

Министерство образования и науки Российской Федерации

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

УДК 535

№ госрегистрации 01201057461

Инв.№ 1.1.2.0563.4

УТВЕРЖДАЮ

Проректор по научной работе

_____ С.Н.Гурбатов
«___»_____ 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 четвертого этапа государственного контракта
№ 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г.

Наименование этапа: «Изготовление макетов и лабораторных установок, проведение
экспериментальных исследований»

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	_____	М.И.Бакунов (введение, заключение)
	подпись, дата	
Исполнители темы		
Зав. каф. квантовой радиофизики ННГУ, д.ф.-м.н., член-корр. РАН	_____	Андронов А.А. (введение, разделы 7-9)
	подпись, дата	
Профессор каф. квантовой радиофизики ННГУ, директор Отделения нелинейной динамики и оптики ИПФ РАН, д.ф.-м.н., член-корр. РАН	_____	Сергеев А.М. (введение, разделы 1, 2)
Профессор каф. электродинамики ННГУ, д.ф.-м.н., профессор	_____	Гильденбург В.Б. (разделы 1, 2)
	подпись, дата	
Ведущий научный сотрудник ННГУ, зав. лаб. ИПФ РАН, д.ф.-м.н.	_____	Степанов А.Н. (разделы 1, 2)
	подпись, дата	
Профессор каф. общей физики, д.ф.-м.н.	_____	Грибова Е.З. (разделы 1, 2)
	подпись, дата	
Ведущий научный сотрудник ННГУ, ведущий научный сотрудник ИПФ РАН, д.ф.-м.н.	_____	Бабин А.А. (разделы 3, 4)
	подпись, дата	
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф.-м.н., доцент	_____	Жуков С.Н. (разделы 3, 10)
	подпись, дата	
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф.-м.н., доцент	_____	Захаров Ю.Н. (разделы 2, 3)
	подпись, дата	
Ведущий научный сотрудник ННГУ, ведущий научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф.-м.н.	_____	Рябикин М.Ю. (разделы 1, 2)
	подпись, дата	
Старший научный сотрудник ННГУ, старший научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф.-м.н.	_____	Корытин А.И. (разделы 4, 5)
	подпись, дата	
Младший научный сотрудник ННГУ, младший научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф.-м.н.	_____	Емелин М.Ю. (разделы 4, 5)
	подпись, дата	
Научный сотрудник ННГУ, научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф.-м.н.	_____	Быстров А.М. (разделы 4, 5)
	подпись, дата	
Доцент каф. квантовой радиофизики ННГУ, к.ф.-м.н., доцент	_____	Маругин А.В. (разделы 7-9)
	подпись, дата	
Доцент каф. квантовой радиофизики ННГУ, к.ф.-м.н., доцент	_____	Савикин А.П. (разделы 7-9)
	подпись, дата	

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

Аспирант ННГУ		Машкович Е.А. (раздел 3)
	подпись, дата	
Аспирант ННГУ		Катичев А.Р. (раздел 4)
	подпись, дата	
Аспирант ННГУ		Святошенко Д.Е. (разделы 7-9)
	подпись, дата	
Аспирант ННГУ		Павленко К.Ю. (разделы 7-9)
	подпись, дата	
Аспирант ННГУ		Скрыль А.С. (раздел 6)
	подпись, дата	
Аспирант ННГУ		Семиков С.А. (раздел 5, 10)
	подпись, дата	
Аспирант ННГУ		Егоров А.С. (разделы 7-9)
	подпись, дата	
Студент ННГУ		Курашкин С.В. (разделы 7-9)
	подпись, дата	
Студент ННГУ		Горохов А.К. (раздел 6)
	подпись, дата	
Студент ННГУ		Володин А.А. (раздел 6)
	подпись, дата	
Студент ННГУ		Пигалин М.А. (раздел 3)
	подпись, дата	
Студент ННГУ		Малышев Н.К. (раздел 3)
	подпись, дата	
Студент ННГУ		Вахитов Д.Н. (раздел 1)
	подпись, дата	
Студент ННГУ		Горелов С.Д. (раздел 2)
	подпись, дата	
Зав. лаб.		Нургалеев И.Ф. (разделы 7-9)
	подпись, дата	
Нормоконтролер Зав. лаб. каф. общей физики ННГУ		Краснов В.А. (разделы 1 - 10)
	подпись, дата	

РЕФЕРАТ

Отчет 112 с., 1 ч., 64 рис., 3 табл., 42 источн., 0 прил.

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

В отчете представлены результаты исследований по 4 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, изготовление образцов, проведение испытаний.

Отчет о НИР, в том числе: методика изготовления экспериментального образца источника терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевинной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами, результаты экспериментальных исследований образца источника на основе сэндвич-структуры, а также образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами, результаты экспериментальной проверки теории генерации терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, а также метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, результаты исследований на экспериментальной установке по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, испытаний лабораторных макетов компактных импульсных

перестраиваемых ПГС среднего ИК диапазона на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой, испытаний лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона, исследований экспериментальных образцов гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs–GaAs, исследований на лабораторной установке на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

Научные результаты: изготовлен экспериментальный образец высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевинной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами, проведены исследования экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры, обработаны данные исследований, проведены исследования экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами, обработаны данные исследований, проведены экспериментальные исследования по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, обработаны данные исследований, проведены экспериментальные исследования по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, проведены исследования на экспериментальной установке по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, обработаны данные исследований, проведены испытания 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, проведены испытания лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона, проведены исследования 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, проведены исследования на лабораторной установке на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	10
1. Изготовление экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами	13
2. Проведение исследований экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры, обработка данных	15
2.1. Введение	15
2.2. Описание экспериментальной установки	17
2.3. Результаты экспериментальных измерений	21
2.4. Выводы	30
3. Проведение исследований экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами, обработка данных	31
3.1. Описание схемы исследования экспериментального образца	31
3.2. Экспериментальное определение оптимальных параметров оптической накачки для максимальной эффективности генерации терагерцовых поверхностных плазмонов	37
3.3. Измерение области локализации терагерцовых поверхностных плазмонов	37
3.4. Выводы	39
4. Проведение экспериментальных исследований по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, обработка данных	41
4.1. Описание схемы эксперимента	41
4.2. Результаты эксперимента	43
4.3. Выводы	48
5. Проведение экспериментальных исследований по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред	49
5.1. Экспериментальная установка	49
5.2. Терагерцовое излучение из аксиконного разряда	51
5.3. Генерация терагерцового излучения при обычной фокусировке ионизирующих лазерных импульсов (с использованием сферических линз)	53
5.4. Влияние внешнего электростатического поля на генерацию терагерцового излучения	54
5.5. Эффективность генерации терагерцового излучения	58
5.6. Выводы	59

6. Проведение исследований на экспериментальной установке по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, обработка данных	60
7. Проведение испытаний 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	64
7.1 ПГС на кристалле ZnGeP ₂	64
7.1.1 Непрерывный режим генерации Ho:YAG лазера	65
7.1.2 Импульсно-периодический режим генерации Ho:YAG лазера	69
7.1.3. Параметрический генератор света на кристалле ZnGeP ₂	70
7.2. ПГС на PPLN	72
8. Проведение испытаний лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона	79
9. Проведение исследований 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	81
9.1. Модель многослойной структуры использованной в эксперименте	84
9.2. Экспериментальные исследования микрорезонатора на основе многослойной структуры	86
9.3. Выводы	95
10. Проведение исследований на лабораторной установке на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон	97
10.1. Анализ параметров установки	97
10.2. Результаты эксперимента и их анализ	99
Заключение	104
Список использованных источников	108

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В настоящем отчете применяются следующие обозначения и сокращения:

ННГУ – федеральное государственное бюджетное 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 4 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 4 этапу были запланированы следующие работы.

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

2. Проведение исследований экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры, обработка данных.

3. Проведение исследований экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами, обработка данных.

4. Проведение экспериментальных исследований по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, обработка данных.

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

6. Проведение исследований на экспериментальной установке по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов

инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, обработка данных.

7. Проведение испытаний 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. Проведение испытаний лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

9. Проведение исследований 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. Проведение исследований на лабораторной установке на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

Выполнение работ было направлено на достижение целей проекта - разработки 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, а также использование разработанных методов для создания экспериментальных образцов компактных высокоэффективных источников указанных излучений.

В результате выполнения работ достигнуты следующие научные результаты: изготовлен экспериментальный образец высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами, проведены исследования экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры, обработаны данные исследований, проведены исследования экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами, обработаны

данные исследований, проведены экспериментальные исследования по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, обработаны данные исследований, проведены экспериментальные исследования по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, проведены исследования на экспериментальной установке по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, обработаны данные исследований, проведены испытания 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, проведены испытания лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона, проведены исследования 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, проведены исследования на лабораторной установке на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

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

На основе разработанной на третьем этапе проекта методики была изготовлена сэндвич-структура с сердцевиной из электрооптического материала. На рисунке 1.1 (а) приведена фотография структуры, а на рисунке 1.1 (б) показан снимок боковой грани структуры, сделанный через микроскоп. На рисунке 1.1 (б) виден слой клея в виде тонкой полоски. По оценке его толщина менее 5 мкм. Как показали визуальные исследования боковая грань (ABHG) слоя ниобата лития довольно гладкая, существуют небольшие сколы по краям. Однако помимо мелких сколов наблюдаются дефекты на весь поперечный размер слоя, тем не менее, их суммарная площадь составляет менее 10% от площади всей грани.

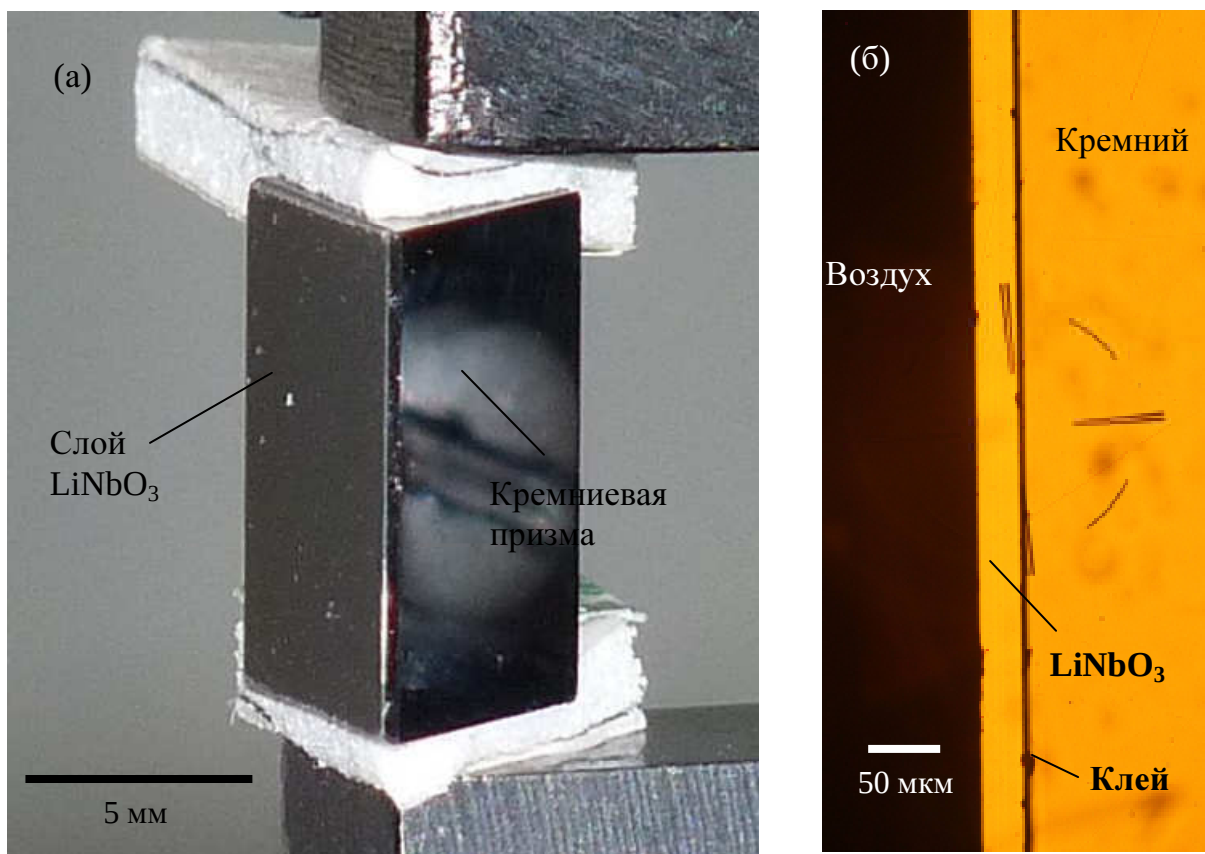


Рисунок 1.1 – (а) Фотография сэндвич-структуры (в держателе). (б) Снимок участка сэндвич-структуры через микроскоп.

После проведения поверхностного контроля с помощью микроскопа было проведено исследование наличия объемных дефектов с помощью визуализации прохождения видимого излучения через пластину ниобата лития. В качестве источника излучения был использован He-Ne лазер. Схема диагностики прохождения через пластину LiNbO_3 приведена на рисунке 1.2(а). Излучение лазера фокусируется цилиндрической линзой на входную грань пластины ниобата лития в сэндвич структуре, 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 [1]. Это условие позволяет наиболее эффективно заводить лазерное излучение в пластину ниобата лития, возбуждая основную моду планарного волновода. Качество прохождения через пластину LiNbO_3 контролируется путем переноса изображения лазерного пучка с выходной грани пластины на CCD камеру с помощью короткофокусной линзы.

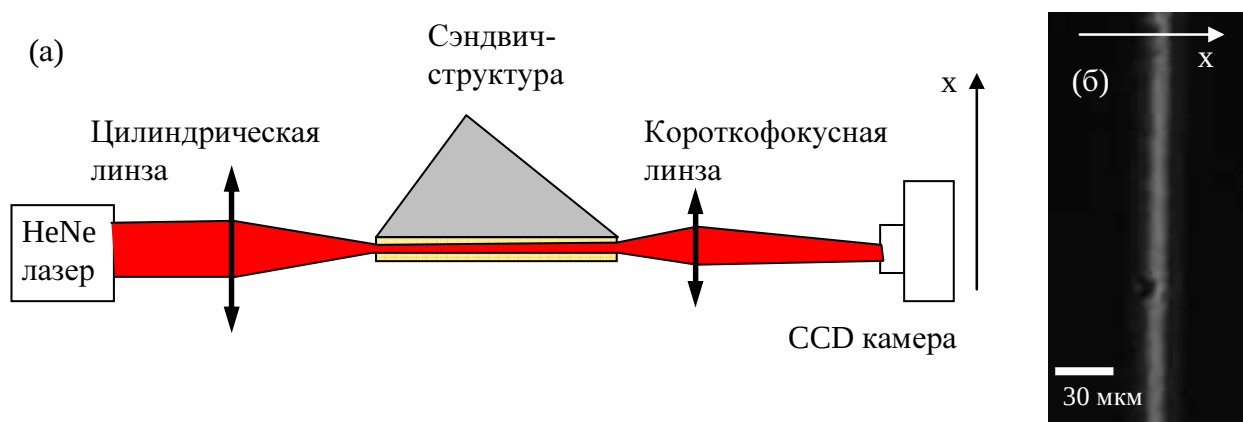


Рисунок 1.2 – (а) Схема для проверки качества изготовления сэндвич-структуры. (б) Распределение интенсивности лазерного излучения на выходе из слоя LiNbO_3 .

Диагностика прохождения лазерного излучения продемонстрировала хорошее качество изготовления. Действительно, как видно из рисунка 1.5 (б) на камере наблюдается довольно ровная светлая полоса с поперечным распределением вдоль оси x в виде функции $\cos^2(x)$, что соответствует теоретическим предсказаниям [1].

2. Проведение исследований экспериментального образца высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры, обработка данных

2.1 Введение

Перспективным материалом для оптико-терагерцовой конверсии фемтосекундных лазерных импульсов является кристалл ниобата лития (LiNbO_3). Его нелинейный коэффициент в 2.5 раза больше чем у другого популярного кристалла ZnTe . Ширина запрещенной зоны у ниобата лития равна 4.8 эВ, и, как следствие, в таком кристалле отсутствует двухфотонное поглощение излучения титан-сапфирового лазера. Однако в данном кристалле отсутствует фазовый синхронизм между лазерной накачкой и терагерцовым излучением: показатель преломления кристалла в терагерцовой области частот более чем в 2 раза превышает показатель преломления в оптической области. Кроме того, LiNbO_3 обладает сильным поглощением на терагерцовых частотах при комнатной температуре ($\sim 16\text{-}170\text{ см}^{-1}$ при частотах 1-2.5 ТГц).

Чтобы компенсировать отсутствие синхронизма в LiNbO_3 была предложена схема, основанная на использовании периодически поляризованного ниобата лития (PPLN) [2, 3]. Таким образом, действительно, удастся повысить энергию терагерцового излучения, но за счет генерации длинных лазерных импульсов, обладающих узким спектром. Другой перспективной схемой генерации терагерцового излучения в LiNbO_3 является использование лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности [4]. В такой схеме возможно генерировать короткие ТГц импульсы большой энергии (несколько десятков мкДж), но при использовании лазерной накачки большой энергии (несколько десятков мДж) [5-8]. Типичная эффективность оптико-терагерцовой конверсии в данной схеме $10^{-4} - 10^{-3}$. Недостаток данной схемы – быстрое расплывание лазерного импульса накачки из-за скоса фронта интенсивности. Кроме того, сильное поглощение в кристалле ниобата лития не дает возможности генерировать высокочастотные ТГц импульсы (более 1.5 ТГц) при комнатной температуре.

Наиболее простой способ достичь синхронизма в кристалле LiNbO_3 – использовать механизм черенковского излучения [9]. Для генерации черенковского

излучения оптический импульс должен быть сильно сфокусирован (в размер меньше длины терагерцовой волны) хотя бы в одном направлении. Фокусировка в линию имеет преимущества по сравнению с фокусировкой в точку. Действительно, при фокусировке лазерной накачки в линию возможно повышать энергию ТГц излучения за счет увеличения длины линии, кроме того генерируемый черенковский клин удобнее для практических приложений нежели черенковский конус, генерируемый при точечной фокусировке. В первых работах по генерации черенковского ТГц излучения использовались кристаллы LiNbO_3 специальной геометрии для вывода черенковского конуса. Однако ввиду сильного терагерцового поглощения в кристалле, лишь небольшая часть сгенерированного излучения достигала выходной границы. Для увеличения выхода было предложено использовать кремниевую призму, обладающую малым поглощением в терагерцовой области [10]. Лазерное излучение фокусировалось около боковой границы кристалла, где была приложена кремниевая призма. Черенковский конус, сгенерированный в LiNbO_3 быстро покидал кристалл и распространялся в кремнии до выхода в вакуум.

Для дальнейшего усовершенствования черенковской схемы было предложено использовать сэндвич структуру с тонкой (~ 50 мкм) сердцевиной из ниобата лития [1]. В этой схеме, во-первых, минимизируется поглощение терагерцового излучения, во-вторых, формируется оптический волновод для длительного распространению сильносфокусированного лазерного излучения и формирования длинного черенковского клина, в-третьих, используется линейная фокусировка оптической накачки для генерации черенковского клина. Экспериментальная проверка схемы продемонстрировала высокую эффективность конверсии около 0.1% при энергии лазерной накачки несколько десятков микроджоулей [11]. Однако в данном эксперименте использовалась сэндвич-структура с подложкой из стекла К8. В результате только одна часть черенковского клина высвечивалась через кремниевую призму, вторая часть - поглощалась в этой подложке. Для того, чтобы избежать поглощения в подложке, было предложено использовать подложку, полностью отражающую одну часть черенковского клина [12]. В качестве такой подложки можно использовать металлическую пластину с воздушным зазором между ниобатом лития и металлом. Как показано в работе [12]

путем изменения толщины воздушного зазора можно контролировать спектр генерируемого ТГц излучения.

На данном этапе проекта проведена экспериментальная проверка теоретических предсказаний работы [12], а также исследовано влияние частотной модуляции лазерного импульса на эффективность оптико-терагерцовой конверсии.

2.2 Описание экспериментальной установки

Схема эксперимента генерации терагерцового излучения в сэндвич-структуре с металлической подложкой приведена на рисунке 2.1. В качестве лазерной накачки была использована коммерческая Ti:Sapphire лазерная система, генерирующая лазерные импульсы с длительностью 50 фс (по полувысоте интенсивности), центральной длиной волны 785 нм и частотой повторения 1 кГц. Данная система способна обеспечить генерацию лазерных импульсов с энергией порядка 2-3 мДж. Для проведения экспериментальных исследований энергия лазерного излучения была уменьшена с помощью поляризационного аттенюатора и варьировалась от 1 до 100 мкДж.

Для измерения временного профиля и спектра терагерцового импульса был использован известный метод электрооптического стробирования. Лазерный пучок разделялся на две части (см. рисунок 2.1(а)). Одна часть через линию задержки и поляризационный аттенюатор фокусировалась цилиндрической линзой в сэндвич-структуру для генерации ТГц излучения. Слой ниобата лития в сэндвич-структуре имел размеры 10.5x10 мм и толщину 30 мкм. Фокусное расстояние цилиндрической линзы, равное 10 см, выбиралось для оптимального ввода лазерного излучения в слой ниобата лития, при этом поперечный размер лазерного пучка в фокусе (по полувысоте) был в 2 раза меньше толщины слоя. Вторая часть оптического пучка использовалась в качестве зондирующего импульса. Сгенерированное в сэндвич-структуре ТГц излучение фокусировалось в кристалл ZnTe толщиной 50 мкм внеосевой параболой с фокусным расстоянием 8 см. В этот же кристалл фокусировалось зондирующее излучение длиннофокусной линзой (~50 см). При совместном распространении в кристалле терагерцового и оптического импульсов в оптическом излучении наводилась деполяризация пропорциональная такому значению терагерцового поля, где эти два импульса перекрываются в ZnTe.

На выходе из кристалла ZnTe первоначально линейно поляризованный лазерный импульс приобретал эллиптическую поляризацию. Для измерения деполяризации оптическое излучение проходило через пластину $\lambda/4$, где линейная поляризация преобразовалось в циркулярную, и призму Волластона, где две взаимно перпендикулярные поляризации разделялись в пространстве. Мощность в каждой поляризации измерялась балансным детектором, состоящим из двух диодов. Разностный сигнал с этих двух диодов, измеряемый синхронным детектором, был пропорционален значению терагерцового поля.

Для измерения энергии терагерцового импульса использовалась ячейка Голя (см. рисунок 2.1(б)). Следует отметить, что ячейка Голя позволяет измерять мощность непрерывного излучения, при этом это довольно чувствительный прибор, способный измерять мощность на уровне десятков нВт. Для измерения энергии отдельного терагерцового импульса данный прибор был прокалиброван следующим образом. Поскольку ячейка Голя способна детектировать энергию в широком диапазоне электромагнитного спектра, в том числе энергию оптического излучения, то возможно вначале измерить чувствительность прибора в оптической области частот по известному значению энергии оптического импульса, а затем перенести калибровку в терагерцовую область по известному коэффициенту пропускания входного окна ячейки Голя. Для измерения чувствительности в ячейку Голя была отведена малая часть известной энергии фемтосекундного лазерного излучения за счет двукратного отражения от кварцевых клиньев. По известному коэффициенту отражения был рассчитан коэффициент ослабления (при двукратном отражении равный ~ 900) и рассчитана чувствительность в оптической и затем и в терагерцовой области, которая составила $1.4 \cdot 10^4$ В/Вт.

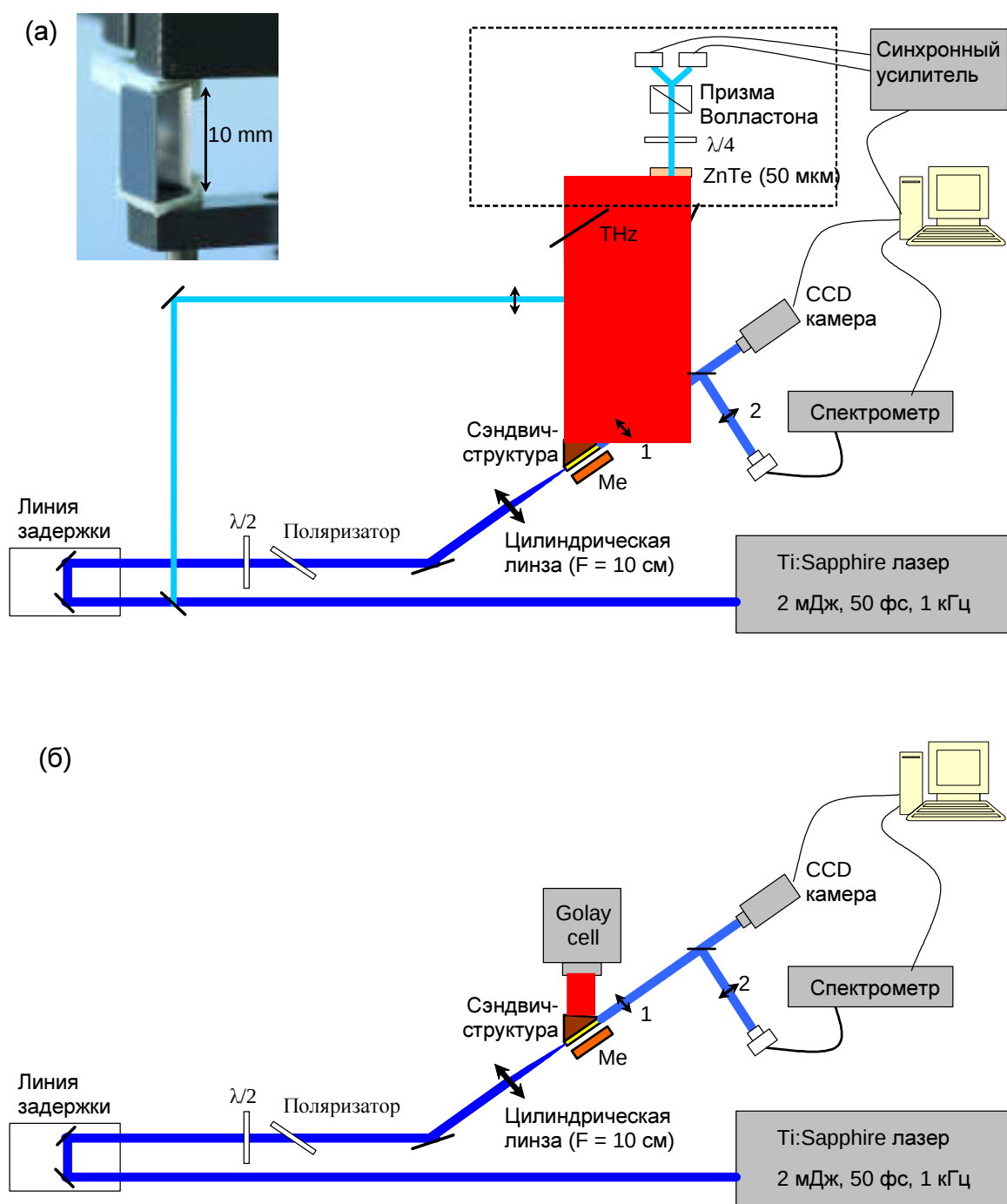


Рисунок 2.1 – Схема эксперимента для исследования генерации терагерцового излучения в сэндвич структуре с металлической подложкой. (а) Схема для измерения формы терагерцового импульса и его спектра. (б) Схема для мощности терагерцового излучения. В верхнем левом углу показана фотография сэндвич-структуры в зажиме.

Настройка точности фокусировки оптического излучения в сэндвич-структуру осуществлялась путем переноса изображения поперечного распределения пучка с

входа в сэндвич-структуру на CCD камеру с помощью линзы 1. Вначале сэндвич-структура выводилась из области распространению лазерного излучения. При вводе сэндвич-структуры назад в пучок линза 1 настраивалась так, чтобы изображение края сэндвича было резким. Затем структура выводилась из области лазерного пучка и путем перемещения цилиндрической линзой вдоль лазерного пучка подбиралось такое расстояние, чтобы изображение поперечного распределения лазерного пучка на CCD камере имело минимальный размер. При такой настройке фокус лазерного пучка совпадал с входом в сэндвич-структуру.

Для контроля распространения оптического излучения в сэндвич-структуре измерялось поперечное распределение интенсивности на выходе из ниобата-лития. Оптимальное распространение – когда возбуждается одна низшая волноводная мода в сэндвич-структуре. В этом случае минимизируются потери на высвечивание излучения через боковую поверхность пластины LiNbO_3 . При одномодовом возбуждении на выходе из LiNbO_3 поперечное распределение интенсивности на выходе должно иметь форму $\cos^2(x)$ (где x – поперечная координата). В ходе проведения эксперимента была проведена указанная выше настройка и достигнуто хорошее прохождение лазерного излучения через сэндвич-структуру (см. рисунок 2.2).

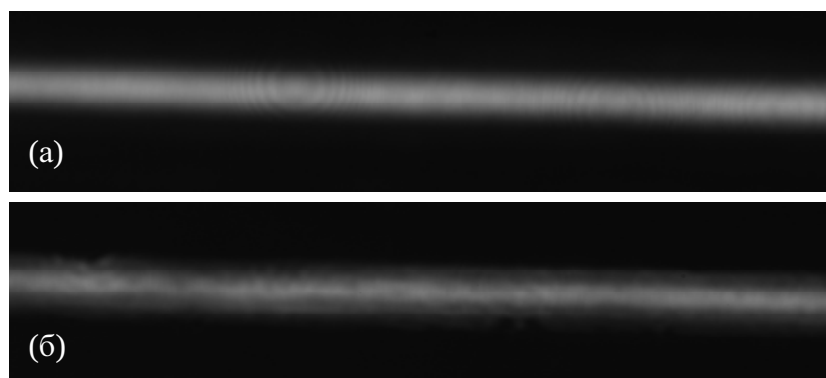


Рисунок 2.2 – Распределение интенсивности оптического излучения на (а) входе в сэндвич-структуру и (б) выходе из сэндвич-структуры.

Одной из основных целей эксперимента является исследование зависимости спектра генерации от положения металлической подложки. Для этого исследования была изготовлена металлическая пластина с полированной плоской поверхностью размером 12x11 мм. Пластина была расположена около свободной поверхности

LiNbO_3 (где не была прикреплена кремниевая призма) и перемещалась перпендикулярно поверхности с помощью микрометрического винта. Для контроля точности расположения металлической пластины, т.е. параллельности LiNbO_3 и металла использовались два эффекта. Первый заключался в том, что приближение металлической подложки приводило к увеличению энергии ТГц излучения (этот эффект был предсказан также ранее в теоретической работе [12]). Максимальная энергия достигается параллельном расположении металла и LiNbO_3 . Второй эффект заключается в том, что металлическая пластина является зеркалом и отражает оптическое излучение с выхода пластины LiNbO_3 . При сближении LiNbO_3 и металла поперечное распределение интенсивности с выхода LiNbO_3 и его отражение в металлической пластине также сближаются. Путем наблюдения их взаимного положения можно контролировать параллельность LiNbO_3 и металла.

В ходе эксперимента проводились исследования влияния длительности и знака частотной модуляции лазерного излучения на эффективность оптико-терагерцовой конверсии. Для увеличения длительности генерируемых лазером 50 фс импульсов изменялась эффективность их временной компрессии в самой лазерной системе. В результате на выходе из системы удавалось получить импульсы с большей длительностью и одновременно с частотной модуляцией с контролируемым знаком.

2.3. Результаты экспериментальных измерений

На рисунке 2.3 представлены результаты исследования модификации спектра и осциллограммы терагерцового поля в зависимости от ширины воздушного зазора между металлом и ниобатом лития (узкие провалы в спектре – следствие поглощения ТГц излучения на парах воды при распространении в воздухе от сэндвич-структуры до кристалла ZnTe). При приближении металлической пластины к LiNbO_3 увеличивается спектральная амплитуда низкочастотных компонент спектра (см. рисунок 2.3(a)). Одновременно происходит смещение локального минимума спектра от 1.8 ТГц до 1.4 ТГц. Наличие такого минимума обусловлено деструктивной интерференцией некоторых частотных компонент двух черенковских терагерцовых импульсов. Первый

импульс излучается напрямую в кремниевую призму, второй импульс – после отражения от свободной поверхности LiNbO_3 .

