Министерство образования и науки Российской Федерации

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. Н.И.ЛОБАЧЕВСКОГО»
(ННГУ)

УДК 535
№ госрегистрации 01201057461
Инв.№ 1.1.2.0563.3

УТВЕРЖДАЮ
Ректор
_____ Е. В. Чупрунов
«___»_____ 2011 г.

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

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

по теме:
ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В НЕОСВОЕННЫХ ЧАСТОТНЫХ ДИАПАЗОНАХ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ
в рамках третьего этапа государственного контракта
№ 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г.

Наименование этапа: «Разработка экспериментальных методик, подготовка и создание образцов»

Руководитель НИР, зав. каф. общей физики
ННГУ, д.ф.-м.н., профессор _____ М.И.Бакунов

подпись, дата

Нижний Новгород 2011

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель темы, зав. каф. общей физики ННГУ, д.ф.-м.н., профессор	_____ подпись, дата	М.И.Бакунов (введение, заключение)
Исполнители темы		
Зав. каф. квантовой радиофизики ННГУ, д.ф.-м.н., член-корр. РАН	_____ подпись, дата	Андронов А.А. (введение, разделы 7-10)
Профессор каф. квантовой радиофизики ННГУ, директор Отделения нелинейной динамики и оптики ИПФ РАН, д.ф.-м.н., член-корр. РАН	_____ подпись, дата	Сергеев А.М. (введение, раздел 1)
Профессор каф. электродинамики ННГУ, д.ф.-м.н., профессор	_____ подпись, дата	Гильденбург В.Б. (раздел 5)
Ведущий научный сотрудник ННГУ, зав. лаб. ИПФ РАН, д.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Степанов А.Н. (раздел 5)
Главный научный сотрудник ННГУ, главный научный сотрудник ИПФ РАН, д.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Фрейдман Г.И. (разделы 1, 4)
Профессор каф. общей физики, д.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Грибова Е.З. (раздел 1, 2)
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф.-м.н., доцент	_____ подпись, дата	Жуков С.Н. (раздел 1-6)
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф.-м.н., доцент	_____ подпись, дата	Захаров Ю.Н. (раздел 2, 3)
Ведущий научный сотрудник ННГУ, ведущий научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Рябикин М.Ю. (разделы 1, 4)
Старший научный сотрудник ННГУ, старший научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Корытин А.И. (разделы 1, 4)
Младший научный сотрудник ННГУ, младший научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Емелин М.Ю. (раздел 5)
Научный сотрудник ННГУ, научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Быстров А.М. (раздел 5)
Доцент каф. квантовой радиофизики ННГУ, к.ф.-м.н., доцент	_____ подпись, дата	Маругин А.В. (разделы 7-10)

Доцент каф. квантовой радиофизики ННГУ, к.ф.-м.н., доцент	_____ подпись, дата	Савикин А.П. (разделы 7-10)
Старший преподаватель каф. квантовой радиофизики ННГУ, к.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Шарков В.В. (разделы 7-10)
Старший преподаватель каф. общей физики ННГУ, к.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Лонин А.Л. (раздел 1)
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Бодров С.Б. (раздел 1, 4)
Доцент каф. электродинамики ННГУ, с.н.с. ИПФ РАН, к.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Введенский Н. В. (раздел 5)
Ассистент каф. общей физики ННГУ, к.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Царев М.В. (раздел 2,3,6)
Младший научный сотрудник ННГУ, младший научный сотрудник ИПФ РАН	_____ подпись, дата	Гоносков А.А. (раздел 5)
Младший научный сотрудник ННГУ, младший научный сотрудник ИПФ РАН	_____ подпись, дата	Коржиманов А. В. (разделы 1, 4)
Инженер 1 категории	_____ подпись, дата	Исаева М.Л. (разделы 1, 2)
Инженер 1 категории	_____ подпись, дата	Лазарева Т.Н. (разделы 3, 4)
Инженер 1 категории	_____ подпись, дата	Мартынова Г.И. (разделы 5, 6)
Инженер 1 категории	_____ подпись, дата	Полежайкина Н.И. (разделы 7, 8)
Инженер 1 категории	_____ подпись, дата	Астафьева М.В. (разделы 9, 10)
Электроник каф. квантовой радиофизики, к.ф.-м.н.	_____ подпись, дата	Еремейкин О.Н. (разделы 7-10)
Электроник каф. квантовой радиофизики	_____ подпись, дата	Захаров Н.Г. (разделы 7-10)
Электроник каф. общей физики ННГУ	_____ подпись, дата	Лаврентьев С.А. (раздел 2)
Аспирант ННГУ	_____ подпись, дата	Михайловский Р.В. (раздел 3)

Аспирант ННГУ	_____ подпись, дата	Машкович Е.А. (раздел 3)
Аспирант ННГУ	_____ подпись, дата	Агрба П.Д. (раздел 4)
Аспирант ННГУ	_____ подпись, дата	Катичев А.Р. (раздел 4)
Аспирант ННГУ	_____ подпись, дата	Святошенко Д.Е. (разделы 7-10)
Аспирант ННГУ	_____ подпись, дата	Павленко К.Ю. (разделы 7-10)
Аспирант ННГУ	_____ подпись, дата	Семиков С.А. (раздел 5, 10)
Аспирант ННГУ	_____ подпись, дата	Егоров А.С. (разделы 7-10)
Студент ННГУ	_____ подпись, дата	Курашкин С.В. (разделы 7-10)
Студент ННГУ	_____ подпись, дата	Горохов А.К. (раздел 5)
Студент ННГУ	_____ подпись, дата	Володин А.А. (раздел 5)
Студент ННГУ	_____ подпись, дата	Пигалин М.А. (раздел 3)
Студент ННГУ	_____ подпись, дата	Малышев Н.К. (раздел 3)
Студент ННГУ	_____ подпись, дата	Вахитов Д.Н. (раздел 2)
Студент ННГУ	_____ подпись, дата	Горелов С.Д. (раздел 2)
Зав. лаб.	_____ подпись, дата	Нургалеев И.Ф. (разделы 7-10)
Нормоконтролер Зав. лаб. каф. общей физики ННГУ	_____ подпись, дата	Краснов В.А. (разделы 1 - 10)

РЕФЕРАТ

Отчет 83 с., 1 ч., 31 рис., 1 табл., 10 источн., 0 прил.

ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ИК-ИЗЛУЧЕНИЕ, РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, УЛЬТРАКОРОТКИЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ, НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВОЛН

В отчете представлены результаты исследований по 3 этапу Государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г. по теме: «Генерация электромагнитных излучений в неосвоенных частотных диапазонах на основе нелинейно-оптических преобразований» в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по лоту «Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров в области оптики, лазерной физики и лазерных технологий» шифр «2010-1.1-122-012».

Цель работы – разработка новых высокоэффективных методов генерации терагерцового, среднего ИК, ВУФ и мягкого рентгеновского излучений на основе нелинейного преобразования мощных ультракоротких лазерных импульсов при их взаимодействии с электрооптическими кристаллами, газовыми и плазменными средами. Использование разработанных методов для создания экспериментальных образцов компактных высокоэффективных источников указанных излучений.

Компьютерное моделирование, теоретический анализ.

Отчет о НИР, в том числе: разработка документации для изготовления экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами, подготовка и создание экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами, модернизация испытательного стенда для терагерцовых исследований, разработка методики экспериментальных исследований по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, разработка методики экспериментальных исследований по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, разработка документации для изготовления экспериментальной установки по когерентной генерации мягкого

рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, разработка документации для изготовления лабораторных макетов компактных импульсных перестраиваемых ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой, разработка документации для изготовления лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона, разработка документации для изготовления экспериментальных образцов гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами, разработка документации для изготовления лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

Научные результаты: разработана документация для изготовления экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами, подготовлен и создан экспериментальный образец для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами, модернизирован испытательный стенд для терагерцовых исследований, разработана методика экспериментальных исследований по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, разработана методика экспериментальных исследований по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, разработана документация для изготовления экспериментальной установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, разработана документация для изготовления лабораторных макетов компактных импульсных перестраиваемых ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой, разработана документация для изготовления лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона, разработана документация для изготовления экспериментальных образцов гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами, разработана

документация для изготовления лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение 11

1 Разработка документации для изготовления экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами 17

2. Подготовка и создание экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами. 23

3. Модернизация испытательного стенда для терагерцовых исследований 26

4. Разработка методики экспериментальных исследований по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности 29

5. Разработка методики экспериментальных исследований по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред 36

5.1. Введение 36

5.2. Экспериментальная схема 38

5.3 Методика и расчеты 43

6. Разработка документации для изготовления экспериментальной установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности. 50

7. Разработка документации для изготовления лабораторных макетов компактных импульсных перестраиваемых ПГС среднего ИК диапазона (3-5 мкм) с пиковой мощностью 5-50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой 55

7.1. Схема источника ИК излучения 55

7.2. Основные технические характеристики оптического элемента из кристалла $ZnGeP_2$ 56

7.3. Пояснительная записка. 57

8. Разработка документации для изготовления лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона. 58

8.1. Лабораторная установка для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона. 58

8.2. Пояснительная записка 59

9. Разработка документации для изготовления экспериментальных образцов гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами. 65

9.1. Чертеж гетероструктуры для нелинейного преобразования частоты 65

9.2. Пространственные характеристики структуры. 66

9.3. Пояснительная записка. 67

10. Разработка документации для изготовления лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего 75

ИК диапазона в средний ИК диапазон.

10.1. Схема лабораторной установки 75

10.2 Методика изготовления волоконного преобразователя частоты 77

10.3 Пояснительная записка 79

Заключение 81

Список использованных источников 83

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В настоящем отчете применяются следующие обозначения и сокращения:

ННГУ – Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского».

НИР – научно исследовательская работа

ИК – инфракрасный

ВУФ – вакуумный ультрафиолет

LN – ниобат лития, $LiNbO_3$

ПГС – параметрический генератор света

ФРЭЭ – функция распределения электронов по энергии

ВВЕДЕНИЕ

В отчете представлены результаты исследований по 1 этапу Государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г. по теме: «Генерация электромагнитных излучений в неосвоенных частотных диапазонах на основе нелинейно-оптических преобразований» в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по лоту «Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров в области оптики, лазерной физики и лазерных технологий» шифр «2010-1.1-122-012».

По 3 этапу были запланированы следующие работы.

1. Разработка документации для изготовления экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами.

2. Подготовка и создание экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами.

3. Модернизация испытательного стенда для терагерцовых исследований.

4. Разработка методики экспериментальных исследований по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности.

5. Разработка методики экспериментальных исследований по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

6. Разработка документации для изготовления экспериментальной установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

7. Разработка документации для изготовления лабораторных макетов компактных импульсных перестраиваемых ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм)

с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой.

8. Разработка документации для изготовления лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

9. Разработка документации для изготовления экспериментальных образцов гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами.

10. Разработка документации для изготовления лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

Выполнение работ было направлено на достижение следующих целей.

1. Разработка оптимальной конструкции и технологии изготовления экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами.

2. Определение технологически реализуемых параметров и изготовление экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами.

3. Придание дополнительных возможностей терагерцовому испытательному стенду для проведения экспериментов по возбуждению и детектированию терагерцовых поверхностных плазмонов.

4. Разработка методики формирования фемтосекундных лазерных импульсов с нужным углом скоса фронта интенсивности при помощи дифракционной решетки и разработка экспериментальной установки для генерации терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах.

5. Разработка экспериментальной схемы и методики проведения эксперимента

по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

6. Разработка схемы экспериментальной установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, а также документации для изготовления такой установки.

7. Разработка лабораторных макетов компактных импульсных перестраиваемых ПГС среднего ИК-диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой, а также документации для изготовления таких макетов.

8. Разработка лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК-диапазона, а также документации для изготовления установки.

9. Разработка гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами, а также документации для изготовления экспериментальных образцов таких гетероструктур.

10. Разработка лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон, а также документации для изготовления установки.

В результате проведенных исследований разработана документация для изготовления экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры, состоящей из тонкой (толщиной 30 мкм) пластины стехиометрического ниобата лития ($LiNbO_3$) легированного около 1% моль MgO, приклеенной к основанию призмы из высокоомного кремния. Разработанная документация содержит описание конструкции сэндвич-структуры, требования к материалам и описание технологии изготовления структуры. Разработана также схема для проверки качества изготовленной сэндвич-структуры.

Подготовка к созданию экспериментального образца гребенчатой металлической поверхности для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов фемтосекундными лазерными импульсами проводилась на основе теоретических результатов, полученных на 1-ом этапе данного проекта. Были выбраны параметры гребенчатой структуры (период структуры, высота и ширина гребней), близкие к оптимальным теоретическим и, в то же время, технологически реализуемые на доступном оборудовании. По разработанным эскизам в НПП «Салют» (Нижний Новгород) были изготовлены экспериментальные образцы структур методом фрезеровки с последующей химической полировкой.

Модернизация испытательного стенда для терагерцовых исследований (терагерцового спектрометра) была направлена на создание условий для проведения экспериментов по генерации и детектированию терагерцовых поверхностных плазмонов. В своем первоначальном виде стенд был рассчитан только на работы по оптической генерации и регистрации объемного терагерцового излучения. В ходе модернизации в оптическую схему установки была включена дополнительная вращающаяся подвижка для крепления и ориентации волноведущей (микроструктурированной) поверхности, а также три экрана на высокоточных, управляемых с компьютера, моторизованных подвижках – для дифракционного возбуждения терагерцовых плазмонов на поверхности, контроля локализации полей плазмонов вблизи поверхности и вывода плазмонов с поверхности.

В ходе разработки методики экспериментальных исследований по генерации терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности, прежде всего, были изучены возможности создания таких импульсов с помощью дифракционных решеток. Были исследованы варианты отражательной решетки и решетки на пропускание, найдена практически важная связь угла падения исходного (нескошенного) импульса на решетку и периода решетки, обеспечивающая заданный угол скоса дифрагированного импульса. На основе точного расчета расплывания скошенного импульса при его распространении в кристаллах LiNbO3 и GaAs в результате действия факторов угловой дисперсии и материальной дисперсии кристалла найдены оптимальные (с

точки зрения эффективности генерации терагерцового излучения) длительности падающего импульса. Разработана схема экспериментальной установки по генерации широкополосного терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах, даны рекомендации по ее настройке.

Для экспериментальной проверки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред предложена схема, в которой сверхсветовой ионизационный фронт создается при наклонном падении лазерного импульса на плоскую поверхность твердотельного образца или на достаточно широкую газовую струю. Рассчитана зависимость характеристик генерируемого терагерцового излучения, в том числе его спектра, от скорости распространения ионизационного фронта (определяемого углом падения лазерного импульса на поверхность) и от поперечных размеров образующейся плазмы. Изучены возможности управления спектром генерируемого излучения.

Была разработана схема экспериментальной установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, а также документация для изготовления такой установки.

Разработана документация для изготовления лабораторных макетов компактных импульсных перестраиваемых ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой, включающая схему установки, описание конструкции и требования к ее элементам, прежде всего, к оптическому элементу из кристалла ZnGeP2.

Для изготовления лабораторной установки по анализу состава газовых смесей на основе параметрического генератора света (ПГС) среднего ИК диапазона разработана документация, включающая схему установки и описание конструкции, при этом особое внимание уделено описанию схемы регистрации.

Разработаны гетероструктуры на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами, а также документация для изготовления экспериментальных образцов таких гетероструктур.

Разработана лабораторная установка на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон, а также документация для изготовления такой установки.

1. Разработка документации для изготовления экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами

Сэндвич-структура, необходимая для высокоэффективной генерации терагерцового излучения, приведена на рисунке 1.1. Данная структура состоит из тонкой пластины стехиометрического ниобата лития ($LiNbO_3$) легированного около 1% моль MgO, приклеенной к основанию кремниевой призмы. Каждый элемент данной структуры должен обладать следующими характеристиками.

Требования на пластину ниобата лития:

- пластина должна иметь прямоугольную форму;
- размеры пластины (BDxDExCD) 10 мм x 10 мм x 30 мкм;
- допуск на длину и ширину (BD и DE) – 0.5 мм, допуск на толщину (CD) – 3 мкм;
- оптическая ось кристалла ниобата лития (ось *z*) направлена вдоль ребра DE;
- все грани пластины, за исключением двух противолежащих граней ABCD и EFHG, полированы, полировка P IV/III;
- клиновидность пластины – не более 0.02 градуса;
- боковые грани (ABGH и CDEF) должны быть перпендикулярны верхней (AGCF) и нижней (BHDE) граням с точностью не хуже 0.1 градуса.

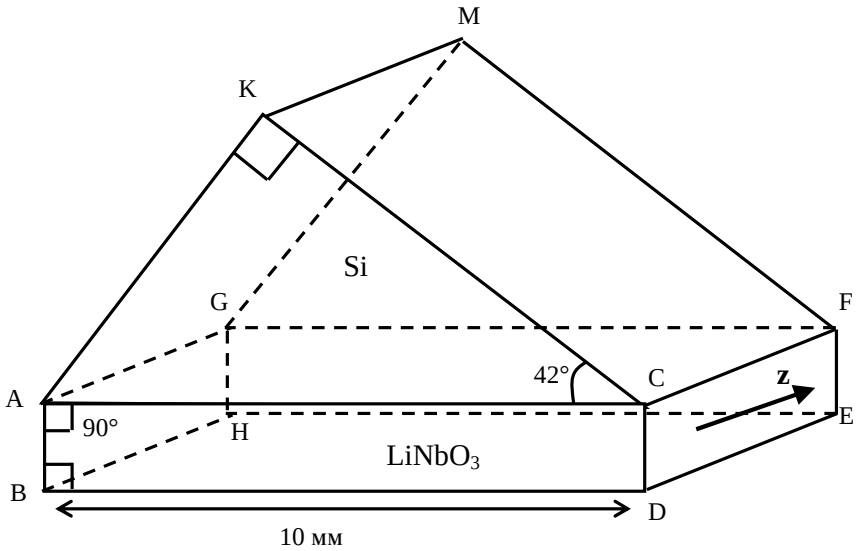


Рисунок 1.1 – Схема экспериментального образа сэндвич структуры.

Требования к кремниевой призме:

- материал призмы – высокоомный кремний с удельным сопротивлением не менее 50 кОм/см.

- призма должна иметь прямоугольное основание, угол АКС – прямой, угол АСК равен 42 градусам, допуск 0.5 градуса;

- размеры призмы АС = 10 мм, CF = 10 мм, КС = 7.4 мм, АК = 6.7 мм;

- длина призмы АС должна совпадать с длиной слоя ниобата лития с точность не хуже 0.1 мм;

- правая (CKMF) и нижняя (AGCF) грани кремниевой призмы полированы, полировка P IV/III;

- плоскостность правой грани N5;

- плоскостность нижней грани N2.

Требования на клей, соединяющий призму и пластину ниобата лития

- клей должен обладать поглощением в области частот от 0.1 до 5 ТГц не более 50 $см^{-1}$;

- диэлектрическая проницаемость клея в терагерцовой области частот должна быть менее 30;

- клей должен быть достаточно вязким для компенсации различных значений термических коэффициентов расширения ниобата лития и кремниевой призмы;

- толщина клея должна быть не более 5 мкм;

- клей не должен выступать за границы граней ABGH и CDEF;

- толщина клея должна быть примерно одинакова и не должна превышать 5 мкм;

- нижняя грань призмы и верхняя грань LiNbO3 должны быть полированы (число колец – 1-2).

Для изготовления требуемой сэндвич-структуры может быть использована следующая технологическая процедура.

1. Необходимо изготовить призму требуемого размера и отполировать грани AGCF и CKMF.

2. Приготовить прямоугольную пластину ниобата лития размером 10x10x1 $мм^3$ соответствующей ориентации.

3. Выполнить шлифовку одной из больших граней (AGCF) ниобата лития так, чтобы толщина пластины составила 0.5-0.7 мм. Затем выполнить глубокую полировку, последовательно уменьшая размер полировочного порошка.

4. Приклеить отшлифованную грань ниобата лития к большой грани кремниевой призмы. При склеивании необходимо контролировать точность совпадения боковых сторон слоя с краями основания призмы. Точность совпадения не хуже 0.2 мм. Для склейки можно использовать клей АК-72 ФТ15. Данный клей обладает довольно большой вязкостью. Кроме того, как показали предварительные экспериментальные исследования, данный клей обладает малым показателем преломления и небольшим поглощением на терагерцовых частотах. На рисунках 1.2 и 1.3 приведены результаты измерений прохождения терагерцового излучения через слой клея толщиной 1.4 мм. Как видно из рис. 1.3 при низкой частоте спектральная амплитуда уменьшается на 10%, что согласуется с френелевским коэффициентом прохождения через слой клея. Действительно, как показали экспериментальные исследования, зондирующий терагерцовый сигнал испытывает задержку на 3 пс при прохождении слоя клей. Эта же задержка рассчитывается по формуле (n – 1)*d/c, где d = 1.4 мм – толщина слоя, c = 3e10 – скорость света в вакууме, n – показатель преломления слоя. На основании данной формулы получаем показатель преломления клея n = 1.6. Согласно формулам Френеля при данном показателе преломления коэффициент прохождения терагерцового излучения через слой равен 95% без учета поглощения. Таким образом, на частотах менее 0.4 ТГц клей обладает поглощением менее 1 см$^{-1}$. При больших частотах поглощение увеличивается и достигает величины ~10 см$^{-1}$ в области 1-2 ТГц. Таким образом, исследованный клей удовлетворяет требуемым параметрам и может быть использован для склеивания кремниевой призмы и слоя ниобата лития.

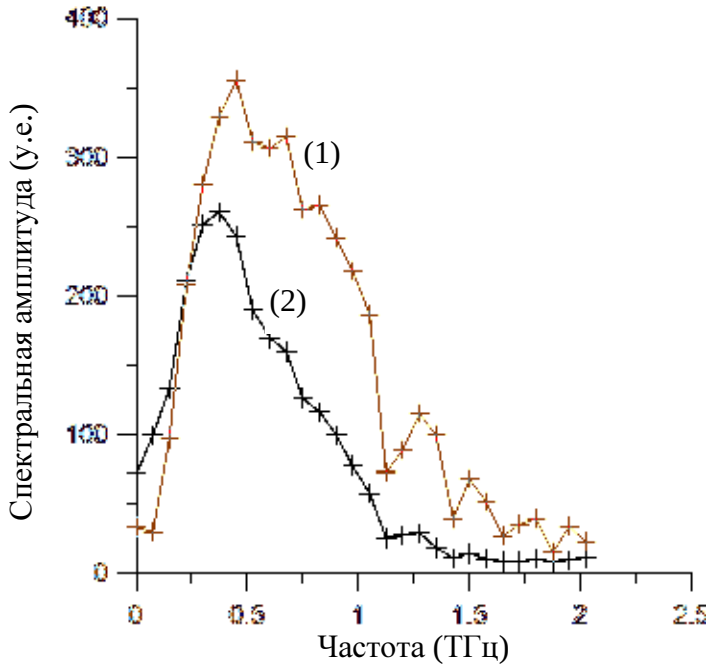


Рисунок 1.2 – (1) Опорный спектр терагерцового излучения, и (2) спектр терагерцового излучения, прошедшего через клей АК72 толщиной 1.5 мм

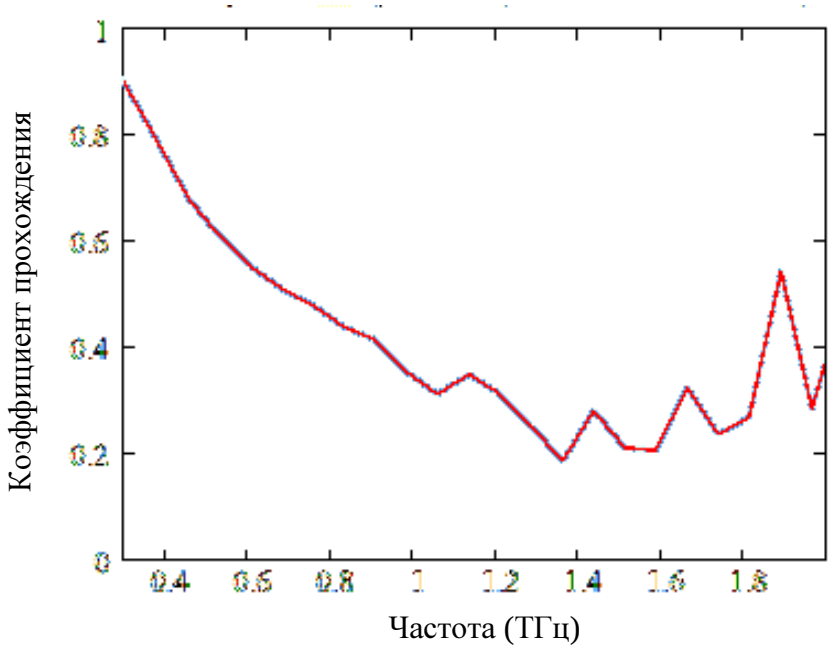


Рисунок 1.3 – Амплитудный коэффициент прохождения через клей АК72 толщиной 1.5 мм в зависимости от частоты.

