИ, линии атома в области АВ. (Рисунок 10.15.).

Для данных экспериментальных условий, основным механизмом уширения линий является штарковский, т.е. полуширина линии пропорциональна плотности электронов, таким образом, плотность электронов больше в области ВПЛИ. Согласно [5] зависимость массы испаренного вещества от параметров возбуждения:

$$m = \frac{E(1-R)}{C_p(T_b - T_0) + L_v},$$

где m - масса испаренного алюминия, E – энергия импульса, $R = 0.93$ коэф отражения для жидкой фазы, $C_p = 1290$ Дж/(кг*град) - удельная теплоемкость при 600 град, $T_b = 2327$ температура кипения, T_0 – комнатная температура, $L_v = 10.530$ Дж/кг – скрытая теплота испарения. Для наших экспериментальных условий оценка масса испаренного вещества составляет порядка $6,5 \cdot 10^{-7}$ г.

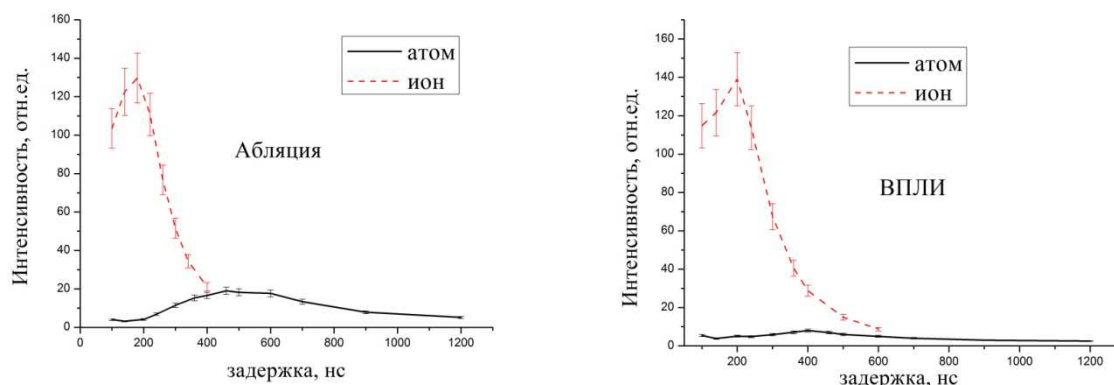


Рисунок 10.15. Относительная интенсивность линий однократно и двукратно ионизованного алюминия в абляционном выбросе и в области прохождения ВПЛИ соответственно.

Таким образом, в тех условиях, когда при оптическом пробое одиночным импульсом не удастся получить разделение фронтов ВПЛИ и абляции, применение лазерного импульса со сложным профилем интенсивности позволяет придать абляционному выбросу отличное от ВПЛИ направление. Абляционный вынос вещества с поверхности мишени происходит с задержкой порядка 140 нс с момента начала оптического пробоя.

Указание координат генерации оптического пробоя лазерным импульсом с длиной волны 532 нм, предварительной ионизацией поверхности лазерным импульсом с длиной волны 248 нм

Измерена минимальная интенсивность лазерных импульсов, при которой происходит образование плазмы на поверхности алюминиевой мишени.

Данная часть работы посвящена исследованию влияния предварительной ионизации поверхности мишени наносекундным импульсом с длиной волны 248 нм (KrF лазер) на порог образования оптического пробоя под воздействием основного импульса Nd:YAG лазера работающего в режиме генерации второй гармоники с длиной волны 532 нм. Схема эксперимента представлена на рисунке 10.16.