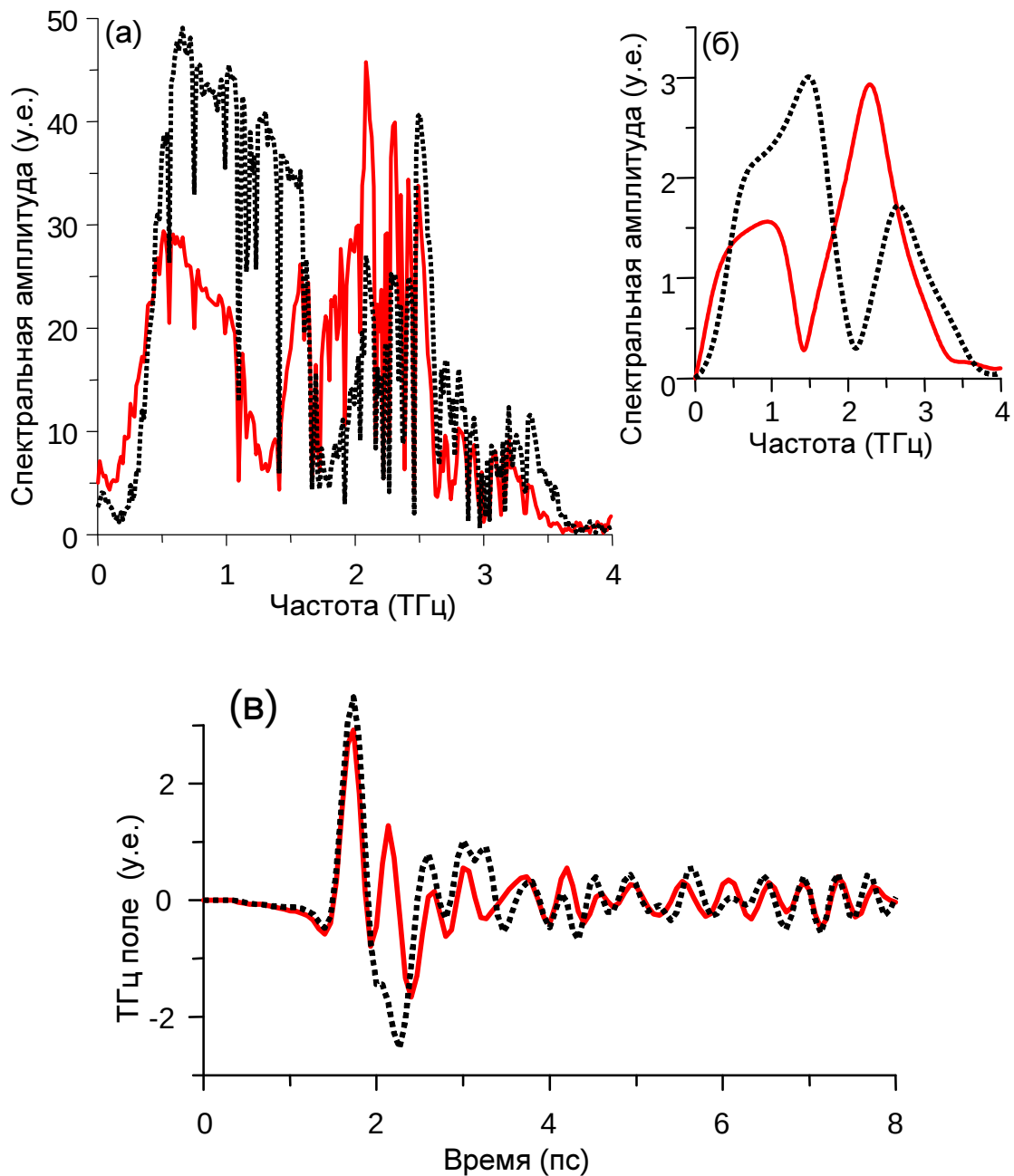


Рисунок 2.3 – (а) Экспериментальный и (б) теоретический спектры терагерцового импульса, генерируемого в сэндвич-структуре когда металлическая пластина приближена вплотную к LiNbO_3 (точечная кривая) и когда металлическая подложка удалена на значительное расстояние (сплошная кривая). (в) Соответствующие спектру осциллограммы терагерцового поля.

То, что генерируемое терагерцовое излучение «чувствует» изменение положения подложки можно объяснить следующим образом. При нулевой толщине воздушного зазора (металл и LiNbO_3 сближены вплотную) фаза отраженного излучения сбивается на $\pi/2$, когда как при отражении от границы LiNbO_3 -воздух (металл далеко отодвинут от LiNbO_3) сбой фазы отсутствует. Как результат, суммарный терагерцовый импульс, формируемый при интерференции прямого и отраженного черенковских клиньев, имеет разную форму (см. рисунок 2.3(в)) и соответственно спектр.

При сравнении экспериментального (рисунок 2.3(а)) и теоретического (рисунок 2.3(б)) графиков, рассчитанного на основе ранее разработанной теории [12], наблюдается хорошее совпадение. Небольшое отличие положения минимумов связано с возможной разнотолщинностью слоя ниобата лития (в пределах 30-35 мкм).

Как показало экспериментальное исследование, изменение спектра ТГц излучения наблюдалось лишь в узком диапазоне толщин воздушного зазора: от 0 до 10-20 мкм. То есть, при удалении металлической пластины на расстояние от 20 мкм и более спектр генерируемого излучения не изменялся. Этот факт говорит о том, что терагерцовое поле локализовано около пластины LiNbO_3 на расстоянии 10-20 мкм. Этот экспериментальный факт хорошо согласуется с теоретическим расчетом локализации поля 16 мкм для частоты 1.5 ТГц, рассчитанным в работе [12].

Исходя из измеренного спектра на рисунке 2.3(а) можно видеть, что энергия терагерцового излучения при нулевом расстоянии между металлом и LiNbO_3 больше, чем когда металлическая пластина удалена на значительное расстояние. Этот эффект был подтвержден прямым измерением терагерцовой энергии в зависимости от толщины воздушного зазора (см. рисунок 2.4). Действительно в эксперименте при удалении металлической пластины от LiNbO_3 наблюдалось уменьшение энергии на 20-25% на расстоянии около 20 мкм. Этот эффект можно следующим образом. Как уже отмечалось выше, при приближении металла более эффективно генерируются низкочастотные компоненты терагерцового спектра. Эти частоты испытывают меньшее поглощение в LiNbO_3 по сравнению с высокочастотными компонентами, более эффективно генерируемые при

воздушной подложке. Следовательно, детектируемая энергия должна увеличиваться при приближении металла к LiNbO_3 . На рисунке 2.4 показана теоретическая кривая, рассчитанная на основании модели работы [12]. Наблюдается хорошее соответствие теоретических и экспериментальных результатов. Более резкое спадает теоретического графика можно объяснить неточностью настройки параллельности металлической пластины и LiNbO_3 в эксперименте.

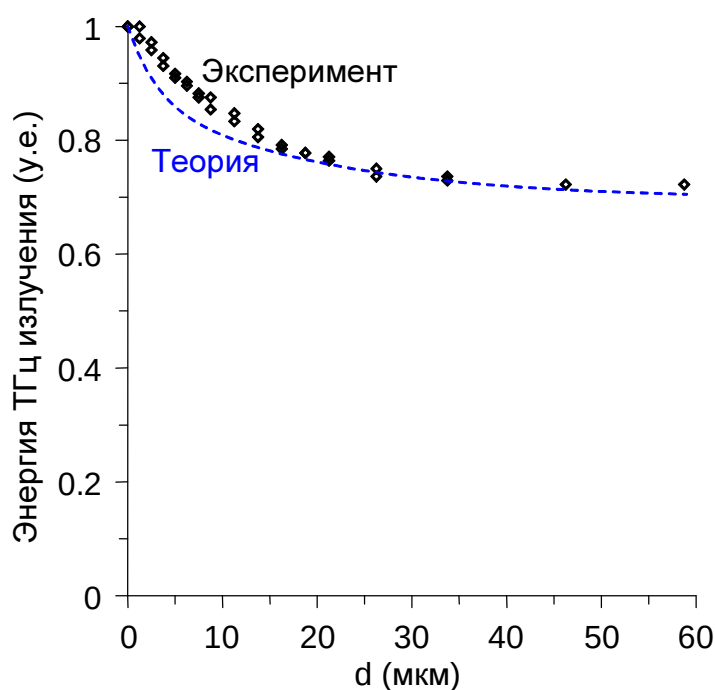


Рисунок 2.4 – Зависимость энергии терагерцового излучения от толщины воздушного зазора d . Ромбики – эксперимент. Пунктирная кривая – теоретический расчет. Длительность лазерного импульса 50 фс.

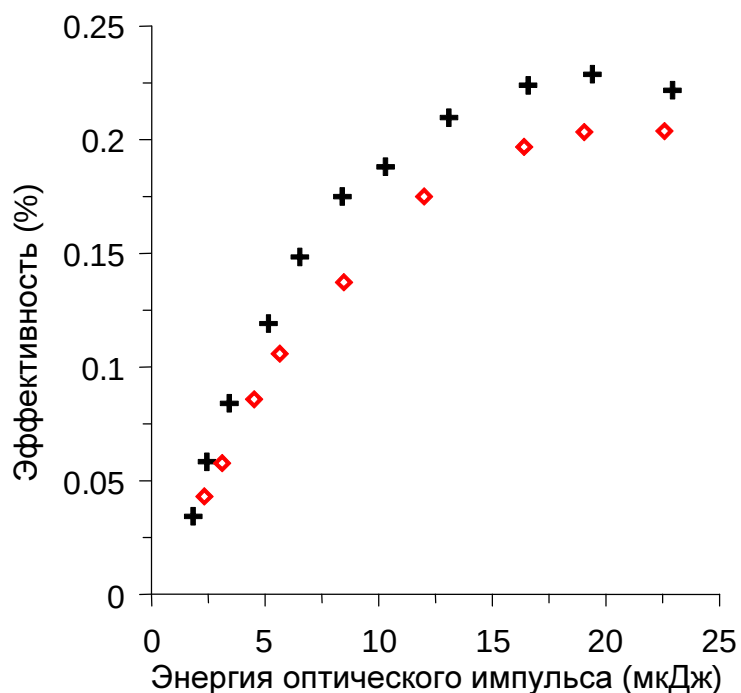


Рисунок 2.5 – Зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерной накачки для металлической и воздушной подложки. Длительность лазерного импульса 50 фс.

На рисунке 2.5 показана зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерной накачки для случаев, когда металлическая пластина пододвинута вплотную к ниобату лития (металлическая подложка) и когда пластина отодвинута далеко от ниобата лития (в этом случае подложкой является воздух). Видно, что во всем диапазоне энергии оптической накачки эффективность оптико-терагерцовой конверсии на 10-20 % больше для случая металлической подложки. Насыщение эффективности на уровне 0.2-0.25% в обоих случаях достигается при 15-20 мкДж.

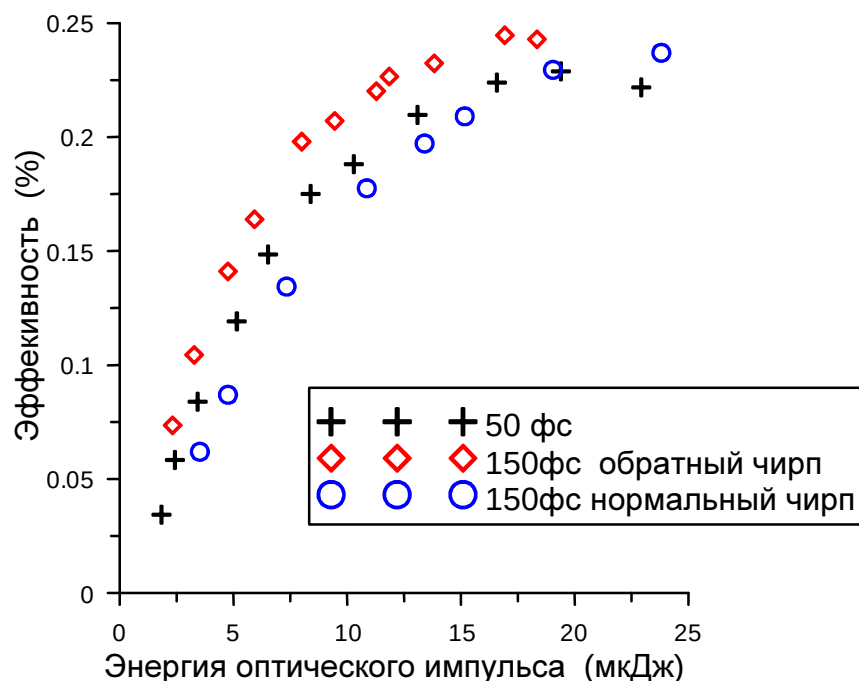


Рисунок 2.6 – Зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерной накачки при наличии металлической подложки и различной длительности лазерного импульса: крестики – 50 фс, ромбики – 150 фс с обратным чирпом, кружочки – 150 фс с нормальным чирпом.

В ходе эксперимента были проведены исследования влияния длительности и частотной модуляции лазерного импульса (чирпа) на эффективность оптико-терагерцовой конверсии. На рисунках 2.6 и 2.7 представлены результаты этих исследований. Было обнаружено, что удлинение лазерных импульсов за счет ввода частотной модуляции (чирпа) приводит к увеличению или уменьшению эффективности оптико-терагерцовой конверсии в зависимости от знака чирпа.

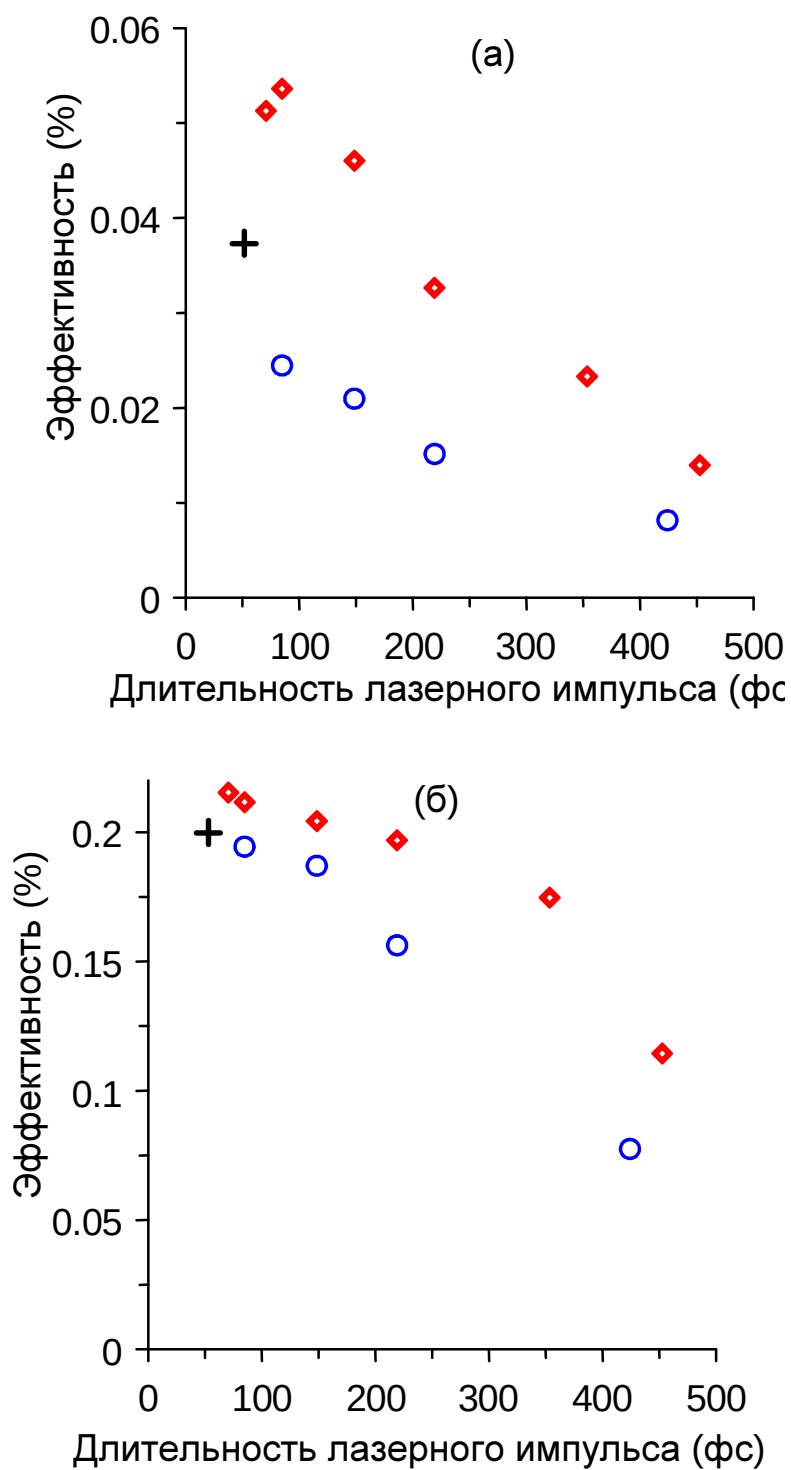


Рисунок 2.7 – Зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от длительности лазерного импульса при нормальном (кружочки) и обратном (ромбики) чирпе. Энергии лазерного импульса (а) 1.9 мкДж и (б) 18 мкДж.

При малой энергии лазерной накачки (до насыщения, см. рисунки 2.6 и 2.7(а)) и длительности лазерного импульса 100-250 фс эффективность при обратном чирпе в

1.5-2 раза больше, чем при нормальном чирпе (нормальным чирп соответствует такой частотной модуляции, которая реализуется при распространении в диспергирующей среде с нормальной дисперсией). При увеличении длительности лазерного импульса различие эффективности между двумя знаками чирпа уменьшается (рисунок 2.7(а)). Максимальная эффективность при низкой энергии лазерного импульса достигается при длительности лазерного импульса около 100 фс.

При большой энергии накачки (рисунок 2.7(б)), когда достигается насыщение эффективности оптико-терагерцовой конверсии, эффективность почти не зависит от знака чирпа и длительности лазерного импульса в интервале 50-150 фс. При дальнейшем увеличении длительности эффективность уменьшается.

Для объяснения влияния длительности и знака чирпа лазерных импульсов на эффективность оптико-терагерцовой конверсии необходимо учесть дисперсию ниобата лития. На рисунке 2.8(а) приведена зависимость длительности лазерного импульса от пройденного расстояния внутри кристалла (расчет приведен в рамках линейной модели). Видно, что лазерный импульс с начальной длительностью 50 фс на выходе из кристалла имеет длительность около 220 фс. Чирпированные лазерные импульсы с начальной длительностью 100 фс обладают различным поведением в зависимости от знака чирпа. Лазерный импульс с нормальным чирпом удлиняется, когда как лазерный импульс с обратным чирпом вначале укорачивается, а лишь затем удлиняется. В результате средняя по длине кристалла длительность лазерных импульсов – различная. Для нечирпированного импульса с начальной длительностью 50 фс среднее значение равно 150 фс, для чирпированных импульсов с начальной длительностью 100 фс среднее значение равно 200 фс и 75 фс для нормального и обратного чирпа, соответственно.

Согласно развитой ранее теории генерации ТГц излучения в сэндвич-структуре [1, 12] в модели распространению накачки без искажений (дисперсионного расплывания, поглощения и т.п.) энергия терагерцового излучения W_{THz} пропорциональна следующему выражению

$$W_{THz} \sim \frac{W_{opt}^2}{(\tau^2 + (a\delta / 2.4c)^2)^{3/2}}, \quad (2.1)$$

где W_{opt} – энергия лазерного импульса, τ – длительность лазерного импульса по полувысоте интенсивности, a – толщина слоя ниобата лития, c – скорость света в вакууме, $\delta = \sqrt{\varepsilon_{LN} - n_g^2}$, где ε_{LN} – диэлектрическая проницаемость ниобата лития на ТГц частоте, n_g – групповой индекс показателя преломления. Если учесть, что толщина слоя ниобата лития равна 30 мкм из (2.1) получим следующее выражение

$$W_{THz} \sim \frac{W_{opt}^2}{(\tau^2 + (190 \text{ fs})^2)^{3/2}}. \quad (2.2)$$

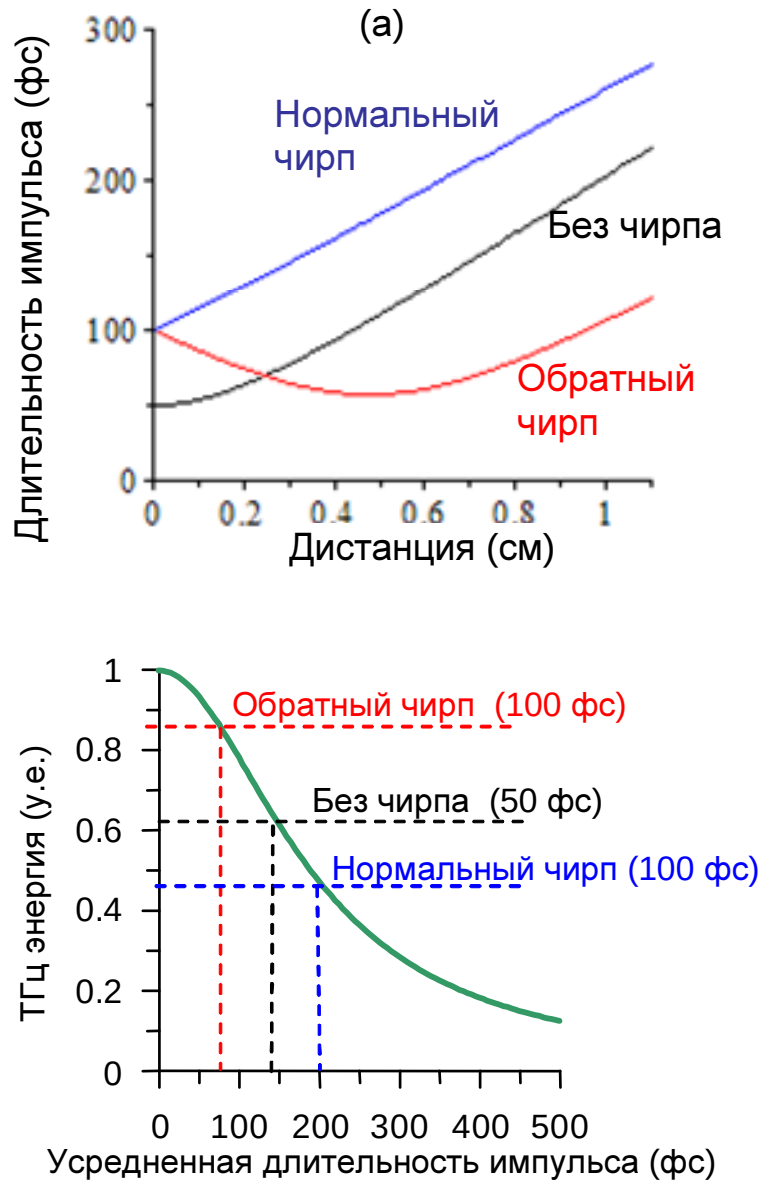


Рисунок 2.8 – (а) Зависимость длительности лазерного импульса от положения внутри кристалла. (б) Зависимость энергии лазерного импульса от длительности лазерного импульса согласно выражению

(1.2). Пунктирные линии отображают соответствие усредненным длительностям лазерного импульса, полученным из рисунка 2.8(а), и энергии терагерцового излучения.

График выражения (2.2) приведен на рисунке 2.8(б). Для оценки влияния длительности лазерного импульса будем полагать, что при распространении в LiNbO_3 длительность не меняется и равна среднему значению, рассчитанному с учетом дисперсии среды. Отмечая на графике эти длительности (пунктирные вертикальные линии) можно сопоставить относительное изменение энергии. Как видно, при длительности 100 фс энергия ТГц излучения при обратном чирпе примерно в 2 раза больше, чем при нормальном чирпе, что соответствует экспериментальным измерениям.

2.4. Выводы

Исследована генерация терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в сэндвич-структуре с металлической подложкой и переменным воздушным зазором между этой металлической подложкой с сэндвич-структурой. Показано, что при уменьшении воздушного зазора более эффективно генерируются низкочастотные компоненты терагерцового спектра. Такое изменение спектра наблюдается в диапазоне толщин воздушного зазора от 20 до 0 мкм, при этом энергия терагерцового импульса увеличивается на 10-20%. При большей толщине воздушного зазора форма спектра и энергия ТГц излучения не изменяются. Обнаружено, что при использовании частотно-модулированных лазерных импульсов возможно увеличить эффективность оптико-терагерцовой конверсии до 2 раз. Достигнута рекордная эффективность оптико-терагерцовой конверсии 0.25% при использовании лазерных импульсов с энергией 15-25 мкДж.

3. Проведение исследований экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами, обработка данных

3.1. Описание схемы исследования экспериментального образца

Микрофотографии экспериментальных образцов для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла приведены на рисунке 3.1. Были изготовлены два типа образцов:

- тип 1: микроструктурированная поверхность, изготовленная методом фотолитографии и травления на дюралюминиевой подложке размером 10x10x3 мм. Данная структура имела период 110 мкм, ширину канавок 30 мкм, глубину канавок 10 мкм (рисунок 3.1(а));
- тип 2: микроструктурированная поверхность, изготовленная методом микрофрезеровки на латунной подложке размером 20x20x2 мм. Данная структура имела период 300 мкм, ширину канавок 150 мкм, глубину канавок 30-50 мкм (рисунок 3.1(б) и (в)).

Было проведено экспериментальное исследование возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов, направляемых поверхностью типа 2, и их области локализации вблизи поверхности. Для генерации терагерцовых поверхностных плазмонов был использован метод, являющийся стандартным методом возбуждения терагерцовых поверхностных волн: накачка волноведущей структуры излучением внешнего источника свободной распространяющегося терагерцового излучения [13-15]. При этом необходим некоторый элемент, позволяющий преобразовать свободно распространяющуюся волну в поверхностную волну, имеющую большее значение волнового числа. В качестве такого элемента в случае терагерцовых волн может выступать, например, расположенная вблизи волноведущей поверхности призма с высоким показателем преломления [14] или лезвие [13, 15], благодаря дифракции на кромке которых становится возможным возбуждение волн с большим, чем вакуумное, волновым числом. Недостатком

такого метода является низкая (не превышающая нескольких процентов) эффективность преобразования объемной волны в поверхностную.

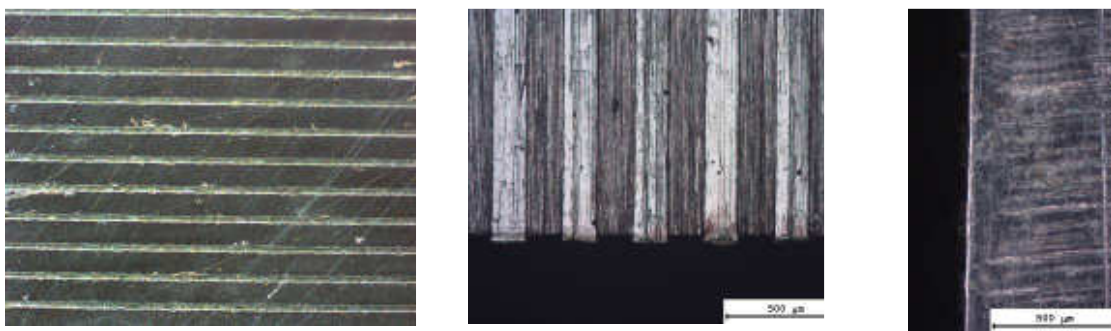


Рисунок 3.1 – Микрофотографии экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов: (а) – образец типа 1, (б) и (в) – образец типа 2 (лицевая поверхность и торец соответственно).

Одной из задач данного проекта является разработка метода прямого нелинейно-оптического возбуждения [16-20], в котором конверсия лазерного излучения в терагерцовую волну происходит непосредственно в области локализации поверхностных волн (у волноведущей поверхности). Преимуществом данного метода является отсутствие потерь на ввод излучения. Однако в качестве первого приближения и для исследования волноведущих свойств экспериментального образца было решено использовать стандартный метод возбуждения с помощью дифракции. В качестве источника свободно распространяющегося терагерцового излучения был использован волновод типа «сэндвич-структура» (рисунок 3.2). Такой волновод был предложен и успешно применен участниками проекта для генерации объемного терагерцового излучения с рекордной эффективностью [1, 11]. Геометрия структуры показана на рисунке 3.2. Тонкий слой LiNbO_3 ($|x| < a/2$, $a \sim 25$ мкм) прикреплен к призме ($x > a/2$), изготовленной из высокоомного кремния. Лазерный импульс, сфокусированный вдоль оси x с помощью цилиндрической линзы, падает на левую входную грань слоя ниобата лития. Лазерный импульс, распространяясь в $+z$ направлении с групповой скоростью V , формирует за счет оптического выпрямления движущийся импульс нелинейной поляризации, который в свою очередь излучает ТГц волны в кремниевую призму. Угол выходной грани призмы равен черенковскому углу 41°

для эффективного вывода ТГц излучения. Исследуемый образец (микроструктурированная поверхность металла) помещается в терагерцовый пучок. Вдоль оси u лазерный импульс фокусируется цилиндрической линзой до размеров ~ 150 мкм для создания, фактически, точечного нелинейного источника и увеличения оптической интенсивности.

Возбуждение терагерцовой волны происходит в досветовом режиме (нелинейный источник движется со скоростью меньше скорости света в вакууме [17, 18]), в отличие от случая, когда нелинейный кристалл облучается лазерными импульсами из воздуха [16, 19, 20]. Возбуждение поверхностной волны, направляемой микроструктурированной поверхностью металла, происходит при дифракции свободно распространяющейся волны на кромке лезвия, поднесенной близко (на расстояния порядка сотен микрометров) к волноведущей поверхности (рисунок 3.2).

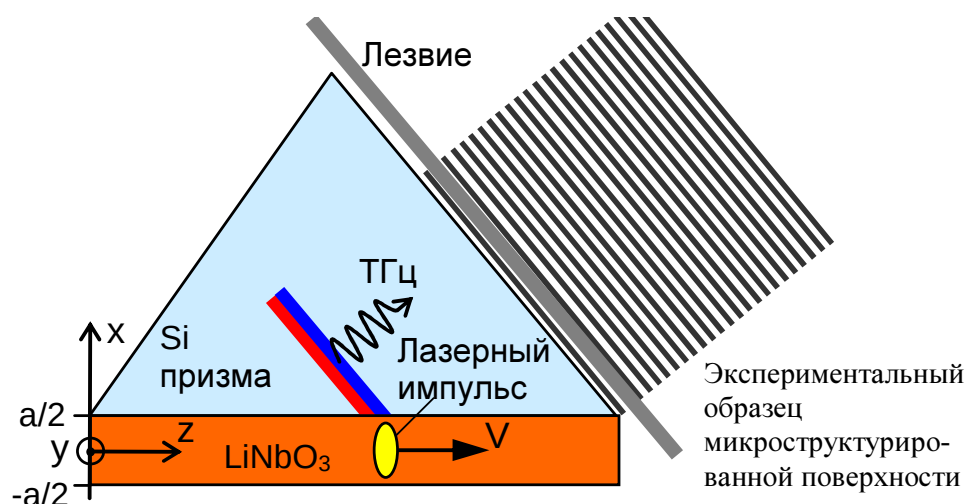


Рисунок 3.2 – Схема генерации терагерцовых поверхностных плазмонов: фемтосекундный лазерный импульс, сфокусированный в линию, распространяется в слое LiNbO_3 и излучает черенковский клин терагерцовых волн в кремниевую призму. На выходной грани призмы с помощью дифракции на лезвии осуществляется трансформация объемного терагерцового излучения в поверхностные терагерцовые волны, направляемые микроструктурированной металлической поверхностью.