5. После склеивания призмы и пластины ниобата лития необходимо отшлифовать поверхность пластины до толщины около 50 мкм, а затем, последовательно уменьшая зерно полировочного порошка, довести толщину до требуемого значения 30 мкм.

6. На данном этапе необходимо отполировать боковые грани сэндвич структуры. Отметим, что при полировке часть материала призмы (и ниобата лития) будет сточена, однако это не приведет к ухудшению свойств сэндвич структуры. Совместная полировка $LiNbO_3$ и кремниевой призмы дает точное совпадение границ призмы и нелинейной пластины. Это важно в дальнейшем для проведения эксперимента, поскольку лазерное излучение будет фокусироваться на грань ABGH и наличие выступающей части кремниевой призмы нежелательно ввиду возможного дополнительного рассеяния. Для сохранения ортогональности граней BDEH и ABGH во время полировки необходимо предварительно, на время полировки, приклеить к грани BDEH прямоугольную призму в качестве меры ортогональности.

7. После проведение полировки боковых граней необходимо провести визуальный контроль качества полировки с помощью микроскопа. Количество дефектов на грани ABHG не должно превышать 10% от площади всей грани.

8. После проведения поверхностного контроля необходимо убедиться в отсутствии объемных дефектов. Для этого необходимо исследовать прохождение видимого излучения через пластину ниобата лития. В качестве источника излучения можно использовать He-Ne лазер. Схема диагностики прохождения через пластину $LiNbO_3$ приведена на рисунке 1.4. Излучение лазера фокусируется цилиндрической линзой на входную грань пластины ниобата лития в сэндвич структуре (ABGH), расположенной в фокусе линзы. Поперечный размер лазерного пучка перед цилиндрической линзой и фокусное расстояние линзы выбираются такими, чтобы поперечный размер пучка (по полувысоте интенсивности) в фокусе был в два раза меньше толщины нелинейной пластины. Это условие позволяет наиболее эффективно заводить лазерное излучение в пластину ниобата лития, возбуждая основную моду планарного волновода. Качество прохождение через пластину $LiNbO_3$ контролируется путем переноса изображения лазерного пучка с выходной грани пластины на CCD камеру с помощью короткофокусной линзы. На

камере должна наблюдаться светлая полоса с поперечным распределением вдоль оси x в виде функции $\cos^2(x)$.

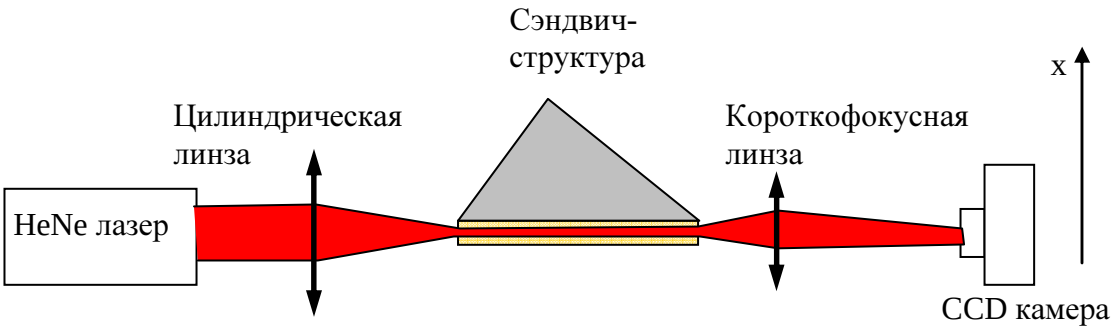
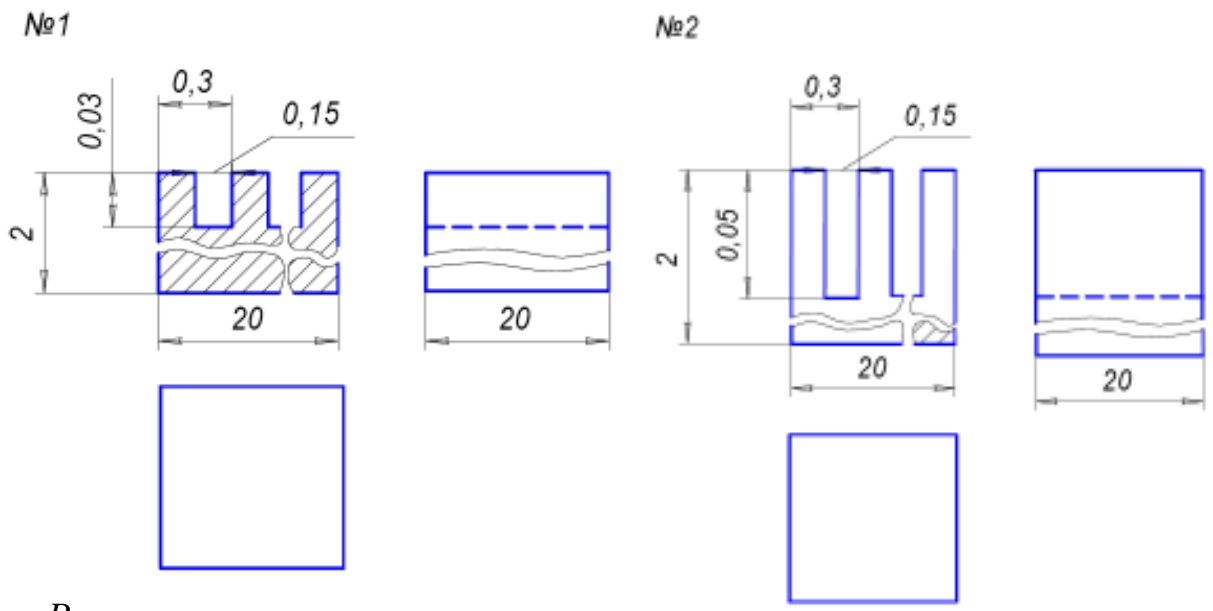


Рисунок 1.4 – Схема для проверки качества изготовления сэндвич-структуры.

2. Подготовка и создание экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами.

Разработка экспериментального образца микроструктурированной металлической поверхности проводилась на основе теоретических исследований 1-го этапа Проекта (Проведение расчетов и математического моделирования по разработке экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами [1]). Были выбраны оптимальные с точки зрения эффективности генерации терагерцовых поверхностных плазмонов параметры структуры: глубина бороздок h = 30–50 мкм и отношение ширины бороздок к периоду структуры a/d = 0,5. Период структуры, в соответствии с разработанной теорией, должен быть много меньше длин волн возбуждаемых плазмонов (100 – 300 мкм). С точки зрения простоты изготовления был выбран период структуры 300 мкм. Габаритные размеры металлического образца, на котором вырезается микроструктура, были выбраны, с одной стороны, из соображений удобства закрепления необходимых элементов у поверхности, а с другой стороны, из соображений компактности. Оптимальными были приняты размеры 2x2 см^2. Толщина металлического образца (2 мм) была выбрана, исходя из удобства закрепления в оптической схеме. Эскизы экспериментальных образцов микроструктурированной металлической поверхности приведены на рис. 2.1. Экспериментальный образец микроструктурированной металлической поверхности был изготовлен по приведенным эскизам в НПП «Салют» (Нижний Новгород) методом фрезеровки с последующей химической полировкой в количестве пяти штук.



Размеры в мм.

Рисунок 2.1 – Эскизы экспериментального образца микроструктурированной металлической поверхности.

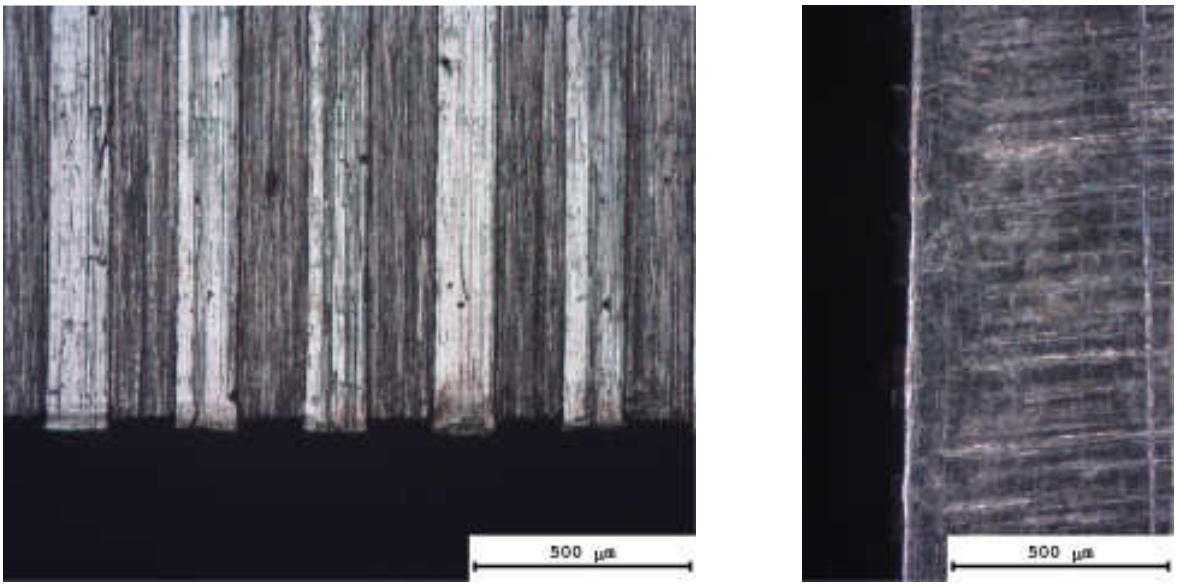


Рисунок 2.2 – Микрофотографии экспериментального образца: вид сверху (слева) и вид с торца (справа).

На рис. 2.2 представлены микрофотографии одного из образцов, сделанные оптическим микроскопом с пятидесятикратным увеличением. Фотография сверху сделана в светлом поле, фотография с торца – в темном поле. Видны канавки гребенчатой структуры.

Для создания нелинейного источника по методу [2, 3], разработанному в ходе выполнения 1ого этапа Проекта, к боковой грани структурированной поверхности (на рис. 2.1 сверху справа) был прикреплен кристалл $LiNbO_3$ <001> с полированным верхним торцом. При этом верхний срез кристалла на ~0,2 мм выступал над микроструктурированной поверхностью. Являясь прозрачным в ближнем ИК диапазоне, кристалл $LiNbO_3$ при его освещении через верхний торец лазерными импульсами титан-сапфирового лазера (800нм) позволяет создать движущийся над поверхностью нелинейный поляризационный источник терагерцовых плазмонов. Эффективный размер источника составляет порядка 0,2 мм по высоте (выступающая часть кристалла).

3. Модернизация испытательного стенда для терагерцовых исследований

Схема испытательного стенда изображена на рис. 3.1. Данная экспериментальная установка построена по широко распространенной схеме, в которой генерация терагерцовых импульсов осуществляется методом оптического выпрямления, а регистрация – методом электрооптического стробирования (electro-optic sampling). В качестве кристалла генератора ("Г" на рис. 3.1) применяется кристалл ZnTe <110> толщиной 2 мм. В качестве накачки используются импульсы фемтосекундной лазерной системы Tsunami с центральной длиной волны 800 нм, шириной спектральной полосы 13 нм и энергией 10 нДж. Длительность импульсов составляет 90 фс. Терагерцовое излучение из кристалла генератора с помощью двух параболических зеркал (числовая апертура первого зеркала 1.4, второго - 0.7) фокусируется в кристалл детектора Д. Между параболическими зеркалами может быть помещен исследуемый образец, в нашем случае – экспериментальный образец микроструктурированной поверхности металла. Линейно (вертикально) поляризованный пробный лазерный пучок (разделение лазерного пучка на пучок накачки и пробный пучок осуществляется делителем, см. рис. 3.1) проходит через отверстие во втором зеркале и также фокусируется в кристалл Д. Задержка времени прихода пробного импульса в кристалл варьируется в широком интервале путем изменения оптического пути пробного луча в линии задержки на основе уголкового отражателя, закрепленного на моторизованном прецизионном координатном столике. Изменение (с некоторым шагом) времени прихода пробного импульса в кристалл детектора позволяет измерять электрическое поле терагерцового импульса с разрешением по времени, т.е. фактически снимать осциллограмму терагерцового поля. В качестве детектора в эксперименте используется кристалл ZnTe толщиной 1 мм. После прохождения пробным пучком кристалла детектора, его поляризация с помощью четвертьволновой пластинки переводится в близкую к круговой, после чего пробный пучок разделяется (с помощью призмы Волластона П-2, рис. 3.1) на два пучка со взаимно перпендикулярной поляризацией, которые затем детектируются кремниевыми фотодиодами. Разность сигнала с двух диодов равна нулю в отсутствие терагерцового поля в кристалле детектора и некоторой конечной величине при

наличии поля. Нестабильность поляризации в пробном пучке ведет к появлению шумов, которые примерно на три порядка превышают величину полезного сигнала, связанного с изменением поляризации из-за наличия терагерцового поля. Для устранения этого фактора помех применяется модуляция (прерывание) пучка накачки с частотой около 1550 Гц (с помощью механического прерывателя М на рис. 3.1) и синхронное (на частоте модуляции) детектирование разностного сигнала с фотодиодов синхронным усилителем SR-830. Детектирование терагерцовых импульсов осуществляется сфокусированным до 50 мкм пробным лазерным импульсом. Диаметр перетяжки терагерцового пучка в фокусе второго параболического зеркала составляет, по оценкам, 130 мкм (для 3 ТГц) и более (для меньших частот).

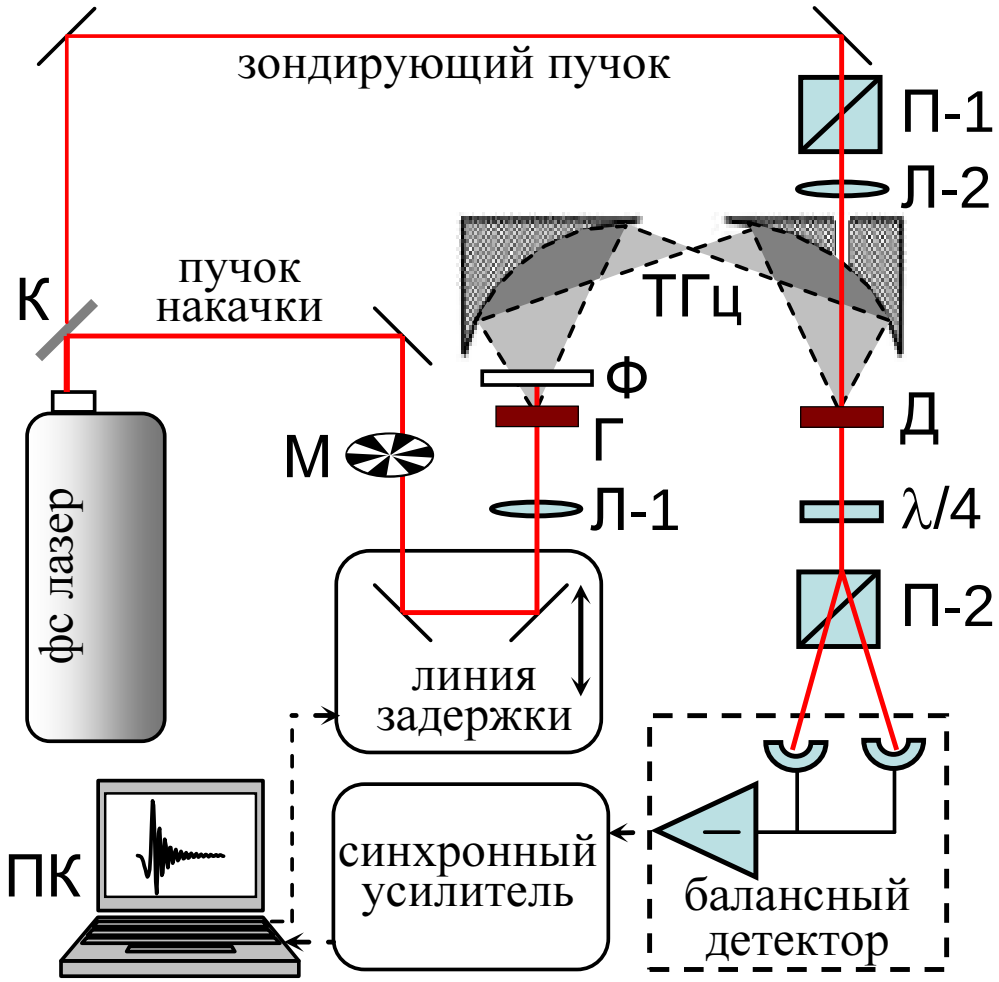


Рисунок 3.1 – Схема испытательного стенда для терагерцовых исследований.

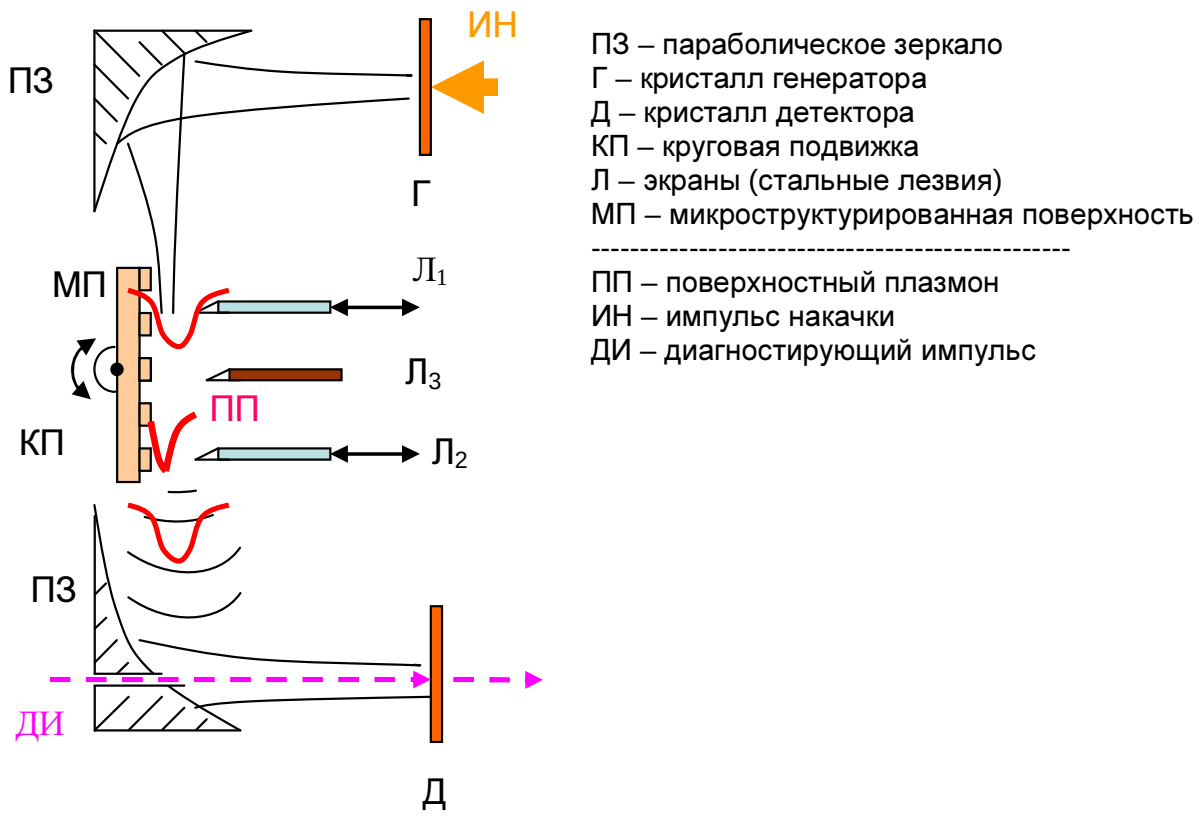


Рисунок 3.2 – Схема модернизированной части испытательного стенда для терагерцовых исследований.

В рамках данного этапа Проекта в существующую оптическую схему для генерации терагерцового излучения был внесен ряд изменений. Модернизация коснулась части схемы между параболическими зеркалами (эта часть схемы показана на рис. 3.2). Между параболическими зеркалами на вращательной подвижке установлена микроструктурированная поверхность (МП). В перетяжку терагерцового излучения для возбуждения поверхностных волн установлен экран на моторизованной подвижке ($Л_1$). На краю микроструктурированной поверхности для вывода излучения установлен второй экран на моторизованной подвижке ($Л_2$). Между экранами 1 и 2 для контроля локализации терагерцового излучения установлен экран ($Л_3$).

Перемещение экранов $Л_1$, $Л_2$, $Л_3$, размещенных на моторизованных подвижках, ведется с компьютера через блок управления шаговыми двигателями подвижек. Благодаря моторизованному перемещению можно контролировать зазоры между лезвиями и микроструктурированной поверхностью с высокой точностью (шаг подвижки 1,25 мкм).

4. Разработка методики экспериментальных исследований по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности

Экспериментальные исследования по генерации терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности планируются провести с использованием двух кристаллов: ниобата лития ($LiNbO_3$) и арсенида галлия (GaAs). В обоих случаях принципиальным является создание лазерного импульса с заданным углом скоса, а также оптимальное расположение нелинейного кристалла для максимизации длины взаимодействия оптической накачки с нелинейным кристаллом.

Для формирования скошенного лазерного импульса необходимо использовать элемент, формирующий угловую дисперсию. Данным элементом может быть, например, дифракционная решетка. Пусть фемтосекундный лазерный импульс падает под углом β из вакуума на дифракционную решетку с периодом *d*. Для простоты анализа будем считать, что решетка находится на поверхности электрооптического кристалла (см. рисунок 4.1). В эксперименте решетку планируется располагать удаленно и использовать линзу для переноса изображения лазерного импульса с решетки в электрооптический кристалл (см. ниже). Сейчас нас будет интересовать, как лазерный импульс с определенным углом скоса будет распространяться в кристалле.

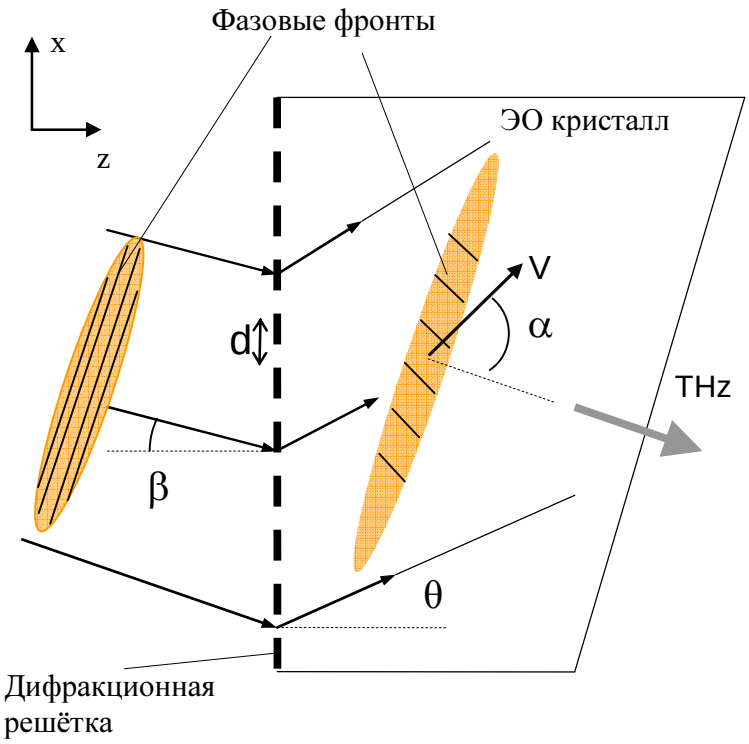


Рисунок 4.1 - Схема генерации терагерцового излучения с наклонным фронтом.

Необходимый для достижения фазового синхронизма угол скоса определяется отношением индекса группового запаздывания оптического импульса n_g и показателя преломления терагерцовых волн $\sqrt{\varepsilon_0}$

$$\alpha_{cr} = \arccos(n_g / \sqrt{\varepsilon_0}) . \qquad (4.1)$$

Для кристаллов $LiNbO_3$ и GaAs угол равен 63° и 13° при комнатной температуре. Для $LiNbO_3$ при криогенной температуре $\alpha_{cr} = 62°$.

