#### 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.№ 1.1.2.0563.6

**УТВЕРЖДАЮ** 

Проректор по научной работе

\_\_\_\_\_ С.Н.Гурбатов «\_\_\_»\_\_\_\_ 2012 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 шестого этапа государственного контракта

№ 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г.

Наименование этапа: «Обобщение и оценка результатов исследований»

Руководитель НИР, зав. каф. общей физики ННГУ, д.ф.-м.н., профессор

М.И.Бакунов

подпись, дата

Нижний Новгород 2012

# СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Рукоролители теми ээр кэф общей		М.И.Бакунов
физики ННГУ, д.фм.н., профессор	подпись, дата	(введение, заключение)
Исполнители темы		
Зав. каф. квантовой радиофизики ННГУ,		Андронов А.А.
д.фм.н., член-корр. РАН		(введение, разделы
	подпись, дата	1-3)
Профессор каф. квантовои радиофизики		Сергеев А.М.
динамики и оптики ИПФ РАН, д.фм.н., член-корр. РАН	подпись, дата	(введение, разделы 1, 2)
Профессор каф. электродинамики ННГУ, л.фм.н., профессор		Гильденбург В.Б.
	подпись, дата	(разделы 1, 2)
Ведущий научный сотрудник ННГУ,		Степанов А.Н.
зав. лаб. ИПФ РАН, д.фм.н.	подпись, дата	(разделы 1, 2)
Профессор каф. общей физики, д.фм.н.		Грибова Е.З.
	подпись, дата	(разделы 1, 2)
		<b>Жикор</b> С Ц
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф	полнист пата	муков С.п. (разделы 1-2)
м.н., доцент	подпись, дата	(pusition 1, 2)
Лоцент каф. общей физики ННГУ. к.ф		Захаров Ю.Н.
м.н., доцент	подпись, дата	(разделы 2, 5)
Велущий научный сотрудник ННГУ		Рабикин М Ю
велуший научный сотрудник ИПФ РАН.	полнист пата	(разделы 1. 2)
к.фм.н.	подпись, дата	
Старший научный сотрудник ННГУ,		Корытин А.И.
старший научный сотрудник ИПФ РАН,	подпись, дата	(разделы 2, 3)
к.ψм.н. Мланиний научиний сотрудник ННГУ		Evenuu M IO
млалший научный сотрудник ИПФ		(разлелы 1, 2)
РАН, к.фм.н.	подпись, дата	(Fundament et al., -)
Научный сотрудник ННГУ, научный		Быстров А.М.
сотрудник ИПФ РАН, к.фм.н.		(разделы 1, 2)
	подпись, дата	
Доцент каф. квантовой радиофизики		Маругин А.В.
ННГУ, к.фм.н., доцент	подпись, дата	(разделы 1-5)
		Савикин А.П.
Доцент каф. квантовой радиофизики		(разделы 1-3)
ппп у, к.фм.н., доцент	подпись, дата	···· = =
Старший преподаватель каф. квантовой		Шарков В.В.
радиофизики ННГУ, к.фм.н.	подпись, дата	(разделы 1-3)
	· · · ·	

Старший преподаватель каф. общей		Лонин А.Л.
физики ННГУ, к.фм.н.	подпись, дата	(раздел 1)
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф		Бодров С.Б. (разделы 1-3)
	подпись, дата	
Доцент каф. электродинамики ННГУ, с.н.с. ИПФ РАН, к.фм.н.		Введенский Н. В. (раздел 1)
	подпись, дата	Парев М.В.
Старший преподаватель каф. общей физики ННГУ, к.фм.н.	подпись, дата	(разделы 1-3)
Младший научный сотрудник ННГУ, младший научный сотрудник ИПФ		Коржиманов А. В.
РАН, к.фм.н.	подпись, дата	(разделы 1, 2)
Младший научный сотрудник ННГУ, к.фм.н.		Бакунов Г.М. (разделы 1, 2)
	подпись, дата	
Ассистент каф. общей физики ННГ у		(разделы 1, 2)
	подпись, дата	
Электроник каф. квантовой радиофизики, к.фм.н.		Еремейкин О.Н. (разделы 1-3)
	подпись, дата	ПСА
Электроник каф. общей физики ННГУ		(раздел 3)
	подпись, дата	Михайловский Р В
Аспирант ННГУ	подпись, дата	(раздел 2)
		Машкович Е.А.
Аспирант ННГ У		(раздел 2)
Асцирант ННГУ	подпись, дата	Святошенко Д.Е.
	полпись, дата	(разделы 1-3)
Аспирант ННГУ		
	подпись, дата	(разделы 1-3)
Аспирант ННГУ		Скрыль А С
	полнись дата	(раздел 1)
Аспирант ННГУ	nogimed, gara	Семиков С А
	подпись, дата	(раздел 2)
Аспирант ННГУ		Егоров А.С.
	подпись, дата	(разделы 1-3)
Студент ННГУ		Малышев Н.К.
	подпись, дата	(раздел 3)