При достижении волной края волноведущей поверхности происходит ее срыв с поверхности и трансформация с объемную волну, после чего ее можно продетектировать любым из стандартных способов. В настоящем эксперименте для детектирования волны использовался оптоакустический приемник (детектор Голея) и схема электрооптического детектирования. Для контроля локализации волны вблизи волноведущей поверхности использовалась система лезвий, установленных на микрометрических трансляторах [21]. Генерирующая структура рисунка 3.2 обозначена С на рисунке 3.3. Цилиндрическая линза Ц-1 служит для фокусировки лазерного пучка в вертикальном направлении (плоскость рисунка горизонтальна) до размера $\sim 50\text{--}100$ мкм (на входной грани сэндвич-структуры). Цилиндрическая линза Ц-2 служит для ввода пучка в плоский волновод, образованный слоем ниобата лития и кремниевой призмой. Контроль эффективного ввода лазерного излучения в волновод осуществляется с помощью системы переноса изображения (линза Л-1, десятикратное увеличение) и CCD камеры. Сэндвич-структура была закреплена на пятикоординатной микрометрической подвижке (три угла поворота и трансляция в горизонтальной плоскости) для обеспечения эффективного ввода оптического излучения. Прохождение оптического излучения контролировалось по виду пучка на камере и по проходящей мощности излучения (измеряемой с помощью пироэлектрического измерителя мощности, не показан на рисунке 3.3). Величина прохождения $\sim 50\%$ является показателем хорошего ввода излучения (20% потери на отражение, 30% - на рассеяние на дефектах и поглощение). Гребенчатая структура закреплялась на отдельной четырехкоординатной микрометрической платформе (два угла поворота и трансляция в вертикальной плоскости). Для настройки генерации поверхностных волн гребенчатая структура пододвигалась к сэндвич-структуре до касания по всей длине. Высота положения гребенчатой структуры подбиралась таким образом, чтобы центр оптического пучка совпадал с верхней гранью структуры (настройка по CCD камере). Плотность прилегания гребенчатой поверхности к сэндвич-структуре контролировалась по мощности терагерцового излучения (свободно распространяющегося) из кремниевой призмы (с помощью ячейки Голэя, Г на рисунке 3.3). Уменьшение терагерцового выхода указывало на микронный сдвиг сэндвич-структуры гребенчатой поверхностью (величина сдвига оценена по

оптическому изображению пучка на выходе волновода). Таким образом, с помощью оптического и терагерцового детектирования было с микронной точностью обеспечено требуемое взаимное расположение сэндвич-структуры и волноведущей поверхности.

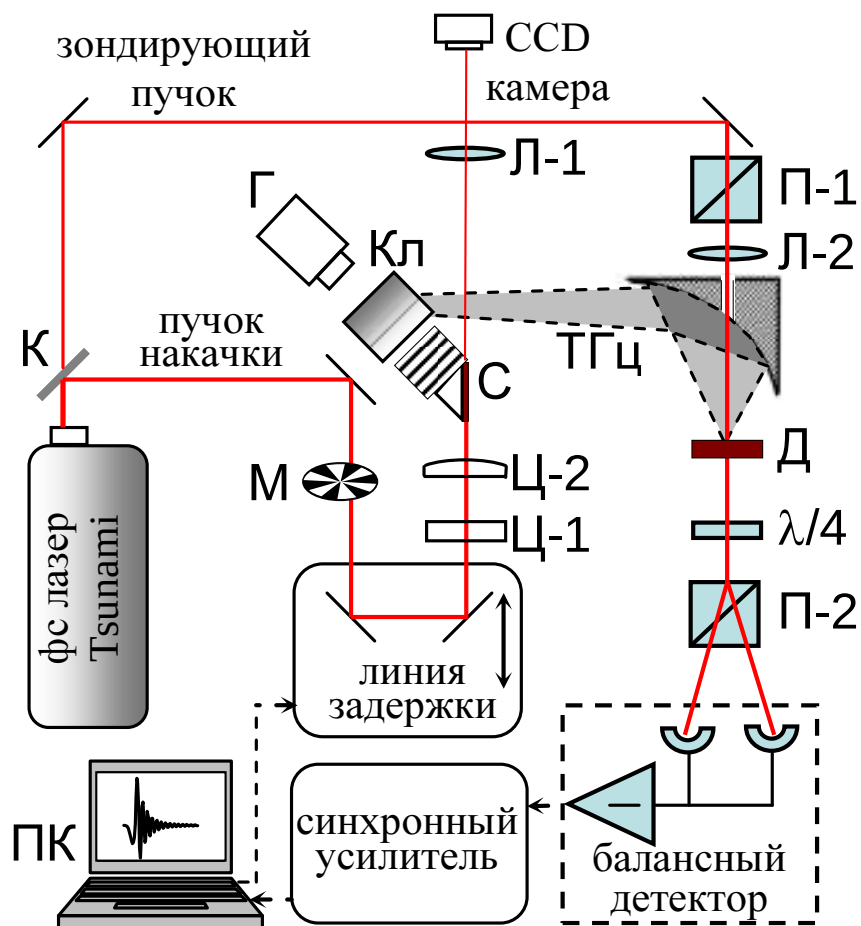


Рисунок 3.3 – Схема экспериментальной установки.

К – светоделительный клин

М – механический прерыватель

Ц-1 – цилиндрическая линза $f=150\text{мм}$

Ц-2 – цилиндрическая линза $f=70\text{мм}$

С – генерирующая структура

Л-1 – линза $f=100\text{мм}$ системы переноса изображения

Г – детектор Голя

Кл – система коллимации терагерцового излучения

П-1 – поляризатор (призма Глана)

Л-2 – линза $f=150\text{мм}$

П-2 – поляризатор (призма Волластона)

Д – кристалл детектора

$\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка

ПК – персональный компьютер

Детектирование поверхностной волны осуществлялось с помощью ячейки Голля с кремниевым фильтром (помещалась в терагерцовый пучок, ТГц на рисунке 3.3).

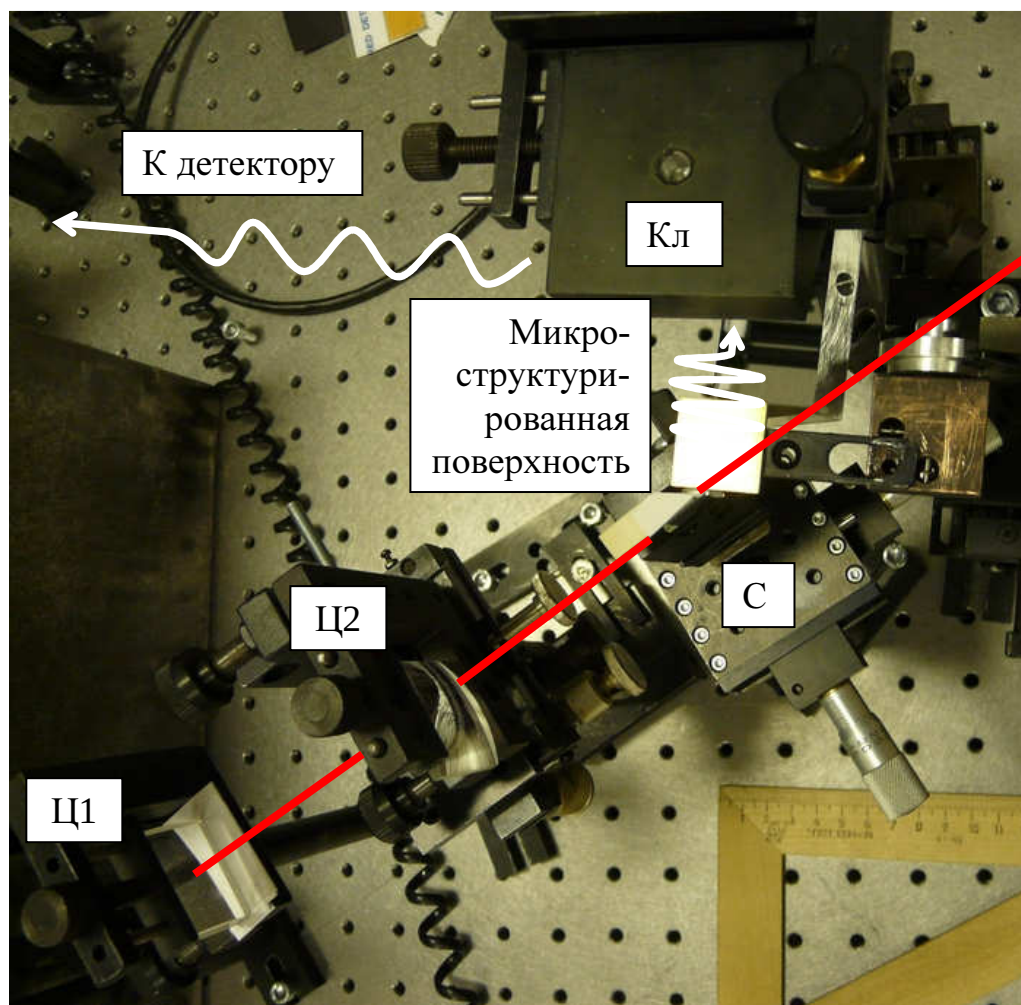


Рисунок 3.4 – Фотография центральной части экспериментальной установки (вид сверху). Обозначения элементов соответствуют схеме рисунка 3.3. Прямой жирной линией показан ход лазерного пучка, волнистой линией – ход терагерцового пучка. Светлый квадрат – микроструктурированная поверхность. Система лезвий отсутствует на фотографии.

3.2. Экспериментальное определение оптимальных параметров оптической накачки для максимальной эффективности генерации терагерцовых поверхностных плазмонов

Данное исследование заключалось в экспериментальной оптимизации ввода излучения в волновод сэндвич-структуры. Были подобраны такие параметры оптической накачки, как ширина пучка и положение фокуса в горизонтальном направлении (регулируется положением линзы Ц-2), ширина пучка в вертикальном направлении (регулируется положением линзы Ц-1). Процедура оптимизации проводилась в три этапа: 1) настройка фокусировки Ц-2 2) варьирование положения сэндвич-структуры и максимизация терагерцового сигнала с ячейки Голея 3) настройка фокусировки Ц-1 и максимизация терагерцового сигнала. Положение фокуса Ц-2 определялось с помощью системы переноса изображения. Путем продольного перемещения линзы Ц-2 достигалась минимальная ширина изображения пучка на камере, т.е. фокус Ц-2 помещался в плоскость, сопряженную плоскости матрицы. Затем с помощью тонкой проволоки, расположенной в пучке, определялось положение этой плоскости. Сэндвич-структура помещалась в фокус, а затем при визуальном наблюдении прохождения излучения через сэндвич-структуру проводилась оптимизация прохождения путем подстройки положения структуры (система переноса изображения в этом случае перестраивалась на выходную грань сэндвич-структуры). На втором этапе оптимизация проводилась по величине терагерцового сигнала с выхода сэндвич-структуры (из кремниевой призмы). На третьем этапе в пучок помещалась линза Ц-1. По максимуму терагерцового сигнала настраивалось положение фокуса линзы (при визуальном контроле прохождения излучения накачки).

3.3. Измерение области локализации терагерцовых поверхностных плазмонов

На рисунке 3.5 показана схема оптимизации возбуждения поверхностных плазмонов и измерения их области локализации. Эксперимент по оптимизации возбуждения был выполнен с целью увеличения эффективности ввода свободно распространяющегося терагерцового излучения в поверхностную волну. Для этого лезвие L_2 (см. рисунок 3.5) выставлялось на высоту h_2 порядка нескольких сотен

микрометров над микроструктурированной поверхностью, а высота h_1 лезвия $Л_1$ измерялась от нуля до одного-двух миллиметров.

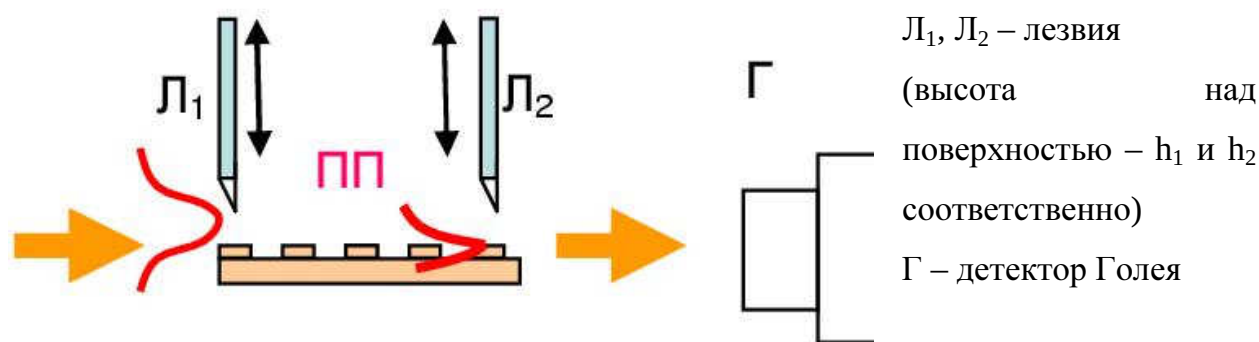


Рисунок 3.5 – Схема оптимизации возбуждения и измерения области локализации ПП.

На рисунке 3.6 приведены экспериментальные зависимости сигнала детектора Голя (пропорционального мощности терагерцового излучения) от h_1 . Квадраты 1 и круги 2 – две серии измерений при расстоянии между лезвиями $Л_1$ и $Л_2$ 10 мм и $h_2=400$ мкм. Треугольники 3 – при расстоянии между лезвиями $Л_1$ и $Л_2$ 5 мм и $h_2=300$ мкм. В результате проведенных измерений было установлено, что оптимальное возбуждения поверхностных плазмонов происходит при h_1 около 600 мкм.

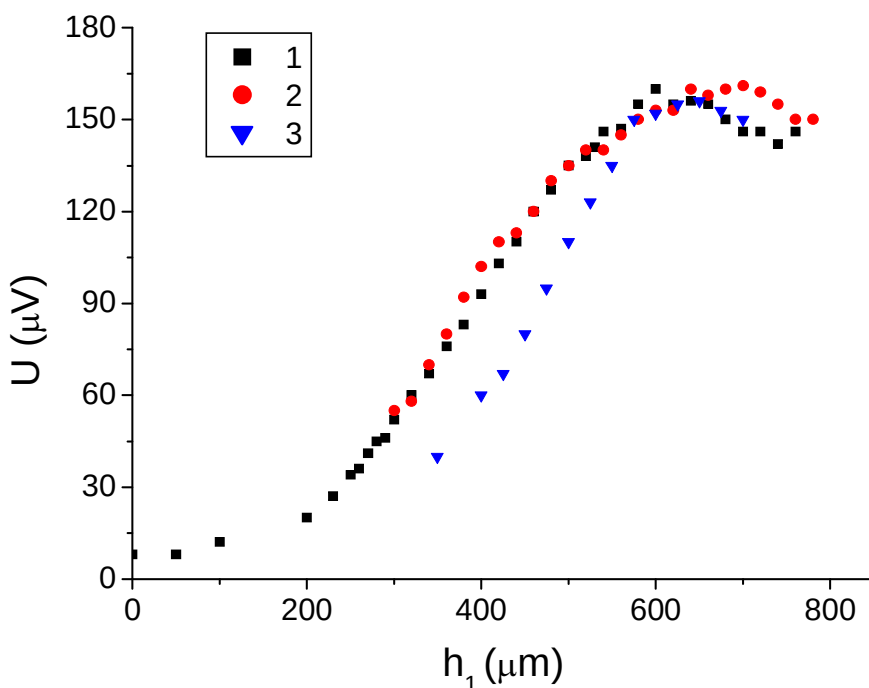


Рисунок 3.6 – Зависимость мощности терагерцового сигнала от ширины щели h_1 .

Локализация терагерцовых поверхностных плазмонов измерялась путем изменения h_2 при неизменном h_1 . На рисунке 3.7 приведена экспериментальная зависимость сигнала детектора Голя от h_2 (серия 1, квадраты) и продифференцированный сигнал 1 с последующим усреднением фильтром скользящего среднего (серия 2). Продифференцированный сигнал служит индикатором области локализации плазмонов. Максимум при $h_2 \sim 700-800 \mu\text{м}$ свидетельствует о том, что наибольшая мощность сосредоточена в плазмонах с соответствующей областью локализации.

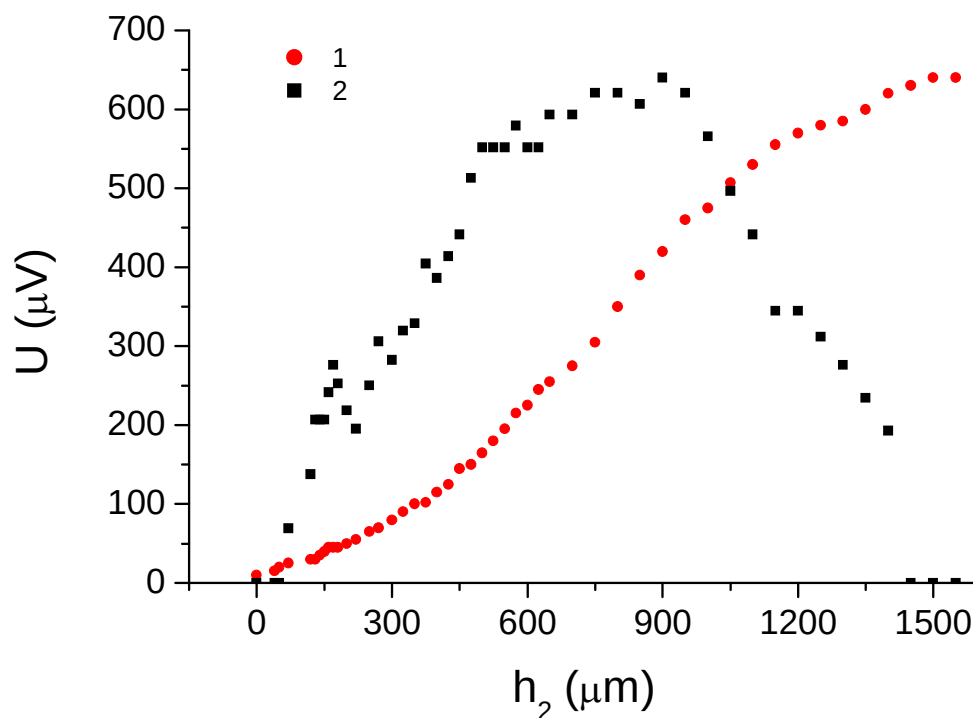


Рисунок 3.7 – Зависимость мощности терагерцового сигнала от ширины щели h_2 (Серия 1, квадраты) и продифференцированная усредненная зависимость (Серия 2, круги, в относительных единицах).

3.4. Выводы

Таким образом, в ходе экспериментального исследования источника терагерцовых поверхностных плазмонов были получены локализованные

терагерцовые поверхностные волны, направляемые микроструктурированной поверхностью металла. Были экспериментально определены оптимальные параметры оптической накачки для наиболее эффективного возбуждения терагерцовых плазмонов. Была проведена экспериментальная оптимизация терагерцовой накачки микроструктурированной поверхности металла (подобраны оптимальные условия возбуждения плазмонов при дифракции на близко расположенном лезвии). Была измерена локализация терагерцовых плазмонов.

4. Проведение экспериментальных исследований по проверке теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, обработка данных

4.1. Описание схемы эксперимента

Экспериментальная схема для проведения исследований по генерации терагерцового излучения лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности приведена на рис. 4.1. В качестве лазерной накачки использовалась титан-сапфировая лазерная система, генерирующая фемтосекундные лазерные импульсы на центральной длине волны 795 нм с частотой 10 Гц. Стандартная длительность импульса данной лазерной системы составляет 75 фс, что примерно в три раза меньше оптимальной длительности импульса для генерации ТГц излучения скошенным фронтом интенсивности (около 200-300) фс. Для увеличения стандартной длительности было предложено обрезать спектр излучения в стретчере лазерной системе с помощью металлических пластин. В результате была реализована возможность изменять длительность лазерного импульса в широких пределах (от 75 фс до 1000 фс и более). Энергия лазерного излучения изменялась от 0 до 6 мДж.

Поперечный размер лазерного пучка после выхода из лазерной системы составлял 10 мм по полувысоте интенсивности и затем уменьшался в 2 раза с помощью телескопа (зеркала Зер.1 и Зер.2 на рисунке 4.1) для согласования с размером входной грани кристалла ниобата лития. После телескопа излучение направлялось на дифракционную решетку с периодом 1/2000 мм под углом 57 градусов. Излучение отражалось под углом 49 градусов и направлялось через фокусирующее зеркало (Зер.3) на кристалл ниобата лития. Зеркало имело фокусное расстояние 306 мм и диаметр 50 мм. Расстояние между фокусирующим зеркалом и решеткой составляло 87 см и было выбрано на основе теоретических расчетов для оптимального переноса изображения решетки в область кристалла ниобата лития. Это оптимальное условие соответствует условию равенства угла скоса фронта интенсивности и угла наклона изображения решетки к направлению распространения лазерного излучения в кристалле ниобата лития. Расстояние

между зеркалом и ниобатом лития составляло около 48 см и подбиралось таким образом, чтобы осуществить точный перенос изображения решетки в объем кристалла ниобата лития. Для точной настройки переноса изображения в кристалл ниобата лития использовалась подстройка расстояния между решеткой и фокусирующим зеркалом, а также расстояние между зеркалом и кристаллом ниобата лития по максимальному значению генерируемой энергии терагерцового излучения. Перед кристаллом ниобата лития поляризация оптического излучения преобразовывалась из горизонтальной в вертикальную с помощью пластины $\lambda/2$ для согласования поляризации с направлением оптической оси кристалла ниобата лития.

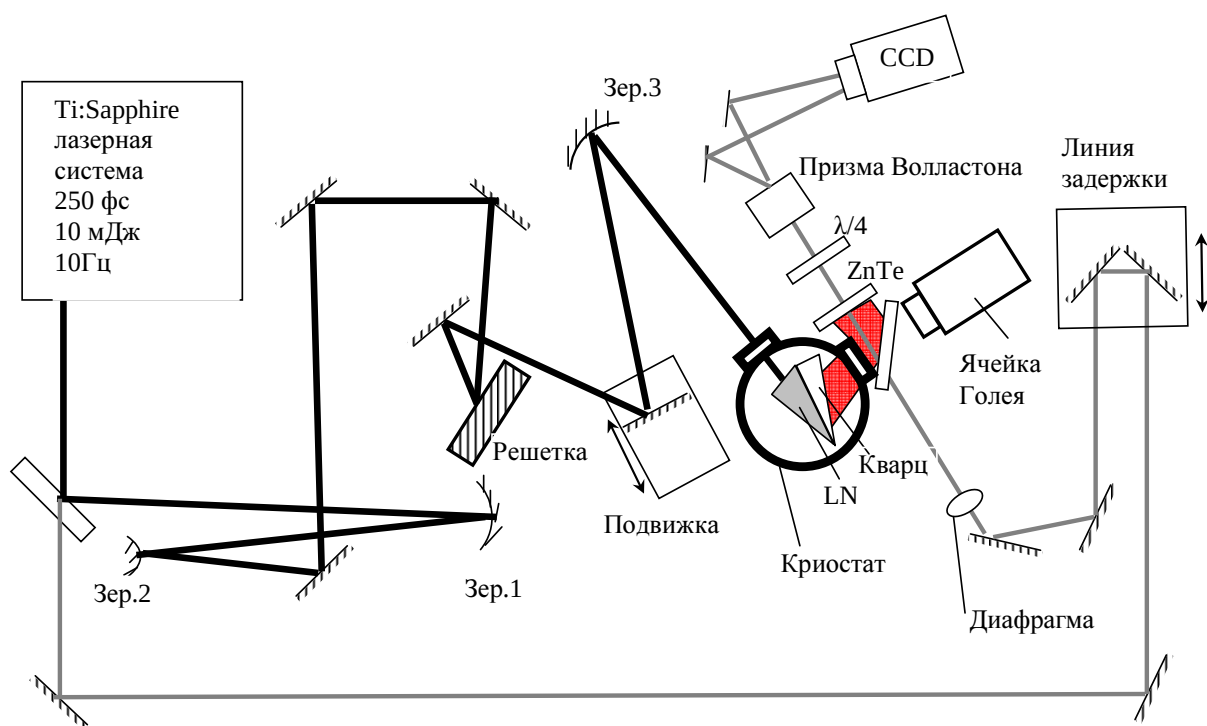


Рисунок 4.1 – Экспериментальная схема генерации ТГц излучения лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности в кристалле ниобата лития.

Кристалл ниобата лития располагался внутри криостата OptistatCF (фирма Oxford Instruments). Данный криостат охлаждается жидким гелием и способен поддерживать температуры от 4 градусов Кельвина и выше. Для вывода терагерцового излучения из криостата использовался кварцевый клин со специально рассчитанным углом при вершине клина. Этот клин отклонял терагерцовый пучок в направлении выходного окна криостата. Входное (для

оптики) и выходное (для терагерц) окна криостата были изготовлены из трех кварцевых пластин толщиной около 2 мм. Каждая пластина ослабляла оптический импульс накачки на 7 %, а терагерцовое излучение на 22%. Таким образом, падающее на кристалл оптическое излучение было ослаблено на 19 % , а выходящее из кристалла терагерцовое излучение на 50 %.

Терагерцовое излучение измерялось двумя способами. Энергия излучения измерялась с помощью ячейки Голея, расположенной в непосредственной близости от ниобата лития. Терагерцовое поле измерялось методом электрооптического стробирования. Для реализации этого метода на малой частоте повторения импульсов, определяемой частотой повторения лазера, была предложена следующая схема. Зондирующий оптический импульс отводился от основного пучка и через линию задержки направлялся на кристалл ZnTe. Перед кристаллом пробный лазерный пучок диафрагмировался до поперечного размера 2 мм. На этот же кристалл заводилось терагерцовое излучение путем отражения от стеклянной пластины. После прохождения кристалла ZnTe оптическое линейно поляризованное поле приобретало эллиптичность при наличии терагерцового сигнала. После пластины $\lambda/4$ линейная поляризация преобразовывалась в циркулярную, а призма Волластона разделяла эти поляризации в пространстве. Пучки с разными поляризациями направлялись на CCD камеру. Изображение с камеры направлялось на компьютер, где в реальном времени происходила обработка изображения и выделялся терагерцовый сигнал, пропорциональный разности освещенности от двух пучков с разными поляризациями.

4.2. Результаты эксперимента

На рисунке 4.2 приведена зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерного излучения накачки при различных длинах кристалла L ($L = 0.5$ см и $L = 1$ см) и длительности лазерного импульса τ ($\tau = 150$ фс и $\tau = 250$ фс). Видно, что эффективность резко насыщается при определенной энергии оптической накачки, при этом эта энергия зависит от длины кристалла и длительности импульса (рисунке 4.2(a)). Минимальное значение энергии насыщения наблюдается при длине кристалла 1 см и длительности лазерного импульса 250 фс, максимальное – при $L = 0.5$ и $\tau = 150$ фс. Данный эффект можно

объяснить искажением лазерного пучка накачки вследствие самофокусировки, когда нелинейная добавка к фазе лазерного излучения $\Delta\varphi$ становится порядка π . Действительно, $\Delta\varphi \sim L \cdot I$, где I – интенсивность лазерного излучения. При меньшей длине кристалла набег нелинейной фазы достигает значения π при большей интенсивности, а значит при большей энергии. Несколько парадоксально выглядит факт, что максимальная энергия насыщения наблюдается при меньшей длительности импульса (150 фс), и соответственно при большей интенсивности. Однако не стоит забывать, что из-за скоса фронта интенсивности длительность 150 фс существует в кристалле лишь на небольшой длине порядка 1-2 мм (см. отчет по 3-этапу). На больших трассах импульс испытывает сильное временное расплывание. Лазерный импульс с длительностью 250 фс сохраняет свою длительность на расстоянии порядка 5-10 см. Поэтому средняя на длине кристалла интенсивность для импульса длительности 250 фс больше по сравнению с 150 фс импульсом, а значит энергия насыщения терагерцового излучения меньше. Стоит отметить, что при большой длине кристалла и энергии лазерного излучения наблюдается уменьшение эффективности оптико-терагерцовой конверсии. Данный эффект скорее всего связан с быстрым распылением лазерного пучка при распространении в кристалле.

При энергии лазерного импульса меньше насыщения наблюдается линейная зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии накачки. Максимальный угол наклона линейного участка достигается при длине кристалла ~ 1 см и длительности импульса около 250 фс (рисунок 4.2(б)), что согласуется с ранее развитой теорией (см. отчеты за 2 и 3 этапы). Более длинные кристаллы дают большую эффективность за счет большей длины взаимодействия лазерного излучения с терагерцовым излучением. А длительность 250 фс является оптимальной с точки зрения слабодисперсионного распространению лазерного излучения в кристалле. Максимальная эффективность около 0.2 % была достигнута при криогенном охлаждении ~ 77 К, длительности импульса ~ 150 фс и длины кристалла ~ 5 мм.

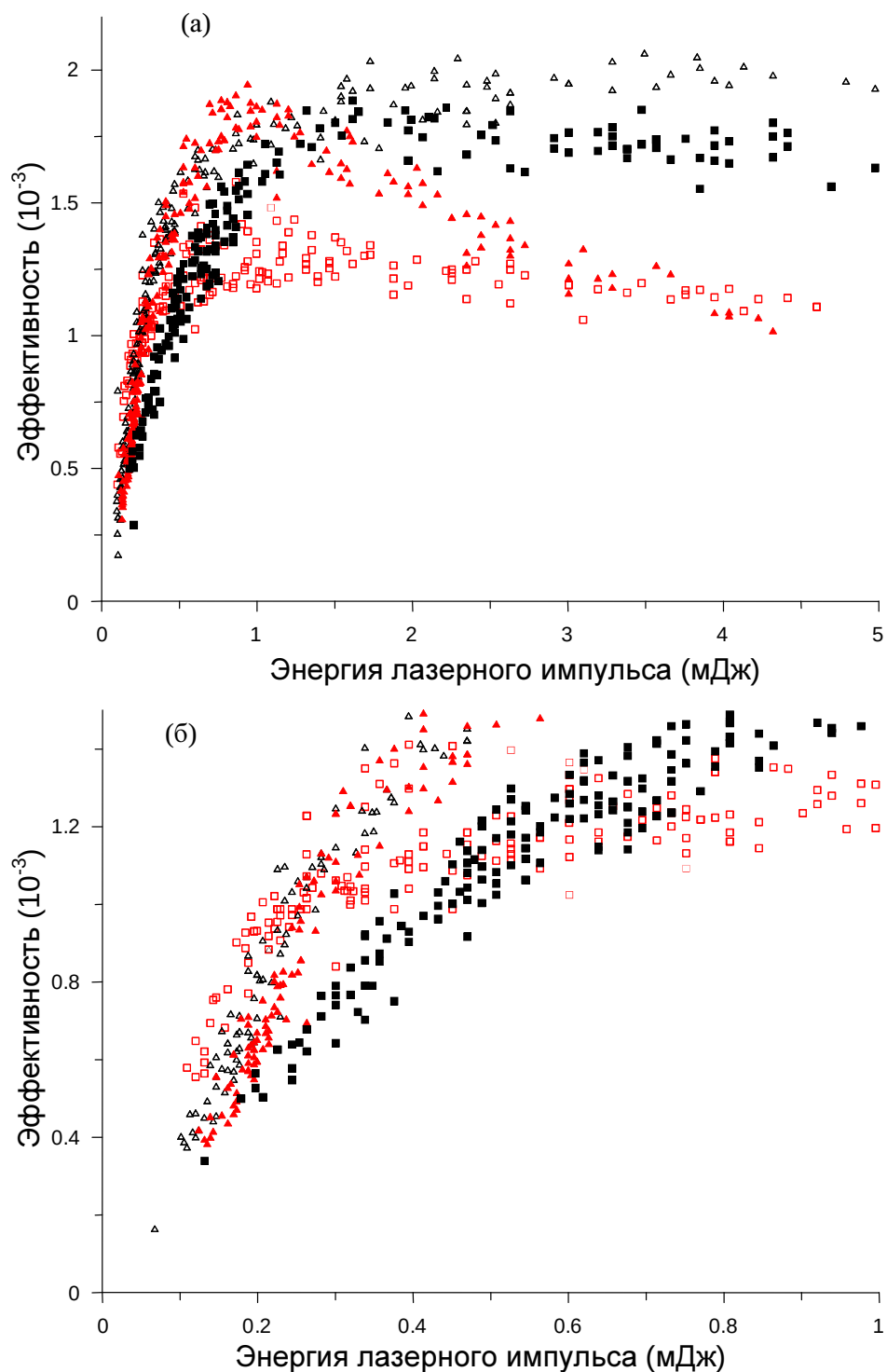


Рисунок 4.2 – (а) и (б) Зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерного излучения в охлажденном до 77 К кристалле LiNbO₃. Пустые квадратики - $L=1$ см, $\tau=250$ фс; сплошные квадратики - $L=0.5$ см, $\tau=150$ фс; сплошные треугольники - $L=1$ см, $\tau=150$ фс; пустые треугольники - $L=0.5$ см, $\tau=250$ фс.

На рисунке 4.3 показана зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерного импульса при комнатной температуре. Как и при криогенной температуре на данном графике наблюдается насыщение эффективности. Максимальная эффективность около 0.08% достигается при длительности лазерного импульса 150 фс, длине кристалла 5 мм и при энергии лазерного излучения, близкой к насыщению. При большой энергии лазерного импульса эффективность уменьшается. На начальной (линейной) стадии эффективность не зависит ни от длительности лазерного импульса, ни длины кристалла в отличие от случая криогенного охлаждения.