После решётки импульс распространяется под углом θ, направлением на первый дифракционный максимум для центральной частоты ω_0 падающего импульса. Угол между нормалью к фронту интенсивности и направлением распространения импульса α (далее угол скоса). При $\alpha > \alpha_{cr}$ возможна синхронизованная генерация терагерцовго излучения на определенной длине волны. Максимальная эффективность достигается при малой отстройки α от α_{cr}, порядка 1°. Ранее было показано, что величина отстройки жестко связана с длиной электрооптического кристалла. Чем меньше отстройка, тем больше эффективность электрооптической конверсии, но тем больше необходима длина кристалла для достижения данной эффективности. Например, при отстройке на 1° длина

кристаллов должна составлять 1 мм для $LiNbO_3$ и 10 мм для GaAs. Важно отметить, что на этих длинах оптический импульс не должен сильно расплываться, однако из-за наличия скоса импульс испытывает «усиленное» расплывание. Поэтому необходимо предварительно рассчитать влияние скоса на динамику лазерного импульса при распространении в кристалле.

В качестве падающего импульса рассматривается импульс с гауссовым временным и пространственным профилем $F(t)=exp(-t^2/\tau^2)$, где τ- длительность и $G(x)=exp(-x^2/l^2)$, где l – поперечный размер. Падающую волну представим интегралом Фурье по частотам ω и поперечным волновым векторам g падающего импульса

$$E_{\Pi}(x,z,t)=\int\int e^{\frac{-(\omega-\omega_0)^2\tau^2}{4}}e^{\frac{-g^2l_\perp^2}{4}}e^{i\omega t-ik_x x+ik_z z}d\omega dg\ , \tag{4.2}$$

где

$$\begin{aligned} k_x &= g\cos\beta-\sqrt{\omega^2/c^2-g^2}\sin\beta \\ k_z &= g\sin\beta-\sqrt{\omega^2/c^2-g^2}\cos\beta \end{aligned} \tag{4.3}$$

проекции волновых векторов падающего импульса на систему координат (x,z) связанную с решёткой.

Согласно уравнению решётки проекция волнового вектора на ось x после прохождения решётки изменится на волновой вектор $2\pi/d$. Тогда запишем дифрагированную волну

$$E(x,z,t)=\int\int e^{\frac{-(\omega-\omega_0)^2\tau^2}{4}}e^{\frac{-g^2l_\perp^2}{4}}e^{i\omega t-iK_x x-iK_z z}d\omega dg\ , \tag{4.4}$$

где

$$\begin{aligned} K_x &= k_x-2\pi/d \\ K_z &= \sqrt{n^2\omega^2/c^2-K_x^2} \end{aligned} \tag{4.5}$$

проекции волновых векторов дифрагированного импульса, n – показатель преломления среды. Проведём замену переменных интегрирования на K_x и K_z. Тогда запишем дифрагированную волну в виде

$$E(x,z,t)=\int\int e^{\frac{-(\omega-\omega_0)^2\tau^2}{4}}e^{\frac{-g^2l_\perp^2}{4}}e^{i\omega t-iK_x x-iK_z z}\left|\frac{D(\omega,g)}{D(K_x,K_z)}\right|dK_x dK_z \tag{4.6}$$

где $\omega=\omega(K_x, K_z)$ и $g=g(K_x, K_z)$ находятся из уравнений (4.5). Решение (4.6) находится с использованием быстрого преобразования Фурье.

При расчете дифрагированного импульса по формуле (4.6) его угол скоса находится численно как угол между нормалью к фронту интенсивности и направлением распространения центральной частотной составляющей импульса ω_0. На рис. 4.2 приведена связь d и β, обеспечивающая фиксированную отстройку $\alpha - \alpha_0 = 1°$ для случая $LiNbO_3$. Широкий диапазон значений d и β позволяет подстроить параметры схемы под конкретную экспериментальную установку. Для получения требуемого угла скоса α в эксперименте наиболее практичным является подбор угла падения импульса на решетку β при фиксированном периоде решётки d.

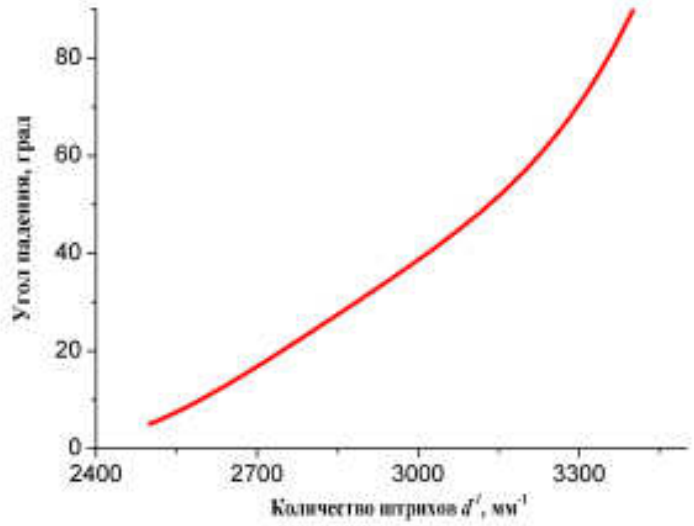


Рисунок 4.2 – Связь угла падения с периодом решётки при фиксированном угле скоса α=63.7° в кристалле $LiNbO_3$

На рис. 4.3(а) и 4.4(а) приведены моментальные снимки импульса при распространении в кристаллах $LiNbO_3$ и GaAs соответственно для длительности падающего импульса τ = 100 фс. Для $LiNbO_3$ $\alpha = 63.7°$, $d = 0.4$ мкм и $\beta = 5°$ и для GaAs - $\alpha = 14°$, $d = 2.5$ мкм и $\beta = 22°$. Первый снимок из серии соответствует моменту времени, когда половина импульса прошла через решётку. На следующих снимках показано его распространение в кристалле от дифракционной решётки в фиксированные моменты времени. Плоскость решётки совпадает с осью ординат.

Из рис. 4.3(a) и 4.4(a) видно, что импульс испытывает расплывание как в продольном, так и в поперечном направлениях.

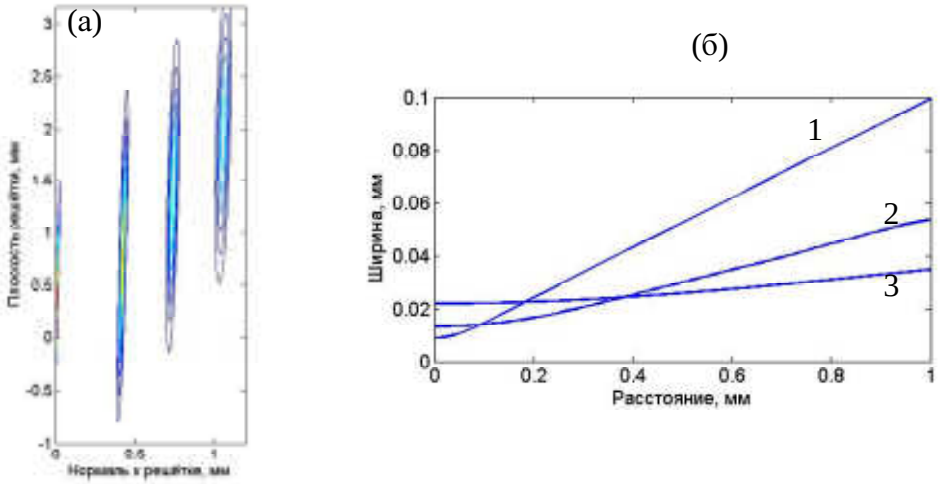


Рисунок 4.3 – (a) Моментальные снимки при τ = 100 фс и (b) зависимость ширины импульса от расстояния для τ = 50 фс, 100 фс и 200 фс (кривые 1, 2, 3 соответственно) при распространении в кристалле $LiNbO_3$

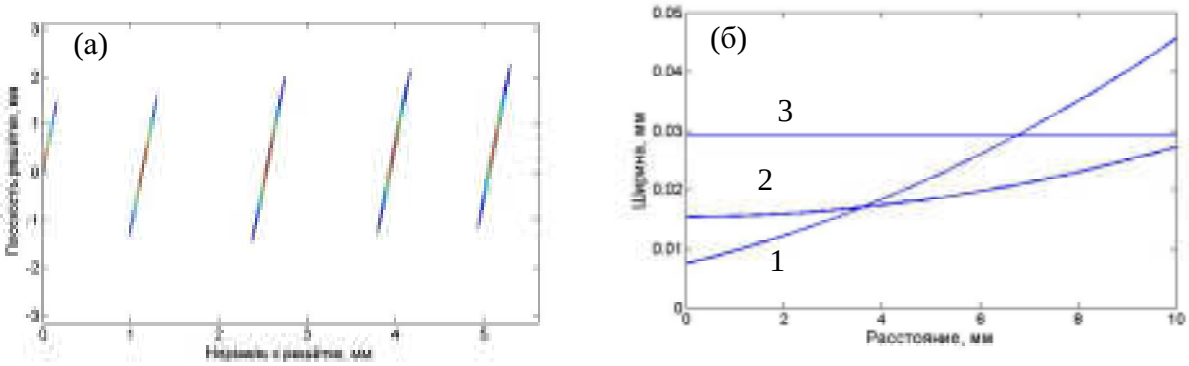


Рисунок 4.4 – Моментальные снимки для τ = 100 фс и (b) зависимость ширины импульса от расстояния для τ = 50 фс, 100 фс и 200 фс (кривые 1, 2, 3 соответственно) при распространении в кристалле GaAs

На рис. 4.3(b) и 4(b) показана зависимость ширины импульса (на уровне 0.5 в направлении нормали к фронту интенсивности) от пройденного импульсом расстояния в кристалле. Кривые 1, 2 и 3 на графиках соответствуют длительности падающего импульса 50, 100 и 200 фс. Из рисунков видно, что импульс в кристалле $LiNbO_3$ расплывается значительно сильнее, чем в GaAs. Введём длину дисперсионного расплывания как расстояние, на котором ширина импульса

увеличивается в два раза по сравнению с начальной шириной импульса после решётки. Для длительности падающего импульса 50 фс длина дисперсионного расплывания составляет 150 мкм в $LiNbO_3$ и 3 мм в GaAs. Малое значение длины дисперсионного расплывания в $LiNbO_3$ связано с сильной угловой дисперсией. Использование импульсов большей длительности приводит к увеличению длины дисперсионного расплывания. Однако при этом пропадают высокочастотные составляющие спектра, участвующие в нелинейном преобразовании (терагерцовой генерации), и эффективность нелинейного преобразования уменьшается. Для обеспечения эффективной терагерцовой генерации необходимо выбирать такую длительность падающего импульса, при которой длина дисперсионного расплывания равна оптимальной для терагерцовой генерации длине кристалла. Для кристаллов $LiNbO_3$ и GaAs такая оптимальная длительность импульса составляет 200 фс и 100 фс соответственно (кривые 3 и 2 на рис. 4.3(b) и 4.4(b) соответственно).

Для экспериментальной демонстрации генерации терагерцового излучения лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности предлагается использовать схему, приведенную на рисунке 4.5. В качестве лазерной накачки планируется использовать Ti:Sa лазерную установку, позволяющую генерировать лазерные импульсы длительностью 70 фс, энергией 1-50 мДж с частотой повторения 10 Гц. Лазерное излучение через линию задержки направляется на дифракционную решетку под заранее рассчитанным углом. После отражения от дифракционной решетки лазерный импульс приобретает скос фронта интенсивности. Такой скошенный импульс переносится в кристалл $LiNbO_3$ с помощью линзы (или системы линз). Угол падения на дифракционную решетку, положение линзы и фокусное расстояние линзы подбираются таким образом, чтобы угол скоса фронта интенсивности лазерного импульса в кристалле был близок к α_{cr}. Сгенерированное в $LiNbO_3$ терагерцовое излучение детектируется двумя способами: терагерцовое поле измеряется методом электрооптического стробирования с применением в качестве детектора кристалла ZnTe или GaP, энергия ТГц поля измеряется болометром, а также с помощью ячейки Голея или пиродетектора. Для обеспечения измерения терагерцового поля часть оптического излучения отводится от основного пучка перед линией задержки.

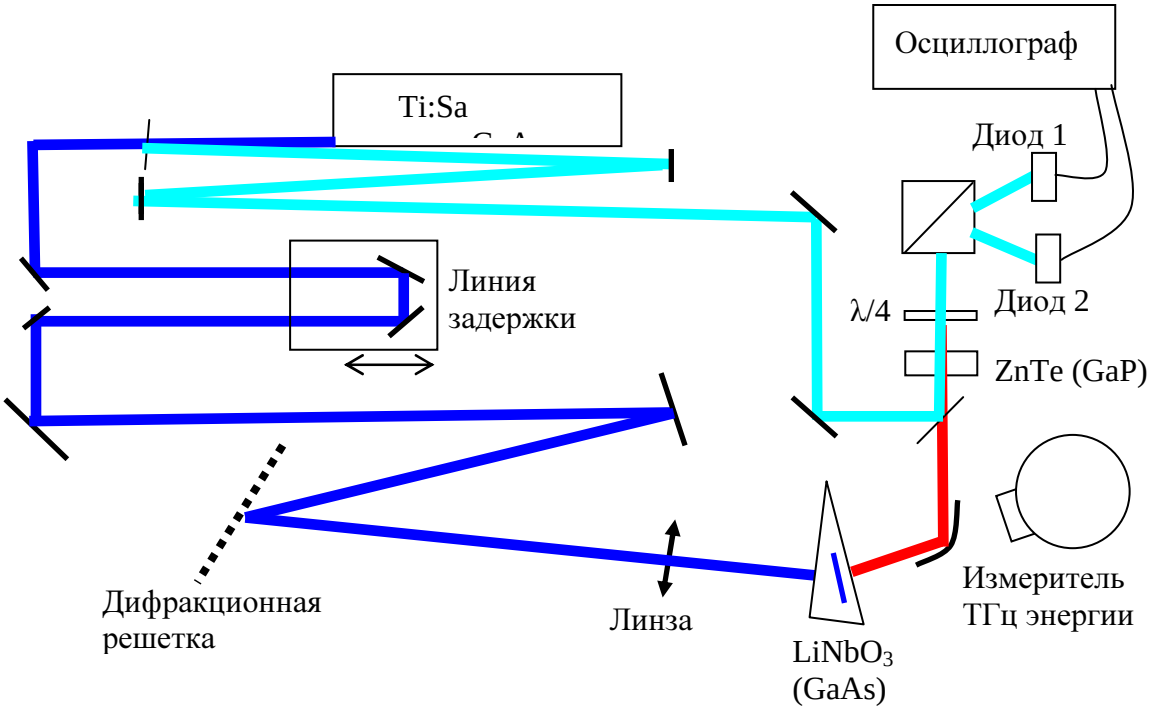


Рисунок 4.5 – Экспериментальная схема генерации терагерцового излучения лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности.

Как было показано выше, для генерации ТГц излучения лучше использовать лазерные импульсы с длительностью 200-300 фс, однако лазер генерирует импульсы длительностью 70 фс. Поэтому необходимо увеличивать длительность лазерного импульса путем введения частотной модуляции в импульсе, что может быть выполнено путем расстройки системы стретчер-компрессор лазера, а также путем введения в лазерный пучок оптических стекол с узкой спектральных полосой пропускания. При настройке экспериментальной схемы необходимо выравнить оптические пути основного и пробного лучей. Поскольку эффективность генерации сильно зависит от угла скоса лазерного импульса необходимо проводить точную настройку положения дифракционной решетки по углу и координате, а также линзы и кристалла $LiNbO_3$ (GaAs).

5. Разработка методики экспериментальных исследований по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред

5.1. Введение

Исследования преобразований электромагнитных полей при их взаимодействии с нестационарной плазмой (плазмой с быстро меняющейся плотностью) ведутся уже более 40 лет. В качестве источников такой плазмы обычно рассматриваются короткие электромагнитные импульсы, в частности, оптические импульсы фемтосекундной длительности. Преобразуемыми полями могут быть как сами ионизующие поля, так и внешние электромагнитные поля, частота которых меньшей оптической, включая и статические поля.

В случае преобразования собственно ионизующих полей возможно как повышение частоты оптического излучения, так и её понижение. Повышение частоты может быть связано со следующими явлениями: (1) адиабатическим повышением частоты (голубой сдвиг) оптического излучения при его распространении в создаваемой им нестационарной плазме с растущей плотностью [4, 5]; (2) резонансным возбуждением собственных колебаний и волн в образовавшейся плотной закритической плазме при переходе плотности плазмы через критическое значение; (3) генерацией третьей гармоники ионизирующего лазерного излучения вследствие генерации второй гармоники концентрации свободных электронов; (4) генерацией высоких гармоник, вызванной рекомбинацией (рождённых) электронов с родительскими ионами. Явления понижения частоты ионизующего излучения связаны с возбуждением остаточных квазипостоянных токов в образующейся плазме. В настоящее время исследуются различные схемы возбуждения этих токов. Чаще всего рассматривают схемы, в которых ускорение вновь рождённых электронов производится усредненной пондеромоторной силой лазерного импульса или непосредственно его электрическим полем, сообщающим электронам в момент ионизации постоянную дрейфовую скорость. Величина и направление этой скорости определяются фазой ускоряющего электрического поля в момент ионизации. Эти явления сильного понижения частоты оптического излучения представляют в настоящее время

большой интерес в связи с возможностью их использования для генерации терагерцового излучения.

При исследовании явлений ионизационно-индуцированного преобразоваи внешних электромагнитных полей, в присутствии которых происходит ионизация среды, обычно рассматривают три круга задач. Первый круг задач включает в себя исследование трансформации плоских электромагнитных волн при их взаимодействии с быстроионизируемым плазменным слоем или полупространством [6]. Второй круг задач включает в себя рассмотрение одномерных эффектов, схожих с эффектом Доплера, при взаимодействии волн с движущимся ионизационным фронтом (как досветовых, так и сверхсветовых) [7]. Здесь часто в качестве преобразуемой волны, как частный случай рассматривают пространственно-периодическое электростатическое поле, созданное системой разнополярных плоских конденсаторов [7]. Эти схемы, названные «DC to AC radiation converter» (DARC), предложено использовать для генерации микроволнового и терагерцового излучения. Третий круг задач включает в себя исследование преобразования однородного электростатического поля, взаимодействующего с движущимся ионизационным фронтом. Преобразование здесь связано с возбуждением собственных колебаний и волн в образующейся плазме. При этом существенную роль могут играть неодномерные эффекты, связанные с поперечной (относительно направления распространения ионизационного фронта) структурой образующейся плазмы. Роль этих эффектов исследовалась ранее только в рамках квазистатического приближения, при котором при определении спектра излучения поперечные размеры плазмы предполагаются бесконечно малыми.

В рамках выполнения работ по настоящему проекту мы на основе точных решений уравнений Максвелла исследовали преобразование однородного электростатического поля при взаимодействии с движущимся ионизационным фронтом. Конкретно мы рассмотрели случай сверхсветового ионизационного фронта. Разработанный подход позволяет рассчитать спектр электромагнитного излучения в зависимости от всех параметров ионизационного фронта и образующейся за ним плазмы. Мы впервые показали, что параметры генерируемого излучения, в том числе и его спектр, сильно зависят как от скорости

распространения ионизационного фронта, так и от поперечных размеров образующейся плазмы, что предоставляет дополнительные возможности управления спектром генерируемого излучения. Поскольку скорость распространения фронта больше скорости света, позади такого фронта возбуждаются быстрые волны поляризации, которые излучают энергию через поперечные границы образовавшейся плазмы под углом к направлению распространения фронта (так называемые вытекающие волны). Этим ситуация здесь существенно отличается от DARC, основанных на преобразовании неоднородных статических полей при их взаимодействии с одномерными ионизационными фронтами, где излучение происходит в направлении распространения ионизационного фронта.

5.2. Экспериментальная схема

В основе реализации сверхсветовых ионизационных фронт лежит идея наклонного падения лазерного импульса на границу ионизуемой области пространства. В качестве такой области можно рассматривать приповерхностный слой (или тонкую плёнку) твёрдого тела (полупроводника) либо сверхзвуковую струю газа в вакуумной камере. В результате пробоя вдоль поверхности полупроводника (или вдоль газовой струи) распространяется фронт ионизации со скоростью V_{if}, большей скорости ионизирующего лазерного импульса в окружающей неионизуемой среде V_{LP}. Величина этой скорости определяется углом скольжения θ, $V_{if} = V_L/\cos\theta > V_{LP}$. Известной вариацией этой идеи является использование так называемых бесселевых пучков. Эти пучки приближённо являются суперпозицией плоских волн, сходящихся под определённым углом (углом фокусировки) к некоторой оси. Если такой пучок имеет достаточно большую интенсивность для ионизации среды (газа или конденсированной среды), то вблизи его оси формируется сверхсветовой ионизационный фронт. Скорость этого фронта равна скорости бесселевого пучка в направлении его оси и определяется углом фокусировки. Бесселевы пучки реализуются при фокусировке лазерных импульсов с помощью аксиконов, линз Фурье, кольцевых диффракционных решёток или формируются спонтанно из обычного гауссового пучка в (керровской) нелинейной среде.

Мы рассмотрели сверхсветовой ионизационный фронт, созданный при наклонном падении лазерного импульса на плоскую поверхность фотопроводника, смотри рисунок 5.1, или достаточно широкую газовую струю. В первом случае можно рассматривать как приповерхностный пробой объёмного твердотельного образца излучением, падающим на него извне, так и ионизацию тонкой плёнки полупроводника излучением, падающим на неё с одной или с обеих сторон. Излучение может падать на плёнку из окружающей её газовой среды, или же ионизуемая плёнка может быть частью слоистой твердотельной структуры, окружённая более трудно ионизуемыми диэлектриками. Ионизуемая плёнка также может находиться на металлической подложке.

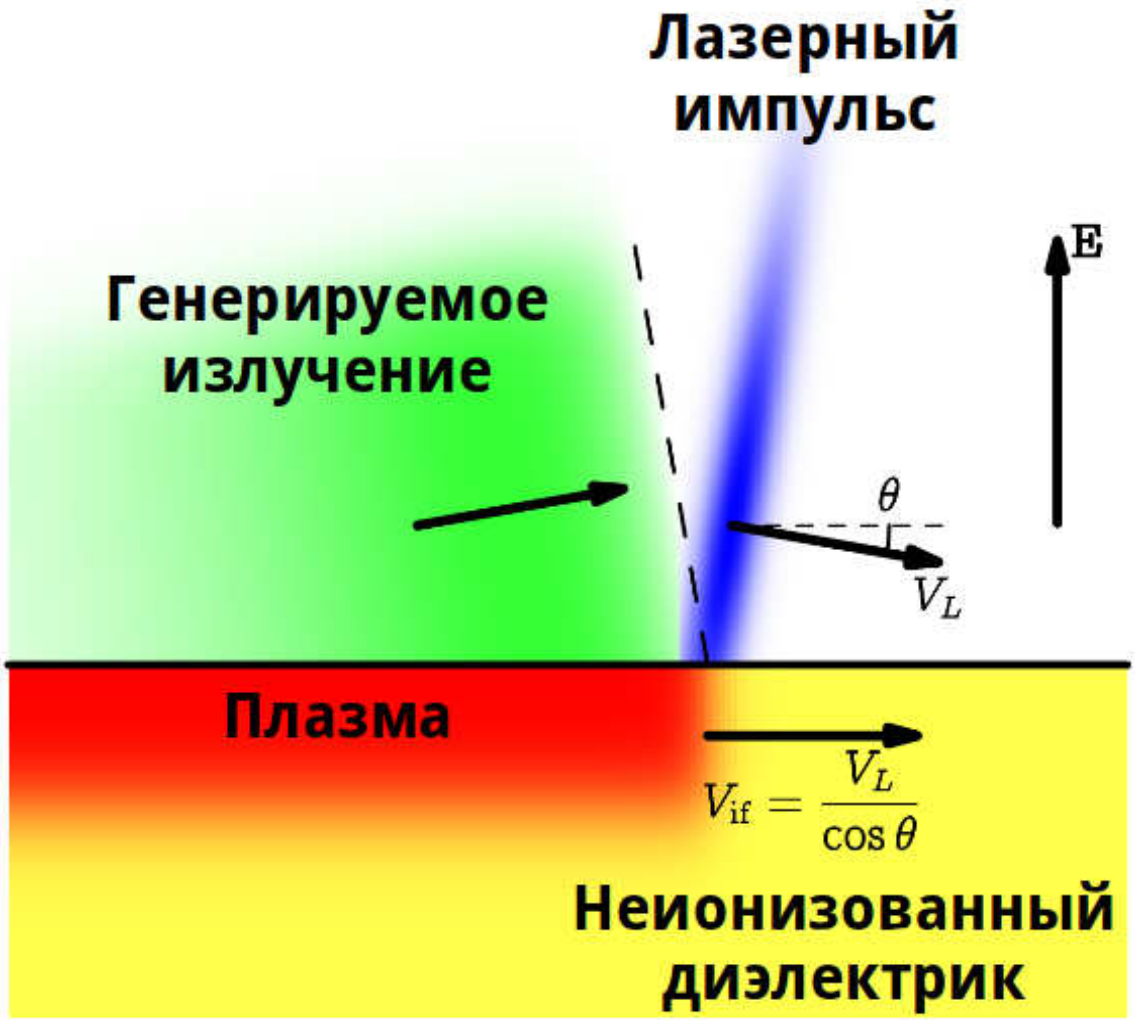


Рисунок 5.1 — Экспериментальная схема генерации терагерцового излучения.