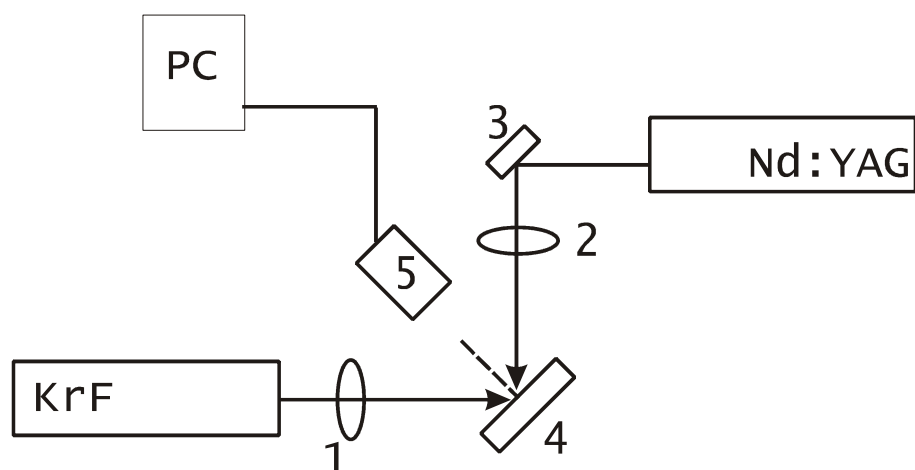


Рисунок 10.16. Схема экспериментальной установки, 1, 2 – собирающие линзы, 3 – поворотное зеркало, 4 – мишень, 5 – оптический многоканальный анализатор спектров.

Как видно из рисунка 10.16. угол между лучами лазеров и поверхностью мишени составлял 45° , а между собой 90° . Излучение KrF лазера собиралось линзой 1 с фокусом 900 мм, при этом фокальное пятно представляло собой прямоугольник 10 мм в ширину и 5 мм в высоту. Излучение Nd:YAG лазера собиралось линзой 2 с фокусом 75 мм в фокальное пятно площадью $0,1 \text{ мм}^2$.

Были определены пороги плазмообразования при воздействии лазерными импульсами на мишень по отдельности. Порог образования плазмы определялся по наличию свечения эмиссионного спектра вблизи поверхности мишени. При указанных условиях фокусировки порог образования плазмы на алюминиевой мишени при облучении KrF – лазером был меньше 55 мДж, поэтому в дальнейшем мишень облучалась импульсами с энергией 50 мДж (рисунок 10.17.а), что не вызывало видимых изменений на поверхности металла. При облучении мишени Nd:YAG лазером с энергией импульса 0,98 мДж возникновение свечения на поверхности практически не наблюдалось (рисунок 10.17.б). При одновременном действии на мишень двух лазерных импульсов, энергию в импульсе Nd:YAG лазера при которой наблюдается свечение на поверхности алюминиевой мишени удалось снизить до 0,45 мДж (рисунок 10.17 в).



Рисунок 10.17. Свечение на поверхности алюминиевой пластины, а – возбуждение импульсом K_rF лазера), б – возбуждение импульсом Nd:YAG лазер, в – совместное возбуждение импульсом K_rF лазера и импульсом Nd:YAG лазера.

Таким образом, импульсы K_rF лазера малой интенсивности, можно использовать как управляющие в случаях когда необходимо задать координаты развития оптического пробоя. Это может найти практическое применение в задачах управления лазерной абляцией.

11. Отчет о достижении программных индикаторов и показателей

При выполнении 5 этапа работ по государственному контракту были достигнуты следующие значения программных индикаторов и показателей: количество кандидатов наук – исполнителей НИР, представивших докторские диссертации в диссертационный совет (нарастающим итогом) – 2. Количество аспирантов – исполнителей НИР, представивших кандидатские диссертации в диссертационный совет (нарастающим итогом) – 6. Количество студентов, аспирантов, докторантов и молодых исследователей, закрепленных в сфере науки, образования и высоких технологий (зачисленных в аспирантуру или принятых на работу в учреждения высшего профессионального образования, научные организации, предприятия оборонно-промышленного комплекса, энергетической, авиационно-космической, атомной отраслей и иных приоритетных для Российской Федерации отраслей промышленности) в период выполнения НИР (нарастающим итогом) – 14. Количество исследователей – исполнителей НИР, результаты работы которых в рамках НИР опубликованы в высокорейтинговых российских и зарубежных журналах (нарастающим итогом) – 25. Количество докторов наук – исполнителей НИР, работающих в научной или образовательной организации на полную ставку, принявших участие в работах в течение всего срока реализации НИР - 9. Количество молодых кандидатов наук – исполнителей НИР, работающих в научной или образовательной организации на полную ставку, принявших участие в работах в течение всего срока реализации НИР (как правило, соискателей ученой степени доктора наук) – 11. Количество аспирантов, принявших участие в работах в течение всего срока реализации НИР - 9. Количество студентов, принявших участие в работах в течение всего срока реализации НИР - 15. Доля привлеченных на реализацию НИР внебюджетных средств от объема средств федерального бюджета – 20%. Доля фонда оплаты труда молодых участников НИР (молодых кандидатов наук, аспирантов и студентов) в общем объеме фонда оплаты труда по НИР – 50%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в ходе выполнения данного этапа НИР все запланированные задачи выполнены в полном объеме. Получены следующие основные результаты.