Форма терагерцового импульса и его спектр показаны на рисунке 4.4. Максимум спектра находится около 0.5 ТГц. При охлаждении и оптимальной настройке параметров системы для максимальной эффективности генерации спектр ТГц импульса не изменялся.

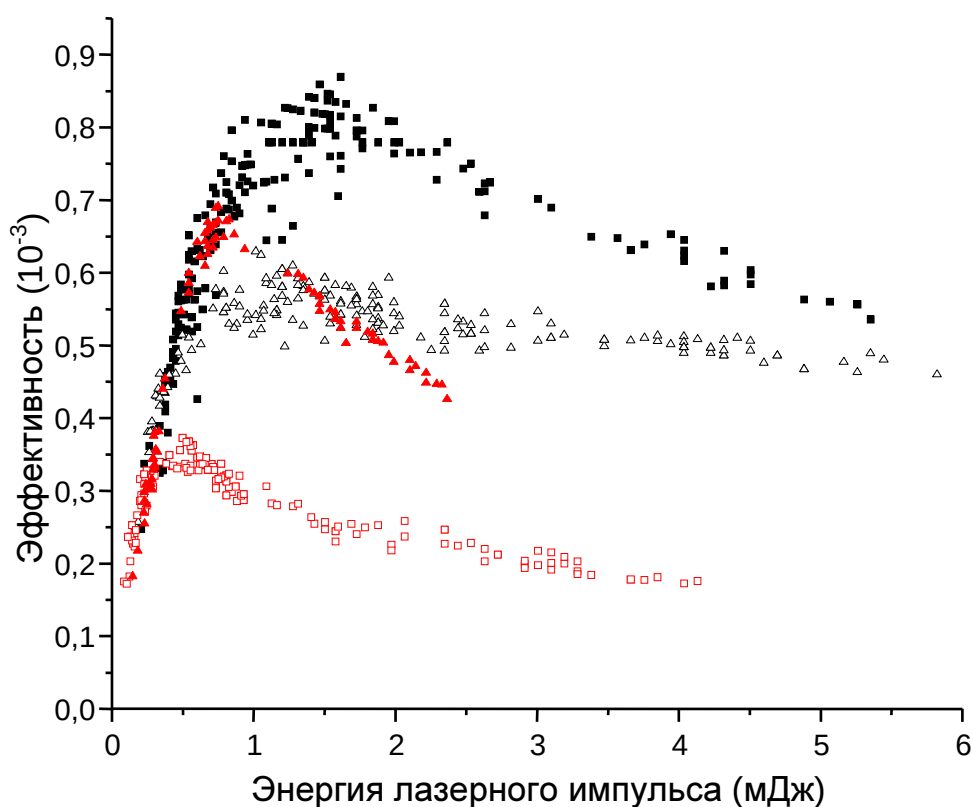


Рисунок 4.3 – Зависимость эффективности оптико-терагерцовой конверсии от энергии лазерного излучения в кристалле LiNbO_3 при комнатной температуре. Сплошные квадратики - $L = 0.5$ см, $\tau = 150$ фс; сплошные треугольники - $L = 1$ см, $\tau = 150$ фс; пустые треугольники - $L = 0.5$ см, $\tau = 250$ фс.

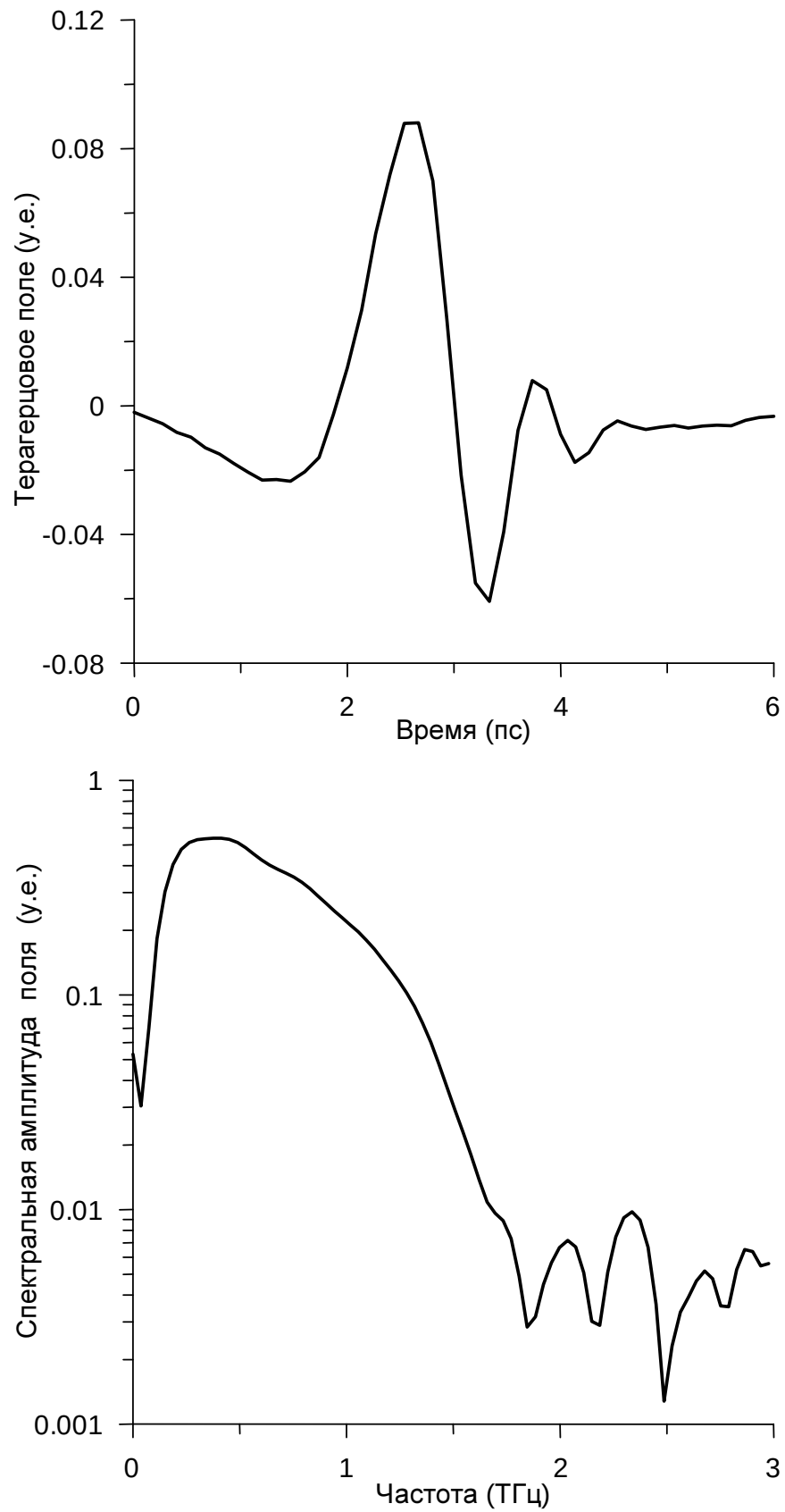


Рисунок 4.4 – (а) Осциллограмма и (б) спектр терагерцового импульса при комнатной температуре, $L = 0.5$ см, $\tau = 250$ фс.

4.3. Выводы

Экспериментально исследована генерация терагерцового излучения высокоэнергетичными лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности в кристалле LiNbO_3 при криогенных температурах. Исследовано влияние длительности лазерного импульса и длины кристалла на энергию генерируемого ТГц излучения. Показано, что независимо от температуры кристалла эффективность резко насыщается при определенной интенсивности оптической накачки (на уровне несколько десятков ГВт/см^2) зависящей от длины кристалла и длительности импульса. На больших длинах кристалла (~ 1 см) наблюдалось падение эффективности при большой энергии накачки (более 1-2 мДж). При комнатной температуре и малой энергии лазерного импульса генерируемая ТГц энергия не зависит от длины кристалла и длительности импульса в диапазоне 150-300 фс. При криогенном охлаждении, когда уменьшаются поглощение ТГц излучения в кристалле, более эффективная генерация достигается при длине кристалла ~ 1 см и длительности импульса около 250 фс, что согласуется с ранее развитой теорией [22]. Максимальная эффективность около 0.2 % была достигнута при криогенном охлаждении ~ 77 К, длительности импульса ~ 150 фс и длины кристалла ~ 5 мм.

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

5.1. Экспериментальная установка

Основой установки, используемой в исследованиях по оптоэлектронике, является фемтосекундная лазерная система «Spitfire», обладающая следующими параметрами: энергия импульсов - 2,5 мДж, длительность - 50 фс, центральная длина волны - 780 нм, частота следования импульсов - 1кГц, диаметр лазерного пучка - 12 мм. Разряд зажигался при фокусировке фемтосекундных лазерных импульсов либо при помощи аксиконной линзы, либо при помощи обычных сферических линз с различным фокусным расстоянием. Имелась возможность прикладывать к области разряда статическое поперечное электрическое поле до 15 кВ/см (максимальная величина поля ограничена порогом статического пробоя в атмосферном воздухе). Кроме того, в качестве оптического ионизирующего импульса можно было использовать бихроматическое излучение в виде смеси основной и второй гармоник. Для генерации второй гармоники использовался нелинейный кристалл ВВО (бета-борат бария), расположенной в сходящемся волновом пучке первой гармоники излучения. Исследованные варианты плазменных генераторов ТГц излучения схематически представлены на рис. 5.1.

Использовались две системы регистрации терагерцовых импульсов. В первой (см. блок-схему на рис. 5.2) генерируемые низкочастотные импульсы с помощью системы параболических зеркал фокусировались на поверхность электрооптического кристалла (пластину ZnTe с размерами $10 \times 10 \times 1$ мм³ и ориентацией $\langle 110 \rangle$), который служил в качестве детектора терагерцового излучения. Применялся стандартный метод электрооптического стробирования с помощью пробных фемтосекундных лазерных импульсов. Изменения поляризации пробного лазерного излучения под действием электрического поля низкочастотной волны анализировались фазовой пластинкой $\lambda/4$, призмой Волластона и парой фотодиодов, включенных по балансной схеме. Общее управление экспериментальной установкой, сбором данных и их первичной обработкой

осуществлялось через компьютер программой, изготовленной с помощью пакета Lab View.

Вторая система регистрации (см. рис. 5.3), в которой в качестве детектора использовался InSb болометр, использовалась для измерения диаграммы направленности и распределения поляризации терагерцового излучения в поперечном сечении пучка. Диаграмма направленности ТГц излучения определялась при помощи непроницаемого экрана с отверстием, который крепился на двухкоординатной подвижке и перемещался в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Для исследования поляризационных характеристик терагерцового излучения использовался сеточный поляризатор. Преимущественное направление поляризации определялось по изменению сигнала при вращении поляризатора вокруг оси системы.

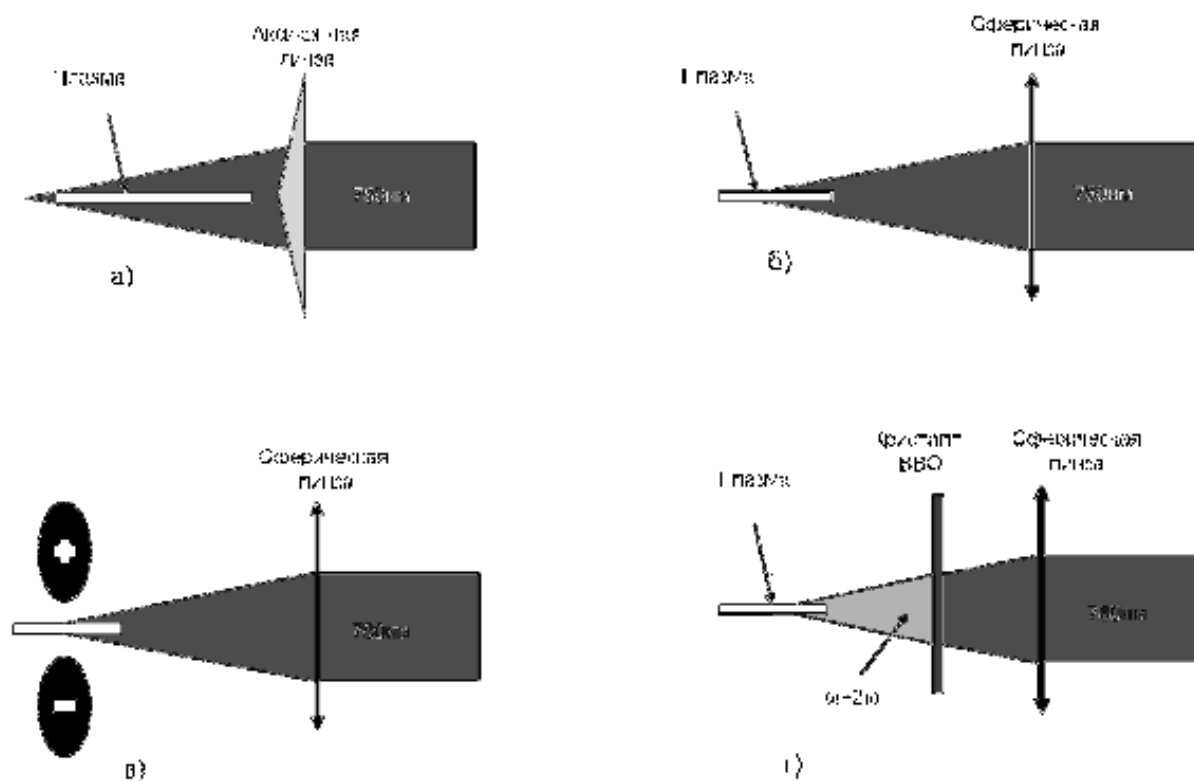


Рисунок 5.1 - Исследованные варианты схем генерации ТГц излучения в лазерной искре: а) аксиконный разряд; б) разряд при фокусировке сферической линзой; в) оптический разряд в области статического электрического поля, г) оптический разряд в бихроматическом оптическом поле

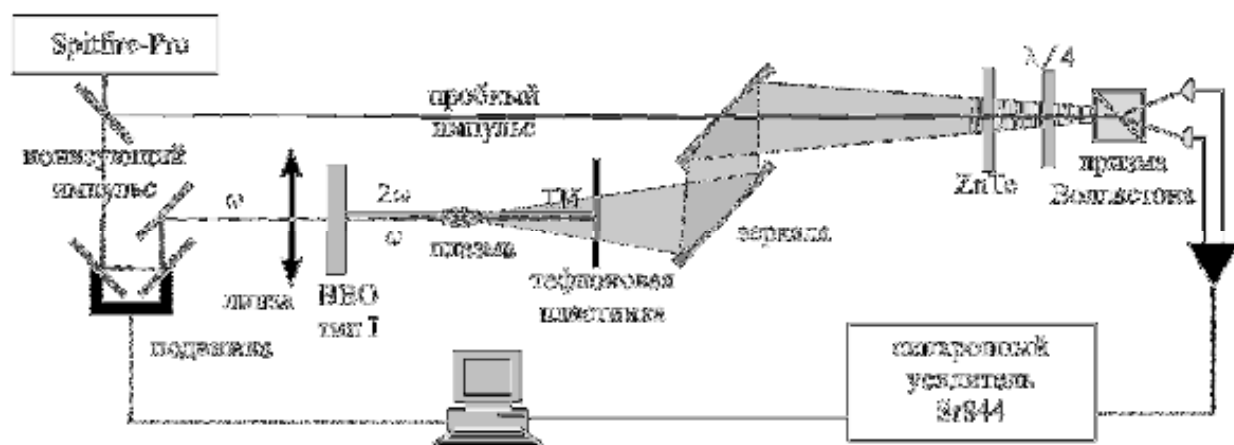


Рисунок 5.2 - Экспериментальная установка в режиме измерения временного профиля терагерцового импульса.

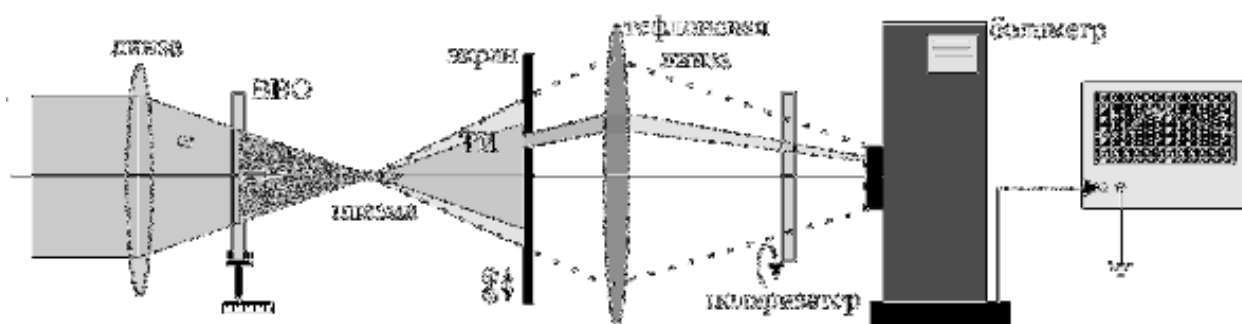


Рисунок 5.3 - Экспериментальная установка в режиме измерения поляризационных характеристик и диаграммы направленности ТИ.

5.2. Терагерцовое излучение из аксиконного разряда

Эксперимент проводился по схеме, предложенной в теоретической работе [23]. В плазме аксиконного разряда передний фронт ионизации движется со сверхсветовой скоростью, определяемой углом сходимости аксиконной линзы. Постоянное электростатическое поле, наложенное на область разряда, возбуждает на его фронте параллельно приложенному статическому полю затухающие плазменные колебания, которые служат источником терагерцового излучения, движущимся вдоль оси разряда со сверхсветовой скоростью, совпадающей со скоростью фронта ионизации. Эффективность генерации в такой схеме невелика [24], однако с фундаментальной точки зрения такой разряд является весьма интересным объектом исследования. Оказалось, что плазма аксиконного разряда является источником ТГц излучения и без приложения внешнего электростатического поля. На рис. 5.4 показаны распределение интенсивности

терагерцового излучения и распределение его поляризации в плоскости, ортогональной оси системы. Кольцевое распределение интенсивности излучения примерно соответствует диаграмме направленности в виде черенковского конуса, что с большой вероятностью свидетельствует о том, что источник терагерцового излучения связан с фронтом ионизации, движущимся со сверхсветовой скоростью. Аксиальная симметрия как диаграммы направленности, так и распределения поляризации, говорит в пользу пондеромоторного механизма возбуждения низкочастотных токов, ответственных за излучение терагерцовых импульсов, поскольку при аксиально симметричном распределении оптического излучения по апертуре волнового пучка пондеромоторное воздействие как в продольном, так и в радиальном направлении обладает осевой симметрией. Механизм этот может обеспечить как генерацию аксиально симметричных радиальных токов, подобных распределению поляризации на рис. 5.4 (см. [24]), так и продольных токов [25]; и те и другие токи качественно объясняют и диаграмму направленности терагерцового излучения, и наблюдаемое распределение поляризации. Высокая степень аксиальной симметрии, наблюдаемая в эксперименте, говорит о том, что регистрация «волновой формы» терагерцовых импульсов методом электрооптического стробирования в этих условиях связана с малыми отклонениями от аксиальной симметрии, обусловленными, либо недостаточно аккуратной юстировкой установки, либо асимметрией в терагерцовом излучении.

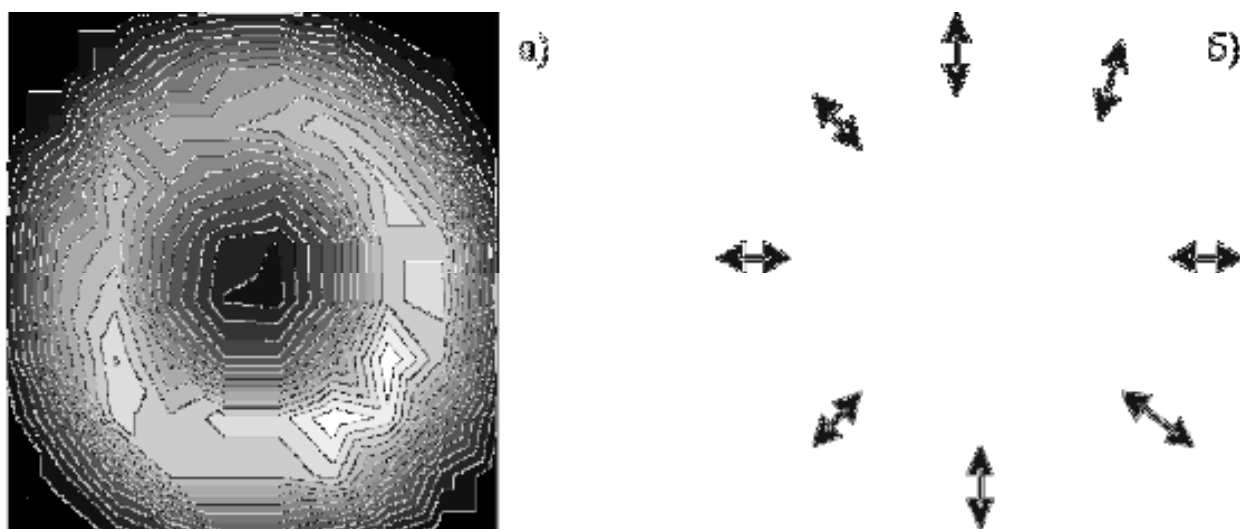


Рисунок 5.4 - Распределение интенсивности а) и поляризации б) терагерцового излучения из аксиконного разряда в плоскости, перпендикулярной оси разряда.

Наложение постоянного электрического поля на область разряда, даже при его максимальных значениях (до 15 кВ/см), не приводило к заметному увеличению терагерцового сигнала. Это означает, по-видимому, что внутренние электрические поля, обусловленные пондеромоторным воздействием оптических импульсов, значительно превышают внешнее электростатическое поле, используемое в эксперименте.

5.3. Генерация терагерцового излучения при обычной фокусировке ионизирующих лазерных импульсов (с использованием сферических линз)

При создании лазерной искры путем фокусировки фемтосекундных импульсов обычными сферическими линзами исследования проводились при различных фокусных расстояниях от 50 до 500 мм; энергия фс импульсов была при этом близка к максимальной (≈ 2.5 мДж). С увеличением фокусного расстояния росла длина плазменной искры и увеличивался интегральный сигнал с болометра (пропорциональный суммарной энергии излучаемых терагерцовых импульсов). Распределение интенсивности в плоскости, ортогональной оси системы, и поляризация соответствуют источнику типа линейного (осевого) квадрупольного момента (см. рис. 5.5). Направление линии квадрупольного момента и преимущественное направление поляризации в интегральном сигнале ортогональны направлению поляризации оптического излучения.

Распределение интенсивности, соответствующее конической диаграмме направленности, в экспериментах было получено при круговой поляризации оптического излучения; распределение поляризации терагерцового излучения при этом практически совпадает с приведенным на рис. 5.4 для аксиконного разряда. Можно сказать, что распределения интенсивности и поляризации ТГц излучения при круговой поляризации оптических импульсов получаются из распределений, полученных при линейной поляризации оптических импульсов, путем их вращения вокруг оси системы.

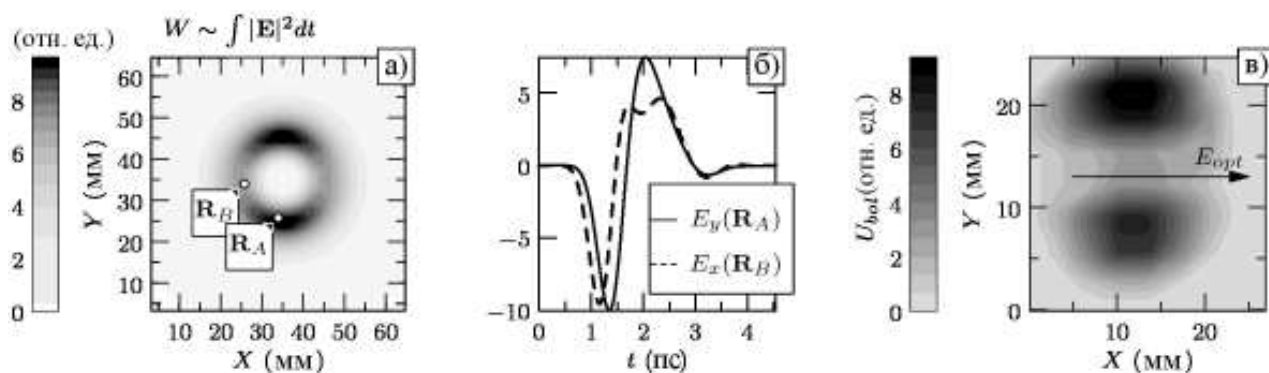


Рисунок 5.5 - а) теоретическое распределение интенсивности терагерцового излучения в плоскости, перпендикулярной оси разряда, б) волновая форма для двух поляризаций электрического поля (E_x и E_y) в точках R_A и R_B , в) экспериментальное распределение интенсивности терагерцового излучения (линза с фокусным расстоянием 400 мм, стрелкой показано направление поляризации лазерного излучения).

5.4. Влияние внешнего электростатического поля на генерацию терагерцового излучения

В экспериментах с внешним статическим электрическим полем использовалась параболическая линза с фокусным расстоянием 200 мм. В области фокуса зажигался разряд с длиной нити порядка 10 мм. На расстоянии 0,5 см с каждой стороны искры располагались электроды, создававшие внешнее электрическое поле (чтобы избежать пробоя между электродами и держателями оптических элементов электроды имели сферическую форму с радиусом кривизны порядка 25 мм). В отличие от случая аксиальной фокусировки [23], эффективность преобразования оптического излучения в терагерцовое растет пропорционально квадрату напряженности приложенного поля (см. рис. 5.6); этот факт говорит в пользу того, что характерные поля низкочастотных колебаний, возбуждаемых при ионизации воздуха пропорциональны, по-видимому, приложенному внешнему полю. При энергии лазерного импульса 2,5 мДж и внешнем поле ~ 15 кВ/см эффективность генерации ТГц излучения за счет приложенного статического поля

возрастает примерно в 200 раз по интенсивности. Резкий рост эффективности преобразования с увеличением энергии ионизирующих лазерных импульсов (см. рис. 5.7) в пределах доступных в эксперименте энергий не демонстрирует признаков насыщения.

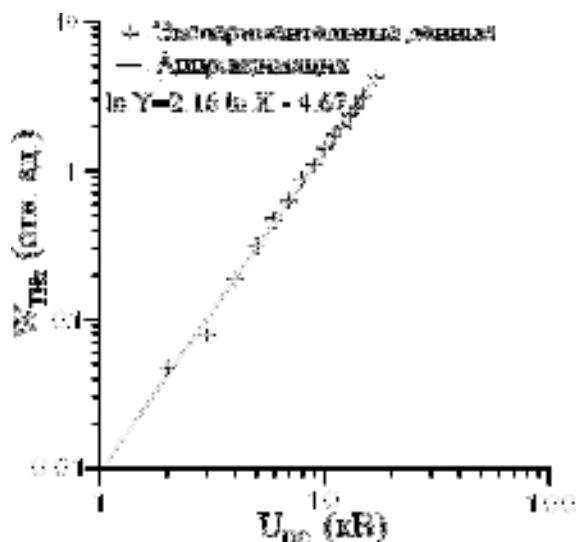


Рисунок 5.6 - Зависимость энергии терагерцовых импульсов от величины приложенного электростатического поля (энергия оптических импульсов 2,5 мДж)

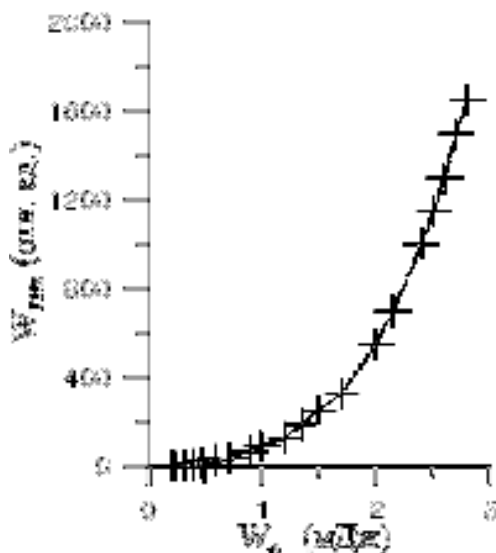


Рисунок 5.7 - Зависимость энергии терагерцового излучения от энергии ионизирующих лазерных импульсов (разность потенциалов между электродами – 17 кВ).

Распределение интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной оси разряда, для максимальных значений электростатического поля и энергии фс импульсов представлено на рис. 5.8. Оно является примерно осесимметричным и колоколообразным с максимумом в направлении оси разряда; вектор поляризации генерируемого ТГц излучения параллелен приложенному статическому полю

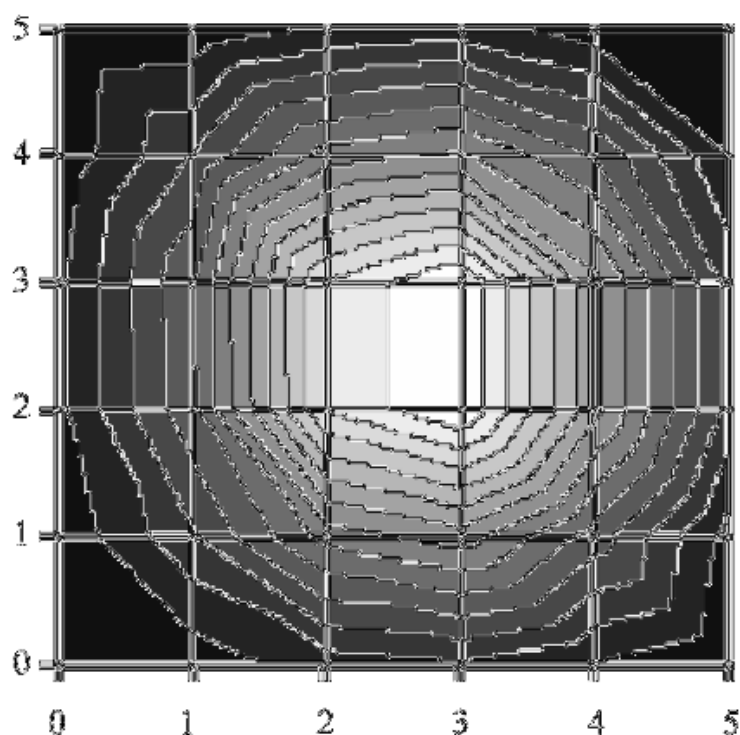


Рисунок 5.8 - Распределение интенсивности терагерцового излучения в плоскости, перпендикулярной направлению распространения лазерного импульса (расстояние от искры 50 мм, 1 деление на рисунке соответствует 5 мм).

Кроме того, включение внешнего электрического поля приводит к некоторому смещению «центра тяжести» спектра терагерцового излучения в сторону более низких частот (рис. 5.9).

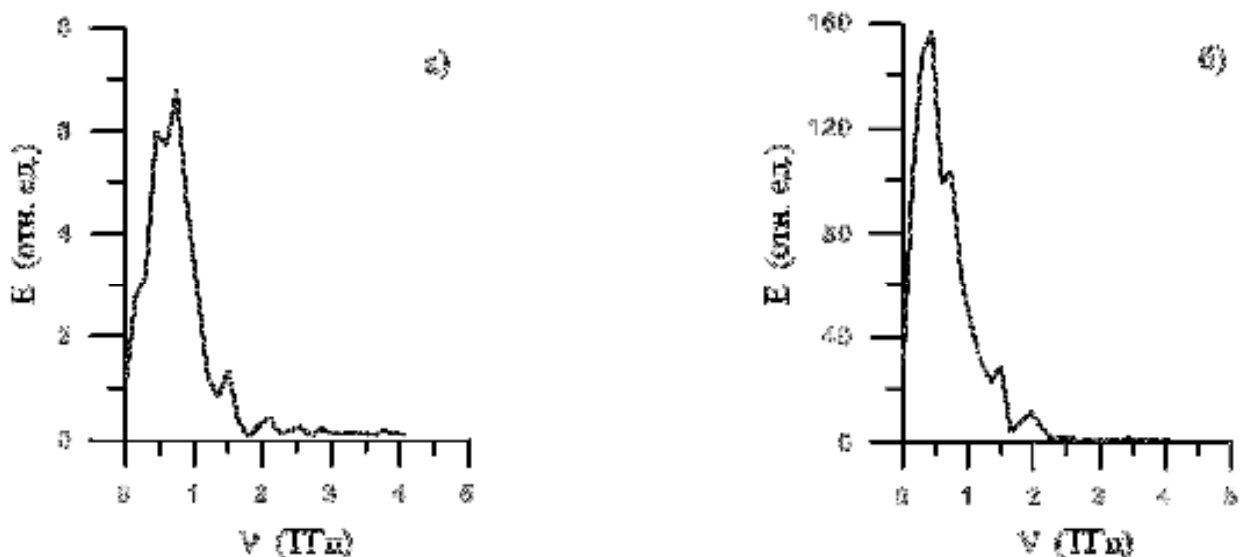


Рисунок 5.9 - Спектры генерируемого терагерцового импульса в отсутствие внешнего электрического поля (а) и при наличии (б).