При этом мы предполагаем, что один из поперечных размеров создаваемого ионизационного фронта значительно превышает другой, так что ионизационный

фронт имеет вид узкой полосы. Эти поперечные размеры могут определяться размерами ионизуемой среды (размерами газовой струи или твердотельного образца, глубиной проникновения ионизирующего излучения в среду) и поперечными размерами ионизующего лазерного пучка. Кроме этого оба этих размера, равно как и все остальные пространственные масштабы задачи, такие как длина волны генерируемого излучения, мы полагаем малыми по сравнению с длиной L, на которой движется ионизационный фронт. Эта длина определяется поперечным размером ионизующего лазерного импульса в плоскости падения, делённым на $\sin\theta$. Таким образом, мы можем пренебречь зависимостью от одной из поперечных координат и влиянием торцов (продольных границ образующейся плазмы). Кроме этого мы пренебрежём конечностью времени создания плазмы, считая, что оно порядка длительности лазерного импульса и много меньше характерного времени изменения преобразуемого поля в плазме. Разницу времен прихода ионизующего излучения на разных глубинах внутри ионизуемой среды мы также считаем малой по сравнению с характерным временем изменения преобразуемого поля. То есть мы предполагаем, что ионизация происходит мгновенно и одновременно во всех точках плоскости, перпендикулярной направлению распространения ионизационного фронта.

Таким образом, плоский ионизационный фронт, $z = V_{\mathrm{if}}t$, движется вдоль оси z декартовой системы координат в присутствии внешнего статического электрического поля $\mathbf{E}_e$ Это внешнее электрическое поле направлено вдоль оси x перпендикулярно направлению распространения ионизационного фронта. В области перед ионизационным фронтом, $z > V_{\mathrm{if}}t$, среда неионизована и однородна вдоль направлений y и z и имеет диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_0 = \varepsilon_0(x) \geq 1$. Внешнее поле также однородно вдоль направлений y и z, так что $\mathbf{E}_e = \mathbf{E}_e(x)\,\mathbf{x}_0 = D_e/\varepsilon_0(x)\,\mathbf{x}_0$, где $\mathbf{x}_0$ — единичный орт, направленный вдоль оси x, а D_e — индукция внешнего электрического поля, которая не зависит от пространственных координат и времени. На ионизационном фронте мгновенно образуется плазма с поперечным распределением плотности $N(x)$. Это распределение не зависит от координат y и z и остаётся в дальнейшем постоянным, так что позади ионизационного фронта формируется плоский плазменный слой. Таким образом, мы пренебрегаем процессами потери носителей вследствие

рекомбинации, диффузии и прилипания электронов в газах и захватом носителей на примесях и дефектах в полупроводниках, так как предполагаем, что характерные времена этих процессов значительно больше, чем время трансформации внешнего поля. Рассматриваемый в настоящей работе подход применим для произвольных заданных поперечных профилей плотности плазмы $N(x)$ и профилей диэлектрической проницаемости неионизованной среды $\varepsilon_0(x)$. При рассмотрении конкретных примеров мы специфицируем эти функции. Мы рассматриваем профили плотности $N(x)$ с ограниченным носителем, так что $N(x) \equiv 0$ при $|x| > a_0$.

Для расчёта электромагнитных полей генерируемого излучения **E** и **B** в области позади ионизационного фронта мы нанимаем точные уравнения Максвелла и уравнение для плотности тока рождённых свободных носителей **j** в холодной плазме:

$$\nabla \times \mathbf{B} = (4\pi/c)\, \mathbf{j} + (\varepsilon_0/c)\, \partial\mathbf{E}/\partial t, \tag{5.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\,(1/c)\, \partial\mathbf{B}/\partial t, \tag{5.2}$$

$$\partial\mathbf{j}/\partial t + \nu\mathbf{j} = (Ne^2/m_{\mathrm{eff}})\, \mathbf{E}, \tag{5.3}$$

где c — скорость света в вакууме, $e = |e|$ — заряд электрона, m_{eff} — эффективная масса носителей заряда, ν — частота столкновений носителей. В случае газовой плазмы эффективная масса m_{eff} равна массе электронов (мы пренебрегаем движением тяжёлых ионов в силу малости рассматриваемых времён), в случае твёрдого тела она равна приведённой массе носителей разного знака (либо массе носителей с большим временем жизни, если время жизни носителей другого знака значительно меньше рассматриваемых времён). Мы пренебрегаем временной дисперсией, вызванной движением связаннных зарядов (ионов и связанных электронов), считая её малой на рассматриваемых невысоких частотах. Полагая плазму холодной и пренебрегая пространственной дисперсией, мы считаем, что как толщина слоя, так и длина волны генерируемого излучения велики по сравнению с радиусом Дебая в плазме. Пользуясь линейным уравнением для плотности электронного тока, мы считаем скорость электронов не очень большой, так что можно пренебречь гидродинамическими и релятивистскими нелинейностями в газовой плазме и зависимостью массы от скорости в твердотельной плазме, равно как и действием магнитного поля на электроны. Большая значение длины

распространения ионизационного фронта L позволяет искать решение уравнений (5.1)—(5.3) в виде стационарной (бегущей) волны. В такой волне электрическое и магнитное поля и плотность тока свободных носителей зависят только от бегущего времени $\xi = t - z/V_{\rm if}$ и координаты x. Так как скорость ионизационного фронта больше скорости света в неионизованной среде, то у фронта нет предвестников и в области перед фронтом, $\xi < 0$, электрическое поле равно $\mathbf{E}_e$, а магнитное нулевое. Для расчёта электромагнитных полей позади ионизационного фронта, $\xi > 0$, на ионизационном фронте, $\xi = 0$, задаются начальные условия для электрического и магнитного полей и плотности электронного тока в плазме. Эти условия соответствует непрерывности электромагнитных полей во времени и отсутствию плотности электронного тока на ионизационном фронте:

$$\mathbf{E}(\xi = 0) = D_e/\varepsilon_0(x)\,\mathbf{x}_0, \tag{5.4}$$

$$\mathbf{B}(\xi = 0) = 0,\ \mathbf{j}(\xi = 0) = 0. \tag{5.5}$$

Задача дополняется условиями излучения при $|x| \to \infty$, эквивалентными требованиям принципа причинности: при $|x| > a_0 + (1/c^2 - 1/V_{\rm if}^2)^{-1/2}\,\xi$ электрическое и магнитное поля не возмущены и равны начальным.

Вообще говоря, ионизующий лазерный импульс может создавать на ионизационном фронте конечную остаточную плотность тока, которая должна учитываться в начальных условиях (5.5). Поскольку, однако, задача является линейной по начальным условиям, то излучение, индуцированное внешним электрическим полем, и излучение, связанное с ускорением рождённых электронов полями самого ионизующего импульса, можно рассматривать независимо. Причиной появления остаточного тока может являться ускорение на ионизационном фронте рождённых электронов пондеромоторной силой или собственно электрическим полем предельно короткого малоциклового лазерного импульса.

Электрическое поле в начальном условии (5.4) возбуждает позади ионизационного фронта вытекающую *TM*-волну, в которой отличны от нуля только компоненты электрического поля E_x и E_z и компонента магнитного поля B_y. Мы применяем к исходной системе уравнений (5.1)—(5.3) преобразование Лапласа по переменной ξ с учётом начальных условий (5.4) и (5.5). После этого мы получаем

систему уравнений, которая позволяет свести себя к уравнению для лапласовского изображения магнитного поля $\tilde{B}_y$:

$$\partial/\partial x\,((1/\varepsilon)\,\partial\tilde{B}_y/\partial x) - (s^2/\varepsilon)\,\tilde{B}_y = (q/cV_{\rm if})\,(1 - \varepsilon_0/\varepsilon)\,E_e, \qquad (5.6)$$

где q — переменная преобразования Лапласа, $\varepsilon(x) = \varepsilon_0(x)\,(1 + \omega_p^2(x)/(q^2 + \nu q))$ — диэлектрическая проницаемость, связывающая изображение вектора электрического смещения $\tilde{\mathbf{D}}$ и лапласовское изображение вектора напряжённости электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$: $\tilde{\mathbf{D}} = \varepsilon\tilde{\mathbf{E}}$, $\omega_p = (4\pi Ne^2/\varepsilon_0 m_{\rm eff})^{1/2}$ — плазменная частота, $s^2 = q^2\,(\varepsilon - c^2/V_{\rm if}^2)/c^2$. Лапласовские изображения продольной $\tilde{E}_z$ и поперечной $\tilde{E}_x$ компонент электрического поля выражаются через $\tilde{B}_y$ с помощью следующих выражений:

$$\tilde{E}_z = (c/q\varepsilon)\,\partial\tilde{B}_y/\partial x,\ \tilde{E}_x = (c/\varepsilon V_{\rm if})\,\tilde{B}_y + \varepsilon_0 E_e/q\varepsilon. \qquad (5.7)$$

Лапласовское изображение вектора плотности тока в плазме $\tilde{\mathbf{j}}$ связано в изображением вектора электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ следующим выражением:

$$\tilde{\mathbf{j}} = (\varepsilon_0\omega_p^2/4\pi\,(q + \nu))\,\tilde{\mathbf{E}}. \qquad (5.8)$$

5.3 Методика и расчеты

В этом разделе мы приводим результаты исследования излучения, генерируемого ионизационным фронтом с резкими поперечными границами, таким что $N(x) \equiv N_0$ при $|x| \le a$ и $N(x) \equiv 0$ при $|x| > a$. Мы будем рассматривать кусочно однородные профили начальной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_0(x)$: $\varepsilon_0 \equiv \varepsilon_+$ при $x > a$, $\varepsilon_0 \equiv \varepsilon_*$ при $|x| \le a$ и $\varepsilon_0 \equiv \varepsilon_-$ при $x < -a$. Профили такого вида мы будем соотносить с различными физическими ситуациями, выбирая соответствующим образом параметры ε_+, ε_- и ε_*. Случаю создания плоского слоя газовой плазмы соответствует $\varepsilon_+ = \varepsilon_- = \varepsilon_* = 1$. Фотоионизации приповерхностного слоя полупроводящего материала с ионной диэлектрической проницаемостью ε_i соответствуют $\varepsilon_+ = 1$, $\varepsilon_- = \varepsilon_* = \varepsilon_i > 1$. Предлагающийся подход применим и к ионизации тонкой плёнки фотопроводника, когда $\varepsilon_{+,-} \ne \varepsilon_- = \varepsilon_* = 1$. Это может быть свободная плёнка, $\varepsilon_+ = \varepsilon_- = 1$, или закреплённая на подложке, $\varepsilon_+ = 1 \ne \varepsilon_-$, в частности, $\varepsilon_- \to \infty$ отвечает металлической подложке (решение для плёнки, закреплённой на металлической подложке, может быть получено и из решения для свободной плёнки удвоенной толщины благодаря симметрии такой задачи

относительно плоскости $x = 0$). Ионизуемая тонкая плёнка может быть расположена между двумя диэлектриками так, что $\varepsilon_+ = \varepsilon_- \neq 1$. В последнем случае накладываемое внешнее статическое электрическое поле может быть сосредоточено внутри диэлектриков, где величина пробойного поля выше, чем в газах, и достигать вследствие этого больших значений.

Мы решаем уравнение (5.6) в однородных областях: $x > a$, $|x| < a$ и $x < -a$. Условия излучения при $|x| \to \infty$ позволяет выбросить одну из двух экспонент в общем решении уравнения (5.6) в областях $x > a$ и $x < -a$. После этого изображение магнитного поля может быть записано как

$$\tilde{B}_y = A_+ \exp(-s_+(x - a)),\ x > a, \tag{5.9}$$

$$\tilde{B}_y = \tilde{B}_0 + F \sinh s_p x/\sinh s_p a + G \cosh s_p x/\cosh s_p a,\ |x| \le a, \tag{5.10}$$

$$\tilde{B}_y = A_- \exp(s_-(x - a)),\ x < -a. \tag{5.11}$$

Здесь $\varepsilon_p = \varepsilon_* (1 + \omega_{p0}^2/(q^2 + \nu q))$ — диэлектрическая проницаемость плазмы в слое $|x| < a$, $s_{+,-.p} = q\,(\varepsilon_{+,-.p} - c^2/V_{\rm if}^2)^{1/2}/c$ — значения s в однородных областях $x > a$, $x < -a$ и $|x| < a$, $\omega_{p0} = (4\pi N_0 e^2/\varepsilon_0 m_{\rm eff})^{1/2}$, A_+, A_-, F и G — некоторые функции переменной преобразовния Лапласа q, не зависящие от координаты x,

$$\tilde{B}_0 = -(q/cV_{\rm if}s_p^2)\,(\varepsilon_p/\varepsilon_* - 1)\,D_e. \tag{5.12}$$

Решение уравнения (5.6) должно удовлетворять граничным условиям на поверхностях разрыва $|x| = a$. Эти граничные условия следуют из требования непрерывности тангенциальных электрического и магнитного полей и сводятся к непрерывности $\tilde{B}_y$ и $(1/\varepsilon)\,\partial\tilde{B}_y/\partial x$. Для удовлетворения этих условий необходимо, чтобы

$$A_\pm = (\tilde{B}_0 s_p/\Delta\varepsilon_p)\,((s_\square/\varepsilon_\square)\tanh s_p a + s_p/\varepsilon_p), \tag{5.13}$$

$$F = (\tilde{B}_0 s_p/2\Delta\varepsilon_p)\,(s_-/\varepsilon_- - s_+/\varepsilon_+)\tanh s_p a, \tag{14}$$

$$G = -(\tilde{B}_0/2\Delta)\,(2s_- s_+/\varepsilon_-\varepsilon_+ + (s_p/\varepsilon_p)\,(s_-/\varepsilon_- + s_+/\varepsilon_+)\coth s_p a), \tag{15}$$

где

$$\Delta = (s_p/\varepsilon_p)^2 + s_- s_+/\varepsilon_-\varepsilon_+ + (s_p/\varepsilon_p)\,(s_-/\varepsilon_- + s_+/\varepsilon_+)\coth 2s_p a. \tag{5.16}$$

Выражения (5.13)—(5.16) существенно упрощаются в симметричном случае, когда $\varepsilon_+ = \varepsilon_-$. Тогда $F = 0$,

$$A_+ = A_- = (\tilde{B}_0 s_p/\Delta'\varepsilon_p), \tag{5.17}$$

$$G = -(\tilde{B}_0 s_+/2\Delta'\varepsilon_+)\coth s_p a, \tag{5.18}$$

$$\Delta' = s_p/\varepsilon_p + (s_+/\varepsilon_+) \coth s_p a. \qquad (5.19)$$

С помощью полученных изображений полей можно найти спектр излученных создавшимся плазменным слоем электромагнитных импульсов и совокупную излучённую энергию. Спектральные плотности энергии, излучённой в положительном, w_+, и отрицательном, w_-, направлениях оси x, на единицу площади плазменного слоя даются выражением

$$w_\pm(\omega) = \pm(c/8\pi^2\varepsilon_\pm)\,(\varepsilon_\pm - c^2/V_{\rm if}^2)^{1/2}\,|A_\pm(q = i\omega)|^2. \qquad (5.20)$$

Полные энергии, излучённые в положительном и отрицательном направлениях получается интегрированием по всем частотам: $W_\pm = \int_{-\infty}^{\infty} w_\pm(\omega)\, d\omega$. Аналитически найти интегралы для энергий $W_\pm$ чрезвычайно сложно, однако в случае $\nu = 0$ возможно найти полную излучённую энергию $W_{\rm rad} = W_+ + W_-$ простым образом, воспользовавшись теоремой Пойнтинга:

$$\partial u/\partial t + \nabla\mathbf{S} = \partial/\partial\xi\,(u - S_z/V_{\rm if}) + \partial S_x/\partial x = 0, \qquad (5.21)$$

где $u = (\varepsilon_0\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2)/8\pi + 2\pi\mathbf{j}^2/\varepsilon_0\omega_p^2$ — объёмная плотность энергии, включающей энергию электромагнитного поля и кинетическую энергию движения носителей, $\mathbf{S} = (c/4\pi)\,\mathbf{E}\times\mathbf{B}$ — вектор Пойнтинга. Мы интегрируем выражение (5.21) по x и ξ, После чего получаем:

$$W_{\rm rad} = \int_{-a}^{a}(S_z/V_{\rm if} - u)\, dx\,|_{\xi=0}^{\xi=\infty}. \qquad (5.22)$$

Для того чтобы воспользоваться последней формулой, необходимо знать значения объёмной плотности энергии u и продольной компоненты вектора Пойнтинга при $\xi \to \infty$. Из найденных изображений полей и токов, используя свойства преобразования Лапласа, можно найти значения полей и токов, при $\xi \to \infty$ внутри слоя $|x| < a$: $E_x = E_z = 0$, $j_x = 0$,

$$B_y = -(V_* D_e/V_{\rm if}\varepsilon_*^{1/2})\,(1 - \cosh(\omega_{p0}x/V_*)/\cosh(\omega_{p0}a/V_*)), \qquad (5.23)$$

$$j_z = (\omega_{p0}V_* D_e/4\pi V_{\rm if})\,\sinh(\omega_{p0}x/V_*)/\cosh(\omega_{p0}a/V_*), \qquad (5.24)$$

где $V_* = c/\varepsilon_*^{1/2}$ — скорость электромагнитных волн (на невысоких частотах) в неионизованном центральном слое, $|x| < a$. Из уравнений (5.22)—(5.24) получаем, что

$$W_{\rm rad} = (1 - (V_*/V_{\rm if})^2\,(1 - {\rm th}(\omega_{p0}a/V_*)/\omega_{p0}a/V_*))\, W_0, \qquad (5.25)$$

где $W_0 = D_e^2 a/4\pi\varepsilon_*$ — изначально запасённая энергия на единицу площади слоя.

Таким образом, изначально запасённая при ионизации энергия на единицу площади слоя W_0 в отсутствие столкновений расходуется на излучение электромагнитных волн и на генерацию в плазме статического продольного тока и согласованного с ним магнитного поля в соответствии с выражениями (5.23) и (5.24), а полная излучённая энергия на единицу площади слоя $W_{\rm rad}$ оказывается всегда меньше запасённой энергии W_0 даже в отсутствие каких-либо внутренних потерь. Энергия, затраченная на генерацию статического продольного тока и магнитного поля тем больше, чем больше безразмерная полутолщина слоя $\omega_{p0}a/V_*$ и чем меньше скорость ионизационного фронта $V_{\rm if}$. Изначально запасённая энергия может практически полностью перейти в энергию статического тока и магнитного поля, если скорость ионизационного фронта близка к скорости света в неионизованном центральном слое, $V_{\rm if} - V_* << V_*$, а ионизуемый слой является достаточно толстым, $\omega_{p0}a/V_* >> 1$, при этом в соответствии с формулой (5.25) $W_{\rm rad} = (1 - (V_*/V_{\rm if})^2)\, W_0 << W_0$. В случае достаточно тонкого плазменного слоя, $\omega_{p0}a/V_* << 1$, наоборот, почти вся запасённая энергия излучается в виде электромагнитных волн, $W_{\rm rad} = W_0$.

Обратим внимание, что формула (5.25) применима лишь тогда, когда можно пренебречь всеми внутренними потерями в плазме, в том числе столкновениями, то есть тогда, когда все характерные времена внутренних потерь велики по сравнению со временами радиационных потерь (то есть длительностью генерируемого электромагнитного импульса в отсутствие внутренних потерь). В частности, формула (5.25) даёт совершенно неправильный результат при предельном переходе $V_{\rm if} \to \infty$. При $V_{\rm if} = \infty$, то есть в случае, когда ионизация всего слоя происходит мгновенно, решением поставленной задачи является возбуждение неизлучающего плазменного колебания внутри плазменного слоя, $E_x = E_e$ при $|x| > a$ и $E_x = E_e \cos \omega_{p0}t$ при $|x| < a$, $B_y = E_z = 0$. При этом излучённая энергия естественным образом равна нулю в противоречии с формулой (5.25). Это противоречие связано с тем, что при $V_{\rm if} \to \infty$ радиационные потери уменьшаются и стремятся к нулю, а время высвечивания электромагнитного импульса из плазмы соответственно неограниченно увеличивается. Таким образом, при учёте любых внутренних потерь, например, столкновений, излучённая энергия уменьшается и стремится к нулю при неограниченном увеличении скорости ионизационного фронта $V_{\rm if}$. То же

самое касается предельных переходов $\omega_{p0} \to 0$ и $\varepsilon_{+,-} \to \infty$. Последний соответствует ионизации слоя, заключённого между двух металлических плоскостей. В этом случае энергия, излучённая за любое конечное время, также стремится к нулю, несмотря на то что правая часть формулы (5.25) вообще не зависит от $\varepsilon_{+,-}$. Отметим, что все эти предельные переходы корректны для найденных изображений полей и токов (5.7)—(5.19) и их оригиналов, хотя и некорректны для формулы (5.25); предельный переход $\varepsilon_- \to \infty$ при фиксированнном ε_+ возможен и для формулы (5.25). Согласно формуле (5.25) излучённая энергия W_{rad} есть убывающая функция плазменной частоты ω_{p0} и растущая функция скорости ионизационного фронта V_{if}. В соотвествии со сказанным выше в этом абзаце учёт столкновений или других внутренних потерь приводит к тому, что излучённая энергия становится немонотонной функцией плазменной частоты и скорости ионизационного фронта (при фиксированных остальных параметрах задачи) и имеет оптимум при определённых значениях этих параметров.

Также следует отметить, что столкновения могут приводить как к уменьшению, так и к увеличению совокупной излучённой энергии. Энергия, переходящая в статическое магнитное поле (5.23) и ток (5.24), при учёте столкновений частично диссипирует в плазме и частично излучается в виде электромагнитных волн в окружающее пространство. За счёт этих волн полная излучённая энергия может увеличиться, несмотря на то, что столкновения приводят к диссипации энергии в плазме. Спектр этого возникающего вследствие столкновений излучения имеет максимум на нулевой частоте и ширину порядка частоты столкновений и может существенно отличаться от спектра излучения в отсутсвтвие столкновений.

Изображения полей и токов существуют для всех значений переменной преобразования Лапласа q, таких что $\mathrm{Re}\, q > 0$, и в рассматриваемом кусочно-однородном случае допускают однозначное аналитическое продолжение на всю комплексную плоскость переменной q. Эти аналитические продолжения также даются формулами (5.7)—(5.19) и являются регулярными функциями переменной q всюду, кроме счётного множества точек. При $\nu = 0$ это множество точек состоит из полюсов, при $\nu > 0$ это множество содержит также неизолированную особую

точку $q = -\nu$, являющуюся предельной точкой для множества полюсов (точкой накопления). Таким образом, в отсутствие столкновений, при $\nu = 0$, можно использовать теорему разложения для обратного преобразования Лапласа, и записать зависящие от времени оригиналы полей и токов внутри плазменного слоя в виде рядов по полюсам аналитических продолжений их изображений:

$$\{\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{j}\} = \sum_{j=0}^{\infty} \mathrm{res}_{q=q_j}\{\tilde{\mathbf{E}}, \tilde{\mathbf{B}}, \tilde{\mathbf{j}}\} \exp q\xi, \qquad (5.26)$$

где $\tilde{\mathbf{B}}$ — изображение вектора магнитного поля, q_j — полюсы аналитических продолжений изображений полей и токов, пронумерованные в порядке неубывания их модулей, res обозначает вычет в точке.