Студент ННГУ

подпись, дата

Горелов С.Д. (раздел 2)

Нормоконтролер Зав. лаб. каф. общей физики ННГУ

подпись, дата

Краснов В.А. (разделы 1 - 3)

## РЕФЕРАТ

Отчет 106 с., 1 ч., 44 рис., 2 табл., 22 источн., 0 прил.

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

В отчете представлены результаты исследований по 6 этапу Государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г. по теме: электромагнитных излучений в неосвоенных «Генерация 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: Обобщение результатов предыдущих этапов работ. Оценка полноты решения задач и эффективности полученных результатов в сравнении с современным научно-техническим уровнем. Проведение дополнительных исследований. Оценка возможности создания конкурентоспособной продукции и услуг и разработка рекомендаций по использованию результатов проведенных НИР, включая предложения по коммерциализации. Разработка программы внедрения результатов НИР в образовательный процесс Разработка научно-методических материалов к курсам лекций: «Лазерные методы генерации терагерцового излучения», «Лазерная спектроскопия», «Сверхсильные оптические поля». «Фемтосекундная оптика», «Твердотельные лазеры с диодной накачкой», «Численные методы прикладной электродинамики».

Разработка научно-методических материалов к лабораторным практикумам по терагерцовой и ИК спектроскопии, фемтосекундной и нелинейной оптике.

Научные результаты: В ходе выполненных на этапе работ обобщены результаты предыдущих этапов работ и проведена оценка полноты решения задач и эффективности полученных результатов в сравнении с современным научно-техническим уровнем для задачи создания компактного И эффективного источника терагерцовых поверхностных плазмонов, направляемых структурированной поверхностью металла; задачи генерации объемного терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах с использованием сэндвичструктуры и лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности; задачи когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности; задачи разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред; задачи разработки метода формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах; задачи разработки теории генерации мягкого рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистски сильного лазерного излучения с резкой границей плазмы; задачи разработки гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором И оптической накачкой; задачи разработки и реализации оптимизированных схем твердотельных лазерных генераторов для параметрических генераторов света и спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона. дополнительные возможности эффективной Проведены исследования терагерцовой генерации В сэндвич-структуре использовании при малоэнергичной лазерной накачки и двумерной фокусировкой накачки в слой LiNbO3 (LN); генерации широкополосного терагерцового излучения длинным плазменным каналом. возникающим при фокусировке окружающий мощных фемтосекундных лазерных воздух ИМПУЛЬСОВ аксиконной линзой; генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах; генерационных характеристик лазера на кристалле YAlO3 с диодной накачкой.

Проведена оценка возможности создания конкурентоспособной продукции и услуг разработка рекомендаций по использованию результатов И проведенных НИР, включая предложения по коммерциализации для схемы генерации широкополосного терагерцового излучения при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в сэндвич-структуре; для метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред; для создания высокоярких источников; ДЛЯ теории генерации мягкого рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистски сильного лазерного излучения с резкой границей плазмы; для оптимизированных схем твердотельных лазерных генераторов для параметрических генераторов света и спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона.

Разработана программа внедрения результатов НИР в образовательный процесс.