На рис. 5.10 а показано, как меняется диаграмма направленности в зависимости от величины приложенного электростатического поля в плоскости, проходящей через ось линейного квадруполь (т.е., в плоскости, перпендикулярной поляризации оптического излучения), когда приложенное электрическое поле параллельно оси квадруполь. Диаграмма направленности вначале становится асимметричной (пропадает один из максимумов), а при дальнейшем увеличении поля она вытягивается в направлении оси системы. В случае, когда приложенное электростатическое поле ортогонально оси квадруполь, диаграмма направленности остается симметричной, а при увеличении поля максимумы сливаются в один, также вытянутый вдоль оси системы (см. рис. 5.10 б).

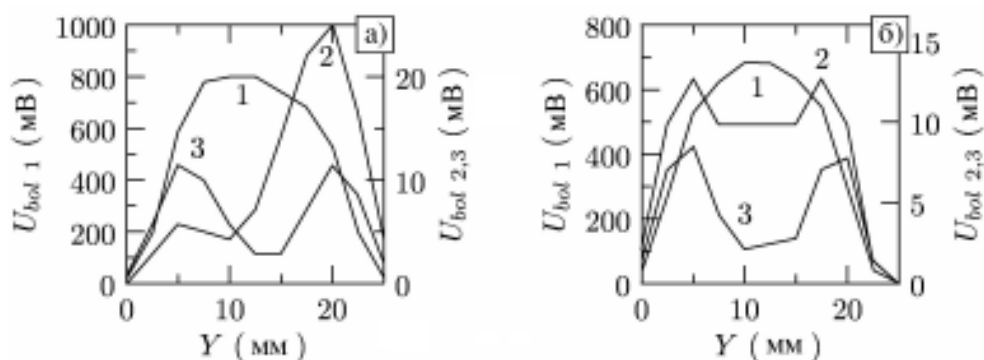


Рисунок 5.10 - Модификация диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной поляризации фс импульсов при ориентации электрического

поля параллельно оси «квадруполя» (а) и ортогонально ей (б) (Эксперимент). Кривая 1 соответствует амплитуде внешнего электрического поля 17 кВ, 2 – 1.75 кВ и 3 – 0 кВ.

5.5. Эффективность генерации терагерцового излучения

Все приведенные выше данные представлены в относительных единицах, что позволяет определить, во сколько раз меняется эффективность генерации терагерцового излучения при изменении тех или иных условий. Для получения представлений об абсолютной величине энергии генерируемых ТГц импульсов была проведена калибровка болометра с использованием данных о поперечном размере ТГц пучка, «волновой форме» терагерцовых импульсов и величине электрического поля в максимуме. Энергия терагерцового импульса оценивалась как

$$W_{THz} \approx \frac{c}{4\pi} S \int_{-\infty}^{+\infty} E^2(t) dt, \quad (5.1)$$

где S – площадь поперечного сечения терагерцового импульса, $E(t)$ – его «волновая форма», напряженность электрического поля оценивалась по изменению поляризации пробного лазерного излучения. Такая оценка вполне допустима, поскольку спектр ТГц импульса лежит ниже низкочастотных фоновых резонансов ZnTe. Для измерения пространственного профиля терагерцового пучка использовалась техника, основанная на перемещении полубесконечного непрозрачного экрана с прямой кромкой (knife-edge) в плоскости, перпендикулярной направлению распространения терагерцового излучения при фиксированной задержке между импульсом накачки и пробным импульсом (соответствующей максимальному сигналу на синхронном усилителе). В качестве детектора использовался болометр (входная апертура которого была существенно больше, чем поперечное сечение терагерцовых импульсов).

Величины абсолютной чувствительности болометра, измеренные при нескольких значениях энергии ТГц импульсов (максимальное различие по энергии примерно в 50 раз), дают разброс значений не более, чем в полтора раза, а полученное значение чувствительности (≈ 4 В/нДж) неплохо соответствует

данным, полученным по измерениям калиброванного сигнала на частоте 140 ГГц. С учетом проведенной калибровки можно оценить эффективность преобразования энергии оптических импульсов в терагерцовые для различных схем генерации, обсуждаемых в данной статье. Так, максимальную эффективность генерации, полученную при пробое монохроматическим излучением в присутствии постоянного электростатического поля можно оценить величиной порядка $2 \cdot 10^{-6}$; а при аксиконном разряде и разряде, формируемом параболическими линзами – порядка 10^{-8} .

Таким образом, экспериментальные исследования генерации терагерцового излучения при оптическом пробое воздуха фемтосекундными лазерными импульсами показали, что имеет место совершенно разная реакция на присутствие в области разряда постоянного электрического поля. При использовании сферических линз эффективность генерации терагерцового излучения возрастает с увеличением напряженности электрического поля более чем на два порядка. В случае аксиконных линз реакция на приложенное внешнее поле практически отсутствует.

5.6. Выводы

Проведены экспериментальные исследования по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред. Показано, что зависимость эффективности генерации от величины напряженности внешнего электрического поля определяется способом фокусировки ионизирующего оптического излучения. При использовании сферических линз эффективность генерации терагерцового излучения возрастает с увеличением напряженности электрического поля более чем на два порядка. В случае аксиконных линз реакция на приложенное внешнее поле практически отсутствует.

6. Проведение исследований на экспериментальной установке по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, обработка данных

В рамках выполнения проекта были проведены эксперименты по генерации когерентного излучения в диапазоне мягкого рентгена при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности. Схема экспериментальной установки изображена на рисунке. 6.1 и описана в отчете за 3 этап проекта. 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. 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 $\sim 6 \times 10^{16}$ Вт/см², что в три раза превышает интенсивность насыщения накачки. Колба с капилляром заполнялась ксеноном в диапазоне давлений от 0,03 до 30 Тор. Вакуумная камера откачивалась до давления $< 10^{-4}$ Тор. 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 рисунке 6.1) или рентгеновский спектрометр скользящего падения McPherson 310 (№2). 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 надвигаемом в пучок экране излучения с капилляром к той же величине без капилляра).

Зависимость прохождения от давления ксенона в капилляре показана на рисунке 6.2. Максимальный коэффициент прохождения (при отсутствии газа в капилляре) составлял величину ~ 50 %, с увеличением давления прохождение падало, уменьшаясь до ~ 7 % при давлении 10 торр. Таким образом, пиковая интенсивность лазерного излучения на выходе капилляра составляла величину от

0,5 до 3×10^{16} Вт/см² при интенсивности насыщения генерации 2×10^{16} Вт/см². Камера Кам2 использовалась для визуального наблюдения свечения плазмы в капилляре. Наблюдение рентгеновского излучения проводилось в режиме однократных выстрелов. Для контроля доли энергии лазерного импульса, проходящей через капилляр в каждом выстреле, использовалась камера Кам3, позволявшая наблюдать рассеянное лазерное излучение на фильтрах Φ . Сигналу рассеянного излучения, регистрируемому Кам3, был поставлен в соответствие коэффициент прохождения излучения, измеренный ранее по Кам1.

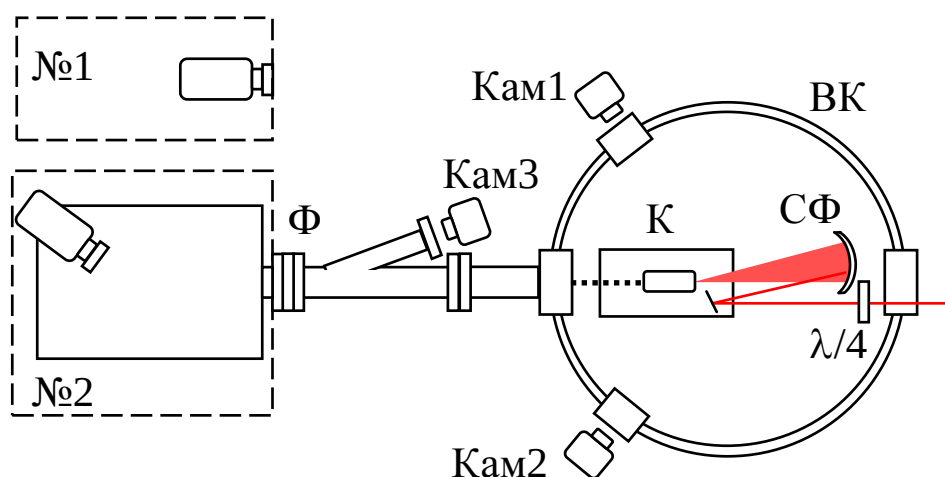


Рисунок 6.1 – Схема эксперимента.

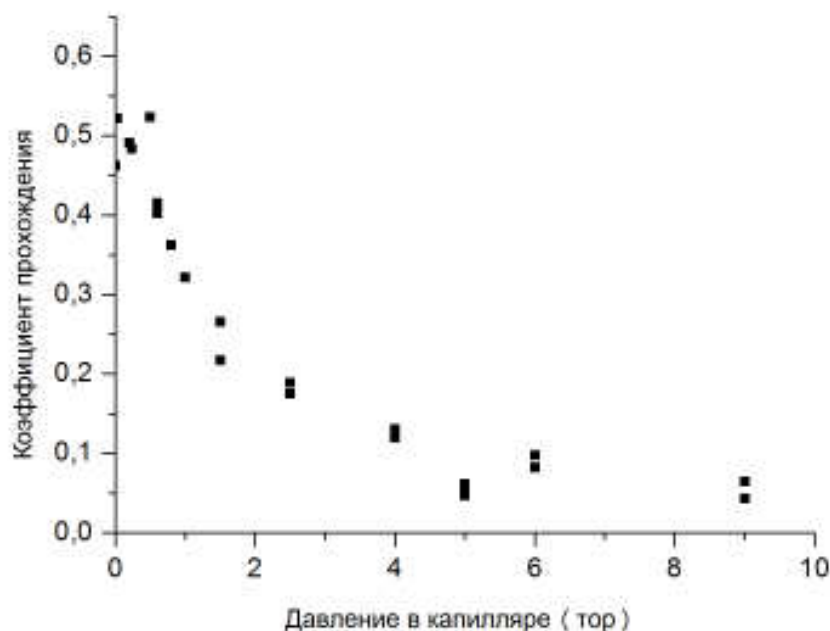


Рисунок 6.2 – Коэффициент прохождения лазерного излучения через наполненный ксеноном капилляр (диаметр 75мкм, длина 3см) в зависимости от давления ксенона.

В экспериментах было зарегистрировано рентгеновское излучение с выхода диэлектрического капилляра, заполненного ксеноном. Характерный вид пространственного распределения рентгеновского излучения, зафиксированный с помощью рентгеновской CCD-камеры (№1 на рис. 6.1), представлен на рисунке 6.3. На рисунке 6.3 отчетливо видна круглая тень от оправы фильтра (диаметром 1 см) и тень от молибденовых сеток, поддерживающих фильтры Φ . Матрица CCD-камеры была расположена на расстоянии 95 см от выхода капилляра. Соответствующее пространственное распределение интенсивности имело круглую форму и поперечный размер 2,5 мм (рисунок 6.3). Полный угол расходимости рентгеновского пучка составил $0,15^\circ$, что хорошо соответствует оценке угловой расходимости излучения, равной отношению диаметра капилляра к его $0,14^\circ$. Данное соответствие в совокупности с симметричным видом распределения свидетельствует о том, что генерация рентгеновского излучения происходит по всей длине капилляра. С учетом чувствительности CCD-камеры и прохождения рентгеновского излучения через Al фильтры Φ интегрально максимальное количество рентгеновских квантов, полученных в эксперименте, может быть оценено величиной $\sim 10^8$.

Одним из основных параметров, определяющих эффективность использования оптической накачки для получения рентгеновской генерации, является длина области, в которой интенсивность оптического излучения достаточно высока, чтобы обеспечить требуемую заселенность верхнего лазерного уровня. Отличительной чертой настоящего проекта является использование эффекта каналирования фемтосекундного интенсивного оптического излучения в газонаполненных диэлектрических капиллярах. Волноведущие свойства диэлектрических капилляров позволяют обеспечить распространение в них интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов в одномодовом режиме на расстояния в десятки дифракционных длин. В проведенном эксперименте коэффициент увеличения длины распространения достигал 15. При этом судя по виду распределения интенсивности в лазерном пучке на выходе из капилляра преобладает фундаментальная капилляра. Значительно увеличивающаяся (по сравнению с фокусировкой оптической накачки в свободном пространстве) длина активной среды позволила при относительно небольшой энергии в импульсе

накачки (≤ 70 мДж, мощность лазерного излучения ~ 1 ТВт) обеспечить генерацию излучения в области мягкого рентгеновского диапазона.

В этом проекте была впервые была достигнута генерация рентгеновского излучения при распространении интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов в диэлектрическом капилляре в одномодовом режиме. Это позволило обеспечить большую длину области с высоким значением интенсивности лазерного излучения – более чем в 10 раз превосходящую релеевскую длину фокусировки в свободном пространстве, и, как следствие, наблюдать рентгеновское излучение при рекордно низкой энергии лазерных импульсов.

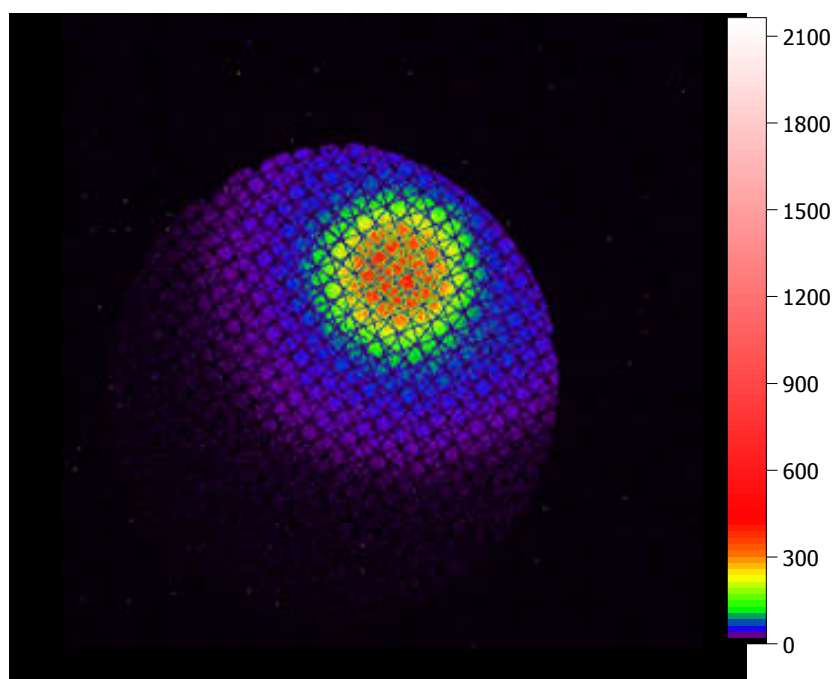


Рисунок 6.3 – Пространственное распределение интенсивности рентгеновского излучения, $W=55$ мДж, $p=0.5$ Торр. Максимальное число отсчетов на пиксел в рентгеновском пучке равно 500.

7. Проведение испытаний 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. ПГС на кристалле ZnGeP_2

Исследуемая система состояла из двух основных частей – Ho:YAG-лазера и ПГС (Рисунок 7.1).

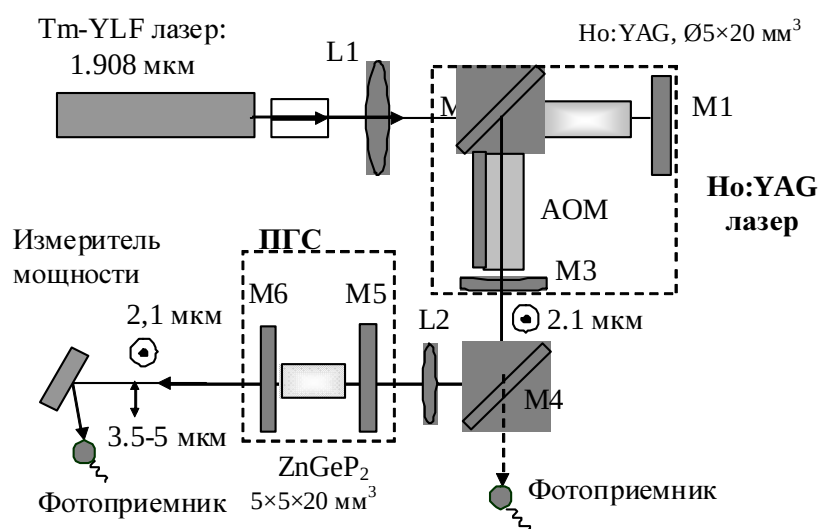


Рисунок 7.1 - Схема экспериментальной установки: L1, L2 – фокусирующие линзы; M1-M6 – диэлектрические зеркала.

Лазерный кристалл Ho:YAG, использованный для получения генерации на 2,1 мкм, был выращен методом Чохральского (содержание ионов Ho^{3+} - 1 атомарный %) и вырезан в виде цилиндра (с ориентацией [001] относительно кристаллографических осей) длиной 20 мм и диаметром 5 мм. Кристалл был помещен в радиатор, температура которого поддерживалась на постоянном уровне (около 15⁰С).

Для накачки кристалла Ho:YAG использовался Тm:YLF лазер (собранный по ранее разработанной схеме – см. отчет 3 этапа), генерирующий в непрерывном режиме линейно-поляризованное излучение на длине волны 1908 нм мощностью до 25 Вт. Пучок генерации фокусировался сферической линзой L1 внутрь кристалла Ho:YAG через дихроичное зеркало M2 (Рисунок 7.1). Для обеспечения

оптической развязки между Tm:YLF и Ho:YAG лазерами перед фокусирующей линзой помещались поляризационный клин и четвертьволновая пластинка.

Резонатор Г-образной формы с поворотом формировался тремя зеркалами: M1 – плоское зеркало с высоким коэффициентом отражения на длинах волн генерации 2,1 мкм и накачки 1,9 мкм, M2 – дихроичное зеркало с высоким отражением на генерацию и высоким пропусканием на накачку, M3 – выходное сферическое полупрозрачное на генерацию зеркало. В короткое плечо между зеркалами M1-M2 был помещен кристалл Ho:YAG, в плечо резонатора между зеркалами M2-M3 для получения импульсно-периодического режима генерации помещался акусто-оптический модулятор (АОМ) длиной 20 мм с торцами, просветленными на длину волны генерации.

Пучок генерации Ho:YAG лазера после прохождения коллимирующей линзы L2 накачивал ПГС на нелинейном кристалле ZnGeP₂. Кристалл ZnGeP₂ с размерами 20×5×5мм³ был вырезан под углом $\varphi \approx 55^\circ$ к оптической оси для 1-го типа фазового синхронизма (о-ее синхронизм) и имел просветленные торцы на длины волн накачки 2,1 мкм и генерации 3-5 мкм. Накачка ПГС осуществлялась через зеркало M5 с высоким пропусканием на 2,1 мкм и полным отражением на диапазон генерации 3,5-5 мкм (сигнальная и холостая компоненты). В качестве выходного зеркала M6 использовались три различных типа зеркал: полупрозрачное зеркало на обе компоненты, полупрозрачное для сигнальной и прозрачное для холостой компоненты, либо прозрачное для сигнальной и полупрозрачное для холостой компоненты.

Для измерения мощности использовался приемник широкой апертуры, чувствительный в диапазоне 0.5 – 10 мкм, измеряемая мощность до 350 Вт. Измерения динамики лазерной генерации проводились КРТ (Hg-Cd-Zn-Te) приемником: спектральная чувствительность 1-12 мкм, временное разрешение ~1 нс. Для исследования качества пучка генерации применялась ИК камера (Ругосат III).

7.1.1. Непрерывный режим генерации Ho:YAG лазера

В первой серии экспериментов исследовалась генерация в схеме Ho:YAG лазера в непрерывном режиме без АОМ. Проводилась оптимизация выходной

мощности путем достижения наилучшего согласования моды резонатора с областью накачки. Этот фактор во многом определяет эффективность лазеров на кристаллах, работающих по квази-трехуровневой схеме и имеющих сильное поглощение на линиях генерации. Оптимизация производилась путем варьирования размера области накачки, длины схемы, радиуса кривизны выходного зеркала, а также коэффициента отражения последнего.

Оптимизация резонатора путем достижения наилучшего соответствия моды генерации размерам области накачки с учетом наводимых в кристалле интенсивной накачкой линз позволила добиться высокой эффективности преобразования излучения накачки в излучение генерации, которая достигала 56% при хорошем качестве пучка генерации ($M^2 < 1,1$) и очень стабильном направлении распространения пучка генерации (Рисунки 7.2 и 7.3). Динамика генерации соответствовала релаксационным колебаниям с периодом 3-10 мс, уменьшающимся при увеличении мощности генерации.

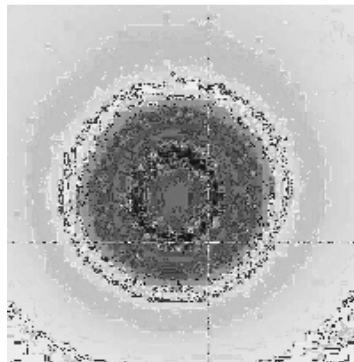


Рисунок 7.2 - Профиль пучка.

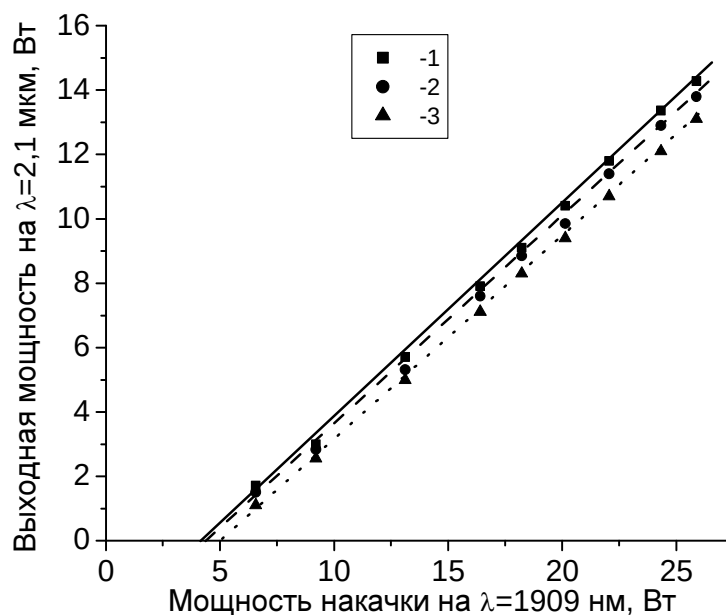


Рисунок 7.3 - Зависимость выходной мощности от мощности накачки Ho:YAG лазера при выходных зеркалах с различным кривизной: с кривизной $r=150$ мм (кривая 1), $r=200$ мм (кривая 2) и $r=300$ мм (кривая 3).

Генерация Ho:YAG - лазера имела вертикальную поляризацию, чему способствовала селекция на дихроичном зеркале M2, которое имело максимальный коэффициент отражения для вертикальной поляризации (Рисунок 7.1).

Анализ спектрального состава генерации Ho:YAG лазера показал, что генерация может идти на трех переходах, соответствующих линиям 2,091, 2,097 и 2,123 мкм в зависимости от добротности резонатора. В схеме резонатора с коэффициентом отражения выходного зеркала $R=62\%$ генерация происходила одновременно на двух длинах волн 2,091 мкм и 2,097 мкм. В случае более добротного резонатора с выходным зеркалом $R=82\%$ генерация шла на линии 2,123 мкм, при этом перекося зеркал резонатора наряду с падением выходной мощности приводил к изменению спектрального состава – генерация вновь шла на линиях генерации 2,091 и 2,097 мкм, из которых наиболее стойкой оказывалась линия 2,091 мкм.

Все три линии 2,091, 2,097 и 2,123 мкм отвечают переходам с нижнего штатковского подуровня уровня I_7^5 на соответственно 11, 12 и 15 подуровни нижнего состояния. Сечения излучения каждой из линий приведены в таблице 7.1.

Таблица 7.1. Сечения излучения генерируемых переходов.

Длина волны перехода, мкм	Сечение излучения, $\times 10^{-20} \text{ cm}^{-2}$
2,091	1,35
2,097	1,15
2,123	0,58

Из таблицы видно, что переходы на длинах волн 2,091 и 2,097 мкм имеют примерно в два раза большее сечение излучения, чем линия 2,123. Однако линия 2,123 соответствует переходу атомов на более высокий и поэтому менее термически заселенный подуровень (А), чем линии 2,091 (В) и 2,097 (С) (рис. 7.4). Коэффициент усиления определяется произведением разности населенностей перехода на его сечение излучения.

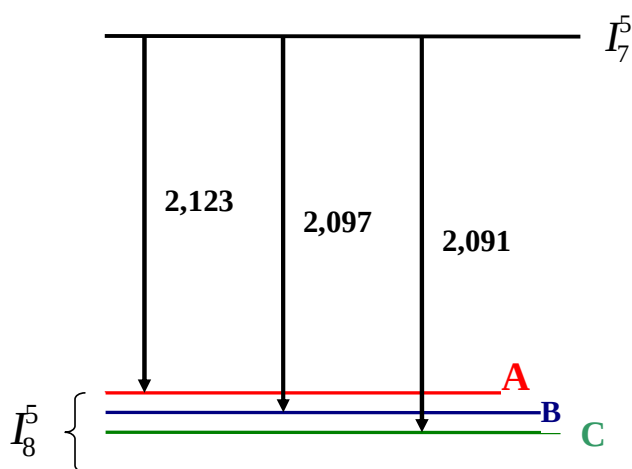


Рисунок 7.4 - Схема рабочих уровней кристалла Но:YAG.

В случае высокодобротного резонатора для начала генерации требуется меньший коэффициент усиления, чем в случае низкодобротного. Поэтому

отношение $\frac{N_{I_7^5} - N_A}{N_{I_7^5} - N_{B,C}}$ может превысить отношение $\frac{\sigma_{B,C}}{\sigma_{I_7^5}}$, что будет означать, что

коэффициент усиления для линии 2,123 мкм первым превысит пороговое значение,

и генерация будет именно на этой длине волны. А если резонатор менее добротный, то порог для начала генерации повышается. Повышается и разность населенностей, необходимая для получения генерации. Это приводит к меньшему различию между термическими населенностями штарковских подуровней нижнего рабочего уровня. В силу этого величина $\frac{N_{I_7^5} - N_A}{N_{I_7^5} - N_{B,C}}$ может оказаться меньше отношения $\frac{\sigma_{B,C}}{\sigma_{I_7^5}}$, и генерация пойдет на длинах волн, соответствующих наибольшему сечению излучения. Эти два различных случая мы и наблюдали в эксперименте.

7.1.2. Импульсно-периодический режим генерации Ho:YAG лазера

Для достижения в дальнейшем высокой эффективности параметрического преобразования необходимо было иметь высокие интенсивности в пучках накачки (в нашем случае на длине волны 2,1 мкм), что было реализовано путем переходом от непрерывного к импульсно-периодическому режиму генерации Ho:YAG лазера (Рисунок 7.1). Схема Ho:YAG лазера была дополнена акусто-оптическим затвором, что позволило получить генерацию коротких импульсов (с длительностью 20-100 нс) с частотой повторения 3÷20 КГц. Уменьшение частоты модуляции при постоянной мощности накачки, как и увеличение мощности при фиксировании частоты модуляции, приводило к укорочению длительности импульса и увеличению амплитуды, при этом средняя мощность генерации оставалась практически неизменной.

Качество пучка генерации оставалось по прежнему близким к дифракционному пределу. Кроме того, наблюдалась высокая стабильность как направления распространения пучка генерации, так и амплитуды импульсов генерации (нестабильность была менее 1,5%).

На выходе резонатора использовалось зеркало с коэффициентом отражения R=62%. Как и в непрерывном режиме, генерация Ho:YAG лазера происходила одновременно на двух длинах волн 2,091 мкм и 2,097 мкм и имела вертикальную поляризацию.

Падение средней мощности генерации при переходе от непрерывного режима к импульсному режиму генерации составляло не более 3%.

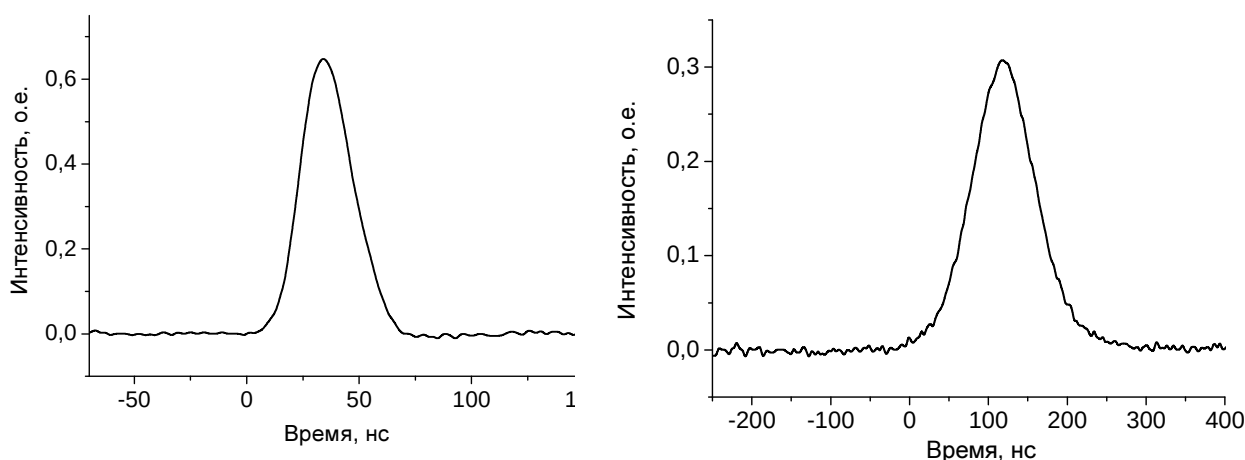


Рисунок 7.5 - Импульсы генерации Ho:YAG лазера с фиксированной выходной мощностью 11 Вт в режиме модуляции добротности для частот повторения 3 кГц и 15 кГц.

7.1.3. Параметрический генератор света на кристалле ZnGeP_2

Пучок генерации Ho:YAG лазера после коллимации линзой L2 накачивал кристалл ZnGeP_2 (Рисунок 7.1). Изменение параметров линзы L2 позволяло варьировать размер пучка накачки.

Использовались три различных типа зеркал выходного зеркала M6: полупрозрачное зеркало на обе компоненты, полупрозрачное для сигнальной и прозрачное для холостой компоненты, либо прозрачное для сигнальной и полупрозрачное для холостой компоненты. Во всех случаях была получена параметрическая генерация, отличающаяся лишь порогом и дифференциальной эффективностью. Наименьший порог генерации наблюдался в случае двухрезонансного выходного зеркала, при этом дифференциальной эффективностью была меньшей, чем в случае использования однорезонансных зеркал. Последняя схема отличалась более высоким порогом и высокой дифференциальной эффективностью.

Эффективность преобразования мощности накачки в мощность генерации определялась как частотой следования импульсов накачки, так и размерами пучка

накачки при изменении параметров линзы L2 (Рисунок 7.1). Эффективность преобразования достигала 43-44% при дифференциальной эффективности ~55% (Рисунок 7.6). При этом длительность импульсов генерации ПГС (с быстрым передним фронтом) была 10-15 нс (Рисунок 7.5). Средняя мощность генерации ПГС оставалась стабильной на протяжении продолжительного времени (десятки минут), нестабильность энергии импульсов генерации была менее 5%.