В общем случае множество полюсов может включать нули Δ как функции q, а также точку $q = 0$. Точка $q = 0$ является полюсом лишь для аналитических продолжений изображений магнитного поля и продольной компоненты плотности тока внутри центрального слоя, $|x| \le a$. Соответствующие вычеты в точке $q = 0$ являются постоянными во времени и даются выражениями (5.23) и (5.24). Эти вычеты являются единственными неубывающими при $\xi \to \infty$ слагаемыми в (5.26). Все остальные полюсы имеют отрицательную действительную часть, а соответствующие им вычеты являются убывающими во времени функциями. Точки $q = \pm\omega_{p0}$, в которых $\varepsilon_p = 0$, полюсами не являются, а неизлучающего неисчезающего колебания точно на плазменной частоте не возбуждается в отличие от того, как этого можно было бы ожидать. В несимметричном случае, $\varepsilon_+ \ne \varepsilon_-$, все нули Δ являются полюсами аналитических продожений полей и токов, в симметричном случае же, $\varepsilon_+ = \varepsilon_-$ лишь часть нулей Δ суть полюсы, но все нули Δ' являются ими. Ситуацией общего положения является отсутствие полюсов порядка выше единицы, однако при определённой комбинации значений параметров возможно наличие полюса второго порядка.

Отдельные слагаемые в сумме (5.26) соответствуют чётным вытекающим *TM*-волнам, которые могут распространяться вдоль плазменного слоя с фазовой скоростью, равной V_{if}. Частоты этих волн сложным образом зависят от параметров a, V_{if} и $\varepsilon_{+,-,*}$, так что спектры генерируемого излучения могут существенно меняться даже при незначительном изменении данных параметров, что представялет интерес в связи с возможностью построения перестраиваемых источников излучения. В качестве примера на рисунке 5.2 показана спектральная

плотность излучённой энергии $w_+ + w_-$ для разных значений угла θ, то есть для разных значений V_{if}. Здесь рассмотрена приповерхностная ионизация GaAs, $\varepsilon_* = \varepsilon_- = 12.9$, $\varepsilon_+ = 1$, $\omega_{p0} = 2 \times 10^{13}$ с$^{-1}$, $\nu = 5 \times 10^{12}$ с$^{-1}$, $D_e = 200$ кВ/см, $a = 3$ мкм. В этом случае положение спектрального максимума лежит в терагерцовом диапазоне частот около плазменной частоты или ниже её в зависимости от θ, и спектр может легко перестраиваться при простом изменении этого угла. Излучённая энергия W_{rad} может быть оценена как 7 нДж/см^2 при θ = 15°.

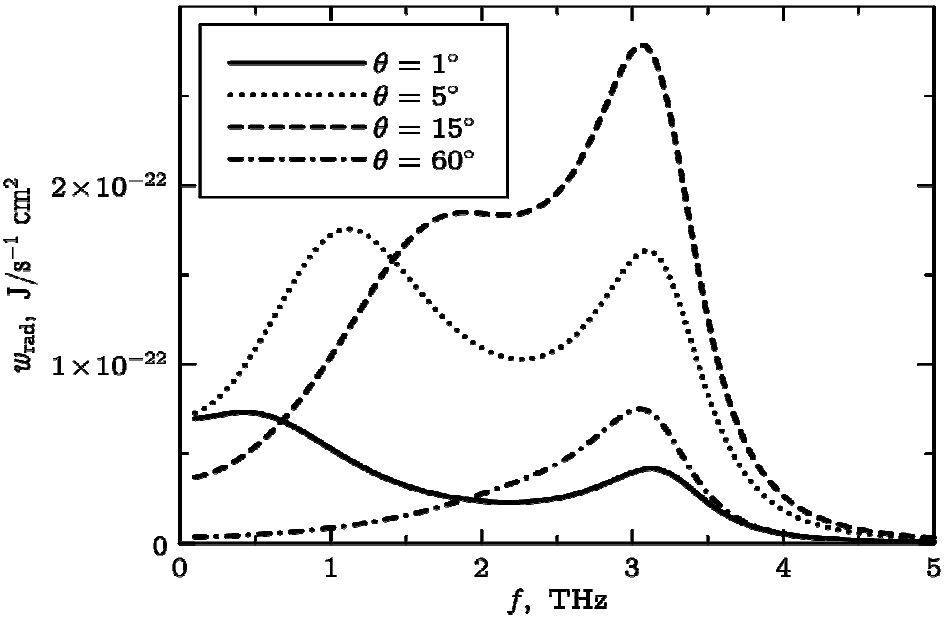


Рисунок 5.2 — Спектральная плотность излучённой энергии для разных значений угла скольжения.

6. Разработка документации для изготовления экспериментальной установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 6.1. Лазерный пучок (энергия импульса ≤ 70 мДж, длительность 60-70 фс) заводился в вакуумную камеру ВК и фокусировался сферическим зеркалом СЗ на вход капилляра, размещенного в колбе К и помещенного на 5-координатную подвижку (с возможностью подстройки по двум угловым и трем линейным координатам). Капилляр имел внутренний диаметр 75 мкм и длину 3 см, в стенках капилляра были сделаны два пропила на расстоянии ≈ 5 мм от его торцов. Максимальная интенсивность излучения на входе в капилляр при энергии в импульсе 70 мДж составляла ~$6x10^{16}$ Вт/см^2, что в три раза превышает интенсивность насыщения накачки в ксеноне.

Колба с капилляром заполнялась ксеноном в диапазоне давлений от 0,03 до 30 Тор. Вакуумная камера откачивалась до давления < 10^{-4} Тор. Наполнение капилляра газом и откачка вакуумной камеры осуществляется с помощью схемы дифференциальной откачки и напуска, описанной далее. Прошедшее через капилляр излучение после фильтрации оптической части на двух Al фильтрах Ф толщиной 0.25 мкм попадало на рентгеновскую CCD-камеру Andor (№1 на рис. 6.1) или рентгеновский спектрометр скользящего падения McPherson 310 (№2). Оптические CCD-камеры Кам1-3 использовались для настройки и контроля проведения эксперимента.

Камера Кам1 позволяла измерять коэффициент прохождения оптического излучения через капилляр (измерялось отношение интегральной интенсивности рассеянного на вдвигаемом в пучок экране излучения с капилляром к той же величине без капилляра).

Камера Кам2 использовалась для визуального наблюдения свечения плазмы в капилляре. Для контроля доли энергии лазерного импульса, проходящей через капилляр в каждом выстреле, использовалась камера Кам3, позволявшая наблюдать рассеянное лазерное излучение на фильтрах Ф. Сигналу рассеянного

излучения, регистрируемому Кам3, был поставлен в соответствие коэффициент прохождения излучения, измеренный ранее по Кам1.

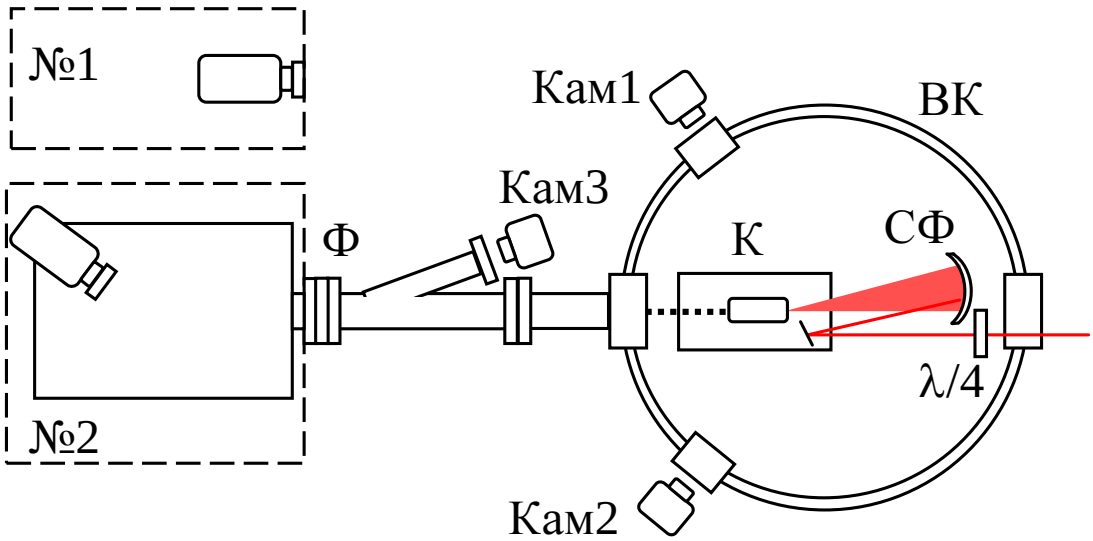


Рисунок 6.1 – Схема экспериментальной установки.

Схема дифференциальной откачки вакуумной камеры и напуска газа в капилляр приведена на рис. 6.2. Для откачки вакуумной камеры используется два поршневых насоса НВР и вакуумно-молекулярный насос (ВМН). Давление в камере контролируется вакуумметром. Капилляр размещен в цилиндрической стеклянной капсуле, имеющей два отверстия в основания для плотного закрепления капилляра (концы капилляра торчат из капсулы). Откачка газа из капсулы осуществляется при помощи отдельного вакуумного насоса, а напуск газа в капилляр производится через прорези в его стенке. Давление газа в капсуле контролируется с помощью прецизионного датчика давления (баротрона).

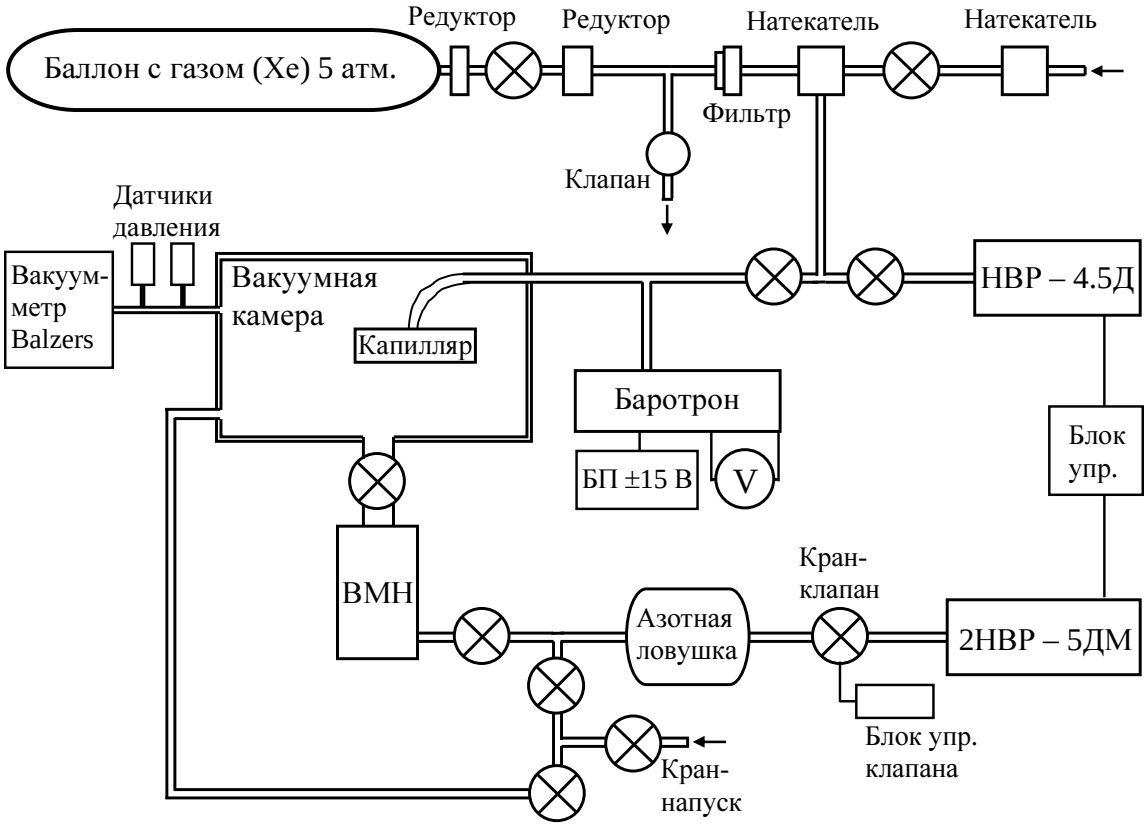


Рисунок 6.2 – Система откачки и напуска газа в капилляр.

Сборочный чертеж и описание вакуумной камеры представлены на рис. 6.3 и 6.4.

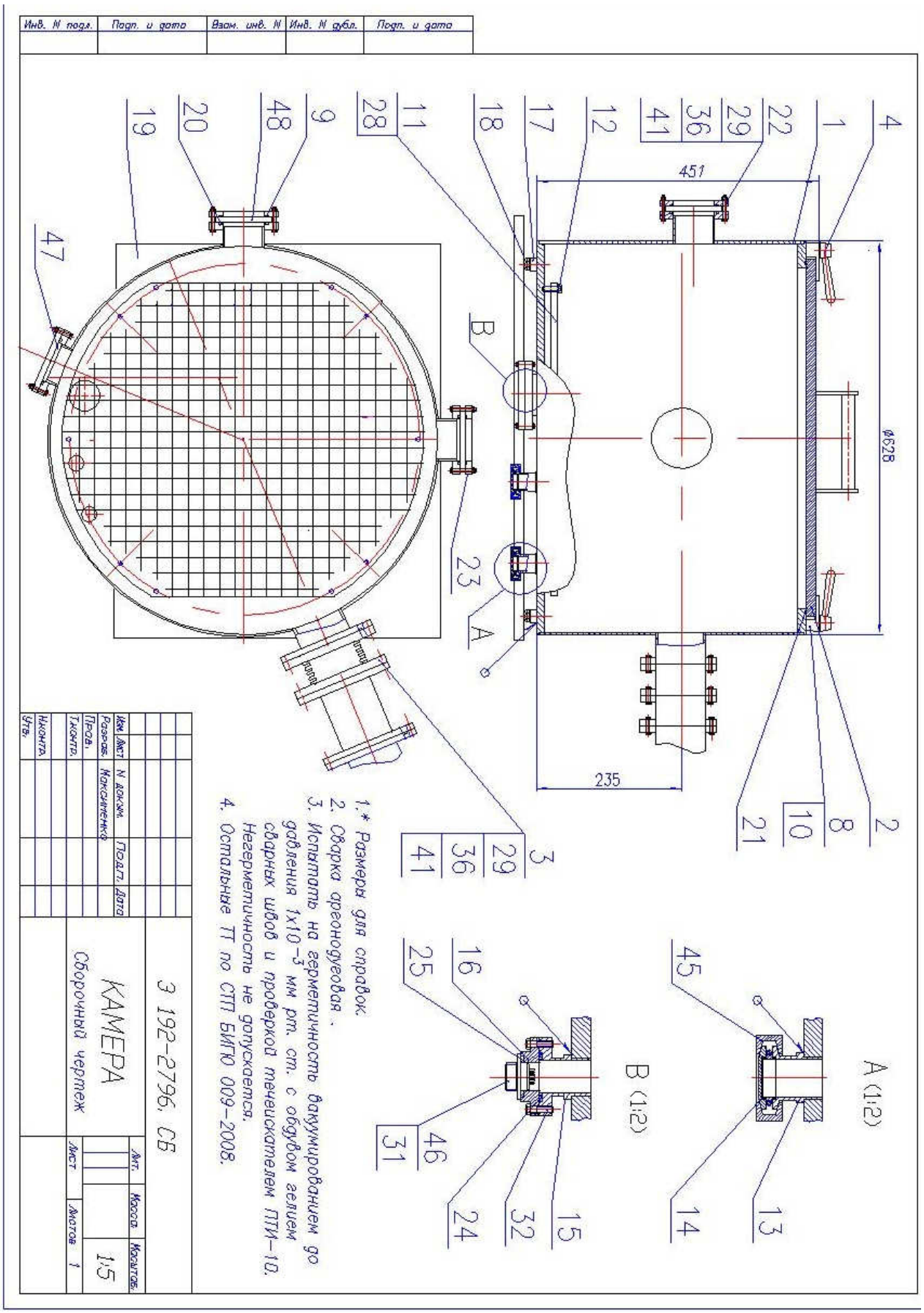
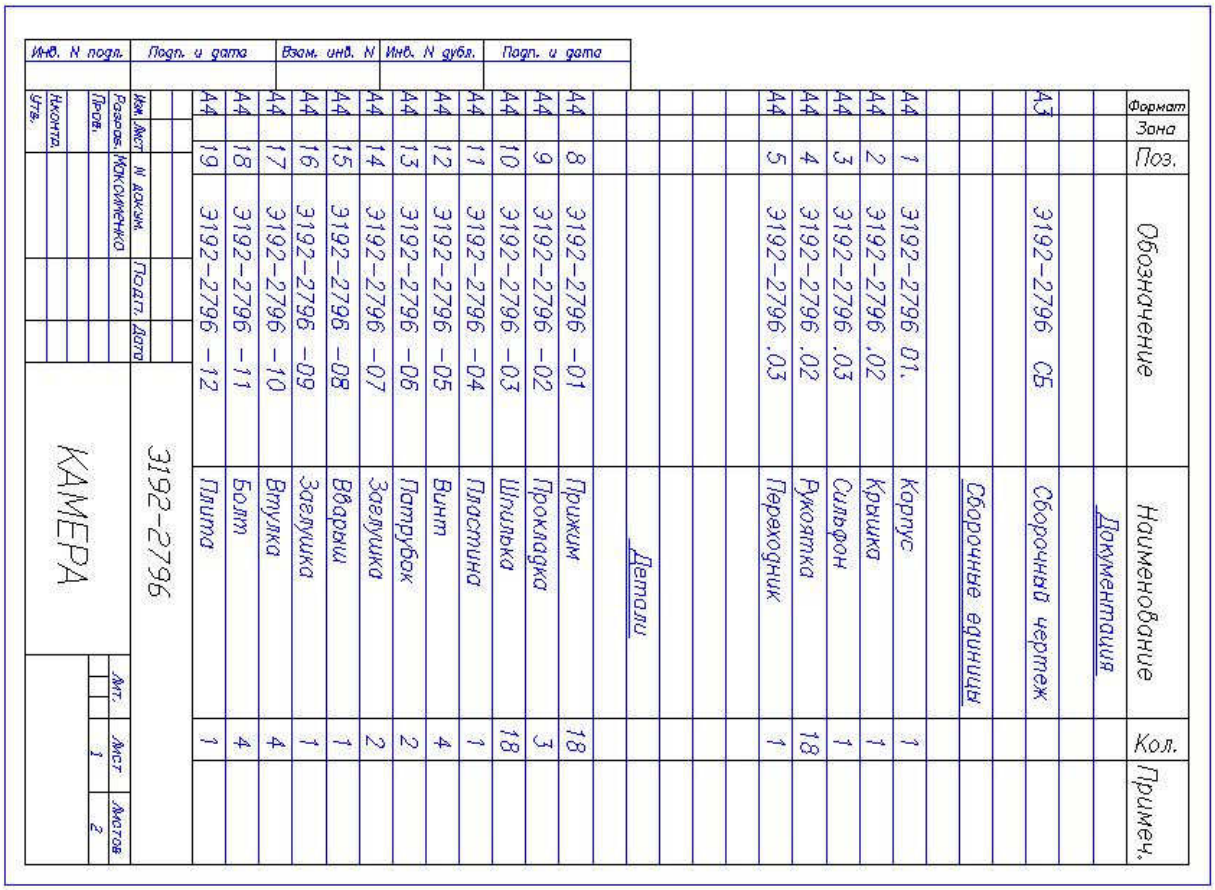


Рисунок 6.3 – Сборочный чертеж вакуумной камеры.



Формат	Зона	Поз.	Обозначение	Наименование	Кол.	Примеч.
				Документация		
А3			3192-2796 СБ	Сборочный чертеж		
				Сборочные единицы		
А4		1	3192-2796 01.	Корпус	1	
А4		2	3192-2796 .02	Крышка	1	
А4		3	3192-2796 .03	Сильфон	1	
А4		4	3192-2796 .02	Рукоятка	18	
А4		5	3192-2796 .03	Переходник	1	
				Детали		
А4		8	3192-2796 -01	Прижим	18	
А4		9	3192-2796 -02	Прокладка	3	
А4		10	3192-2796 -03	Шпилька	18	
А4		11	3192-2796 -04	Пластина	1	
А4		12	3192-2796 -05	Винт	4	
А4		13	3192-2796 -06	Патрубок	2	
А4		14	3192-2796 -07	Заглушка	2	
А4		15	3192-2796 -08	Вёдрыш	1	
А4		16	3192-2796 -09	Заглушка	1	
А4		17	3192-2796 -10	Втулка	4	
А4		18	3192-2796 -11	Болт	4	
А4		19	3192-2796 -12	Плита	1	

Инв. N подл. | Подп. и дата | Взам. инв. N | Инв. N дубл. | Подп. и дата

Изм. | Лист | N докум. | Подп. | Дата

Разраб. Максименко

Пров.

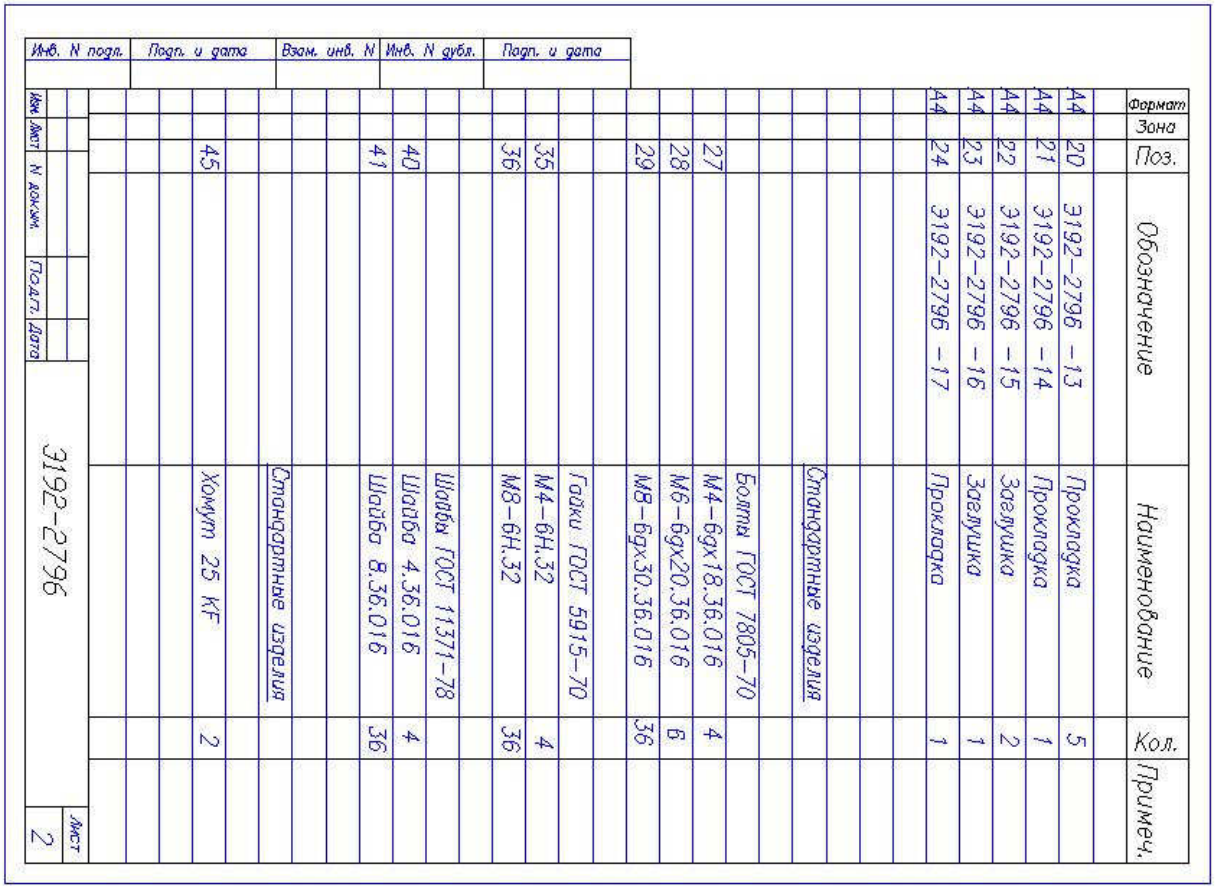
Н.контр.

Утв.