В работе разработана и практически реализована адаптивная волоконно-оптическая измерительная система для измерения сверхмалых масс микрообъектов. Данная система позволяет измерить массы с точностью до 24×10^{-12} г. Проведены исследования колебаний малых (характерным размером ~ 1 мкм) слабоотражающих объектов, с сложным волновым фронтом излучения, отраженного от них. Рассмотрена и применена теоретическая модель, наиболее точно описывающая собственные колебания кантилевера. Выполненный теоретический расчет находится в согласии с данными, полученными в ходе эксперимента.

Использована ортогональная схема записи динамических голограмм в кристалле, которая делает возможным создание многоканальной измерительной системы. Следует отметить, что ортогональная геометрия формирования динамической голограммы в ФРК позволяет создавать поляризационно-независимые схемы адаптивных интерферометров. Поэтому представленный принцип детектирования малых колебаний может быть использован в том числе и для исследования сложных микро- и нано- объектов, взаимодействие излучения с которыми может приводить к изменению поляризационного состояния отраженной волн или полной ее деполяризации. Разработанная система измерения сверх малых масс может найти применение в метрологии для измерения масс различных микро- и нанообъектов, в биологических и биомедицинских исследованиях (детектирование вирусов, молекул ДНК, белков).

Проведены экспериментальные исследования особенностей применения измерительного комплекса на основе когерентно-оптического метода для проведения исследований статистических и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в составе биологических жидких сред. Разработаны меры по улучшению метрологических характеристик настоящего комплекса. Показано, что аппаратная реализация методики определения массоразмерных и динамических характеристик наноразмерных объектов и их конгломератов в жидких гетерогенных средах позволяет обеспечить следующие метрологические характеристики: минимальный объем исследуемой жидкой гетерогенной среды $\leq 3 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3$, определяемые линейные размеры наноразмерных объектов и их конгломератов ≥ 50 нм, температурный диапазон проведения измерений: $0 - 90 \text{ C}^\circ$, количество циклов проведения измерений в секунду $50 \text{ изм/с} \div 1000 \text{ изм/с}$. При этом массогабаритные характеристики разработанного измерительного комплекса составляют:

линейные размеры $1.5 \times 1 \times 0.5$ м (с входящим в состав комплекса лазером ЛГН-223 (10 мВт, $\lambda=633$ нм), масса 3.5 кг.

Проведены испытания волоконно-оптического метода удаленной регистрации параметров вибрационных процессов на основе волоконных брэгговских решеток с применением полосовой фильтрации для формирования заданной производной огибающей спектра опорного излучения. Определена статическая зависимость мощности регистрируемого оптического сигнала от величины деформации макета гибкого конструкционного элемента, которая является линейной в диапазоне смещений ± 6 мм. Продемонстрировано 12 кратное подавление собственных колебаний чувствительного элемента при логарифмическом декременте затухания $\gamma \sim 45$ в случае демпфирования чувствительного элемента вязкой жидкостью. Экспериментально определенная чувствительность измерительного преобразователя составила 3 мВ/мм, пороговая чувствительность – 100 мкм, динамический диапазон – 43 дБ, диапазон измерения амплитуды колебаний внешней среды – 2,5 мм.