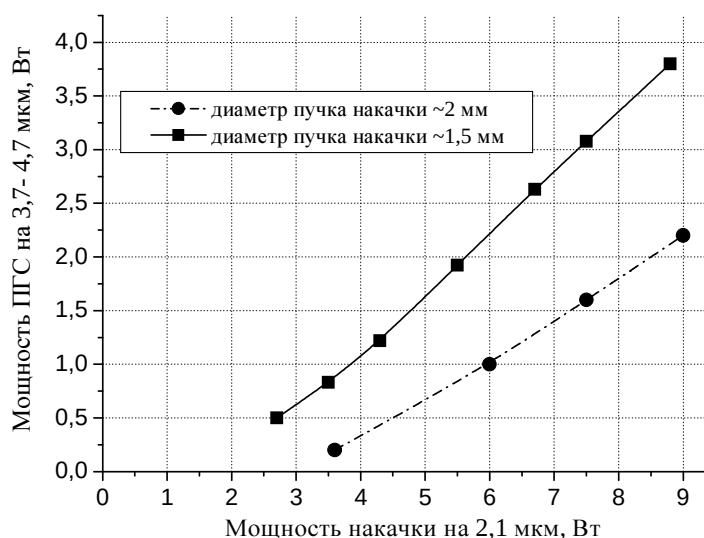


Рисунок 7.6 - Зависимость мощности генерации ПГС от мощности накачки Но:YAG лазера (частота модуляции 5 КГц).

Частотный спектр генерации ПГС состоял из двух хорошо разрешимых компонент (сигнальная и холостая волны). Поворот кристалла ZnGeP_2 обеспечивал изменение длины волны генерации в широком диапазоне (вплоть до точки вырождения): 3,5–4,2 мкм (для сигнальной волны) и 4,2–5 мкм (для холостой волны). Спектральная ширина линий параметрической генерации изменялась в зависимости от центра линии сигнальной и холостой компонент: 50 нм и 100 нм при генерации 3,5 мкм и 5 мкм соответственно, более 150 нм при генерации 3,95 мкм и 4,45 мкм. Генерируемые пучки имели хорошее пространственное распределение и близкое к дифракционному пределу качество. Энергия импульсов генерации ПГС достигала 2 мДж в диапазоне длин волн, соответствующих “окнам прозрачности” атмосферы. При этом пиковая мощность составляла ~100 кВт.

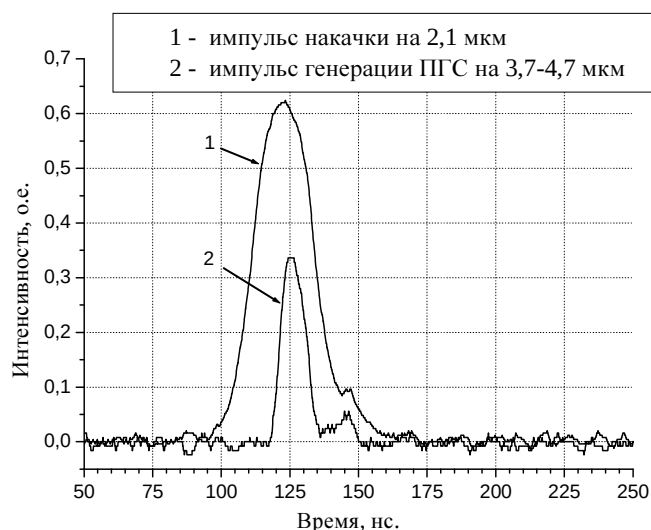


Рис. 7.7 - Осциллограмма генерации ПГС и импульса накачки Nd:YAG лазера.

7.2. ПГС на PPLN

Для параметрической генерации света использовался кристалл MgO:PPLN (PPLN) (модель МОРО-1-40 производства «Covesion Ltd.», Великобритания), представляющий собой периодически поляризованный кристалл ниобата лития, допированный MgO (концентрация – 5%) (Рисунок 7.8).

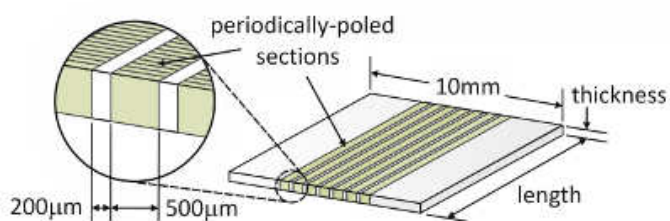


Рисунок 7.8. Структура MgO:PPLN

Для накачки ПГС использовался Nd:YAG лазер 1 с диодной накачкой, работающий в режиме активной модуляции добротности (Рисунок 7.9). Излучение Nd:YAG лазера (собранного по ранее разработанной схеме – см. отчет 3 этапа), на длине волны 1,064 мкм фокусировалось линзой 2 в нелинейный кристалл 3, помещенный между зеркалами резонатора 4 и 5. Далее излучение ПГС

направлялось на систему регистрации 6, состоящую из спектроанализатора и измерителя мощности.

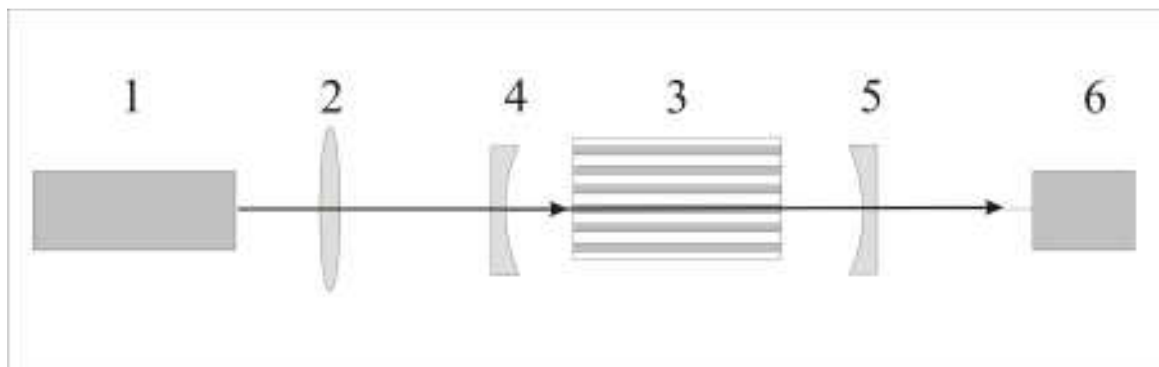


Рисунок 7.9 - Схема экспериментальной установки ПГС на периодически поляризованном кристалле ниобата лития

Кристалл PPLN имел геометрию пластины (толщина – 0.5 мм, ширина - 10 мм, длина 40 мм) и содержал 9 решеток с периодом в диапазоне от 27.91 мкм до 31.59 мкм, каждая решетка с апертурой $0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$, Таблица 7.2).

Таблица 7.2. Период и обозначение решеток PPLN.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
31.59	31.02	30.49	29.98	29.52	29.08	28.67	28.28	27.91
мкм	мкм	мкм	мкм	мкм	мкм	мкм	мкм	мкм

Данная конструкция обеспечивает возможность непрерывной перестройки диапазона генерации сигнальной/холостой волны за счет изменения периода решетки от температуры в диапазоне от 60 °С до 180 °С (Рисунок 7.10). На входном и выходном торцах кристалла ($0,5 \times 10 \text{ мм}^2$) нанесено оптическое просветление с коэффициентом отражения не более 1 % на три диапазона длин волн: оптической накачки (1064 нм), сигнальной (1400-1700 нм) и холостой (2850-4600 нм) волн.

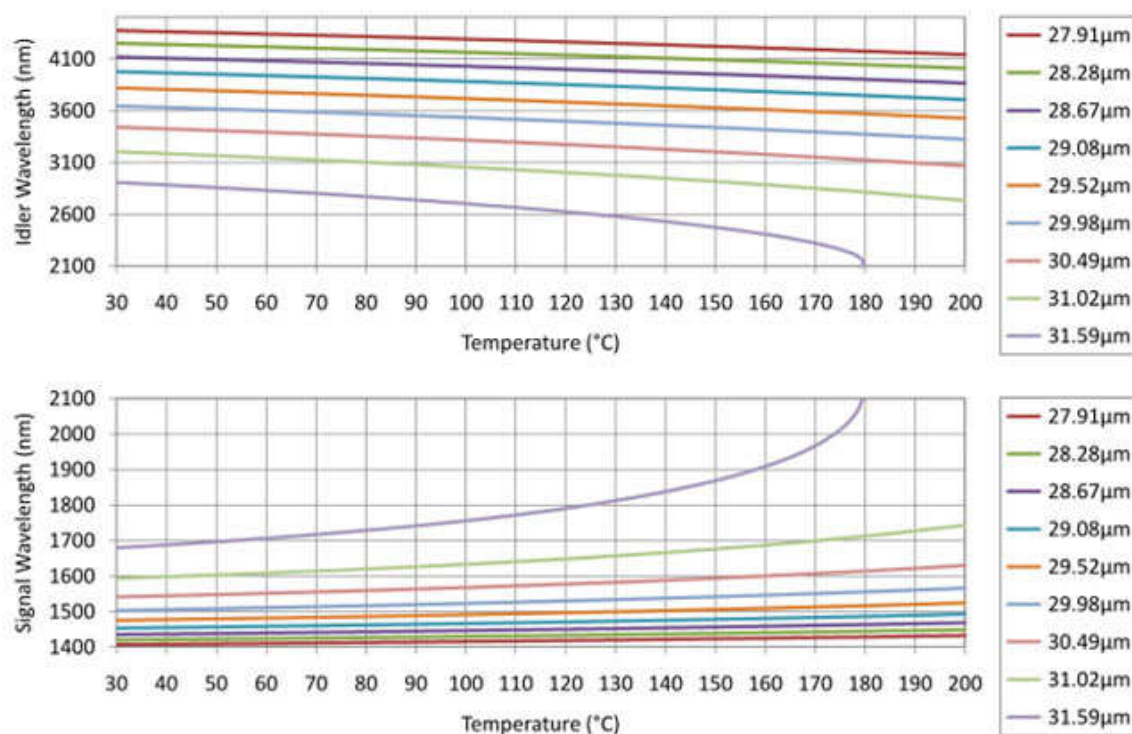


Рисунок 7.10 - Перестроечные характеристики решеток PPLN с различными периодами в зависимости от температуры.

Кристалл фиксируется в специальную оправу, которая с помощью позиционирующих штифтов устанавливается в термостат (модель PV40, производства «Covesion Ltd.», Великобритания) (Рисунок 7.11).



Рисунок 7.11 - Оправка и термостат для кристаллов PPLN.

В термостате (длина 60 мм, поперечный размер 50×50 мм²) предусмотрена возможность автоматического позиционирования для кристаллов PPLN длиной 40 мм или 20 мм с помощью направляющих штифтов, при этом извлечение и последующая постановка из термостата оправы с кристаллом не приводит к изменениям позиции и ориентации кристалла. На торцах термостата имеются отверстия для ввода и вывода излучения (размеры: высота 1 мм, ширина 10 мм).

Управление температурой осуществляется с помощью температурного контроллера (модель TC200 производства «Thorlabs»). Контроллер обеспечивает поддержание температуры в диапазоне от 30 до 200 °С. Температура устанавливается с точностью 0,1°С, стабилизация установленной температуры – $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$.

Резонатор параметрического генератора состоял из двух зеркал: входное зеркало (модель OPOM-1 производства «Covesion Ltd.») и выходного зеркала (модель OPOM-2 производства «Covesion Ltd.»).

Входное плоско(S1)/вогнутое (S2) зеркало из оптического стекла BK7 зеркало. Поверхность S1 просветлена на длину волны накачки 1064 нм, остаточное отражение не более 0,3%. Поверхность S2 с радиусом кривизны $R_{\text{кр}} = 200$ мм представляет собой дихроичное зеркало с коэффициентом пропускания на длине волны 1064 нм не менее 95 % и коэффициентом пропускания в диапазоне 1,3 – 1,9 мкм не более 0,5 %.

Выходное плоско(S1)/вогнутое (S2) зеркало из CaF_2 оптического качества. Поверхность S1 без покрытия. Поверхность S2 с радиусом кривизны 200 мм представляет собой дихроичное зеркало с коэффициентом пропускания на длине волны 1064 нм не менее 95 %, с коэффициентом пропускания в диапазоне 30-40% в интервале длин волн 1,3-1,7 мкм, с коэффициентом пропускания в диапазоне длин волн 2,5-4,6 мкм не менее 95 %.

Диаметр пучка накачки внутри кристалла PPLN составлял ~ 250 мкм. Порог генерации ПГС составлял ~ 100 мВт средней мощности накачки, что при частоте следования импульсов 3 кГц и длительности импульса ~ 50 нс соответствовало пороговой импульсной плотности мощности ~ 1 мВт/см². Дифференциальная эффективность генерации составляла ~ 22 % (Рисунок 7.12). При этом эффективность генерации зависела от периода решетки кристалла PPLN и была максимальной для решетки с периодом 31.02 мкм (Рисунок 7.13). При мощности накачки ~ 360 мВт энергия в импульсе генерации имела величину ~ 18 мкДж, что соответствовало импульсной мощности ~ 1 кВт, что не является максимально допустимым значением и может быть увеличена на порядок при увеличении мощности накачки и оптимизации схемы ПГС.

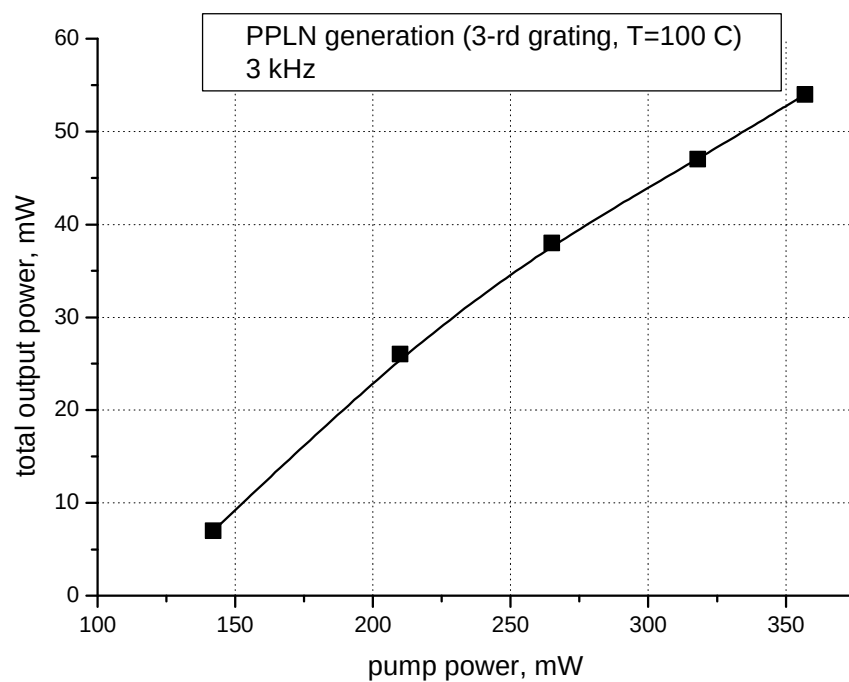


Рисунок 7.12 - Зависимость выходной мощности ПГС от мощности накачки на длине волны 1.064 мкм

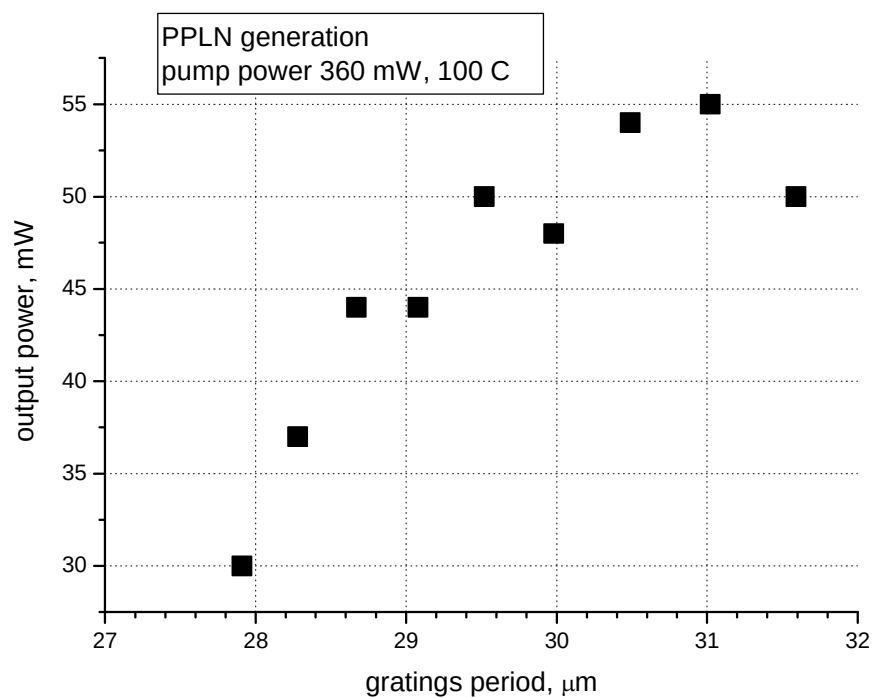


Рисунок 7.13 - Зависимость выходной мощности ПГС от периода решетки кристалла PPLN.

Дискретная перестройка спектра генерации ПГС осуществляется переключением решеток с разными периодами путем перемещения кристалла PPLN поперек направления распространения излучения накачки и генерации (Рисунки 7.14 и 7.15). Ширина спектра генерации (по уровню 0.5) не превышала 1 нм для сигнальной волны и 3 нм для холостой волны, варьировалась в зависимости от диапазона генерации (или номера решетки) и превышения над порогом генерации.

Плавная перестройка спектра генерации осуществляется изменением температуры кристалла PPLN (Рисунок 7.16).

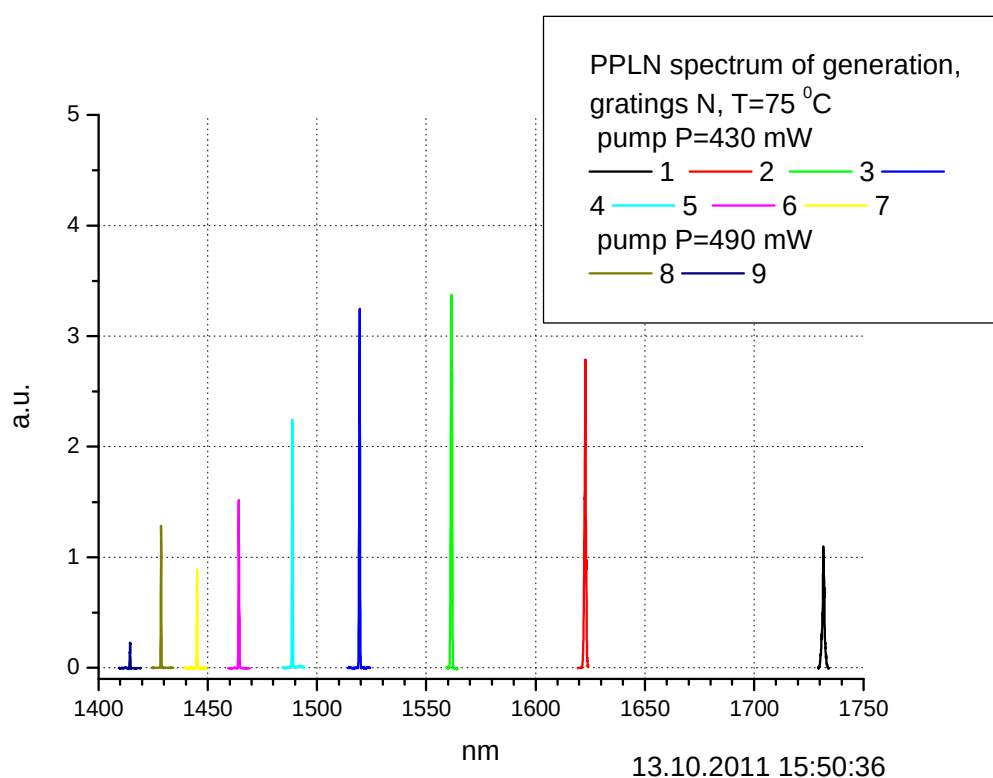


Рисунок 7.14 - Спектры генерации PPLN с различными решетками при температуре 75°C для сигнальной волны.

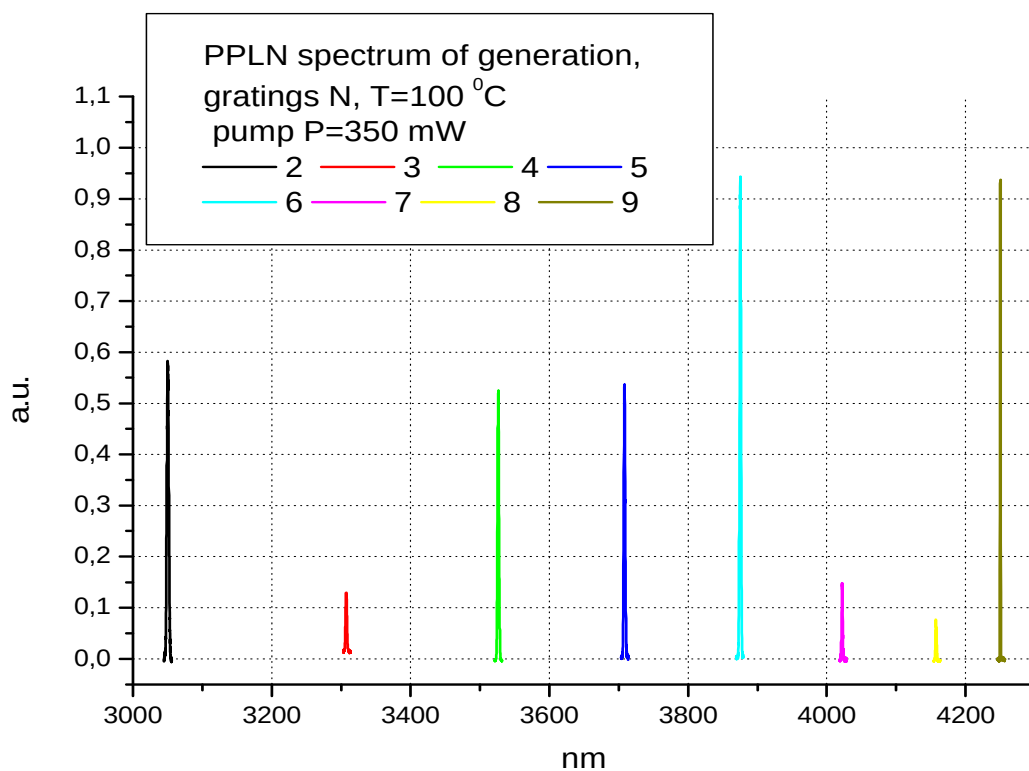


Рисунок 7.15 - Спектры генерации PPLN с различными решетками при температуре 100°C для холостой волны.

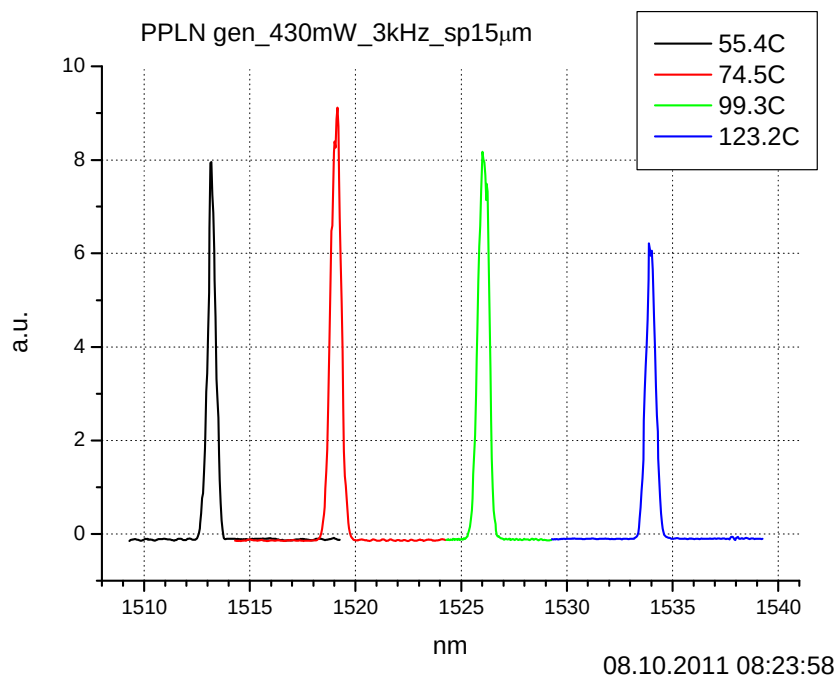


Рисунок 7.16 - Спектры генерации решетки PPLN с периодом $30.49\text{ }\mu\text{m}$ при различных температурах.

8. Проведение испытаний лабораторной установки для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона

Исследовалась возможность использования ПГС на PPLN в методе абсорбционной молекулярной лазерной спектроскопии. Для этого ячейка 6 (Рисунок 8.1) заполнялась газом CH_4 (метан) при давлении 0.4 атм.

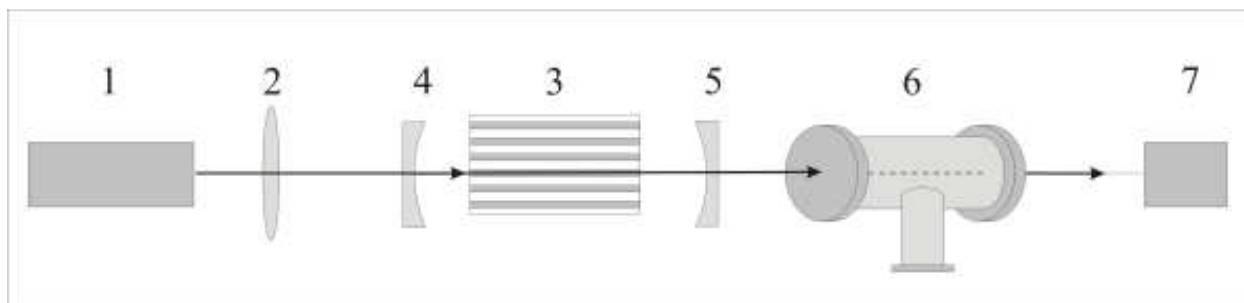


Рисунок 8.1 - Схема экспериментальной установки ПГС на PPLN

Для спектрального анализа была выбрана линия поглощения метана на длине волны 1653.72 нм с интенсивностью $S \approx 2.8 \times 10^{-21}$ см/мол. [26]. Для обеспечения генерации ПГС в данном диапазоне была выбрана решетка с периодом 28.28 мкм, при этом требуемая длина волны генерации достигалась при температуре кристалла $T \approx 130$ °С (Рисунок 8.2). Относительная глубина провала в спектре генерации на линии поглощения метана оказалась в ~ 2.5 раза меньше рассчитанной (Рисунок 8.2). Это может быть связано с недостаточным спектральным разрешением используемого спектроанализатора (аппаратная функция ~ 0.1 нм, ширина линии поглощения ~ 0.024 нм).

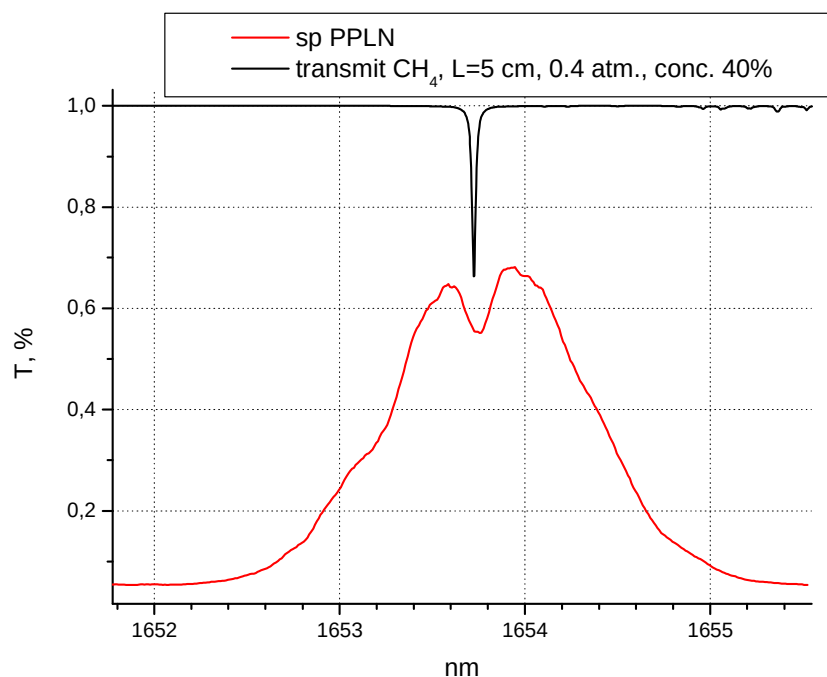


Рисунок 8.2 - Спектральная зависимость коэффициента пропускания ячейки с метаном и спектр излучения ПГС PPLN, прошедшего через ячейку с метаном.

Для повышения чувствительности используемого метода требуется принципиальное изменение схемы источника излучения на основе кристалла PPLN. Планируется построение источника излучения с шириной линии генерации, не превышающей ширину линии поглощения. Для этого кристалл PPLN будет использоваться в качестве усилителя излучения узкополосного перестраиваемого по частоте DFB-лазера.

9. Проведение исследований 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

Полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (Vertical Cavity Surface Emitting Laser – VCSEL) и многослойными брегговскими зеркалами представляют собой быстро развивающийся класс излучателей ближнего ИК-диапазона, сочетающий в себе основные преимущества диодных лазеров – эффективность выхода, широкую полосу модуляции, возможность перестройки частоты излучения [27,28]. Основным отличием VCSEL-структур от традиционных торцевых лазеров можно считать предельно короткий лазерный резонатор и цилиндрическую симметрию модовой структуры генерируемого поля. В подобной конфигурации при размерах выходной апертуры порядка 20 -30 мкм и выше существует тенденция к одновременной генерации поперечных мод высокого порядка, а для основной LP_{01} моды присутствует вырождение по поляризации излучения. Такие специфические особенности представляются весьма нежелательными при практическом использовании этих источников излучения в схемах, где необходим контроль поляризационных свойств лазерного поля, а также необходимо обеспечить высокую динамическую стабильность режима работы лазера (например, в когерентной связи, при создании матричных источников излучения, в системах нелинейного преобразования частот и т.д.) Все это предопределяет высокий интерес к проблеме стабилизации и контроля модового состава, а также к вопросу управления поляризацией выходного излучения VCSEL-лазеров.

Отдельным направлением развития VCSEL-лазеров можно считать разрабатываемые в последнее время вертикальные лазеры с внешним резонатором (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser – VECSEL) и оптической накачкой. Интерес к подобным структурам предопределяется возможностью реализации на их основе мощных источников ИК-излучения для получения перестраиваемого по длине волны лазера за счет нелинейного преобразования частот [29,30]. В этих

схемах, кроме указанных проблем, требуется решение задачи об эффективной накачке активной среды с минимальными потерями на отражение на внешней границе полупроводниковой структуры.

Необходимо отметить, что быстрое развитие ростовых полупроводниковых технологий позволяет эффективно решать задачи оптимизации конструкций лазеров с вертикальным резонатором за счет взаимного согласования параметров наноразмерных активных слоев (квантовые ямы, квантовые точки) и конструкции оптического резонатора, главным элементом которого являются многослойные брегговские зеркала с суммарным коэффициентом отражения, превышающим значения 99,9 %. Однако в отличие от традиционной геометрии полупроводниковых лазеров, у которых волновод и активная зона однородны вдоль оси резонатора, поперечная по отношению к оси излучения ориентация полупроводниковых слоев (прежде всего это касается узких квантоворазмерных активных ям) накладывает гораздо более жесткие требования на точность выращивания структуры, как по геометрическим параметрам, так и по составу формируемых слоев. Невыполнение этих условий непосредственно в процессе изготовления структуры, а также рассогласование, возникающее при эксплуатации излучателя в результате тепловых вариаций параметров может привести к резкому ухудшению характеристик, и прежде всего – спектральных и поляризационных [31,32].

Проблема контроля модового состава излучения VCSEL-лазеров решается в последнее время при разработке этих устройств за счет использования модификации структуры оптического резонатора и внесении в схему дополнительных элементов. Так, например, в работе [33] рассмотрена конструкция VCSEL-лазера, в котором стабилизация поперечного модового состава излучения достигается за счет использования сформированной на поверхностном обкладочном слое интегрально выполненной микролинзы с различной кривизной. Эффект селекции поперечных мод достигается за счет слабой оптической обратной связи, возникающей при отражении выходного излучения от модифицированной поверхности полупроводника. Другой возможный вариант воздействия на поляризационные и спектральные характеристики лазерного излучения в VECSEL-структуре представлен в работе [34], где в качестве управляющего элемента схемы

выбран дополнительный полимерный слой, нанесенный на поверхность полупроводниковой структуры и обеспечивающий за счет фотоиндуцированной анизотропии разделение поляризаций как по отношению к оптической накачке, так и для формируемого выходного лазерного излучения. Следует отметить, что в VCSEL-лазерах именно анизотропия по поперечным направлениям, вызванная особенностями технологического роста многослойных структур и всегда присутствующая таким образом на некотором остаточном уровне, становится источником нарушения идеальной азимутальной симметрии формируемого поля и соответствующей динамической нестабильности излучения при изменении рабочих параметров лазера.