КАМЕРА

3192-2796

Лит. | Лист 1 | Листов 2



Формат	Зона	Поз.	Обозначение	Наименование	Кол.	Примеч.
А4		20	3192-2796 -13	Прокладка	5	
А4		21	3192-2796 -14	Прокладка	1	
А4		22	3192-2796 -15	Заглушка	2	
А4		23	3192-2796 -16	Заглушка	1	
А4		24	3192-2796 -17	Прокладка	1	
				Стандартные изделия		
				Болты ГОСТ 7805-70		
		27	М4-6gх18.36.016		4	
		28	М6-6gх20.36.016		6	
		29	М8-6gх30.36.016		36	
				Гайки ГОСТ 5915-70		
		35	М4-6Н.32		4	
		36	М8-6Н.32		36	
				Шайбы ГОСТ 11371-78		
		40	Шайба 4.36.016		4	
		41	Шайба 8.36.016		36	
				Стандартные изделия		
		45	Хомут 25 KF		2	

Инв. N подл. | Подп. и дата | Взам. инв. N | Инв. N дубл. | Подп. и дата

Изм. | Лист | N докум. | Подп. | Дата

3192-2796

Лист 2

Рисунок 6.4 – Сборочный чертеж вакуумной камеры.

7. Разработка документации для изготовления лабораторных макетов компактных импульсных перестраиваемых ПГС среднего ИК диапазона (3-5 мкм) с пиковой мощностью 5-50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой

7.1. Схема источника ИК излучения

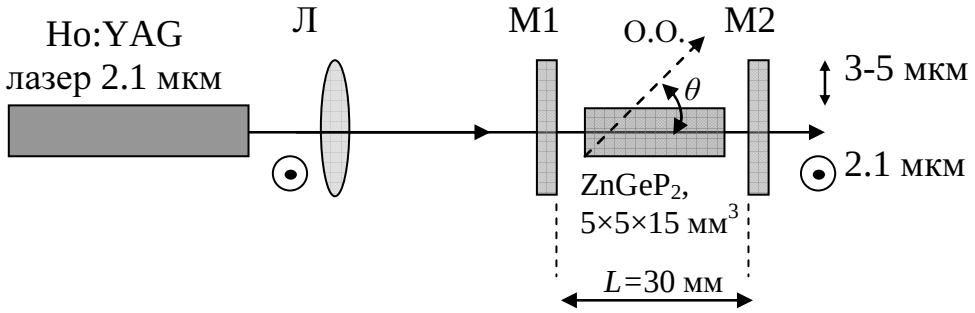


Рисунок 7.1 – Схема источника ИК излучения.

№	Наименование	Характеристики	Кол-во
1	Кристалл $ZnGeP_2$	Материал: кристалл оптического качества ZnGeP2; Габаритные размеры: 5× 5×15 мм3, апертура 5×5 мм^2, длина 15 мм; Клин/параллельность: полировка граней 5×5 мм не хуже 20 секунд; Плоскостность граней 5×5 мм^2: не хуже λ/4 на длине волны 633 нм; Ориентация оптической оси: для ПГС с накачкой 2,1 мкм: направление распространения света вдоль грани 15 мм, угол между оптической осью кристалла и направлением распространения света 550 ; покрытие: просветление на гранях 5×5 мм^2 на длины волн в диапазоне 2,091-2,097 нм (отражение на одной поверхности не более 1 %), 3,2-3.9 мкм (отражение на одной поверхности не более 2%), 4,4-5 мкм (отражение на одной поверхности не более 2%).	1
2	Зеркало дихроичное M1	Диэлектрическое зеркало на плоской подложке (ZnSe) диаметром 25 мм, толщина 3,5 мм, нормальное падение, отражение ρ>99.9% на длинах волн 3-5 мкм , пропускание T>95% на длине волны 2100 ± 20 нм	1
3	Зеркало выходное M2	Диэлектрическое зеркало на плоской подложке (ZnSe) диаметром 25 мм, толщина 3,5 мм, нормальное падение, отражение ρ~70% на длинах волн 3-5 мкм , пропускание T>98% на длине волны 2100 ± 20 нм	1

7.2. Основные технические характеристики оптического элемента из кристалла $ZnGeP_2$

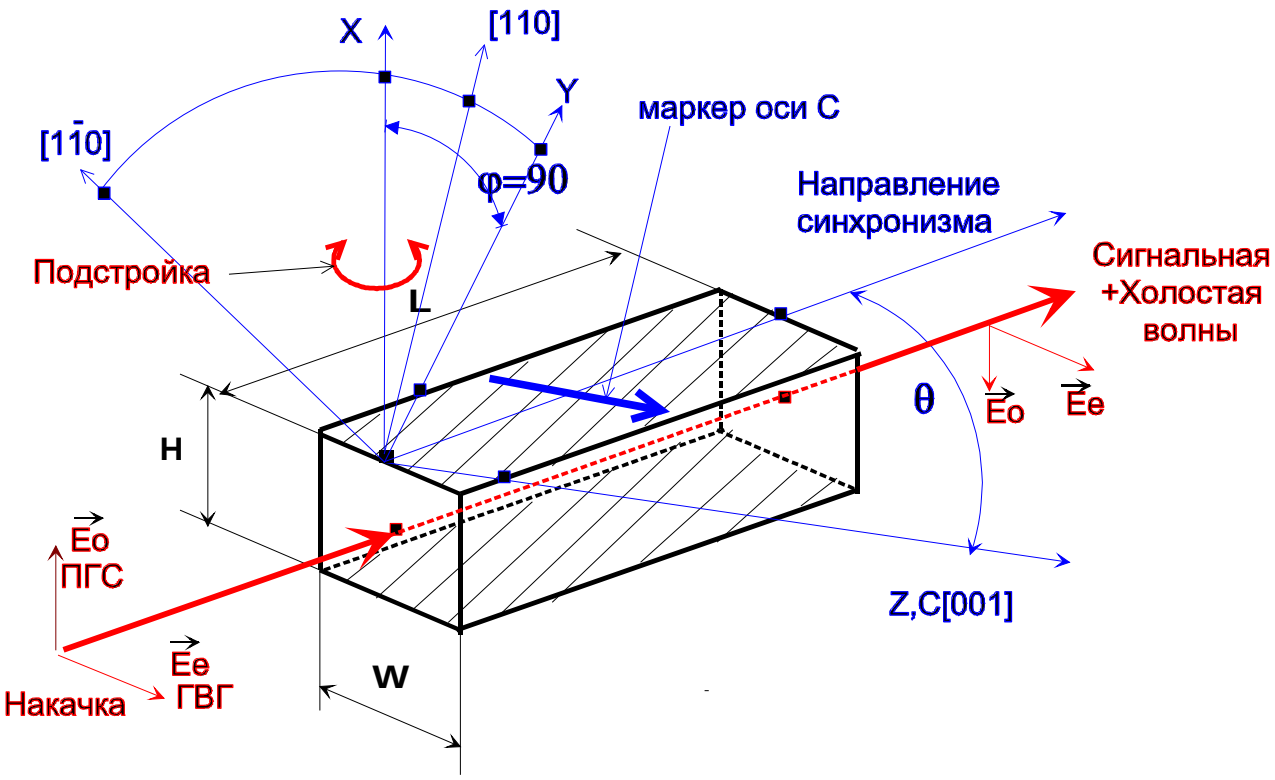


Рисунок. 7.2 – Схема оптического элемента из кристалла $ZnGeP_2$.

Схематическое изображение нелинейного элемента для ПГС (ГВГ) из кристалла $ZnGeP_2$ по I типу трехволнового взаимодействия φ= 0 (90):

- плоскости WxL – базовые (штрихованные), инвариантные относительно подстройки под условия синхронизма – при вращении кристалла переходят сами в себя (полируются только для контроля оптического качества исходного кристалла);
- плоскости HxW – рабочие, апертурные
- плоскости HxL – направляющие(параллельные направлению синхронизма), определяют номинальный угол синхронизма элемента θ в отсутствие перестройки

Положение оптической оси кристалла обозначено как Z(C) [001]

Поляризация обыкновенного и необыкновенного лучей обозначена векторами $\bar{E}_o$ и $\bar{E}_e$, соответственно.

Оптический элемент имеет следующие геометрические размеры, в мм:

H = 5 мм, W = 5 мм , L = 15 мм, где высота (H) - размер между базовыми плоскостями элемента (плоскости, инвариантные при подстройке элемента под синхронизм, т.е. перпендикулярные оси вращения); ширина (W) - размер между направляющими плоскостями элемента; длина (L) – размер элемента в направлении распространения луча накачки, т.е. между рабочими оптическими поверхностями.

7.3. Пояснительная записка.

Введение. Разработка документации для изготовления лабораторных макетов компактных импульсных перестраиваемых ПГС среднего ИК диапазона (3-5 мкм) с пиковой мощностью 5-50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой.

Назначение и область применения.

Источник перестраиваемого когерентного излучения в среднем ИК диапазоне (ПГС) используется в установке для анализа газовых смесей методом абсорбционной спектроскопии. Данный источник может применяться в системах спектрального анализа, лидарах для регистрации динамики аэрозолей при мониторинге окружающей среды.

Техническая характеристика.

Спектральный диапазон генерации, мкм	3 ÷ 5
Длительность импульса генерации, нс	30÷ 100
Средняя мощность, Вт	4
Пиковая мощность, кВт	5 ÷ 50
Частота следования импульсов, кГц	1 ÷ 20

Описание конструкции.

Для накачки ПГС используется импульсно-периодический лазер на длине волны 2100 ± 20 нм, частота повторения импульсов 1-20 кГц, длительность импульса 30-100 нс, средняя мощность до 10 Вт, излучение линейно-поляризованное.

Источником данного излучения может являться лазер на кристалле Ho:YAG с накачкой на длине волны ~ 1.91 нм излучением лазера на кристалле Tm:YLF , который, в свою очередь, накачивается диодными лазерами на длине волны ~ 800 нм.

Диаметр пучка накачки ПГС (на длине волны 2.1 нм) после коллимации линзовой системой составляет ~ 1 мм, расходимость излучения не более 1 мрад. Перестройка длины волны генерации в диапазоне 3-5 мкм осуществляется поворотом кристалла $ZnGeP_2$ в главной плоскости.

8. Разработка документации для изготовления лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

8.1. Лабораторная установка для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

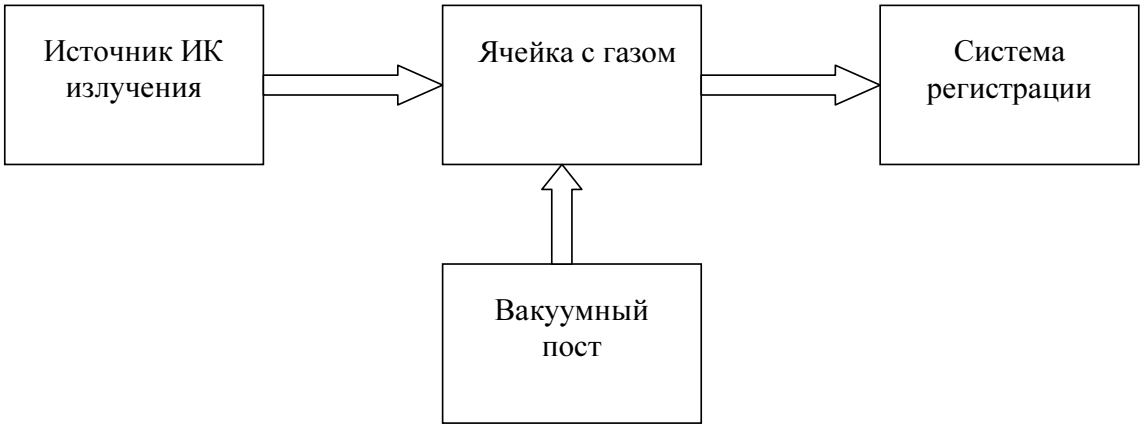


Рисунок 8.1 – Лабораторная установка для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

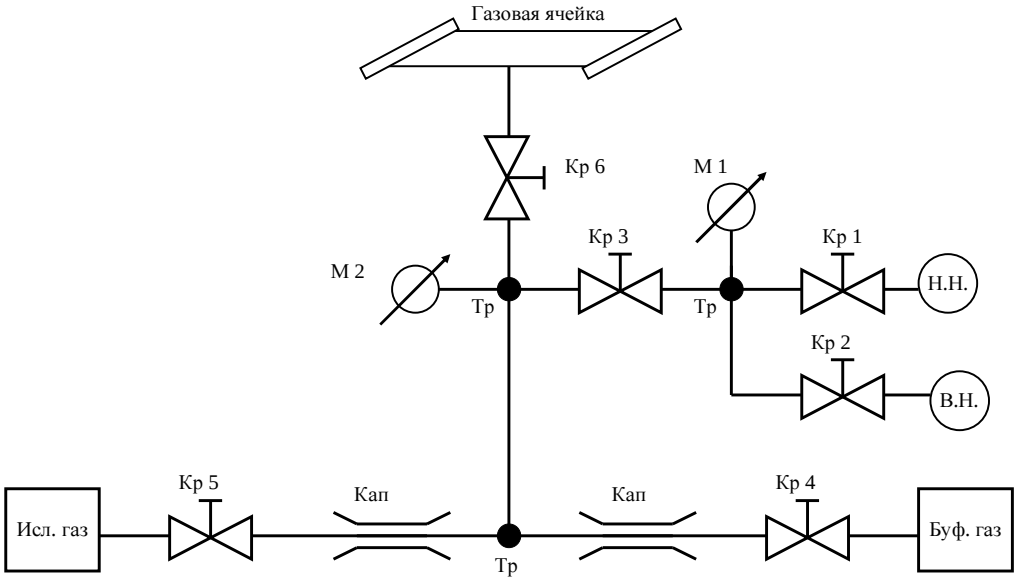


Рисунок 8.2 – Вакуумный пост с газовой ячейкой.

Обозначения составных частей вакуумного поста с газовой ячейкой.

Кр. – кран вакуумный проходной
Тр. – тройник
M_1 – вакуумметр PKR – 251
(диапазон измерения давлений $1000 \div 5 \cdot 10^{-9}$ мбар)

M_2 – вакуумметр деформационный (диапазон измерений 3÷ 750 мм.рт.ст.)
Кап. – капилляр
Н.Н. низковакуумный насос мембранный MVP 015 – 2
(минимальное давление – 4 мбар)
В.Н. – высоковакуумный насос, турбомолекулярный Hi Cube Eco
(минимальное давление - $1\cdot 10^{-5}$ мбар)
И.Г. – баллон с исследуемым газом
Б.Г. баллон с буферным газом (азот, аргон)

8.2. Пояснительная записка

Введение.

Разработка документации для изготовления лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

Назначение и область применения разрабатываемого изделия.
Лабораторная установка предназначена для проведения количественного анализа молекулярного газа, методом абсорбционной спектроскопии.

Техническая характеристика установки:

Спектральный диапазон, мкм	3 ÷ 5
Спектральное разрешение, нм.	0.20
Показатель поглощения, минимальный, $см^{-1}$	0,01
Вакуумная система:	
минимальное давление, мбар	$1\cdot 10^{-5}$
рабочее давление в газовой ячейке, атм	≤ 2
точность измерения давления	1% от шкалы.

Описание конструкции.

Лабораторная установка для анализа газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона состоит из источника когерентного ИК излучения, газовой ячейки, вакуумного поста и системы регистрации.

Источник излучения описан в разделе 7.

Вакуумный пост с газовой ячейкой:

Газовая ячейка представляет собой трубку длиной 50 мм из нержавеющей стали, торцы которой срезаны под углом Брюстера к продольной оси. К торцам трубки приклеены окна из селенида цинка – материала, обладающего пропусканием в диапазоне 0,7 ÷ 20 мкм, толщиной 5мм. К боковой поверхности трубки крепится штуцер, для соединения газовой ячейки с вакуумной системой.

Вакуумный пост состоит из вакуумных насосов низкого и высокого вакуума, приборов для вакуумных измерений, сосудов, кранов и связывающих их трубопроводов.

На первом этапе осуществляется откачка остаточного газа из газовой ячейки низковакуумным насосом Н.Н до давления ≈ 4 мбар. При необходимости производится дополнительная откачка насосом В.Н. до меньшего давления.

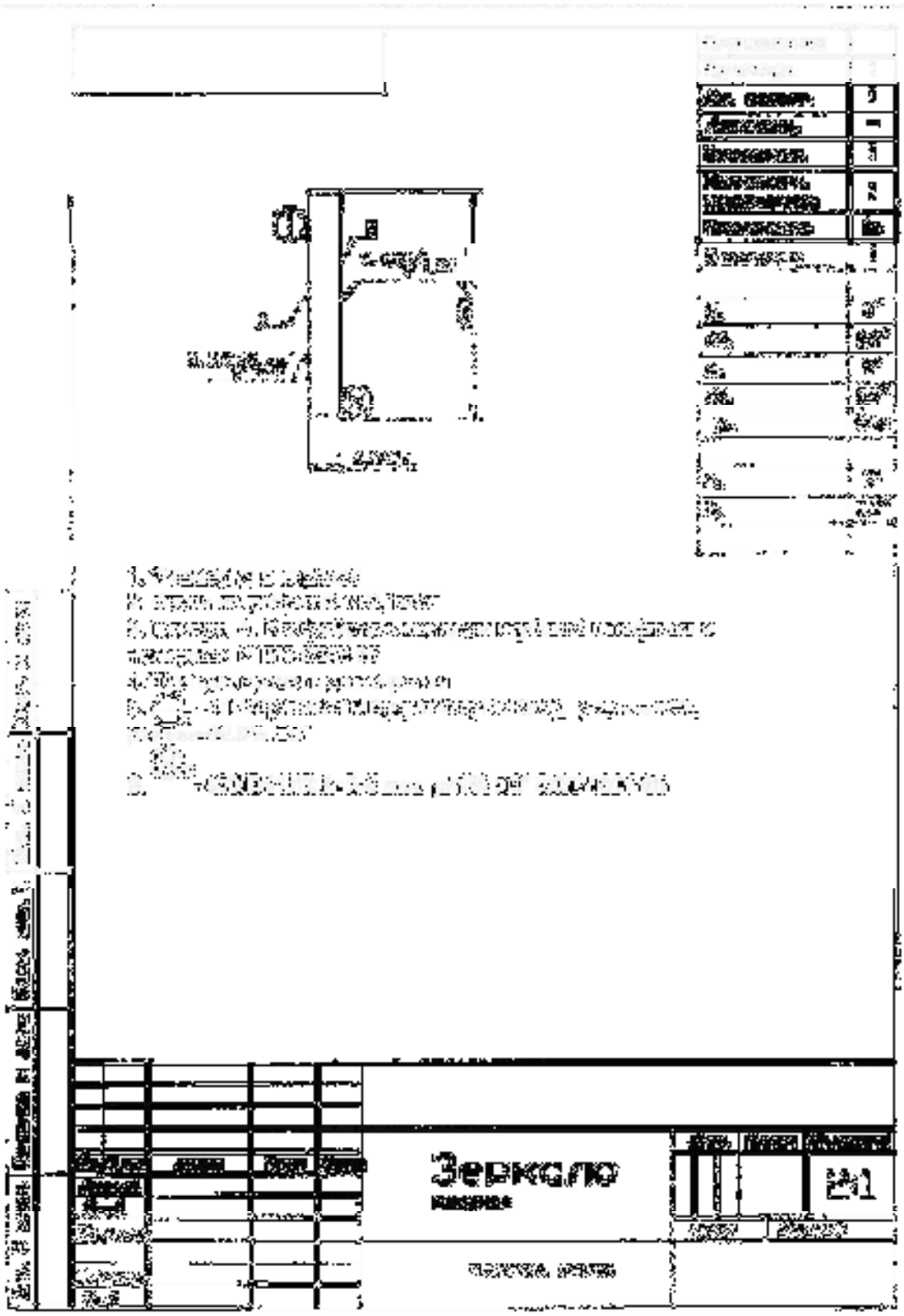
Ячейка заполняется исследуемым газом до величины давления, соответствующей необходимой концентрации газа. Затем напускается буферный газ. Полное давление и температура ячейки определяют ширину линии поглощения исследуемого газа.

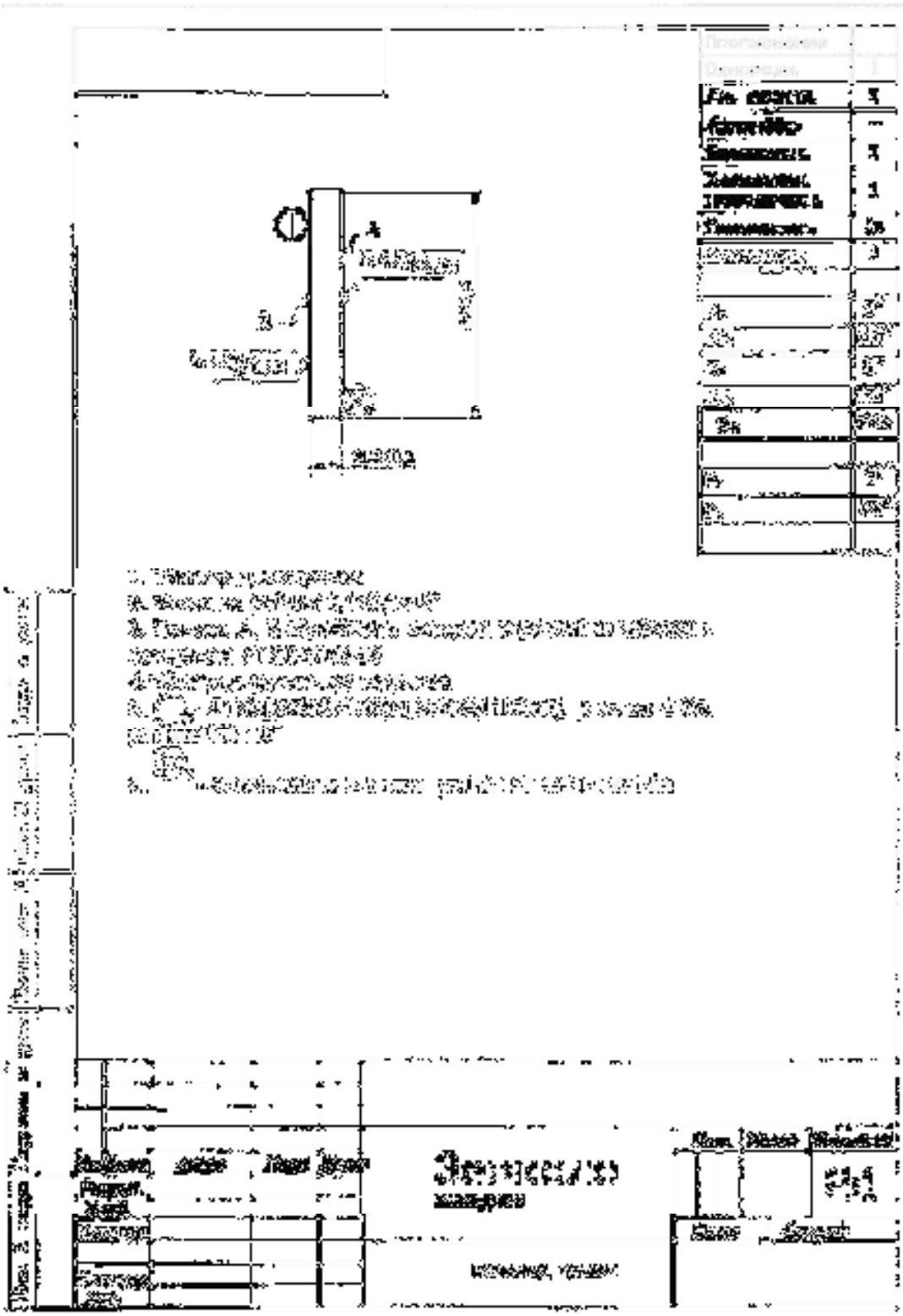
Система регистрации

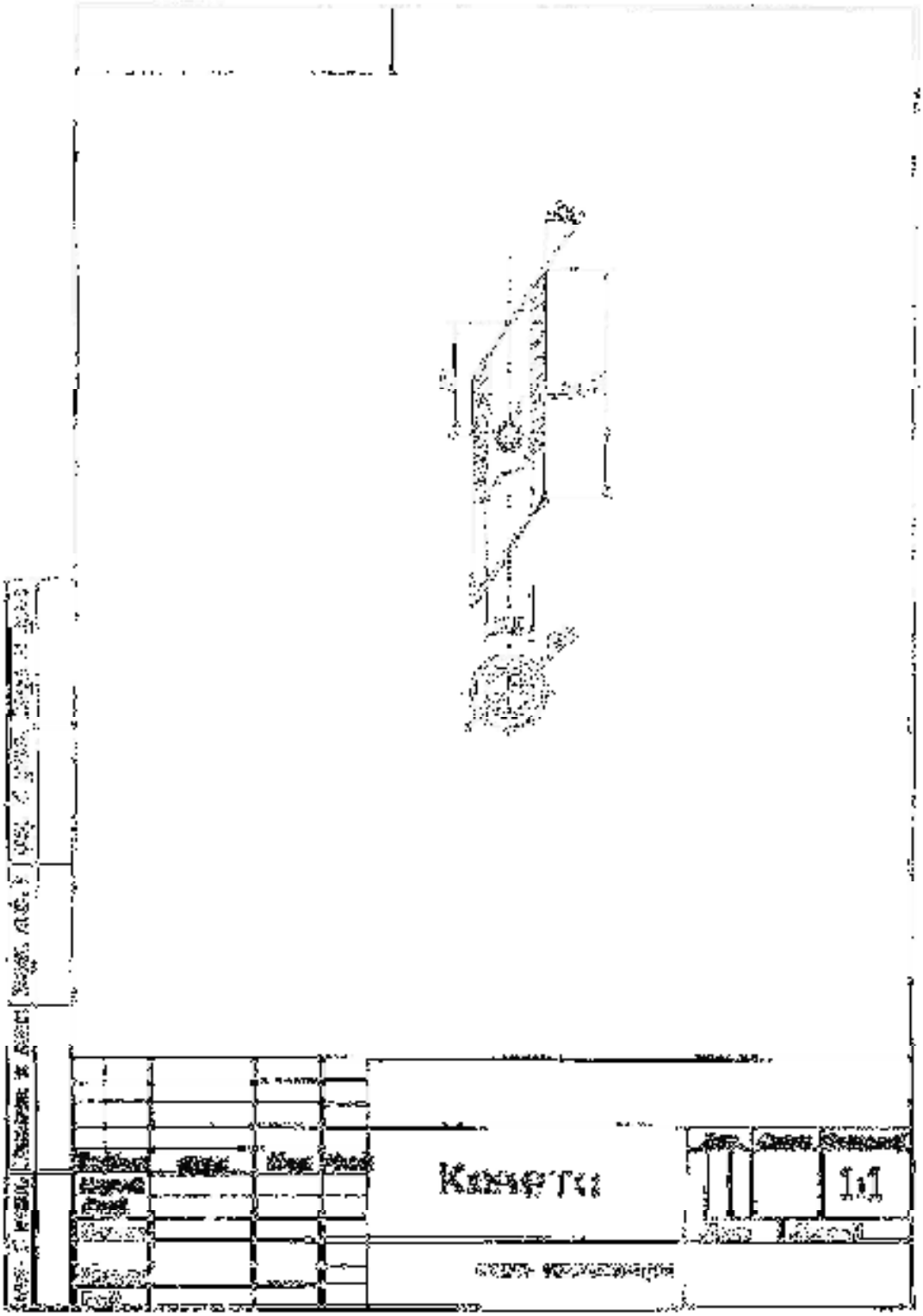
Система регистрации состоит из монохроматора М 833 с решеткой 300 штрихов на мм, фотоприемного устройства «НФПУ-3М» и синхронного детектора SR-810.