Проведено исследование особенностей применения волоконно-оптического метода мониторинга изгибных деформаций на основе волоконных световодов с экстремально низким значением приведенной частоты для регистрации изгибных деформаций макетов конструкционных элементов. Изготовлены макеты конструкционных элементов в виде гибких металлических пластин длиной 30 и 90 см, к которым с помощью специального клеящего состава прикреплялись чувствительные элементы на основе трех типов волоконных световодов с экстремально низким значением приведенной частоты: ВС1 – радиус сердцевины ВС: 2 мкм, показатель преломления сердцевины ВС: 1.478, показатель преломления оболочки ВС: 1.47, приведенная частота ВС: 0.91, контраст показателей преломления ВС: 0.0029. ВС2 – радиус сердцевины ВС: 1.8 мкм, показатель преломления сердцевины ВС: 1.465, показатель преломления оболочки ВС: 1.46, приведенная частота ВС: 0.87, контраст показателей преломления ВС: 0.0033. ВС3 – радиус сердцевины ВС: 1.9 мкм, показатель преломления сердцевины ВС: 1.47, показатель преломления оболочки ВС: 1.465, приведенная частота ВС: 0.96, контраст показателей преломления ВС: 0.00345. Продемонстрировано полное подавление осцилляций в зависимости коэффициента ослабления от радиуса изгиба при иммерсировании чувствительного световода жидкостью с показателем преломления близким к показателю преломления кварцевого стекла. Показано, что, увеличение длины чувствительного волоконного световода в 3 раза позволяет повысить амплитудную чувствительность измерительного преобразователя к макроизгибу от 2 до 10 раз в зависимости от значения приведенной частоты, при этом наибольшей

чувствительностью к изгибу обладает измерительный преобразователь на основе ВС с наименьшей приведенной частотой.

Проведено комплексное тестирование рефлектометрического метода детектирования и мультиплексирования сигналов от волноводных структур с модулированным показателем преломления на специально изготовленных моделях структурных элементов железобетонных конструкций. Показано, что для обеспечения независимости регистрируемого сигнала от спектрального сдвига продольных мод в спектре источника излучения требуется использование волоконных брэгговских решеток (ВБР) с полушириной спектра отражения не менее 1 нм. Установлено, что постоянная составляющая в спектре отражения ВБР в значительной степени искажает вид регистрируемых зависимостей, что обуславливает необходимость использования брэгговских решеток с формой спектра отражения в наибольшей степени близкой к гауссовому распределению вида $\exp(-(x/x_0)^2)$.

Продемонстрировано, что при выполнении условия $\lambda_{01} - \lambda_{02} = 2 \cdot A_{FBG}$, зависимости $10\log(P_{R1}(\Delta\lambda)/P_{R2}(\Delta\lambda))$ и $10\log(P_{R2}(\Delta\lambda)/P_{R1}(\Delta\lambda))$ имеют линейный характер, что соответствует наилучшим условиям для измерения резонансной длины волны опрашиваемых ВБР. При этом диапазон измерения резонансной длины волны опрашиваемых брэгговских решеток составляет $\pm A_{FBG}$. В ходе тестирования разработанного метода на моделях структурных элементов железобетонных конструкций получены рефлектограммы системы двух чувствительных и двух опорных ВБР при воздействии механического напряжения на первый и второй ВБР-датчики. Установлено, что благодаря реализации дифференциального принципа измерения при фиксированном удлинении ВБР-датчика обеспечивается стабильность регистрируемого сигнала в пределах 0,5% при уменьшении мощности зондирующего импульса на 5 дБ. Экспериментально получена пороговая чувствительность ВБР-датчиков к удлинению $\sim 50 \cdot 10^{-6}$ при диапазоне измерения $4 \cdot 10^{-3}$.