Для эффективного преобразования излучения во вторую гармонику должно выполняться условие фазового синхронизма. Выполнение фазового синхронизма в нелинейных кристаллах реализуется для волн с определенной поляризацией, что накладывает дополнительные требования на контроль поляризации выходного излучения вертикально излучающих лазеров. Генерация поляризованного излучения достигается путём размещения внутри резонатора пластинки под углом Брюстера [35], которая вносит дополнительные потери для одной из поляризаций. При этом для согласования воздушной и полупроводниковой частей резонатора на поверхность полупроводника наносят слой антиотражающего покрытия. Влияние антиотражающего покрытия на рабочие параметры лазера рассмотрено в работе [36]. Резкая граница полупроводник – воздух приводит к выраженной спектральной зависимости коэффициента оптического ограничения и более жёстким требованиям на соблюдение периодичности слоёв структуры. Однако это одновременно приводит к увеличению эффективного коэффициента отражения и, как следствие, снижению порога генерации.

В данной работе рассмотрены основные особенности поляризационных характеристик люминесценции, возникающей при оптической накачке в многослойной полупроводниковой структуре с брегговским зеркалом, предназначенной для получения одномодового лазерного излучения при ее использовании в системе с внешним высокодобротным резонатором. Конечной целью работы являлось определение оптимальных условий углового и геометрического согласования элементов схемы VCSEL (ориентированной для

использования с внешним резонатором и оптической накачкой), обеспечивающих стабилизацию поперечной структуры возникающих мод в широком диапазоне рабочих параметров схемы.

9.1. Модель многослойной структуры, использованной в эксперименте

На рисунке 9.1 представлена общая схема VECSEL-конфигурации с оптической накачкой и послойная структура полупроводникового элемента с активными квантовыми ямами и многослойным брегговским зеркалом.

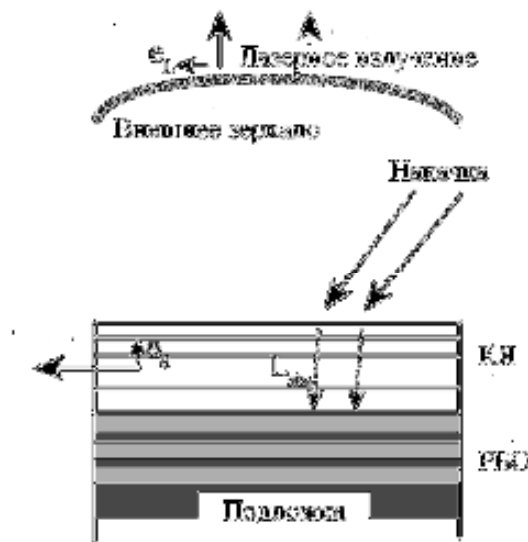


Рисунок 9.1 - Модель вертикально-излучающей структуры с многослойным микрорезонатором и внешним зеркалом.

Исследуемая полупроводниковая структура была рассчитана на длину волны $\lambda_0 = 980 \text{ нм}$ и состоит из брегговского зеркала, – чередующихся пар слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с оптическим периодом $\lambda_0/2$, заращенного микрорезонатором. Микрорезонатор представляет собой слой GaAs суммарной оптической толщиной $9\lambda_0/2$ с четырьмя квантовыми ямами, расположенными в узлах распределения электрического поля собственной моды микрорезонатора, длина волны которой соответствует максимуму отражения брегговского зеркала. Пространственное ограничение носителей зарядов и лучшее согласование поля внутри и снаружи полупроводниковой части резонатора обеспечивается за счёт слоя $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$

оптической толщиной $\lambda_0/2$. Таким образом, суммарная оптическая толщина микрорезонатора составляет $10\lambda_0/2$.

Расчёт спектров отражения и структуры полей внутри микрорезонатора проводился методом матриц пропускания [37, с. 65]. В расчётах использовались значения показателя преломления в соответствии с работой [38], дополнительная корректировка значений показателей преломления материалов не проводилась.

Положение измеренного спектра отражения зеркала, сформированного 24 парами слоев $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$, было смещено в длинноволновую область относительно расчётного спектра. Причиной такого смещения при сохранении геометрических толщин слоёв предположительно стал ростовой состав слоя $Al_xGa_{1-x}As$. Замена материала зеркала с использованного при расчёте чистого $AlAs$ на $Al_{0.9}Ga_{0.1}As$ (в пределах погрешности на геометрические толщины слоёв) позволяет обеспечить лучшее согласование спектров отражения с расчётом на основе предполагаемой для теоретического расчёта модели (см. рисунок 9.1). Длина волны фотолюминесценции структуры при комнатной температуре, составляет $\lambda=970$ нм.

Указанная структура микрорезонатора с высокоотражающим нижним зеркалом и верхней границей «полупроводник-воздух» не обеспечивает в условиях внешней оптической накачки выхода излучателя в режим лазерной генерации из-за относительно высокого уровня пороговых потерь в такой конфигурации, однако позволяет проводить люминесцентные исследования формируемых оптических полей, и прежде всего – по поляризационным характеристикам и диаграмме направленности по двум поперечным координатам.

В микрорезонаторе, образованном границей полупроводник-воздух с одной стороны и многослойным брегговским отражателем с другой, внутрирезонаторное поле формируется за счет переотражения между зеркалами, причем глубина проникновения поля в многослойное покрытие определяется как $\lambda_0/(4\Delta n)$, где Δn – контраст коэффициента преломления в многослойной структуре, и составляет для рассматриваемой структуры около 0,5 мкм. При этом фазовый набег для разных конфигураций поля, задающий структуру мод в VCSEL-структуре, определяется с учетом эффективного отражения оптической волны именно от этой распределенной границы, расположенной в глубине многослойной структуры. На процесс формирования мод оказывают также непосредственное влияние тепловые

вариации коэффициента преломления, имеющие место при изменении условий внешней оптической накачки, а также разрушающая идеальную азимутальную симметрию анизотропия слоев, возникающая при росте наноразмерных полупроводниковых активных слоев. Определяющим параметром, задающим положение мод в спектральном и угловом пространстве, является константа распространения $\beta = kz$ – проекция волнового вектора на направление нормали к поверхности.

При получении лазерной генерации на структурах, предназначенных для использования совместно с внешним добротным зеркалом, характер оптических полей, формируемых в микрорезонаторе, определяется особенностями Фабри-Перо конфигурации в вертикальном (нормальном по отношению к слоям полупроводника) направлении, и пространственные моды не содержат признаков цилиндрически симметричных решений. В этом заключается базовое отличие рассматриваемых схем от типичных VSCSEL-структур с электронной накачкой, где структура резонатора имеет близкую к цилиндрической форму с соотношением диаметра резонатора (выходной апертуры) к длине порядка единицы [39,40]. Таким образом, набор формируемых в микрорезонаторе мод и их спектрально-угловое распределение отражает условия резонансов Фабри-Перо с предельно короткой базой (несколько длин волн) и угловых различий в коэффициенте отражения на границах для разных поляризаций оптической волны.

9.2. Экспериментальные исследования микрорезонатора на основе многослойной структуры

В работе измерялись интегральные по поверхности спектры отражения структуры. Измерения проводились при близком к нормали угле падения для разнесения в пространстве падающего и отраженного излучения. В качестве источника белого света использовалась галогеновая лампа. Спектр источника регистрировался отдельно и использовался в качестве опорного при корректировке спектров отраженного излучения. Такой способ регистрации не дает амплитудной привязки спектра отражения, но позволяет регистрировать спектральные особенности. Здесь и далее регистрация спектров проводилась волоконным спектрометром ANDO6317 с волоконным входом. Образец исследуемой структуры

размещался на теплоотводе с воздушным охлаждением и элементом Пельтье для измерения спектральных температурных особенностей отражения и фотолюминесценции. Регистрация значений температуры проводилась по показаниям термопары.

Для изучения поляризационных особенностей излучения была смонтирована установка, позволяющая в однотипных условиях регистрировать фотолюминесценцию исследуемого образца при непрерывном изменении значения угла наблюдения. Излучение фотолюминесценции диафрагмировалось и фокусировалось линзой на торец волокна, по которому передавалось на вход спектрометра. Апертура диафрагмы подбиралась таким образом, чтобы обеспечить точность по углу не хуже 2° во всем диапазоне изменения углов. Для выделения заданной компоненты поляризации между линзой и торцом волокна размещался поляризатор со степенью поляризуемости 1:300. Все обозначенные оптические элементы размещались на поворотном столе и юстировались таким образом, чтобы ось вращения стола совпадала с оптической осью схемы, и также проходила через неподвижно размещенный исследуемый образец. Диапазон возможных значений угла поворота изменяется непрерывно в диапазоне от 0 (нормаль к образцу) до 90° (направление, совпадающее с плоскостью слоёв структуры).

В качестве источника накачки использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 808 нм, работающий в непрерывном режиме.

Нами были исследованы основные оптические характеристики описанной выше структуры (см.рис.9.1) в условиях фотолюминесценции под воздействием внешней оптической накачки. На рис. 9.2 представлены результаты измерений спектрального распределения коэффициента отражения микрорезонатора при нормальном возбуждении неполяризованным широкополосным тепловым источником в диапазоне рабочих температур теплоотвода $5^\circ - 100^\circ$, а также характерные спектры люминесценции в аналогичном диапазоне температур при оптическом возбуждении лазерным излучением на длине волны $\lambda \approx 808$ нм.

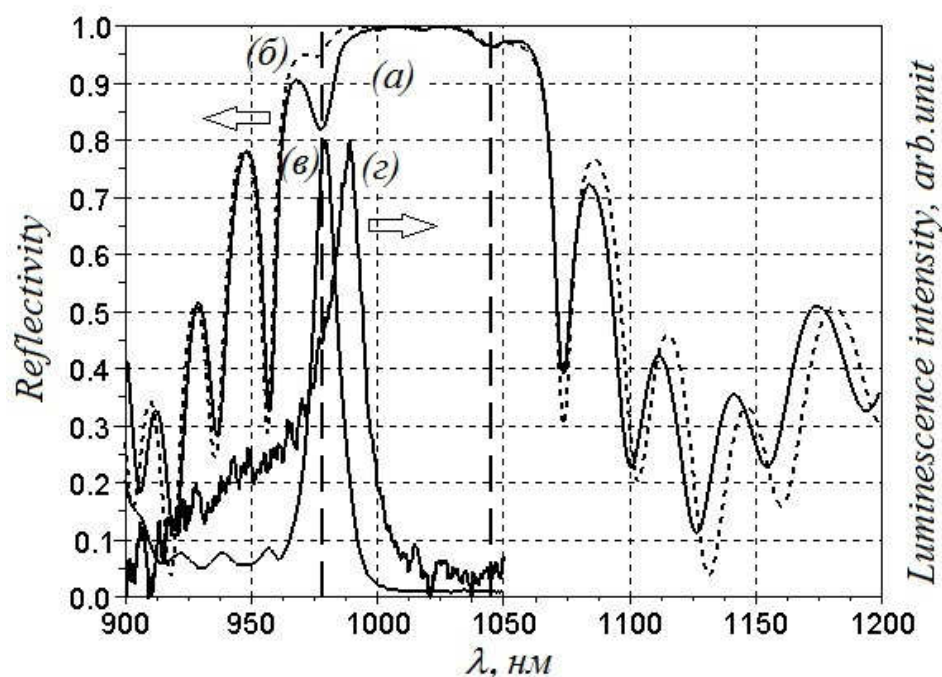


Рисунок 9.2 - Спектр коэффициента отражения структуры при температуре 85°C: экспериментальная (а) и рассчитанная (б) зависимости, – вертикальными пунктирными линиями показано положение мод микрорезонатора. Спектры фотолюминесценции по нормали (в) и в плоскости (г) слоёв структуры

На графике можно выделить область спектрального окна, в пределах которого многослойная брегговская структура обеспечивает отражение падающей волны, с коэффициентами отражения, близкими к 1. Положение и форма спектра фотолюминесценции по нормали к слоям структуры определяется взаимным расположением и формой моды микрорезонатора и линией фотолюминесценции вещества. Вследствие описанного смещения спектра зеркала, в отражении заметно наличие двух провалов при длинах волн 978 нм и 1045 нм, связанных с модами микрорезонатора. Различие в глубине коротковолнового провала в экспериментальном и расчётном спектрах отражения возникает по причине того, что в расчётах не производился учёт поглощения в структуре. С учетом того, что представленное распределение характеризуется температурной зависимостью, сдвигающей спектр отражения с коэффициентом 0,03 нм/град, можно утверждать, что в условиях оптической накачки взаимное положение этих резонансов относительно центра спектра отражения будет заметно меняться, так как лазерная накачка микрорезонатора с активной средой на уровне 1 – 4 Вт на длине волны λ

$\approx 0,8$ мкм приведет к разогреву активных слоев на величину $\sim 30 - 50$ градусов, что вызовет температурные вариации коэффициента преломления прилегающих слоев в пределах $\sim 0,1$ %. Следовательно, при разработке включающей в себя внешнее зеркало VECSEL- конфигурации лазера с оптической накачкой требуется тщательное спектральное согласование области отражения многослойного зеркала, обеспечивающей достижение порогового уровня оптических потерь (коэффициент отражения $R \geq 0,99$) и рабочего перехода в квантовых ямах в широком интервале параметров накачки. Более глубокий провал в спектре отражения в области $\lambda \approx 995$ нм является результатом наложения «пассивного» коэффициента отражения на зону поглощения в активной зоне (в квантовых ямах). Как видно из сопоставления со спектрами люминесценции при соответствующих температурах, наибольшее значение отклонения значения R от 1 наблюдается при совпадении моды микрорезонатора с линией люминесценции структуры, а значит – и с незначительно смещенной относительно нее линии поглощения квантовых ям. Следует также отметить, что итерационное согласование расчетного спектра отражения с наблюдаемой экспериментальной зависимостью позволяет достаточно точно определить параметры геометрии многослойного брегговского зеркала, что представляет самостоятельный интерес в связи с необходимостью контроля качества выращивания расчетной структуры.

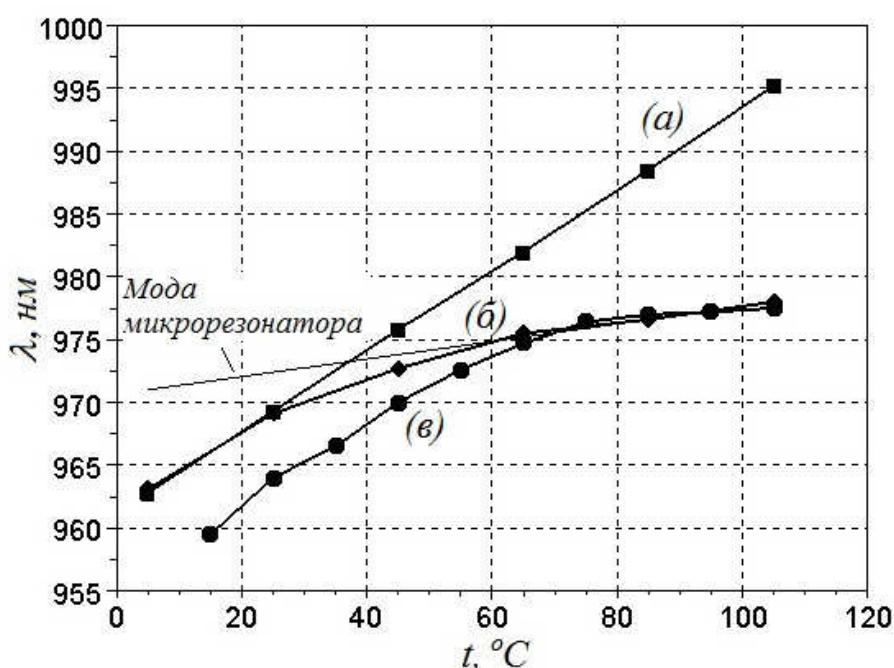


Рисунок 9.3 - Зависимость от температуры положения максимумов

фотолюминесценции: с торца структуры (а), по нормали к поверхности (б), положение провала в спектре отражения (в)

Для определения условий согласования параметров резонатора и вещества была измерена температурная зависимость спектров фотолюминесценции и отражения структуры в диапазоне температур от 5 °С до 105 °С (см. рисунок 9.3).

Смещение максимума длины волны излучения квантовой ямы линейно с наклоном 0.32 нм/°С. Штриховая прямая на графике отражает температурное смещение моды микрорезонатора. Её наклон определялся по положению второй микрорезонаторной моды и составляет величину около 0.07 нм/°С, а положение на рисунке приведено к положению коротковолновой моды. На рисунке 3 видно наличие двух линейных участков в зависимостях положения линии люминесценции и провала в спектрах отражения, которые определяются взаимным положением моды микрорезонатора и границы поглощения (или линией люминесценции) квантовой ямы. Коротковолновое смещение провала в спектре отражения по отношению к люминесценции связано, по-видимому, с особенностями плотности состояний вблизи запрещенной зоны и возможным неоднородным уширением квантовых ям. Согласование взаимного положения моды микрорезонатора с линией люминесценцией вещества достигается при значениях температур около 40 °С. При меньших температурах, с учётом погрешностей измерений, положение максимума люминесценции по нормали к слоям совпадает с максимумом невозмущенной люминесценции.

Измерения фотолюминесценции при регистрации поляризационной зависимости излучения от угла проводились при значении плотности мощности накачки ($I=1.5 \text{ кВт/см}^2$), что обосновано лучшим согласованием области излучения и регистрирующего волокна.

Для этого случая произведём оценку концентрации носителей в квантовых ямах при указанной плотности мощности накачки. Пересчёт плотности мощности падающего излучения в плотность мощности, поглощенную в микрорезонаторе, производится в соответствии с выражением:

$$I_{ef} = I \cdot T_p \cdot [1 - \exp(-\alpha_p d_{abs})], \quad (9.1)$$

где T_p – френелевский коэффициент пропускания границы полупроводник – воздух, $\alpha_p = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ – коэффициент поглощения накачки и d_{abs} – суммарная геометрическая толщина поглощающих накачку слоёв. Для рассматриваемой структуры поглощение на длине волны накачки происходит только в слоях GaAs, $d_{abs} = 1.3 \text{ мкм}$.

Максимально возможная концентрация носителей в квантовых ямах определяется в соответствии с выражением (2) в котором предполагается, что каждый поглощенный фотон накачки рождает электрон-дырочную пару, которая впоследствии будет захвачена ямой. Распределение носителей по ямам будем считать равномерным.

$$\frac{n_{2D} \hbar \omega_p}{\tau(n_{2D})} = \frac{I_{ef}}{N_{QW}}, \quad (9.2)$$

где n_{2D} – двумерная плотность концентрации электронов и дырок в квантовой яме, $\hbar \omega_p$ – энергия кванта накачки, N_{QW} – число квантовых ям, и $\tau = \tau(n_{2D})$ – время жизни носителей в яме, которое в свою очередь известным образом определяется через параметры вещества [33]:

$$\frac{1}{\tau(n_{2D})} = \frac{1}{\tau_N} + B \frac{n_{2D}}{d_{QW}} + C \left(\frac{n_{2D}}{d_{QW}} \right)^2, \quad (9.3)$$

где $\tau_N = 5 \cdot 10^{-7} \text{ сек}$ – время жизни носителей заряда по отношению к безызлучательной рекомбинации; $B = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$ – коэффициент бимолекулярной рекомбинации; $C = 3 \cdot 10^{-30} \text{ см}^6/\text{сек}$ – коэффициент Оже рекомбинации; d_{QW} – толщина квантовой ямы.

Двумерная концентрация носителей в квантовых ямах при комнатной температуре, вычисленная в соответствии с выражениями (2) и (3), равна $n_{2D} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В соответствии с результатами [41] при имеющемся разогреве на 50°C концентрация носителей не превышает $1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что не достаточно для создания инверсии населенности в структуре. Таким образом, регистрируемые спектры являются в чистом виде люминесценцией структуры, неискаженной влиянием возможного усиления.

На рисунке 9.4 представлены спектры фотолюминесценции структуры для некоторых характерных углов наблюдения для двух взаимно ортогональных поляризаций.

Принимая во внимание спектр невозмущенной люминесценции (кривая 1 на рисунке 3), а также то, что в силу значительного скачка преломления на границе полупроводник – воздух указанным углам в воздухе соответствуют близкие к осевым (менее 18°) углы распространения в полупроводнике, был сделан вывод, что структура спектров излучения не связана с особенностями люминесценции материала, а является следствием влияния микрорезонатора. Поскольку эффективная толщина микрорезонатора (с учётом глубины проникновения поля внутрь брегговского зеркала), рассчитанная из взаимного положения мод микрорезонатора, не превышает $2,3 \text{ мкм}$ и много меньше диаметра пятна накачки $\sim 200 \text{ мкм}$, то для обоснования структуры

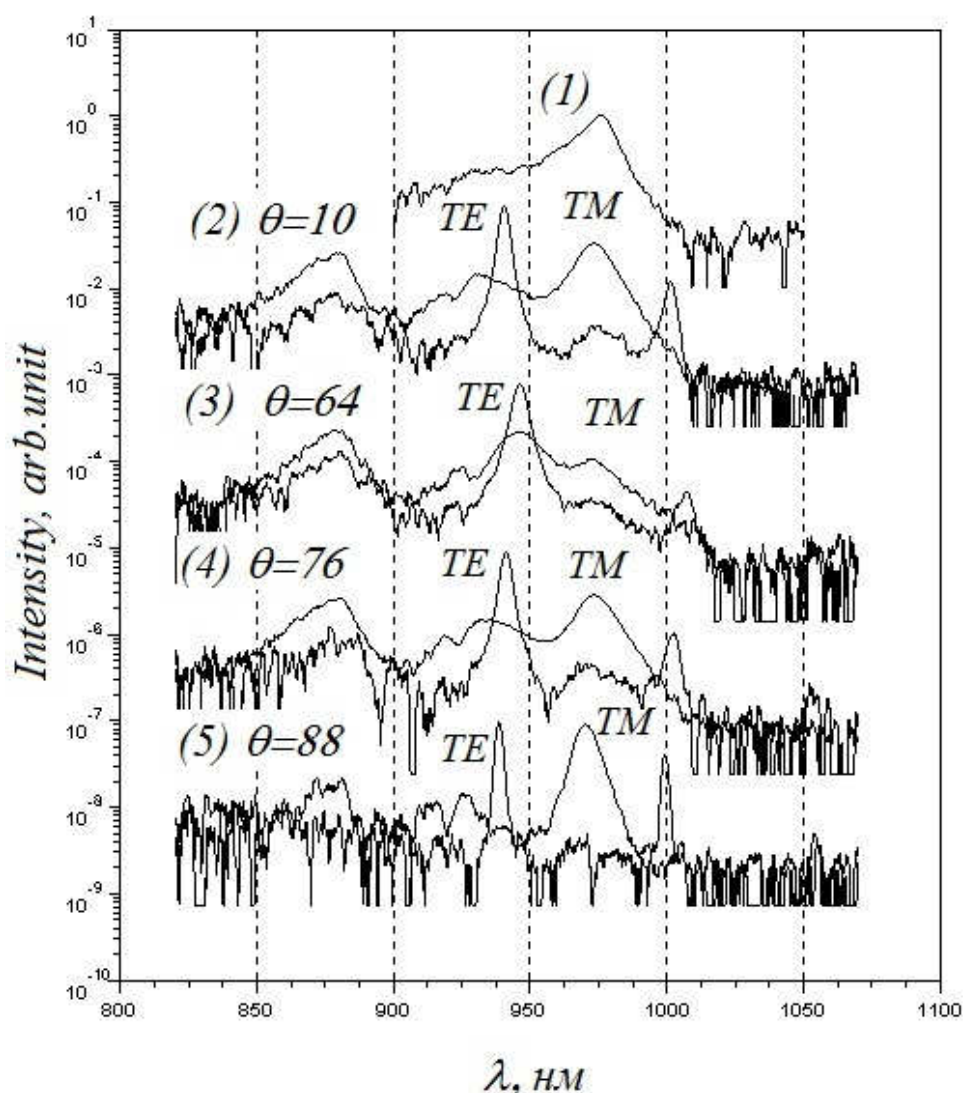


Рисунок 9.4 - Спектры люминесценции структуры в зависимости от угла наблюдения для различных поляризаций.

возникающих мод может быть использована модель плоскопараллельного резонатора. Одним (высокоотражающим) зеркалом является брегговское зеркало. Зависимость положения спектра отражения от угла падения определяется в соответствии с условием брегговского отражения:

$$\lambda_c(\theta) = (n_{GaAs} d_{GaAs} \cos \theta_{GaAs} + n_{AlGaAs} d_{AlGaAs} \cos \theta_{AlGaAs}) \approx 2n_{GaAs} d_{GaAs} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_{air}}{n_{GaAs}^2}} \quad (9.4)$$

и смещается в коротковолновую область при увеличении угла падения. При этом коэффициент отражения и ширина области отражения слабо зависят от угла. В последнем выражении θ_{GaAs} , θ_{AlGaAs} , θ_{air} – углы распространения излучения в слоях $GaAs$, $AlGaAs$ и воздухе соответственно.

В качестве второго зеркала выступает граница полупроводник-воздух. Величина коэффициента отражения зависит от угла падения и поляризации падающего излучения в соответствии формулами отражения Френеля. В соответствии с этим, различия в спектрах излучения для различных поляризаций минимальны для близких к нормали углов люминесценции, и в значительной степени проявляются при приближении к значениям угла Брюстера $\theta_{Br} \approx 75^\circ$ (см. рисунок 9.4). При увеличении угла добротность ТМ моды падает; при превышении значения угла Брюстера фаза отраженного от границы излучения люминесценции внутри структуры изменяется на π , что соответствует смещению ТМ моды в спектре относительно мод ТЕ поляризации.

Таким образом, в микрорезонаторе (без антиотражающего покрытия) возникает различие в коэффициенте отражения для излучения с различной поляризацией (чему на спектрах соответствует меньшая ширина линии люминесценции для ТЕ компоненты). Соответствующее этому различию изменение в пороге генерации (в конфигурации с внешним зеркалом) для различных поляризаций может быть объяснено введением эффективного коэффициента отражения от внешнего зеркала [33, с. 80]:

$$r_{ef} = \frac{r_{int} + r_m e^{-4\pi d \cos \theta / \lambda}}{1 + r_{int} r_m e^{-4\pi d \cos \theta / \lambda}} \quad (9.5),$$

где $r_{int} = r_{int}(\theta, TE/TM)$ – коэффициент отражения от границы полупроводник-воздух, r_m – коэффициент отражения внешнего зеркала. Слагаемые с экспоненциальным множителем описывают фазовый набег во внешнем плече резонатора. Спектр

эффективного коэффициента отражения (а следовательно и оптических потерь на излучение) является осциллирующей функцией длины волны, амплитуда модуляции которого определяются значениями r_{int} и r_m , а при фиксированном коэффициенте отражения внешнего зеркала – только коэффициентом отражения от границы микрорезонатора. Поскольку значение коэффициента отражения для компоненты поля с ТЕ поляризацией превышает значение такового для ТМ поляризации, то при увеличении угла отклонения внешнего плеча резонатора относительно нормали к поверхности структуры преимущественным будет генерация ТЕ поляризации. Таким образом, V-образная форма резонатора может быть использована для генерации поляризованного излучения без использования дополнительных поляризующих элементов во внешнем плече резонатора при одновременном спектральном согласовании моды микрорезонатора для заданного угла и линии усиления вещества.

Таким образом, данные зависимости показывают, что в условиях накачки, осуществляемой облучением поверхности полупроводниковой структуры лазерным излучением с диаметром области засветки ~ 200 мкм (что определяется апертурой волоконного выхода использованного лазера и намного превосходит оптическую толщину исследуемой структуры), конфигурация полей, формируемых микрорезонатором, соответствует набору Фабри-Перо поперечных ТЕ и ТМ мод. При углах наблюдения, близких к нормали ($\alpha \leq 45^\circ$, в спектре люминесценции присутствуют одновременно совпадающие по частотам ортогональные ТМ- и ТЕ моды, а их положение на оси длин волн определяется изменением оптической базы для наклонных направлений волнового вектора в среде. Ширина пиков соответствует добротности мод микрорезонатора и может являться исходной характеристикой для оценки оптических потерь различных мод, в частности – из-за отличий в френелевском коэффициенте отражения от зеркал. Для всего остального диапазона частот излучение совпадает с «невозмущенной» спонтанной люминесценцией активных слоев, наблюдаемой независимо от направления. С другой стороны, для значений углов $\alpha \geq 75^\circ$ (выше значения угла Брюстера для границы воздух-полупроводник) характерно появление двух новых особенностей регистрируемого спектра. Во-первых, в полосу люминесценции активного слоя попадают из-за увеличения оптической базы интерферометра Фабри-Перо уже две

ТЕ-моды микрорезонатора. Во-вторых, из-за дополнительного набега фазы величиной в π для углов α , выше брюстеровского, положение ТМ-моды меняется на промежуточное по отношению к интервалу, разделяющему ТЕ-моды.

В целом сравнение спектров люминесценции по поляризациям с рисунком 9.2 показывает, что взаимной оптимизацией параметров можно обеспечить практически идеальное для выбранного значения рабочей частоты согласование мод микрорезонатора (определяющих в конечном итоге за счет дополнительной добротности положение лазерных мод в VECSEL-конфигурации) и спектрального диапазона линии усиления квантоворазмерных активных слоев в пределах спектрального интервала, обеспечивающего достаточно низкий уровень оптических потерь. Для этого можно использовать V-геометрию внешнего плеча лазерного резонатора (см., например, [35]), в которой система из двух внешних зеркал помещается симметрично относительно нормали к поверхности полупроводниковой структуры. В этом случае за счет подстройки угла между осями внешнего резонатора и нормали можно появления лазерной ТЕ-моды на длине волны, идеально соответствующей положению максимума усиления активных слоев излучателя. Кроме того, использование внеосевого по отношению к нормали расположения зеркал резонатора позволяет обеспечить требуемую (линейную) поляризацию излучения структуры, что является важным фактором при дальнейшем использовании подобного излучателя в системах нелинейного преобразования волн, пространственной модуляции и т.п.

9.3. Выводы

В данном разделе рассмотрены вопросы, связанные с условиями формирования мод люминесценции в полупроводниковом микрорезонаторе, образованном двумя плоскими зеркалами, одно из которых является многослойным брегговским отражателем с коэффициентом отражения, превышающим $R = 0,99$ в области спектра $\lambda \approx 0,98$ мкм. Полученные спектры результирующего коэффициента отражения, а также угловые распределения ортогональных компонент люминесценции показывают, что за счет технологического подбора и последующего управления комбинацией параметров (угол вывода излучения по отношению к нормали для поверхности полупроводника, подстройка рабочей

температуры) можно обеспечить селекцию требуемой поляризации оптического поля для дальнейшего ее использования при получении мощной лазерной генерации в конфигурации с внешним резонатором.

10. Проведение исследований на лабораторной установке на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон

10.1. Анализ параметров установки

В ходе исследований было изучено преобразование спектра солитона (со спектральным максимумом на 1,56 мкм) в нескольких кусках германатного волокна (GeO₂), по очереди подвариваемых к выходу последнего усилителя (схема установки показана на рис. 10.1). Проведём анализ критических условий, необходимые для проявления нелинейных эффектов, включая вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР).

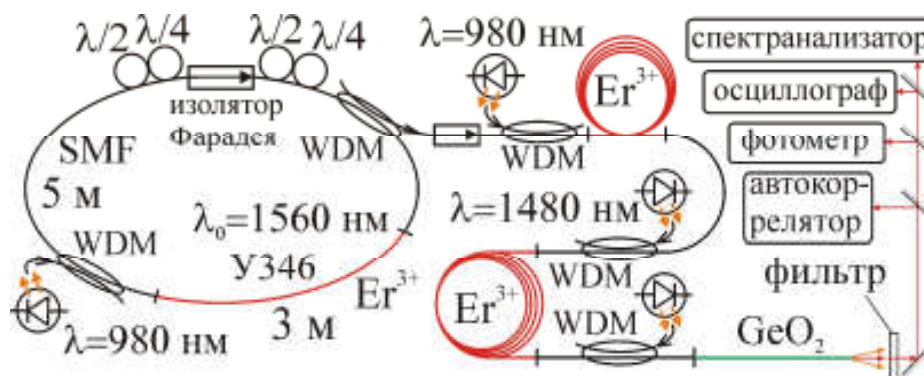


Рисунок 10.1 – Схема лабораторной установки на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон

Оценим минимальную мощность излучения P_0 , необходимую для проявления нелинейных эффектов: $P_0 = 1/\gamma L$ [42, с. 56]. Здесь L – длина световода, составляющая порядка 5 м, γ – параметр, связанный с нелинейным показателем преломления n_2 и равный обычно $1 \text{ Вт}^{-1}\text{км}^{-1}$. Отсюда $P_0 = 200 \text{ Вт}$. За счёт работы в режиме ультракоротких импульсов средняя мощность излучения $P_{\text{ср}}$ составляет около 100 мВт по показаниям фотометра, а пиковая мощность импульса $P = P_{\text{ср}} T / T_{\text{имп}} = 20 \text{ кВт}$, где $T = 1/f = 20 \text{ нс}$ – период следования импульсов (частота следования импульсов $f = 50 \text{ МГц}$ измерялась по цифровому осциллографу), $T_{\text{имп}} \approx 10^{-13} \text{ с}$ – длительность импульса (измерена автокоррелятором). Таким образом, пиковые мощности $P > P_0$ достаточны для проявления нелинейных эффектов.