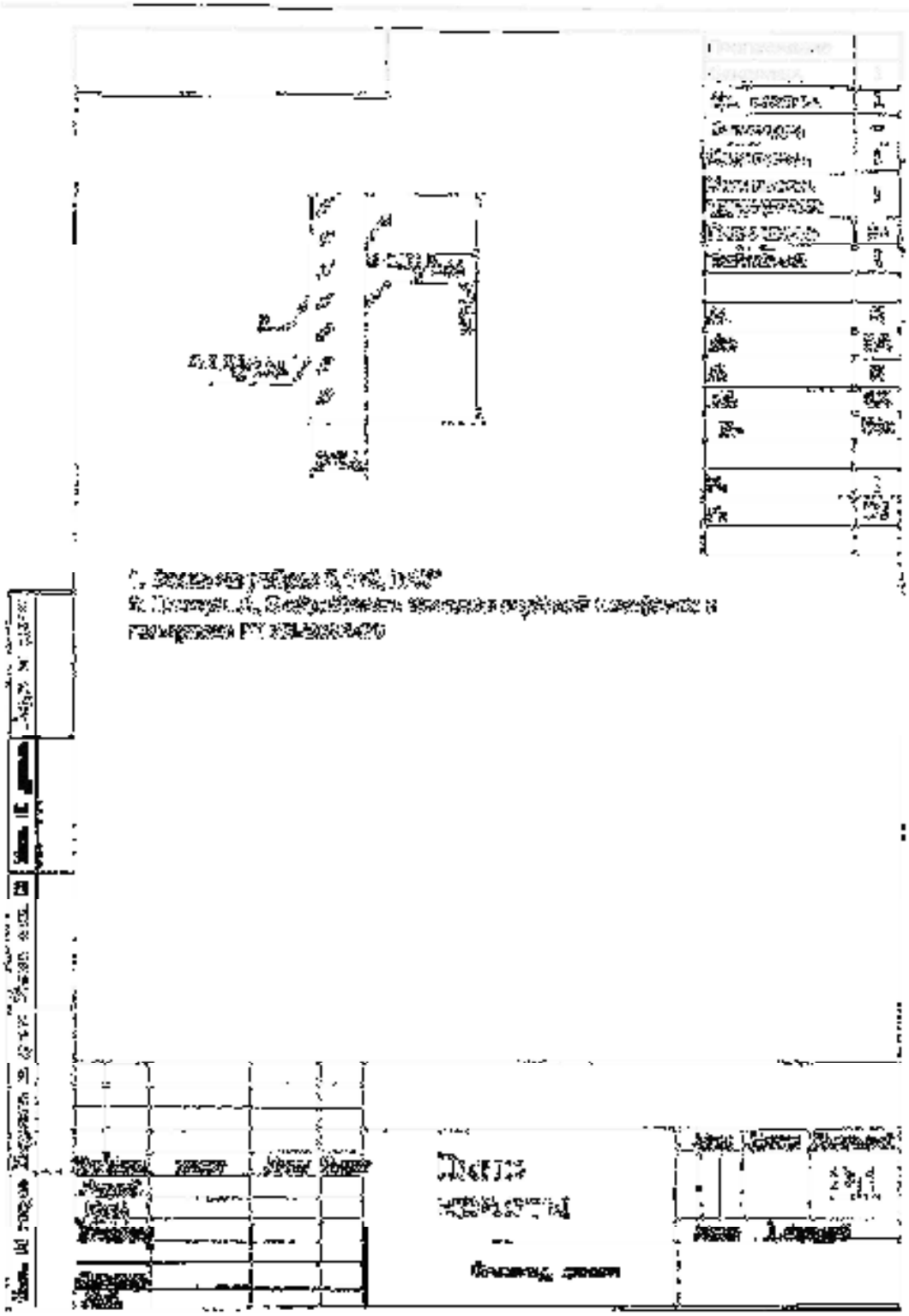
Спецификация монохроматора М 833 с решеткой 300 шт/мм:
Рабочий спектральный диапазон 1500 – 4800 нм.
Обратная линейная дисперсия 3.12 нм/мм.
Спектральное разрешение 0.2 нм.
Параметры фотоприемника:
Рабочие длины волн 3-5 мкм.
Размер фоточувствительной площадки 3х3 мм^2.
Вольтовая чувствительность 2000 В/Вт.
Постоянная времени 0.8 мкс.

Источник ИК излучения генерирует импульсный периодический сигнал с частотой несколько килогерц, который пропускается через ячейку с газом. Далее сигнал поступает на монохроматор М 833, на выходной щели которого установлено фотоприемное устройство «НФПУ-3М». Напряжение с фотоприемника поступает в синхронный детектор SR-810, данные с которого передаются в компьютер через интерфейс GPIB. Управление решеткой монохроматора и отображение спектральных характеристик излучения осуществляются с помощью программы написанной в среде программирования LabVIEW.


Зеркало




Камерта
1:1



9. Разработка документации для изготовления экспериментальных образцов гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами.

9.1. Чертеж гетероструктуры для нелинейного преобразования частоты

Схематическое изображение гетероструктуры для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой (в конфигурации с внешним зеркалом) (см. рисунок 9.1).

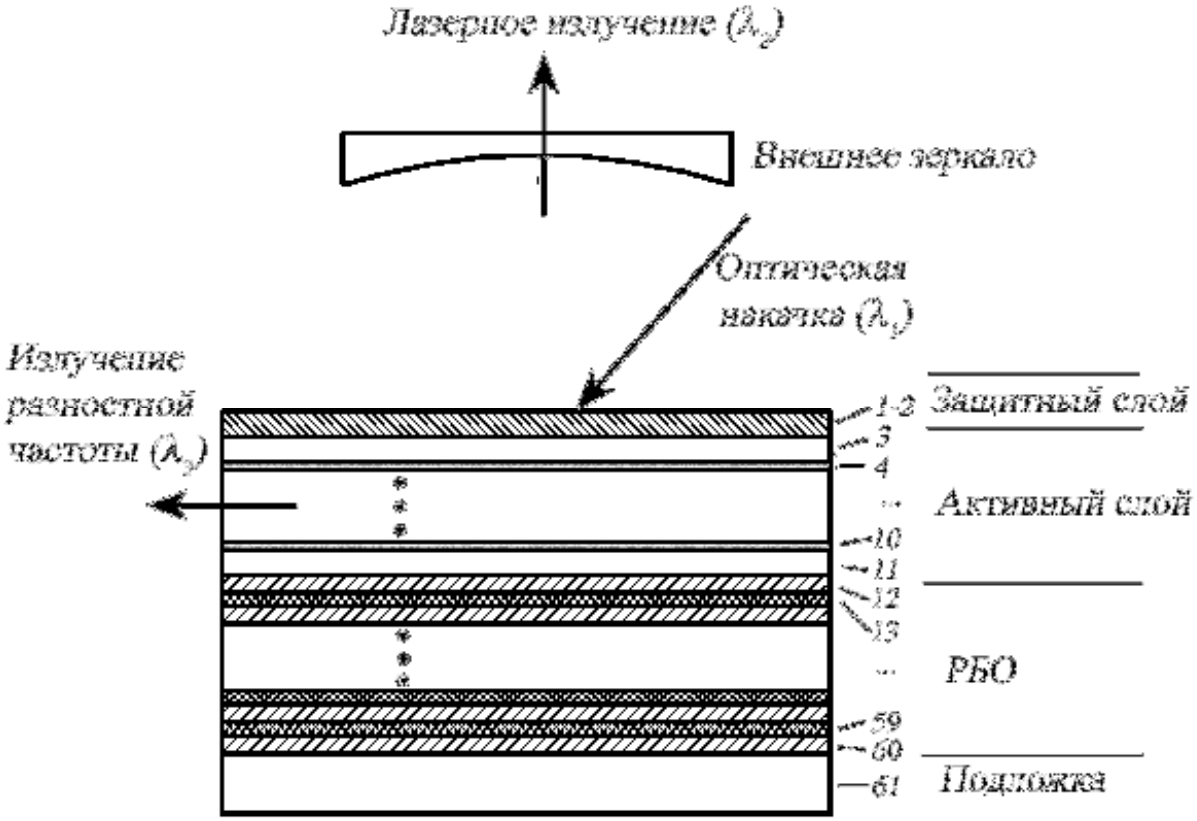


Рисунок 9.1 – Гетероструктура для нелинейного преобразования частоты.

9.2. Пространственные характеристики структуры.

Схематическое изображение пространственных характеристик структуры (к пояснению принципа работы структуры) приведено на рисунке 9.2.

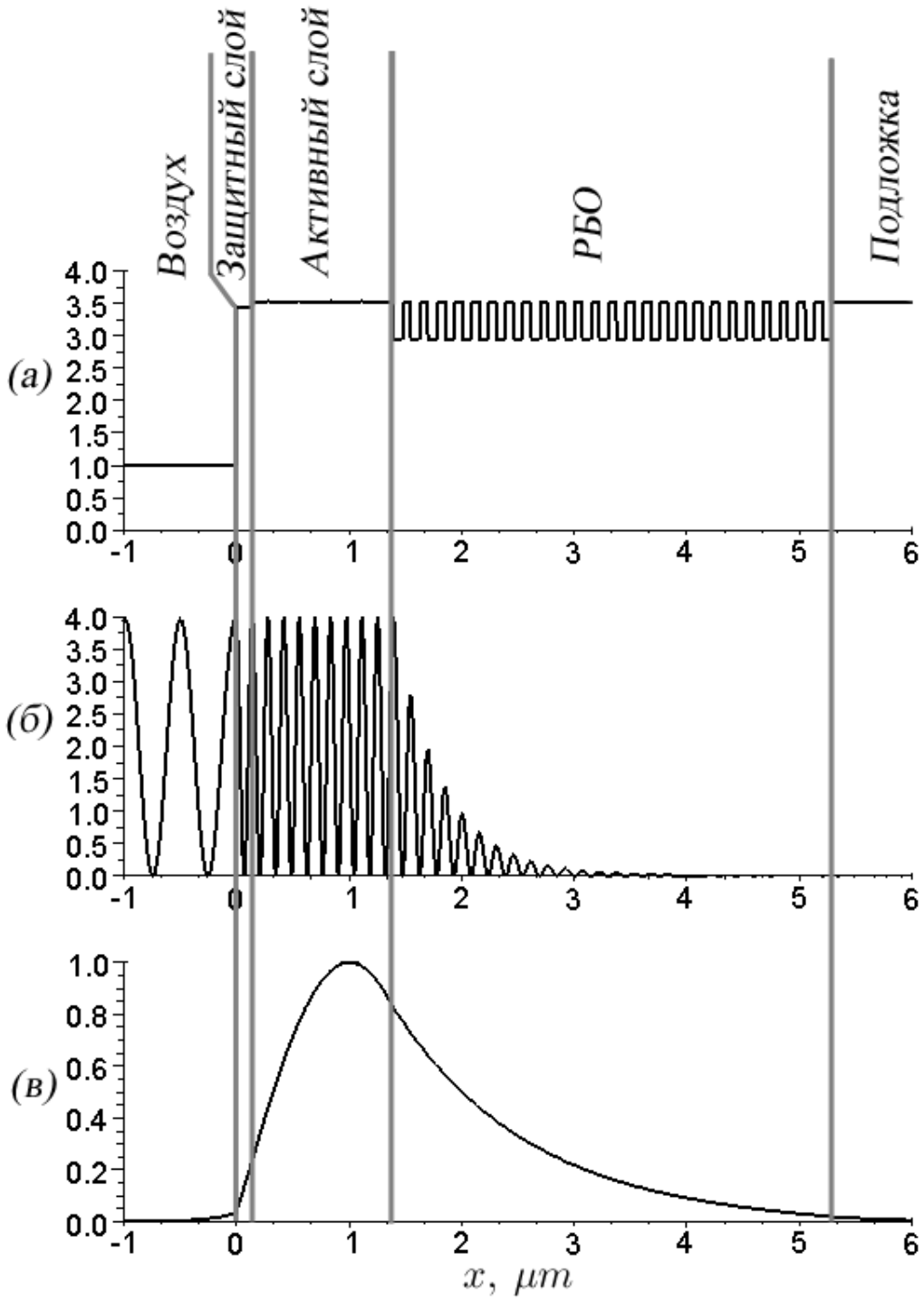


Рисунок 9.2 – Схематическое изображение пространственных характеристик структуры:
(а) – диаграмма показателей преломления каждого слоя структуры, приведенной на рис. 9.1;
(б) – распределение профиля электрической энергии поля лазерной длины волны λ_2;

(в) – распределение профиля волноводной моды излучения разностной длины волны λ_3.
Вертикальными линиями на рисунке обозначены границы слоёв структуры.

9.3. Пояснительная записка.

Структура экспериментального образца гетероструктуры для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых лазерах с вертикальным резонатором конструктивно основывается на привычной структуре вертикально излучающего лазера и представляет полупроводниковый чип, который включает следующую необходимую последовательность слоёв: распределённый брэгговский отражатель (РБО), состоящий из определённого числа слоёв материалов с различным значением показателя преломления, обеспечивающих требуемое значение коэффициента отражения РБО; и активный слой, поглощающий излучение на длине волны накачки λ_1, и являющий собой многослойную структуру с некоторым числом квантовых ям, расположенных так, чтобы обеспечить резонансное периодическое усиление, и генерирующих излучение на длине волны λ_2, $\lambda_2 > \lambda_1$.

Обычно, для пространственного ограничения носителей заряда, возникающих в результате действия оптической накачки, с целью исключения рекомбинации носителей заряда на поверхности полупроводник-воздух в качестве последнего слоя, непосредственно контактирующего с воздухом, растится обкладочный слой - слой материала с большей шириной запрещенной зоны. Желательно исключить поглощение накачки на длине волны λ_1 в этом слое (длина волны, соответствующая ширине запрещенной зоны материала слоя должна быть меньше длины волны накачки λ_1).

Особенность конструкции структуры для нелинейного преобразования частоты в лазерах с вертикальным резонатором заключается в определении толщин перечисленной выше последовательности слоёв в соответствии с длиной волны накачки λ_1 (обычно используются мощные полупроводниковые лазеры $\lambda_1 = 808$ нм), излучения активного слоя λ_2, а, следовательно, и длиной волны их разностной компоненты излучения λ_3, которая следующим образом выражается через исходные длины λ_1 и λ_2:

$$\lambda_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1};$$

Общий вид структуры для нелинейного преобразования в лазерах с вертикальным резонатором приведён на рис. 9.1. Параметры структуры приведены ниже в таблице 9.1, рассчитанные на длину волны излучения λ_2 = 980 нм.

Таблица 9.1

Назначение слоя		№ слоя (со стороны воздуха)	Количество периодов	Материал слоя	Толщина, нм	Коэффициент преломления на длине волны λ_2
Защитный		1		GaAs	10	3.53
		2		$Al_{0.18}Ga_{0.82}As$	133	3.43
Активный		3		GaAs	133	3.53
	КЯ	4, 6, 8	3	$In_{0.13}Ga_{0.87}As$	10	3.54
		5, 7, 9		GaAs	268	3.53
	КЯ	10		$In_{0.13}Ga_{0.87}As$	10	3.54
		11		GaAs	275	3.53
РБО		12,14…58	24	AlAs	83	2.97
		13, 15…59		GaAs	70	3.53
		60		AlAs	83	2.97
Подложка		61				3.53

При расчёте приведённых параметров структуры использованы данные показателей преломления указанных групп материалов в соответствии с работой [8]. Коррекции значений показателей преломления не проводилось.

Расчёт характеристики РБО, оптимальных параметров структуры и распределения электромагнитного поля проводился методом матриц пропускания [9]. Ниже приведён вывод и объяснение основных принципов выбора и оптимизации конечных параметров структуры на основе приближённого модельного рассмотрения.

В конфигурации с внешним зеркалом в лазере с вертикальным резонатором, РБО выступает в качестве глухого зеркала с технологически максимально возможным коэффициентом отражения. Значение толщин слоёв РБО d_{GaAs} и d_{AlAs} рассчитывается так, чтобы оптическая толщина $n_i d_i$ (произведение показателя преломления на геометрическую толщину) каждого из слоёв равнялась четверти

длины волны. Количество периодов выбирается, чтобы обеспечить расчётное значение коэффициента отражения на уровне, большем 99.9% (99.93% для приведённого числа слоёв РБО).

Коэффициент отражения (здесь и далее используется коэффициент отражения по мощности) в максимуме его значения определяется в соответствии с выражением [9]:

$$R = \left(\frac{1 - \left(\frac{n_{AlAs}}{n_{GaAs}} \right)^{2(N_{РБО}+1)}}{1 + \left(\frac{n_{AlAs}}{n_{GaAs}} \right)^{2(N_{РБО}+1)}} \right)^2 ;$$

где n_{GaAs}, n_{AlAs} – значения показателей преломления, $N_{РБО}$ – количество пар слоёв РБО. Ширина спектра отражения РБО $\Delta\lambda$ определяется приближённым выражением:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_c} \approx \frac{4}{\pi} \frac{n_{GaAs} - n_{AlAs}}{n_{GaAs} + n_{AlAs}} \tag{9.1}$$

где λ_c – длина волны, соответствующая максимальному значению коэффициента отражения. Для используемых материалов слоёв зеркала ширина спектра отражения, вычисленная в соответствии с выражением (9.1), составляет величину около 110 нм. При этом фаза отражённой от РБО волны изменяется от значения $\pi/2$ до $-\pi/2$ на введенном выражением (9.1) интервале длин волн, а изменение фазы отражённой волны от длины волны можно считать линейным (завышенная оценка):

$$\varphi = -\pi(\lambda - \lambda_c)/\Delta\lambda \tag{9.2}$$

Требуемое абсолютное значение коэффициента отражения, большее 99.9%, достигается в более узкой полосе: 30 нм, 50 нм и 61 нм для 24.5, 26.5 и 28.5 периодов РБО соответственно.

Последующая часть полупроводниковой структуры, заключённая между РБО и границей полупроводник-воздух, и состоящая из активного и защитного слоёв, называется микрорезонатором. Суммарная оптическая толщина микрорезонатора рассчитывается таким образом, чтобы обеспечить существование собственной моды микрорезонатора с длиной волны, соответствующей максимальной области значений коэффициента отражения РБО:

$$\sum_i n_i d_i = \frac{m\lambda_c}{2} \tag{9.3}$$

где m, целое число, – оптическая толщина микрорезонатора, выраженная в числе длин полуволн (в приведённом выше случае равное $m=10$).

Из соотношений (9.2) и (9.3) следует условие на точность соблюдения толщин слоёв в процессе роста структуры, связанное с рассогласованием взаимного положения моды микрорезонатора и спектра отражения РБО.

$$\frac{d\lambda_c}{\lambda_c} \approx \frac{\Delta d}{d}\left(1+\frac{\lambda_c}{2\Delta\lambda m}\right) \to 1.5\frac{\Delta d}{d} \tag{9.4}$$

где $\Delta d/d$ –относительная ростовая погрешность толщины слоя (одинаковая для всех слоёв структуры). В приведённое выражение не входит погрешность, связанная со значениями показателей преломления. Первое слагаемое в выражении (9.4) определяет непосредственно погрешность толщины микрорезонатора, а второе является следствием смещения положения моды микрорезонатора вследствие описанного выше набега фазы при отражении от РБО. Последний переход в выражении (9.4) сделан для используемых материалов РБО. Так, абсолютной погрешности толщины слоев в 1 нм должно быть достаточно для согласования моды микрорезонатора и спектра отражения РБО.

Отклонение ростовых значений толщин слоёв от расчётных вследствие случайных флюктуаций скорости роста в меньшей степени сказывается на рассогласование моды микрорезонатора и спектра отражения РБО.

Учитывая разогрев структуры в результате действия оптической накачки, для согласования длины волны моды микрорезонатора и линии усиления квантовых ям, материал квантовых ям следует выбирать так, чтобы длина волны фотолюминесценции при комнатной температуре была несколько (скажем на 10 нм) меньше длины волны моды микрорезонатора. Такое изначальное рассогласование при комнатной температуре будет компенсировано в результате разогрева вследствие различия в скоростях температурного смещения длины волны моды микрорезонатора и длины волны максимального усиления. Характерное длинноволновое смещение линии фотолюминесценции (усиления) вещества квантовых ям составляет 0.3-0.4нм/К; смещение длины волны моды микрорезонатора в виду изменения показателя преломления – 0.05-0.08 нм/К.

Расположения квантовых ям в микрорезонаторе также должно удовлетворять условию кратности расстояния между соседними ямами половине длине волны λ_2, что в свою очередь является следствием расположения усиления в узлах распределения электромагнитного поля в микрорезонаторе для увеличения коэффициента оптического ограничения – относительного перекрытия материального усиления с электромагнитным полем.

Оптимальное число квантовых ям рассчитывается исходя из пороговых условий лазерной генерации в вертикальном направлении в сочетании таких параметров как коэффициент отражения РБО, внешнего зеркала, а также внутренних потерь в структуре на длине волны λ_2. Для значения коэффициента отражения внешнего зеркала около 97% и величине внутренних потерь 10 $см^{-1}$ оптимальным для минимизации порога генерации получается 4-5 квантовых ям. Поскольку поглощение накачки, а, следовательно, и скорость генерации носителей заряда спадает экспоненциально по мере удаления от границы активного и защитного слоя, то ямы в микрорезонаторе выгоднее размещать реже при удалении от защитного слоя. В приведённой в таблице 9.1 конфигурации расстояние между ямами одинаково - λ_2, однако их расположение смещено ближе границе с защитным слоем – расстояние $\lambda_2/2$.