Разработана учебно-методические материалы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. S.V. Gupta. Nano-Technology for Detection of Small Mass Difference. // *Journal of Metrology Society of India*, Vol. 23, No. 3, 177-192 (2008)
2. S. Singamaneni et al. Bimaterial Microcantilevers as a Hybrid Sensing Platform. // *Advanced Materials*, Vol. 20, 653–680 (2008)
3. L.M. Lechuga, J.Tamayo, M. Álvarez et al. A highly sensitive microsystem based on nanomechanical biosensors for Genomics applications. // *Sensors and Actuators B*, Vol. 118, 2-10 (2006)
4. B. Ilic, et al. Mechanical resonant immunospecific biological detector. // *Applied Physics Letters*, 77, p 450-452 (2000)
5. Bashir R. BioMEMS: state-of-the-art in detection, opportunities and prospects. // *Advanced Drug Delivery Reviews*, 56, 1565-1586. (2004)
6. B. Ilic, H. G. Craighead, S. Krylov, W. Senaratne, C. Ober, and P. Neuzil. Attogram detection using nanoelectromechanical oscillators // *J. Appl. Phys.* –Vol.95. (2004)
7. M. Sato, B. E. Hubbard, L. Q. English, and A. J. Sievers, B. Ilic, D. A. Czaplewski and H. G. Craighead. Study of intrinsic localized vibrational modes in micromechanical oscillator arrays. // *CHAOS* –Vol. 13, No.2 – P.702-715.(2003)
8. L. Sekaric, M. Zalalutdinov, S. W. Turner, A. T. Zehnder, J. M. Parpia, and H. G. Craighead Nanomechanical resonant structures as tunable passive modulators of light. // *J. Appl. Phys.* –Vol.80. (2002)
9. Günter Wilkening, Ludger Koenders. Nanoscale calibration standards and methods : dimensional and related measurements in the micro- and nanometer range. // Weinheim : Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, (2005)
10. М. П. Петров, С. И. Степанов, А. В. Хоменко. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. // Л.: Наука Ленингр. отд.-ние. – 1983. – 269 с.
11. S. Di Girolamo, A.A.Kamshilin, R.V.Romashko, Yu.N.Kulchin, J.-C.Launay. Fast adaptive interferometer on dynamic reflection hologram in CdTe:V. // *Optics Express.* – Vol.15. – No.2. – P.545-555. (2007)
12. A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, K. Nassau. Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃. // *Appl. Phys. Lett.* – V.9. – P.72. (1966)
13. P. Gunter, J.-P. Huignard, eds. Photorefractive materials and their applications. // 2: *Materials.* Springer Series in Optical Sciences. – V.114. – 646 p. (2007)

14. G. Zhang, D. Kip, D. D. Nolte, J. Xu, eds. OSA Trends in Optics and Photonics: Photorefractive Effects, Materials, and Devices. – V.99. (2005)
15. P. Delaye, C. Denz, L. Mager, G. Montemezzani, eds. OSA Trends in Optics and Photonics: Photorefractive Effects, Materials, and Devices. – V.87. (2003)
16. Букин О.А., Голик С.С., Ильин А.А., Кульчин Ю.Н., Соколова Е.Б., Бауло Е.Н. Лазерная искровая спектроскопия жидких сред с возбуждением импульсами фемтосекундной длительности / том 22, 2009, № 03, стр.296-300.
17. Karl K Turekian: *Oceans*. 1968. Prentice-Hall

Список публикаций в ведущих научных журналах за период выполнения работ
по этапу №5 государственного контракта от 7 июля 2009 г. № 02.740.11.0226

1. Ю.Н. Кульчин, О.Б. Витрик, А.В. Дышлюк, А.М. Шалагин, С.А. Бабин, И.Н. Немов
Дифференциальное мультиплексирование волоконных брэгговских решеток на основе
оптической временной рефлектометрии // Измерительная техника, 2011. № 2. с. 41-44.
2. Yu. N. Kulchin, O.B. Vitrik, A.V. Dyshlyuk, A.M. Shalagin, S.A. Babin, I.N. Nemov
Differential Reflectometry of FBG Sensors in the Wide Spectral Range // Laser Physics, Laser
Physics, 2011, Vol. 21, No. 2, pp. 1–4.
3. Romashko R.V., Kulchin Y.N., Bezruk M.N. Tomographic Reconstruction of Surface Weak
Vibration 2D-Map by Using an Adaptive Interferometer // Book of Abstracts, University of Oulu,
Finland. – 2011, pp.71.

Tomographic Reconstruction of Surface Weak Vibration 2D-Map by Using an Adaptive Interferometer

Roman V. Romashko¹, Mikhail N. Bezruk¹, and Yuri N. Kulchin¹

¹Department of Optoelectronics, Institute of Automation and Control Processes, FEB RAS, Vladivostok, Russia

Tomography measurement systems are widely used for solution of various fundamental and applied problems in geophysics, aerospace engineering, NDT of materials, structural health monitoring, etc. if finding of spatial distribution of physical fields parameters is required [1]. However it becomes hardly possible if ultra-weak field (e.g. field of vibrations with amplitude of few microns) is an object of interest. In this case an application of interferometric principle for detection of physical quantities can be used as a base of the sensing system. However owing to its high sensitivity an interferometric system becomes open to influence of environment which is usually quite unstable. In this report we present the adaptive interferometric tomography measurement system which is applied for reconstruction of spatial distribution of an elastic membrane weak transverse vibration.