Достаточный уровень мощности $P_0=1/\gamma L=200$ Вт будет сохраняться и на меньших длинах световода, вплоть до длины $L=0,05$ м=5 см.

Оценим пороговое значение мощности по ВКР. Согласно [42, с. 220], порог ВКР определяется как мощность накачки в начале световода, при которой на выходе световода мощность стоксовой волны становится равной мощности накачки. Отсюда $P_0^{кр}=16A_{эф}/g_R L_{эф}$, где $A_{эф}$ – эффективная площадь сердцевинны световода $A_{эф}=\pi D^2/4=12$ мкм²= $12 \cdot 10^{-12}$ м², где $D=4$ мкм – диаметр поля моды световода, g_R – коэффициент комбинационного усиления (рамановский коэффициент). Из [42, с. 217] для сдвига частоты от рабочей на 6 ТГц (по длине волны на 2 нм) находим по графику Столена спектра ВКР $g_R=0,3 \cdot 10^{-13}$ м/Вт. На длине световода $L_{эф}=5$ м найдём, что порог мощности по Раману $P_0^{кр}=1280$ Вт. Таким образом, пиковая мощность импульса $P=20$ кВт достаточна для проявления ВКР.

Средняя мощность излучения на выходе усилителей в зависимости от числа работающих накачек (нумеруются по порядку вдоль направления распространения импульса) представлена в таблице 10.1

Номера работающих накачек	1	1, 2	1, 3	2, 3	1, 2, 3
Мощность излучения $P_{ср}$ после волокна SMF, мВт	7,5	83	102	71	180
Мощность излучения $P_{ср}$ после 5 м германатного волокна, мВт	6,5	59	91	50	104
Таблица 10.1 – Мощность излучения в зависимости от числа работающих накачек					

Поскольку при распространении в германатном волокне длина волны излучения растёт, необходимо соответственное изменение параметров волокна вдоль его длины. На длине волны 1,56 мкм волокно является одномодовым, и с увеличением длины волны мода может стать нераспространяющейся. Поэтому вдоль волокна должен меняться диаметр сердцевинны. Такие германатные конусовидные волокна с убывающей дисперсией типа DDF (Dispersion Decreasing Fiber) и были применены в эксперименте. По мере движения излучения по волокну и увеличения длины волны, волокно постепенно расширяется. Поскольку солитоны существуют в области аномальной дисперсии ($D>0$), а по мере сдвига в красную

сторону спектр солитона выходит из области аномальной и попадает в область нормальной дисперсии ($D < 0$), то для сохранения солитонного режима необходимо, чтобы дисперсионная кривая менялась по длине волокна, что достигается посредством переменного диаметра. Были применены волокна DDF с убывающей дисперсионной кривой, где длина волны нулевой дисперсии постепенно нарастала вдоль волокна за счёт увеличения его диаметра (дисперсионные кривые для разных диаметров волокна приведены на рис. 10.2).

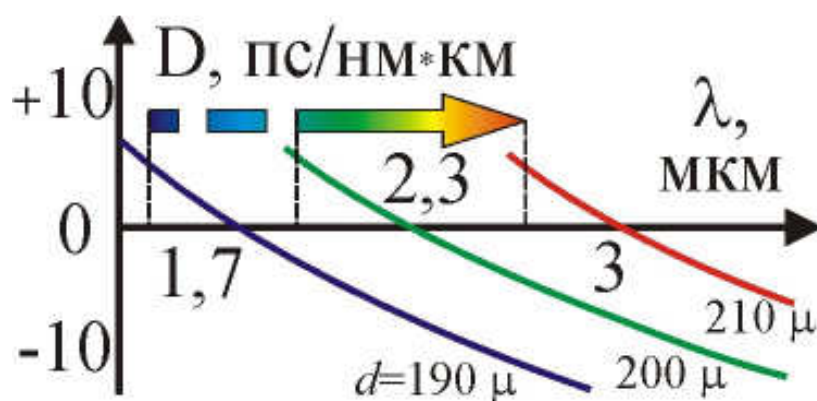


Рисунок 10.2 – Сдвиг дисперсионной кривой в германатном волокне переменного диаметра d

10.2. Результаты эксперимента и их анализ.

Было использовано несколько германатных волокон с различной степенью конусности, различными входными и выходными диаметрами. Эмпирическим подбором отрезка волокна достигалось наиболее эффективное преобразование излучения в средний ИК-диапазон.

ВКР-сдвиг спектра солитона в сторону длинных волн тем сильнее, чем выше мощность излучения и чем больше путь, пройденный импульсом. Поэтому для создания ВКР были применены длинные германатные волокна, длиной около 20 м. При этом уже на малых мощностях излучения наблюдался сильный сдвиг спектра в сторону длинных волн (вид спектра представлен на рис. 10.3).

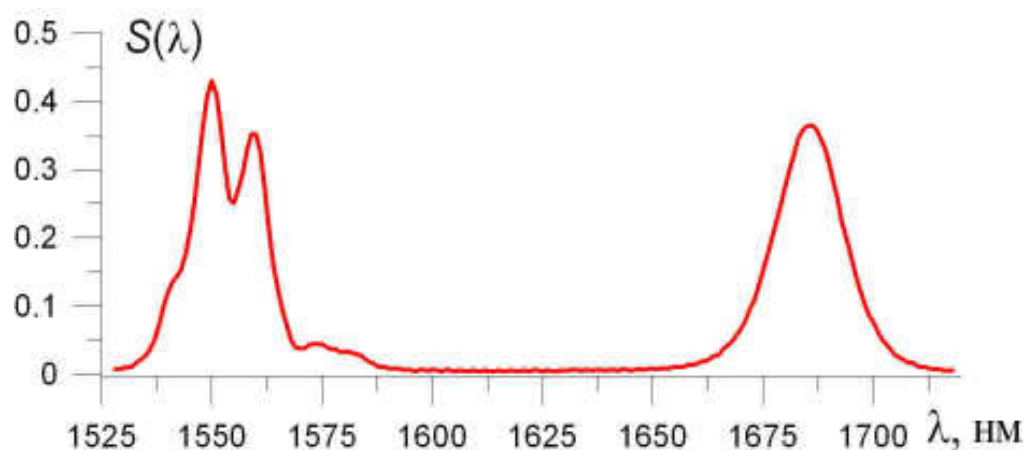


Рисунок 10.3 – Спектр излучения на выходе германатного волокна (длина волокна – 20 м, работает накачка №1)

Из спектра видно, что уже при одном работающем усилителе (накачка №1) происходит сдвиг спектра солитона с 1,56 мкм до 1,69 мкм. При трёх работающих накачках и настройке изоляторов Фарадея (путём изгиба волокна) удавалось увеличить этот сдвиг до 2,5 мкм, то есть перевести излучение из ближнего в средний ИК-диапазон (вид спектра представлен на рис. 10.4).

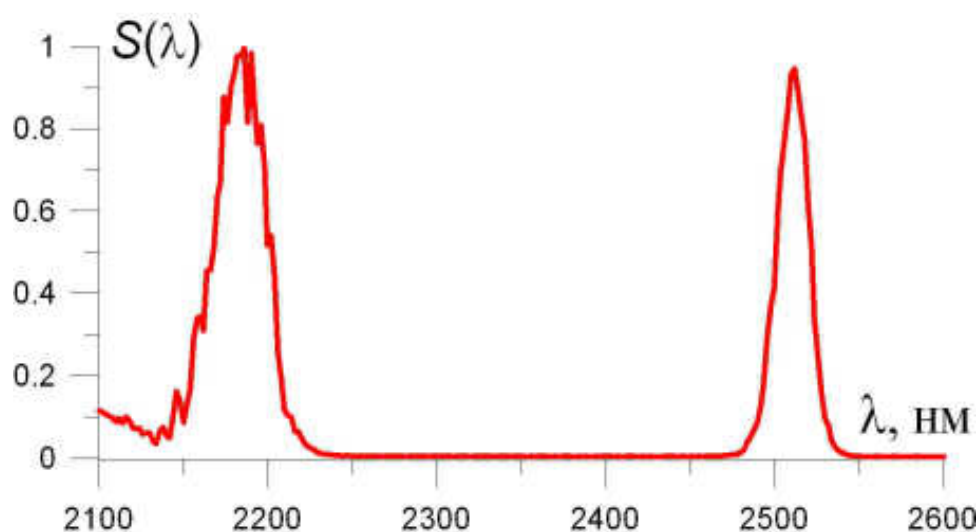


Рисунок 10.4 – Спектр излучения (область среднего ИК диапазона) на выходе германатного волокна (длина волокна – 20 м, работают все накачки)

Кроме сдвинутого по ВКР пика на 2,5 мкм на спектре возникает множество дополнительных пиков, в том числе отмеченный на 2,2 мкм и ещё ряд пиков на протяжении от 1,5 до 2 мкм (вид спектра представлен на рис. 10.5).

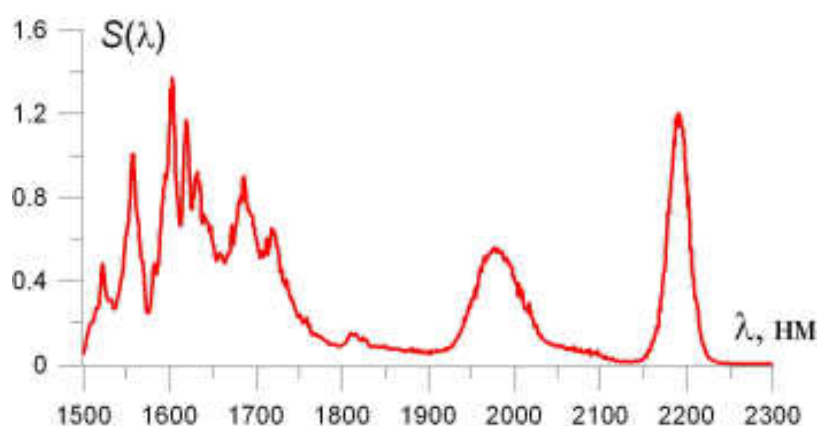


Рисунок 10.5 – Спектр излучения (область ближнего ИК диапазона) на выходе германатного волокна (длина волокна – 20 м, работают все накачки).

Эти пики, вероятно, являются результатом преобразования сплошного спектра суперконтинуума на большой длине волокна за счёт вынужденного комбинационного рассеяния. Не исключено, также, что многочисленные пики – это результат развала исходного солитона высокого порядка на множество простых солитонов, имеющих разную энергию и длительность и потому спектр их в разной степени смещается по ВКР по мере движения в волокне.

Количество и интенсивность вторичных пиков увеличивается по мере роста мощности излучения и сдвига спектра в красную сторону. В данном отрезке волокна при наиболее сильном сдвиге, когда спектр рамановского солитона смещается до длины волны около 2,6 мкм, получается следующий спектр (показан на рис. 10.6).

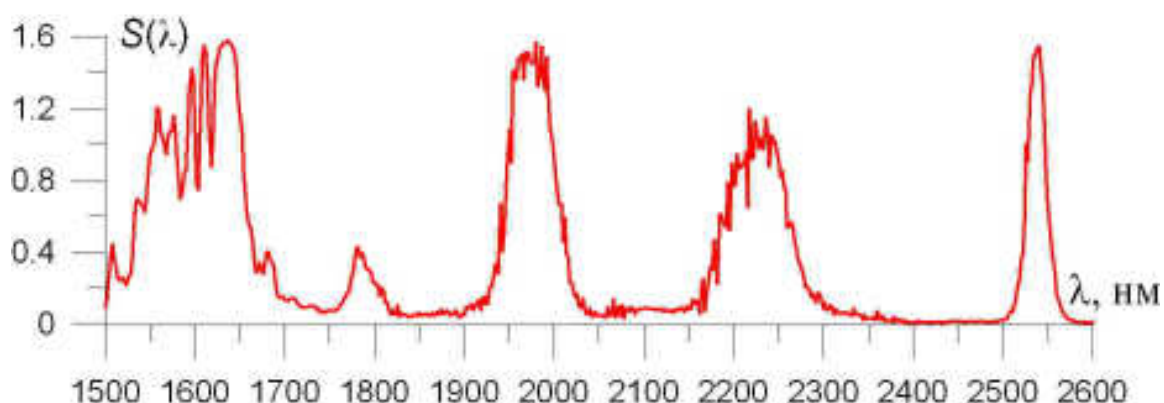


Рисунок 10.6 - Спектр излучения на выходе из германатного волокна (длина волокна – 15 м, работают все накачки).

Данный спектр получен на куске германатного волокна №5, имеющего длину 15 м. Спектр солитона на 2,6 мкм имеет вид, характерный для солитонов (спектр солитона представлен на рис. 10.7)

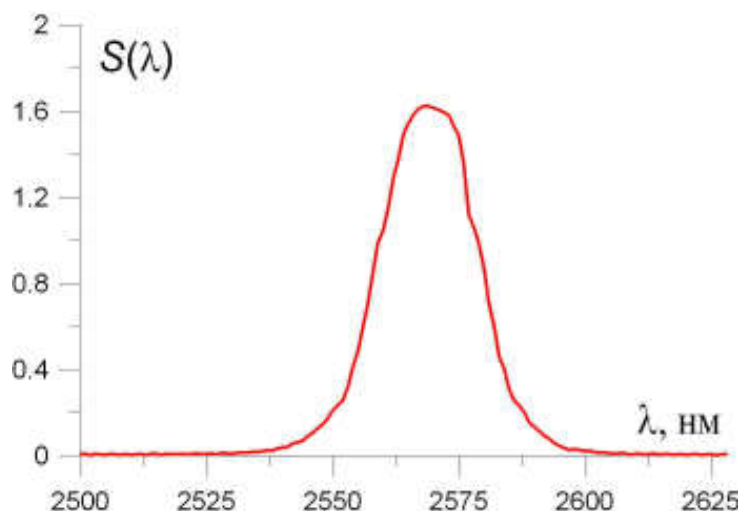


Рисунок 10.7 – спектр излучения на выходе германатного волокна (длина волокна – 15 м, работают все накачки)

То, что данный пик на 2,56 мкм соответствует солитонному импульсу, подтверждает как вид спектра, так и измеренная с помощью автокоррелятора длительность импульсов, составляющая около 200–300 фс. В интервале от 1,5 до 2 мкм длительность импульса непосредственно измерялась с помощью автокоррелятора, фотоприёмник которого рассчитан на этот диапазон. Чтобы отсечь излучение на основной длине волны 1,56 мкм, применялись светофильтры. При переходе за 2 мкм, данный автокоррелятор применить не удавалось, и для регистрации длительности импульсов излучения оно направлялось на нелинейный кристалл, генерирующий излучение на удвоенной частоте (на длине волны 1–1,3 мкм). Чтобы отсечь основное излучение, имеющее примерно ту же длину волны, на пути излучения до нелинейного кристалла ставилась пластинка германия, непрозрачная для света с длиной волны до 1,5–2 мкм.

Спектральный максимум исследуемого солитона приходился на 2,56 мкм. Подбором мощности и волокон, а также регулировками элементов установки и усилителей удавалось сдвинуть этот пик до 2,6–2,65 мкм, то есть почти до фундаментального пика поглощения воды на 2,7 мкм. Такой сдвиг наблюдался в германатном волокне длиной 25 м при максимальной мощности излучения. Зарегистрированный в этом случае спектр имел вид, представленный на рис. 10.8.

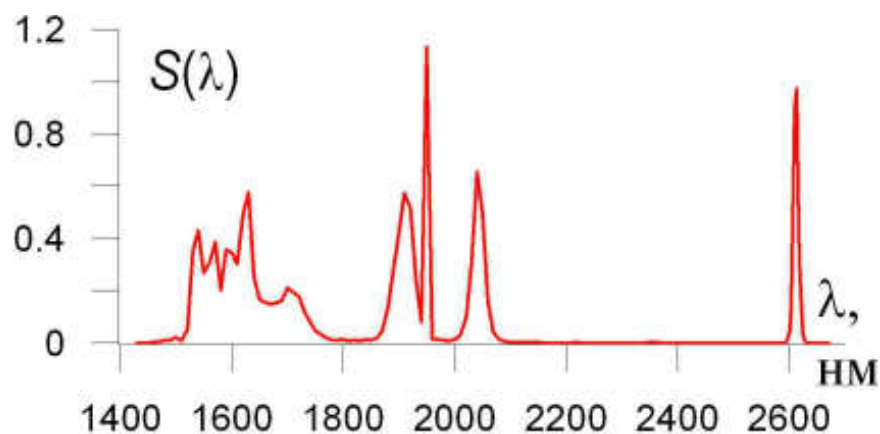


Рисунок 10.8 – Спектр излучения на выходе германатного волокна (длина волокна – 25 м, работают все накачки)

Из вида спектра следует, что интенсивность излучения на длине волны 2,63 мкм сопоставима с интенсивностью основного излучения на 1,56 мкм. То есть, осуществлён эффективный сдвиг спектра в средний ИК-диапазон, чем доказана возможность плавной перестройки излучения эрбиевого лазера в германатном волокне в сверхшироком диапазоне – от 1,5 мкм до 2,7 мкм (почти на октаву).

Заключение

Поставленные на 4 этап задачи выполнены полностью.

В ходе выполненных на этапе работ был изготовлен экспериментальный образец источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевинной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами, проведена диагностика прохождения лазерного излучения через образец.

Исследована генерация терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в изготовленной сэндвич-структуре с металлической подложкой и переменным воздушным зазором между этой металлической подложкой с сэндвич-структурой. Показано, что при уменьшении воздушного зазора более эффективно генерируются низкочастотные компоненты терагерцового спектра. Такое изменение спектра наблюдается в диапазоне толщин воздушного зазора от 20 до 0 мкм, при этом энергия терагерцового импульса увеличивается на 10-20%. При большей толщине воздушного зазора форма спектра и энергия ТГц излучения не изменяются. Обнаружено, что при использовании частотно-модулированных лазерных импульсов возможно увеличить эффективность оптико-терагерцовой конверсии до 2 раз. Достигнута рекордная эффективность оптико-терагерцовой конверсии 0.25% при использовании лазерных импульсов с энергией 15-25 мкДж.

В ходе экспериментального исследования изготовленного экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами получены локализованные терагерцовые поверхностные волны. Экспериментально определены оптимальные параметры оптической накачки для наиболее эффективного возбуждения терагерцовых плазмонов. Проведена экспериментальная оптимизация терагерцовой накачки микроструктурированной поверхности металла. Измерена локализация терагерцовых плазмонов.

Экспериментально исследована генерация терагерцового излучения высокоэнергетичными лазерными импульсами с наклонным фронтом

интенсивности в кристалле LiNbO_3 при криогенных температурах. Исследовано влияние длительности лазерного импульса и длины кристалла на энергию генерируемого ТГц излучения. Показано, что независимо от температуры кристалла эффективность резко насыщается при определенной интенсивности оптической накачки (на уровне несколько десятков ГВт/см^2) зависящей от длины кристалла и длительности импульса. На больших длинах кристалла (~ 1 см) наблюдалось падение эффективности при большой энергии накачки (более 1-2 мДж). При комнатной температуре и малой энергии лазерного импульса генерируемая ТГц энергия не зависит от длины кристалла и длительности импульса в диапазоне 150-300 фс. При криогенном охлаждении, когда уменьшаются поглощение ТГц излучения в кристалле, более эффективная генерация достигается при длине кристалла ~ 1 см и длительности импульса около 250 фс, что согласуется с ранее развитой теорией. Максимальная эффективность около 0.2 % была достигнута при криогенном охлаждении ~ 77 К, длительности импульса ~ 150 фс и длины кристалла ~ 5 мм.

Проведены экспериментальные исследования по проверке метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред. Показано, что зависимость эффективности генерации от величины напряженности внешнего электрического поля определяется способом фокусировки ионизирующего оптического излучения. При использовании сферических линз эффективность генерации терагерцового излучения возрастает с увеличением напряженности электрического поля более чем на два порядка. В случае аксиконных линз реакция на приложенное внешнее поле практически отсутствует.

Проведены эксперименты по генерации когерентного излучения в диапазоне мягкого рентгена при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности. Впервые была достигнута генерация рентгеновского излучения при распространении интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов в диэлектрическом капилляре в одномодовом режиме. Это позволило обеспечить большую длину области с высоким значением интенсивности лазерного излучения – более чем в 10 раз превосходящую релеевскую длину фокусировки в свободном пространстве, и, как

следствие, наблюдать рентгеновское излучение при рекордно низкой энергии лазерных импульсов.

Испытаны лабораторные макеты компактных импульсных перестраиваемых ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой. Исследована генерация в схеме Ho:YAG лазера в непрерывном режиме без АОМ. Проведена оптимизация выходной мощности путем достижения наилучшего согласования моды резонатора с областью накачки. Проведен анализ спектрального состава генерации. Показано, что генерация может идти на трех переходах, соответствующих линиям 2,091, 2,097 и 2,123 мкм в зависимости от добротности резонатора. Исследован импульсно-периодический режим генерации Ho:YAG лазера с применением акусто-оптического затвора. Исследован параметрический генератор света на кристалле ZnGeP₂. Изучены частотный спектр генерации ПГС, пространственное распределение генерируемых пучков и энергия импульсов генерации. Исследована установка для параметрической генерации света с использованием кристалла MgO:PPLN. Построены спектры излучения и выходной мощности ПГС.

Исследована возможность использования ПГС на PPLN в методе абсорбционной молекулярной лазерной спектроскопии. Показано, что для повышения чувствительности используемого метода требуется принципиальное изменение схемы источника излучения на основе кристалла PPLN.

Исследованы экспериментальные образцы гетероструктур для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами. Рассмотрены условия формирования мод люминесценции в полупроводниковом микрорезонаторе, образованном двумя плоскими зеркалами. Полученные спектры результирующего коэффициента отражения, а также угловые распределения ортогональных компонент люминесценции показывают, что можно обеспечить селекцию требуемой поляризации оптического поля для дальнейшего ее использования при получении мощной лазерной генерации в конфигурации с внешним резонатором.

Проведены исследования на лабораторной установке на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК

диапазона в средний ИК диапазон. Изучено преобразование спектра солитона в нескольких кусках германатного волокна, по очереди подвариваемых к выходу последнего усилителя. Проведён анализ критических условий, необходимые для проявления нелинейных эффектов, включая вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 **Bodrov, S.B.** Efficient Cherenkov emission of broadband terahertz radiation from an ultrashort laser pulse in a sandwich structure with nonlinear core / Bodrov S.B., Bakunov M.I., Hangyo M. // J. Appl. Phys. – 2008. – V. 104. – P.093105-1-093105-11.
- 2 **L’huillier, J. A.** Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – Part 1: Theory / J. A. L’huillier, G. Torosyan, M. Theuer, Y. Avetisyan, and R. Beigang // Appl. Phys. B – 2007. – V. 86. – P. 185-196.
- 3 **L’huillier, J. A.** Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – Part 2: Experiments / J. A. L’huillier, G. Torosyan, M. Theuer, C. Rau, Y. Avetisyan, and R. Beigang // Appl. Phys. B – 2007. – V. 86. – P. 197-208.
- 4 **Hebling, J.** Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation / J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma, and J. Kuhl // Opt. Express – 2002. – Vol. 10. – Issue 21 - P. 1161-1166.
- 5 **Stepanov, A. G.** Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification / A. G. Stepanov, J. Kuhl, I. Z. Kozma, E. Riedle, G. Almási, J. Hebling // Opt. Express – 2005 – Vol. 13 – Issue 15 – P. 5762-5768.
- 6 **Yeh, K.-L.** Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulses by optical rectification / K.-L. Yeh, M. C. Hoffman, J. Hebling, and K. A Nelson // Appl. Phys. Lett. – 2007 – Vol. 90 – 171121.
- 7 **Stepanov, A. G.** Generation of 30 μ J single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification / A.G. Stepanov, L. Bonacina, S. V. Chekalin, J.-P. Wolf // Opt. Lett. – 2008 – Vol. 33 – Issue 21 - P. 2497-2499.
- 8 **Hoffmann, M. C.** Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm / M.C. Hoffmann, K.-L. Yeh, J. Hebling, and K. A. Nelson // Opt. Express – 2007 – Vol. 15 - Issue 18 – P. 11706-11713.

- 9 **Auston, D. H.** Subpicosecond electro-optic shock waves / D. H. Auston // Appl. Phys. Lett. – 1983. – V. 43. – P. 713-715.
- 10 **Theuer, M.** Efficient generation of Cherenkov-type terahertz radiation from a lithium niobate crystal with a silicon prism output coupler / M. Theuer, G. Torosyan, C. Rau, R. Beigang, K. Maki, C. Otani, and K. Kawase // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 88. – P. 071122.
- 11 **Bodrov, S. B.** Highly efficient optical-to-terahertz conversion in a sandwich structure with LiNbO₃ core / S.B. Bodrov, A. N. Stepanov, M. I. Bakunov, B. V. Shishkin, I. E. Ilyakov, and R. A. Akhmedzhanov, // Optics Express. – 2009. – V. 17. – P. 1871-1879.
- 12 **Bakunov, M. I.** Si–LiNbO₃–air–metal structure for concentrated terahertz emission from ultrashort laser pulses / M.I. Bakunov, S.B. Bodrov // Applied Physics B. – 2010. – V. 98. – P. 1–4.
- 13 **Williams, C. R.** Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces / R. Williams, S. R. Andrews, S. A. Maier, A. I. Fernandez-Dominguez, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal // Nature Photon. – 2008. – Vol. 2. – Pp. 175–179.
- 14 **O'Hara, J. F.** Prism coupling to terahertz surface plasmon polaritons / O'Hara J.F., Averitt R.D., Taylor A.J. // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13, no. 16. – Pp. 6117–6126.
- 15 **Isaac, T. H.** Determining the terahertz optical properties of subwavelength films using semiconductor surface plasmons / Isaac T.H., Barnes W. L., Hendry E. // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 93. – P. 241115.
- 16 **Bakunov, M. I.** Cherenkov radiation of terahertz surface plasmon polaritons from a superluminal optical spot / Bakunov M.I., Maslov A.V., Bodrov S.B. // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 72. – P. 195336.
- 17 **Bakunov, M. I.** Phase-matched generation of a terahertz surface wave by a subluminal optical strip / Bakunov M.I., Maslov A.V., Bodrov S.B. // J. Appl. Phys – 2005. – Vol. 98. – P. 033101.

- 18 **Bakunov, M. I.** Below-band-gap excitation of a terahertz surface plasmon-polariton / Bakunov M.I., Maslov A.V., Bodrov S.B. // J. Appl. Phys. – 2006. – Vol. 100. – P. 026106.
- 19 **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.
- 20 **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.
- 21 Научно-технический отчет о выполнении 2 этапа Государственного контракта П1263 от 09.06.2010г. «Разработка эффективных нелинейно-оптических методов генерации сильно локализованных терагерцовых полей» / М.В. Царев, М.И. Бакунов, С.Б. Бодров, С.А. Лаврентьев, Е.А. Машкович, Р.В. Михайловский. Нижний Новгород, 2010.
- 22 **Bakunov, M.I.** Terahertz generation with tilted-front laser pulses: dynamic theory for low-absorbing crystals / M.I. Bakunov, S.B. Bodrov, E.A. Mashkovich // J. Opt. Soc. Am. B. – 2011. – V. 28. – P.1724-1734.
- 23 **Быстров, А. М.** Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое газа / А. М. Быстров, Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – Т. 82. – С. 852.
- 24 **Ахмеджанов, Р. А.** Генерация терагерцового излучения при аксиконной фокусировке ионизирующих лазерных импульсов / Р. А. Ахмеджанов, И. Е. Иляков, В. А. Миронов, Е. В. Суворов, Д. А. Фадеев, Б. В. Шишкин // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 88. – С. 659.
- 25 **Sprangle, P.** Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces / P. Sprangle, J. R. Penano, B. Hafizi, and C. A. Kapetanakis // Phys. Rev. E. – 2004. – V. 69. – P. 066415.
- 26 <http://spectra.iao.ru>

- 27 **Koyama, F.** Room temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface emitting laser / F.Koyama, S.Kinoshita, K.Iga // Appl.Phys.Lett. – 1989. –V.55, - P.221-226.
- 28 **Chang-Hasnain, C.J.** Tunable VCSELs // IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electron. – 2000. - V.6, N.6. – P.978-987.
- 29 **Tropper, A.** Vertical-external-cavity semiconductor lasers / A. Tropper, H. Foreman, A. Garnache, K. Wilcox, and S. Hoogland // J. Phys. D. Appl. Phys. – 2004. –V.37. - R75–R85.
- 30 **Shultz, N.** High-brightness long-wavelength semiconductor disk lasers / N.Shultz, J.M.Hopkins, M.Rattunde, D.Burns, J.Wagner // Laser & Photon. Rev. – 2008. – Vol. 2, № 3 – P.160–181.
- 31 **Choquette, K.D.** Gain Dependent Polarization Properties of Vertical Cavity Lasers / K.D.Choquette, R.P.Schneider, K.L.Lear R.E.Leibenguth // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. - 1995. - V.1, N.2. - P.661-666.
- 32 **Блохин, С.А.** Вертикально-излучающие лазеры на основе массивов субмонослойных квантовых точек InGaAs / С.А.Блохин, Н.А.Малеев, А.Г.Кузьменков, Ю.М.Шерняков, И.И.Новиков, Н.Ю.Гордеев // ФТП. – 2006. – т. 40, № 5. – С.633-638.
- 33 **Park, S.H.** Mode-Stabilized Operation in a Microlens-Integrated 980nm Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser / S.H.Park, S.Lee, H.Jeon // Opt.Review – 2006. – V.13, N.3. - P.146-148.
- 34 **Zhou, Y.** Design and analysis of optically pumped semiconductor VECSEL with ANECz optical control layer / Y.Zhou, D.Zhao, Y.Li, Q.Yang // Chin.Opt. Lett. – 2008. - V.6, N.11. - P.855-857.
- 35 **Fan, L.** Tunable high-power high-brightness linearly polarized vertical external cavity surface emitting lasers / L. Fan, M. Fallahi, J.T. Murray, R. Bedford, Y. Kaneda, A.R. Zakharian, J. Hader, J.V. Moloney, W. Stolz, S.W. Koch // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V.88. P.021105.
- 36 **Kuhn, E.** Numerical study of the influence of an antireflection coating on the operating properties of vertical-external-cavity surface-emitting lasers /

- E.Kühn, A.Thränhardt, C.Bückers, S.W. Koch, J. Hader et al. // J.Appl.Phys. - 2009. - V.106. - P.063105
- 37 **Coldren, L.A.** Diode laser and photonic integrated circuit // L.A.Coldren and S.W.Corzine. New York: Wiley. – 1995. – 594 p.
- 38 **Adachi, S.** GaAs, AlAs, and Al_xGa_{1-x}As: Material parameters for use in research and device applications // J. Appl. Phys., - 1985. - V.58, N.3. - P.R1-R29.
- 39 **Yu, F.** Proposed enhancement of single mode operation in VCSELs using diffused quantum well structures / F.Yu, P.C.Chui // Optical and Quantum Electronics. – 1998. – V.30. - P.71-77.
- 40 **Nakwaski, W.** VCSEL structures used to suppress higher-order transverse modes // Opto–Electron. Rev. - 2011.- V.19, N.1. - P.119-129.
- 41 **Zakharian, A.R.** Experimental and theoretical analysis of optically pumped semiconductor disk lasers / A. R. Zakharian, J. Hader, J. V. Moloney, S. W. Koch, P. Brick, and S. Lutgen // Appl. Phys. Lett. – 2003. - V.83. - P.1313 - 1315.
- 42 **Агравал Г.П.** Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996.