При наличии технологической возможности удобным (для уменьшения числа калибровочных ростовых экспериментов) может являться двухэтапный рост структур указанного типа: первоначальный рост РБО, заращенного тонким слоем GaAs, измерение параметров полученного РБО, и последующее заращивание структуры микрорезонатором после испарения тонкого слоя GaAs. Корректировку длины волны собственной моды микрорезонатора в случае отклонения параметров РБО от исходных следует проводить по центру полосы спектра отражения, а не по измеренному положению максимума коэффициента отражения, поскольку в общем случае его форма искажена влиянием тонкого защитного слоя.

В дополнение к приведённым требованиям, характерным для изготовления структуры для вертикально излучающего лазера, структура для нелинейного преобразования частот должна удовлетворять следующему условию: толщина микрорезонатора должна быть достаточной для поперечного волноводного ограничения излучения на разностной длине волны. Это дополнительное условие

устанавливает взаимную связь участвующих в нелинейном процессе преобразования длин волн λ_1, λ_2 и λ_3 с геометрическими параметрами структуры, которые необходимо согласовывать при изменении требуемой (проектируемой) длины волны излучения разностной составляющей.

Поперечное волноводное ограничение осуществляется за счёт границ полупроводник-воздух с одной стороны и РБО с другой стороны (см. рис. 9.2). В этом случае РБО выполняет функцию нижней обкладки для излучения на разностной длине волны с некоторым средним показателем преломления, который определим в соответствии с выражением:

$$\bar{n} = \frac{n_{GaAs}^{(3)} d_{GaAs} + n_{AlAs}^{(3)} d_{AlAs}}{d_{GaAs} + d_{AlAs}} \qquad (9.5)$$

где $n^{(3)}$ – значения показателей преломления соответствующих материалов на длине волны излучения разностной частоты λ_3.

Такое приближение позволяет свести описание сложной конструкции обкладки к известному математическому описанию на основе трехслойного диэлектрического волновода. Условие отсечки на толщину волновода для волноводной моды может быть определено из следующего выражения [10]:

$$d_{MP} = \frac{\lambda_3}{2\pi\left(n_{GaAs}^2 - \bar{n}^2\right)^{1/2}} \left\langle \arctan\left[\left(\frac{n_{GaAs}}{n_{воздуха}}\right)^2 \left(\frac{\bar{n}^2 - n_{воздуха}^2}{n_{GaAs}^2 - \bar{n}^2}\right)^{1/2}\right] + N\pi \right\rangle \qquad (9.5)$$

где d_{MP} – требуемое минимальное значение толщины волновода, $N_м$ – порядок волноводной моды.

В области среднего ИК диапазона, к которому принадлежит длина волны разностного излучения, можно не учитывать дисперсию показателей преломления применяемых материалов и использовать значения $n_{GaAs}^{(3)} = 3.31$ и $n_{AlAs}^{(3)} = 2.96$, откуда для указанных в таблице 9.1 толщин слоёв РБО $\bar{n} = 3.12$.

Выбор толщины микрорезонатора на основе критерия существования нулевой волноводной моды на разностной длине волны и требуемой кратности длины микрорезонатора половине длине волны лазерного излучения λ_2 поясняет рисунок 9.3, на котором также представлены точные вычисленные дисперсионные зависимости эффективного показателя волноводной моды n_{ef} и аналогичные зависимости на основе приближенной трёхслойной модели. Расхождения между

трёхслойной моделью и точным расчётом проявляются в области условия отсечки, поэтому конечная толщина микрорезонатора должна быть больше полученного в соответствии с выражением (9.5) значения на 2-3 полудлины волны λ_2.

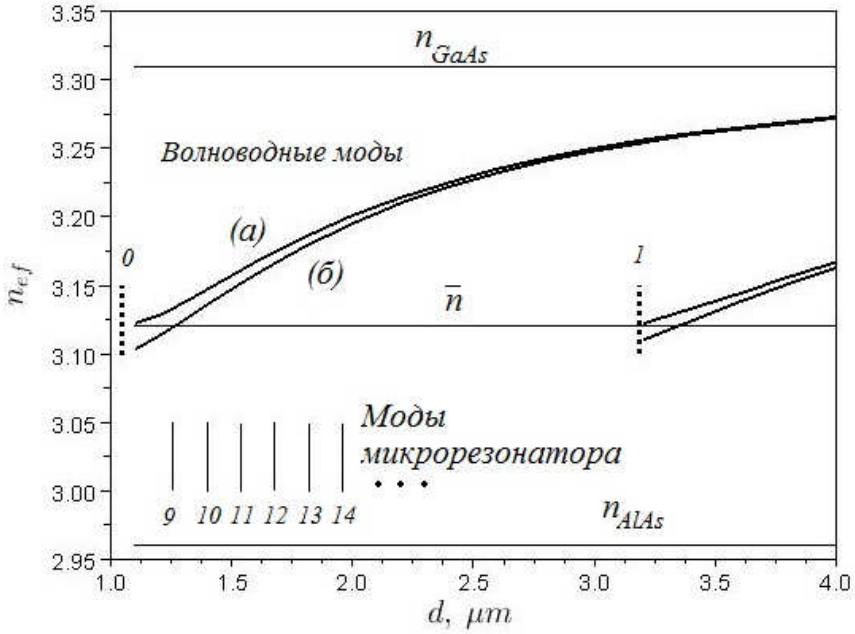


Рисунок 9.3 – Схема, поясняющая выбор длины микрорезонатора. Представлены рассчитанные дисперсионные зависимости на основе трехслойной модели волновода – (а) и на основе точной структуры РБО – (б). Штриховыми вертикальными линиями обозначены частоты отсечки нулевой и первой волноводной моды, сплошными вертикальными линиями показаны моды микрорезонатора и сплошными горизонтальными линиями – значения показателей преломления GaAs, среднего и AlAs соответственно. Приведены результаты расчёта для длин волн λ_1=808 нм, λ_2=980 нм и λ_3=4600 нм.

Поскольку AlAs имеет тенденцию прокисления на воздухе, для увеличения времени жизни структуры и во избежание изменения её характеристик, в качестве слоёв зеркала можно использовать материал AlGaAs с долей Al меньше 100%. В этом случае реализуется меньший контраст показателей преломления слоёв РБО, что приводит к необходимости роста большего числа слоёв РБО.

Вторым дополнительным условием является критерий на толщину нижней обкладки (суммарную толщину РБО), связанный с вытеканием излучения разностной длины волны в подложку через нижний обкладочный слой конечной толщины. Расчёт потерь, связанных с вытеканием, можно проводить по следующему приближённому выражению, которое даёт завышенную оценку:

$$\alpha_{вытекание} \approx \frac{n_{ef}}{n_{GaAs} d_{MP}} \exp\left[-4\pi\left(n_{ef}^2 - \bar{n}^2\right)^{1/2} d_{обкладки} \Big/ \lambda_3 \right] \left(1/см\right)$$

где $d_{обкладки} = (N_{РБО}+0.5)(d_{GaAs}+d_{AlAs})$ определяет суммарную геометрическую толщину нижней обкладки и в данном случае совпадает с суммарной геометрической толщиной РБО.

Чтобы этот дополнительный источник потерь не сказывался на эффективности нелинейного преобразования, результирующее значение потерь на вытекание не должно превышать 5 см$^{-1}$. Для приведённых в таблице 1 параметров структуры $\alpha_{вытекание}$ = 1.4 см$^{-1}$.

В случае превышения значения потерь, связанных с вытеканием, приведённой величины, число пар слоёв РБО следует увеличить, пока расчётное значение не станет меньше 5 см$^{-1}$. Технологически, аналогичное уменьшение вытекания можно получить посредством роста на подложке дополнительного однородного слоя. Материал слоя следует выбирать, чтобы его значение показателя преломления не превышало значения среднего показателя преломления РБО на длине волны λ_3, определённого в соответствии с выражением (9.5). Толщина слоя определяется разницей требуемой геометрической толщины нижней обкладки и суммарной геометрической толщины РБО.

10. Разработка документации для изготовления лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

10.1. Схема лабораторной установки

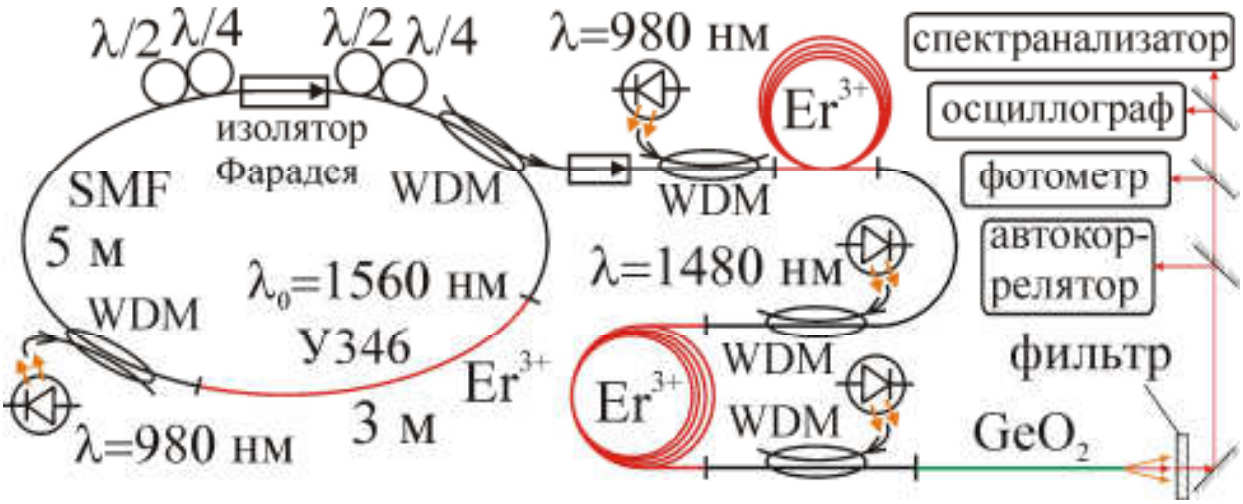


Рисунок 10.1 – Схема установки для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

Описание элементов схемы

1) Блок генератора (левая часть рисунка 10.1) – эрбиевый волоконный лазер, собранный по кольцевой схеме и состоящий из следующих элементов (перечислены по часовой стрелке):

– отрезок активного эрбиевого световода У346 длиной 3 м;

– лазерный диод накачки (λ=980 нм), максимальная мощность излучения *W*=0,4 Вт;

– входной WDM-каплер (wavelength division multiplexion) для ввода излучения накачки;

– отрезок SMF-волокна длиной 5 м (Single Mode Fiber);

– первый поляризационный контроллер (две катушки из SMF-волокна – аналог пластин λ/2, λ/4);

– изолятор Фарадея;

– второй поляризационный контроллер;

– выходной WDM-каплер для вывода сгенерированного излучения.

2) Блок усилителей (средняя часть рисунка 10.1) – эрбиевые волоконные усилители, состоящие из следующих элементов (перечислены вдоль волокна):

– изолятор Фарадея;

– лазерный диод накачки (λ=980 нм) первого усилителя, максимальная мощность излучения *W*=0,4 Вт;

– входной WDM-каплер для ввода излучения накачки;

– отрезок активного (усилительного) эрбиевого световода У346 длиной 1,16 м;

– лазерный диод попутной накачки (λ=1560 нм) второго усилителя, максимальная мощность излучения *W*=0,45 Вт;

– входной WDM-каплер для ввода излучения попутной накачки;

– отрезок активного (усилительного) эрбиевого световода У346 длиной 3,5 м;

– входной WDM-каплер для ввода излучения встречной накачки;

– лазерный диод встречной накачки (λ=1560 нм) второго усилителя, максимальная мощность излучения *W*=0,45 Вт.

3) Блок волоконного преобразователя частоты (правая нижняя часть рисунка 10.1) состоит из следующих элементов (перечислены вдоль волокна):

– отрезок SMF-волокна длиной 0,5 м;

– отрезок германатного DDF-волокна (GeO_2, Dispersion Dicreasing Fiber) длиной 5 м (прототип изготовлен ИХВВ РАН и НЦВО РАН по технологии, описанной в пп. 10.2);

4) Блок измерительной и настроечной аппаратуры (правая часть рисунка 10.1) – устройства и приборы, состоящие из следующих элементов (перечислены вдоль оптического пути):

– ИК фильтр для отделения преобразованного излучения ближнего и среднего ИК диапазона от исходного более мощного излучения ближнего ИК-диапазона и от излучения накачки. Используется набор фильтров (в том числе германиевые пластинки) или ИК монохроматор MS 2004 i (диапазон 1–3 мкм);

– автокоррелятор Scanning Autocorrelator (Model: AA–10DD);

– фотометр – измеритель средней мощности ИМО–2Н (диапазон чувствительности до 2,7 мкм);

– цифровой осциллограф;

– спектроанализатор AQ 6317 (диапазон 0,8–1,75 мкм). В качестве анализатора спектра в диапазоне 1,75–2,7 мкм применялся фотометр, по отклику которого посредством компьютерной программы восстанавливался профиль спектральной интенсивности, в соответствии с автоматически управляемым монохроматором.

10.2 Методика изготовления волоконного преобразователя частоты

Описание технологии изготовления германатного волокна. Цельногерманатной была сделана только сердцевина световода (штабик), тогда как оболочка представляла собой обычный кварц и соединялась методом нахлопки кварцевой трубки при охлаждении (технология "штабик-трубка"). За счёт высокой разницы показателей преломления сердцевины n_1 и оболочки n_2 в германатном световоде $\Delta n=n_1-n_2=0{,}15$ (для обычных кварцевых световодов $\Delta n\sim0{,}03$). Отсюда нормированная частота $V=k_0a(n_1^2-n_2^2)^{1/2}=2{,}01$, где $k_0=2\pi/\lambda=3\cdot10^6$ м$^{-1}$, $a=1\cdot10^{-6}$ м – радиус сердцевины. То есть $V<2{,}45$, и волокно является одномодовым [11, с. 11]. При этом в волокне за счёт большей разницы показателей преломления эта мода оказывается распространяющейся, несмотря на малый диаметр сердцевины. Именно меньший диаметр сердцевины позволяет достигнуть при той же мощности излучения большей интенсивности излучения в волокне. За счёт этого в германатном волокне нелинейные эффекты проявляются гораздо ярче, чем в кварцевом. Микрофотография скола германатного волокна и поперечный профиль показателя преломления показаны на рис. 10.2.

Обработка германатного волокна для сварки. Несмотря на то, что кварцевые и германатные волокна во многом имеют близкие свойства, они всё же различаются по ряду характеристик. Так, германатное волокно оказывается более хрупким и легкоплавким. Поэтому возникает ряд проблем с подвариванием германатного волокна к кварцевому SMF-волокну. Кроме того, используемое германатное волокно имело заметно больший внешний диаметр. Если диаметр оболочки кварцевого волокна SMF составлял 125 мкм, то внешний диаметр германатного волокна составлял 200-220 мкм. Это заметно снижало точность сварки таких волокон или делало её вовсе невозможной, поскольку диаметр центральной жилы составляет порядка 4 мкм и при сильном различии внешних диаметров автоматический сварочный аппарат для волокон может допустить

большую ошибку во взаимной юстировке сердцевин волокон. При такой ошибке, если сердцевина одного волокна попадёт не в сердцевину, а в оболочку другого, излучение пойдёт уже по оболочке и будет многомодовым. Поэтому предстояло решить технологическую задачу по совмещению сердцевин волокон. Эта задача была решена посредством травления германатного волокна в плавиковой кислоте (HF). Сначала было сделано контрольное травление в течение десяти минут и измерено уменьшение диаметра германатного волокна с помощью пассометра, показавшее, что скорость уменьшения диаметра составляет 2 мкм/мин. Поэтому из расчёта, что диаметр волокна следует уменьшить примерно на 80 мкм, оно было оставлено в растворе плавиковой кислоты на 40 минут. Так что после окончания травления диаметр волокна составлял около 130 мкм. Это позволило достигнуть точной соосности волокон.

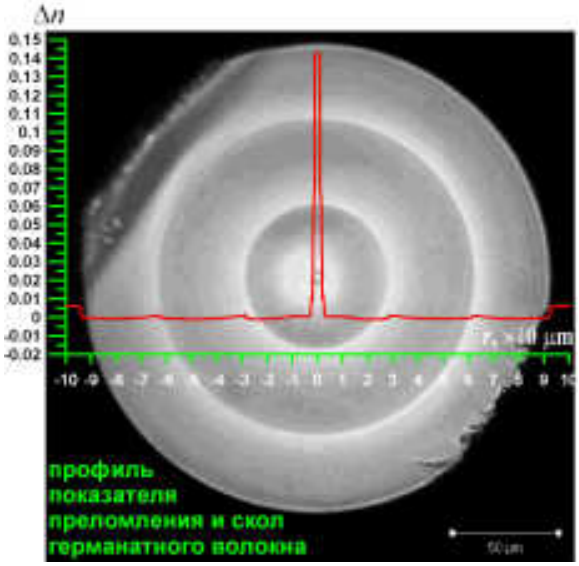


Рисунок 10.2 – Фотография скола германатного волокна и график профиля показателя преломления.

Подбор режима сварки. Также был подобран режим сварки (заданный длительностью и током разряда), позволяющий расплавить и сварить кварцевое волокно без закипания более легкоплавкого германатного волокна. Если происходило закипание, то в месте сварки получался пузырёк, делающий соединение волокон непригодным. Таким образом, подбором режима сварки и снижением внешнего диаметра германатного волокна было достигнуто высокое качество сварки и малое поглощение в месте соединения волокон. Качество сварки

контролировалось визуально на экране микроскопа, встроенного в сварочный аппарат,– по внешнему виду участка сварки: на нём не должно быть дефектов, загрязнений, выступов, впадин, волокна должны быть соосными и плавно переходить друг в друга. Поглощение в месте соединения (сварки) волокон определялось по показаниям сварочного аппарата: измеренное поглощение не должно превышать значения в 0,05 условных единиц (применялся сварочный аппарат FSU 995 FA Ericsson).

10.3 Пояснительная записка

Схема установки для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон представлена на рис. 10.1. Установка включает в себя генератор импульсов ближнего ИК диапазона, два усилительных каскада и германатное оптическое волокно, в котором излучение преобразуется в средний ИК диапазон. При этом все элементы установки, в которых генерируется, распространяется и преобразуется лазерное излучение (генератор импульсов, усилители и германатный световод), выполнены из оптических волокон, что делает установку простой, компактной и эффективной.

Генератор импульсов представляет собой эрбиевый волоконный лазер, собранный по кольцевой схеме. В качестве накачки служит излучение лазерного диода на длине волны 0,98 мкм, заводимое в активный световод с ионами эрбия через WDM-каплер. Путём изменения интенсивности накачки (тока, питающего лазерный диод) и настройки поляризационных контроллеров (аналогов пластин $\lambda/2$, $\lambda/4$) добиваются такого режима генерации (режим синхронизации мод), при котором импульсы излучения имеют вид солитонов с длительностью порядка 200 фс. Настройка производится по показаниям спектроанализатора и автокоррелятора.

Сгенерированное активным световодом излучение с длиной волны 1,56 мкм выводится из кольцевого лазера через второй WDM-каплер и попадает в усилительные каскады. Генерирующая и усилительная части установки развязаны через изолятор Фарадея, во избежание попадания усиленного излучения обратно в генератор. Усилители представляют собой отрезки активного эрбиевого волокна, свёрнутые в катушки и накачиваемые излучением с лазерных диодов на длине волны 0,98 и 1,48 мкм. Пиковая мощность излучения в импульсах на выходе из

усилителей достигает значения 20 кВт, которого, как показывают оценки, вполне достаточно для преобразования излучения из ближнего и средний ИК диапазон по эффекту Рамана (ВКР).

Преобразование длины волны излучения происходит в германатном волокне (GeO_2, прототип волокна изготовлен нижегородским Институтом химии высокочистых веществ РАН и Научным центром волоконной оптики РАН), приваренном к выходному кварцевому SMF-волокну усилителя. Благодаря высокой степени нелинейности германатного волокна, а также слабому поглощению излучения в ближнем ИК диапазоне и возле коротковолновой границы среднего ИК диапазона происходит эффективное преобразование исходного излучения с длиной волны 1,56 мкм в излучение с длиной волны 2–2,6 мкм, то есть, вплоть до среднего ИК-диапазона. Преобразованное излучение отделяется от исходного и от излучения накачки с помощью светофильтров и имеет пиковую мощность около 1 кВт при длительности импульсов порядка 200 фс. Настройка установки и анализ спектра, мощности и длительности импульсов производится с помощью спектроанализатора, автокоррелятора и фотометра.

Заключение

Поставленные на 3 этап задачи выполнены полностью.

Разработана документация для изготовления экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры, состоящей из тонкой пластины стехиометрического $LiNbO_3$ легированного MgO и призмы из высокоомного кремния.

Разработан и изготовлен экспериментальный образец микроструктурированной (с гребенчатой структурой) поверхности металла, способный эффективно направлять терагерцовые поверхностные плазмоны.

В результате модернизации терагерцового испытательного стенда (терагерцового спектрометра) созданы условия для проведения экспериментов по генерации и детектированию терагерцовых поверхностных плазмонов.

Разработана методика экспериментальных исследований по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности.

Разработана методика формирования оптических импульсов со скошенным фронтом интенсивности с помощью дифракционных решеток. На основе расчета дисперсионного (из-за действия как угловой, так и материальной дисперсии) расплывания скошенного импульса при его распространении в кристаллах LiNbO3 и GaAs указаны оптимальные (с точки зрения эффективности генерации терагерцового излучения) длительности падающего импульса. Разработана схема экспериментальной установки по генерации широкополосного терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах, даны рекомендации по ее настройке.

Предложена схема экспериментальной проверки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, в которой наклонно падающий на поверхность твердотельного образца или газовой струи мощный лазерный импульс создает сверхсветовой ионизационный фронт. Рассчитаны характеристики генерируемого терагерцового излучения в зависимости от скорости распространения ионизационного фронта и от

поперечных размеров образующейся плазмы. Показаны возможности управления спектром генерируемого излучения.

Разработана схема экспериментальной установки по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, а также документация для изготовления такой установки.

Разработана документация для изготовления лабораторных макетов компактных импульсных перестраиваемых ПГС среднего ИК-диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой.

Разработана документация для изготовления лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК-диапазона.

Разработана документация для изготовления экспериментальных образцов гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами.

Разработана документация для изготовления лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК-диапазона в средний ИК-диапазон.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 Научно-технический отчет о выполнении 1 этапа Государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г. «Генерация электромагнитных излучений в неосвоенных частотных диапазонах на основе нелинейно-оптических преобразований» / М.И. Бакунов и др. Нижний Новгород, 2010.

2 **Bakunov, M. I.** Cherenkov emission of terahertz surface plasmon polaritons from a superluminal optical spot on a structured metal surface / M. I. Bakunov, M. V. Tsarev, M. Hangyo // Optics Express. – 2009. – Vol. 17. – P. 9323–9329.

3 **Бакунов, М.И.** Оптическая генерация терагерцовых плазмонов на гребенчатой поверхности металла / М.И. Бакунов, М.В. Царев, С.Б. Бодров // Оптика и спектроскопия. – 2010. – Т. 108, № 6. – С. 718–724.

4 **Гильденбург В. Б.** О возможности сильного возрастания частоты ионизующего лазерного импульса в газе / В. Б. Гильденбург, А. В. Ким, А. М. Сергеев // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 51. – С. 91–93.

5 **Gildenburg, V. B.** Adiabatic Frequency Up–Conversion of a Powerful Electromagnetic Pulse Producing Gas Ionization / V .B. Gildenburg, A. V. Kim, V. A. Krupnov, V. E. Semenov, A. M. Sergeev, N. A. Zharova // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1993. – Vol. 21. – P. 34–44.

6 **Kalluri, D. K.** On reflection from a suddenly created plasma half-space / D. K. Kalluri // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1988 – Vol. 16. Iss. 1. – P. 11–16.

7 **Mori, W. B.** Conversion of dc Fields in a Capacitor Array to Radiation by a Relativistic Ionization Front / W. B. Mori, T. Katsouleas, J. M. Dawson, C. H. Lai // Physical Review Letters. – 1995. – Vol. 74. – Iss. 4. – P. 542–545.

8 **Adachi S.** GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: material parameters for use in research and device applications / S. Adachi // J. Appl. Phys. – 1985. – Vol. 58, No. 3. – P. R1-R29.

9 **Coldren, L.A.** Diode laser and photonic integrated circuit // L.A.Coldren and S.W.Corzine. New York: Wiley. – 1995. – 594 p.

10 **Адамс М.** Введение в теорию оптических волноводов // М. Адамс. М: Мир. - 1984. – 512 с.