Sensing part of the system was implemented by a net of 6 measuring lines based on multimode optical fibers. Object waves coming from the sensing fibers were mixed with a common reference wave in a photorefractive crystal (PRC) of cubic symmetry, CdTe. As a sequence, six dynamic holograms (DHs) were recorded in the crystal due to multi-wave mixing, so that provided simultaneous processing of the measurement lines signals. Owing to adaptive properties of DH, such a measurement system is able to operate in unstable environment [2]. Geometry of vectorial wave interaction which precludes a cross-talk between channels has been found. In addition, the dynamic holograms were formed in orthogonal geometry when the objects waves propagate in PRC in direction perpendicular to the reference wave. It has allowed one to significantly simplify the scheme of adaptive interferometer by removing lenses forming the object beams and polarization filters setting up their polarization.

The proposed measurement system was applied to reconstruction of 2D distribution of transverse vibrations of elastic membrane (dimensions 22×22 cm, thickness 1,5 mm, elasticity coefficient 2×10^8 N/m²). The membrane eigenmodes at frequency 180 Hz and maximal amplitude of 70 microns were excited by means of the electromechanical actuator. Six fiber-optical measuring lines of the adaptive interferometer were sequentially arranged (in series of 6) on the membrane so that to provide tomographic scanning procedure over the area of the interest in two orthogonal directions and cover the membrane by net of 19×19 lines. Being stored in a computer a tomographic data obtained from the measurement system has been processed by software implementing the inverse Radon transform [1].

The result of tomographic reconstruction of 2D distribution of the membrane vibration amplitude is presented on Fig.1,a. As seen there is a good qualitative agreement between experimental data and 2D distribution of the eigenmode (3,3) theoretically calculated for the membrane (Fig.1,b).

Thus in this work the adaptive measurement system for tomographic reconstruction of 2D-map of weak physical dynamic fields parameters in unstable environment is proposed, and its performance is studied. It is worse to note that most recent results obtained shows the possibility of significant increase if measuring lines number (up to more than 100). Thus a single-shot measurement mode without using the scanning procedure can be implemented.



Fig.1. (a) Tomographic reconstruction of membrane transverse vibration amplitude; (b) 2D-map of membrane transverse oscillation (3,3)-eigenmode (theoretical calculation).

References

1. F. Natterer, *Mathematical Aspects of Computer Tomography*, Mir, Moscow, 1990.
2. A.A. Kamchilin, R.V. Romashko, Y.N. Kulchin, "Adaptive interferometry with photorefractive crystals," *J. Appl. Phys.*, **105**, 031101 (2009).

Differential Reflectometry of FBG Sensors in the Wide Spectral Range¹

Yu. N. Kulchin^a, O. B. Vitrik^a, A. V. Dyshlyuk^{a,*}, A. M. Shalagin^b,
S. A. Babin^b, and I. N. Nemov^b

^a Institute of Automation and Control Processes FEB RAS, ul. Radio 5, Vladivostok, 690041 Russia

^b Institute of Automation and Electrometry SB RAS, ul. Akademika Koptyuga 1, Novosibirsk, 630090 Russia

*e-mail: anton_dys@iacp.dvo.ru

Received June 24, 2010; in final form, September 21, 2010

Abstract—The paper presents a reflectometric technique for interrogation of multiple fiber Bragg grating (FBG) sensors based on conventional optical time domain reflectometry (OTDR). The method proposed rests on the differential measurement of FBGs' response to a short probing laser pulse. Implementation of differential measurement principle using several reference FBGs allowed us to eliminate the susceptibility of the system to intensity fluctuations as well as to increase the measurement range as compared to the previous developments. The experimental threshold sensitivity amounted to ~50 microstrain with the measurement range being defined by the number of reference FBGs and limited only by optical fiber tensile strength. Due to its simplicity, efficiency and usage of conventional OTDR equipment the proposed FBG interrogation technique can find a wide range of applications dealing with strain and temperature measurements.

DOI: 10.1134/S1054660X11030066

INTRODUCTION

Nowadays fiber optic sensors (FOS) represent a major trend in the development of metrology. This results from their fundamental advantages over conventional measuring devices such as complete immunity to electromagnetic interference, sensitivity to a wide variety of physical quantities, environmental ruggedness, long lifetime, easy coupling with high-speed and noise-immune fiber-optic communication links, possibility of multiplexing and integration of large numbers of sensors in distributed information-measurement networks [1]. As indicated by a vast number of publications one the most popular types of FOSs is a fiber Bragg grating (FBG) sensor, which proved to be particularly effective in structural health monitoring applications [2–4]. However, a significant problem in the practical application of FBG sensors deals with the complexity and expensiveness of interrogation systems detecting their wavelength-encoded signals. A major simplification of the interrogation scheme can be achieved by utilizing conventional optical time domain reflectometry (OTDR) [5–7] or OTDR with enhanced signal to noise ratio, e.g., by using nonlinear absorber based on single-walled carbon nanotubes [8] which will further enhance the sensitivity of the measuring system. Moreover combining OTDR-based interrogation with wavelength division of measuring channels and differential measurement principle it is possible to interrogate hundreds of FBGs inscribed in a single fiber optic line as well as ensure immunity of the measuring system to light power fluctuations [7].

However the limitation of the previous developments consists in the narrow range of measuring FBG resonant wavelength which is restricted to about double FWHM of FBG reflection spectrum [7]. In the present paper we propose an OTDR-based differential FBG interrogation technique enabling measurement of FBG sensors resonant wavelength in the wide spectral range with corresponding strain measurement range being limited only by tensile strength of the optical fiber.

METHOD

A schematic illustrating the method proposed is presented in Fig. 1.

Probe pulses generated by a conventional OTDR 1 (Fig. 1a) pass through fiber optic circulator 2 into the fiber line with low-reflectivity FBG sensors (FBG-1, FBG-2, ..., FBG-*N*). When a probe pulse reaches the first of the FBG sensors, an optical signal is reflected within its reflection spectrum $R_1(\lambda, \Delta\lambda)$ (Fig. 1b), which then passes through circulator 2 onto the reference Bragg gratings (FBG-01, FBG-02, FBG-03). The reference FBGs have shifted reflection spectra $R_{01}(\lambda)$, $R_{02}(\lambda)$, $R_{03}(\lambda)$ as shown in Fig. 1c. Each reference FBG reflect a portion of the incident pulse back to the OTDR, and because of the spatial interval between them and corresponding time delays the reflected pulses are registered by the reflectometer as separate reflection peaks (Fig. 1d). The intensity the pulses depends on the overlap of the FBG sensor reflection spectrum and that of the corresponding reference FBG which in its turn is a function of the reso-

¹ The article is published in the original.

Дифференциальное мультиплексирование волоконных брэгговских решеток методом оптической временной рефлектометрии

Ю. Н. КУЛЬЧИН^{*}, О. Б. ВИТРИК^{*}, А. В. ДЫШЛЮК^{*}, А. М. ШАЛАГИН^{**}, С. А. БАБИН^{**},
И. Н. НЕМОВ^{**}

**Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия,*

e-mail: anton_dys@iacp.dvo.ru

*** Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия*

Разработан дифференциальный метод регистрации и мультиплексирования сигналов от волоконных брэгговских решеток на основе оптической временной рефлектометрии. Метод основан на зондировании системы решеток короткими лазерными импульсами и измерении мощности возникающих при этом отраженных импульсов при помощи стандартного волоконно-оптического рефлектометра. Предлагаемый метод может найти широкое применение в области мониторинга деформационных и температурных распределений с помощью волоконно-оптических датчиков на основе брэгговских решеток.

Ключевые слова: волоконная брэгговская решетка, оптическая временная рефлектометрия, оптический рефлектометр.

An OTDR-based method is proposed for interrogation of multiple fiber Bragg grating sensors recorded in a single fiber optic line, based on the differential registration of FBGs' response to a short probing laser pulse. The proposed technique can have a wide range of applications in the field of monitoring of strain/temperature distributions by FBG sensors.

Key words: fiber Bragg grating (FBG), optical time domain reflectometry (OTDR), optical reflectometer.