Разработаны научно-методические материалы к курсам лекций: «Лазерные методы генерации терагерцового излучения», «Лазерная спектроскопия», «Сверхсильные оптические поля», «Фемтосекундная оптика», «Твердотельные лазеры с диодной накачкой», «Численные методы прикладной электродинамики».

Разработаны научно-методические материалы к лабораторным практикумам по терагерцовой и ИК спектроскопии, фемтосекундной и нелинейной оптике.

# СОДЕРЖАНИЕ Введение

Введение	11
1 Обобщение результатов предыдущих этапов работ. Оценка полноты решения задач и эффективности полученных результатов в сравнении с современным наущио-техническим уровнем	13
1.1 Генерация терагериовых поверхностных волн	13
1.2 Генерация объемного терагериового излучения фемтосекунлными	34
лазерными импульсами в электрооптических кристаллах с использованием	0.
сэндвич-структуры и лазерных импульсов с наклонным фронтом	
интенсивности	
1.3 Когерентная генерация мягкого рентгеновского излучения при накачке	36
многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением	
фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности	
1.4 Разработка метода генерации терагерцового излучения при оптическом	51
пробое сплошных и нанодисперсных сред	
1.5 Разработка метода формирования коротких импульсов излучения в	53
вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных	
диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения	
мультитераваттного уровня мощности в газах	
1.6 Разработка теории генерации мягкого рентгеновского излучения при	57
взаимодеиствии релятивистски сильного лазерного излучения с резкои	
границеи плазмы	60
1.7 Разработка тетероструктур на основе соединении шоар–баАз и InCo A1As, Co As, инд нолицойного иросброзорония ностоти р	00
поалах-оалу для нелинейного преобразования частоты в	
нолупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической	
1 8 Разработка и реализация оптимизированных схем твердотельных	69
лазерных генераторов лля параметрических генераторов света и	07
спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона	
2 Проведение дополнительных исследований	73
2.1 Генерация ТГц излучения в сэндвич-структуре при использовании	73
оптической накачки нДж уровня энергии	
2.2 Генерация широкополосного терагерцового излучения длинным	79
плазменным каналом, возникающим при фокусировке в окружающий воздух	
мощных фемтосекундных лазерных импульсов аксиконной линзой	
2.3 Генерация высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного	81
уровня мощности в газах	
2.4 Исследование генерационных характеристик лазера на кристалле YAIO3 с	83
диодной накачкой	0.1
3 Оценка возможности создания конкурентоспособной продукции и услуг и	91
разраоотка рекомендации по использованию результатов проведенных пит,	
3.1 Оценка возможности применения схемы генерация широкополосного	91
терагериового излучения при оптическом выпрямлении фемтосекунлных	/1
лазерных импульсов в сэндвич-структуре	
3.2 Оценка возможности применения метода генерации терагерцового	92
излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред	

3.3 Оценка возможности применения результатов НИР для создания высокоярких источников	92
3.4 Оценка возможности применения теории генерации мягкого рентгеновского издучения при взаимодействии редятивистски сильного	93
лазерного излучения с резкой границей плазмы	
3.5 Оценка возможности применения оптимизированных схем твердотельных	93
лазерных генераторов для параметрических генераторов света и	
спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона	
4 Разработка программы внедрения результатов НИР в образовательный	94
процесс	
5 Разработка научно-методических материалов к курсам лекций: «Лазерные методы генерации терагерцового излучения», «Лазерная спектроскопия»,	96
«Сверусильные оптические поля». «Фемтосекундная оптика». «Тверлотельные	
лазеры с диодной накачкой», «Численные методы прикладной электролинамики».	
лазеры с диодной накачкой», «Численные методы прикладной электродинамики». Разработка научно-методических материалов к лабораторным практикумам по терегериовой и ИК спектроскопии. фемтосекущиюй и нелицейной онтико	
лазеры с диодной накачкой», «Численные методы прикладной электродинамики». Разработка научно-методических материалов к лабораторным практикумам по терагерцовой и ИК спектроскопии, фемтосекундной и нелинейной оптике. Заключение	99

## 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

ТГц - терагерцовый

ВУФ – вакуумный ультрафиолет

LN – ниобат лития, LiNbO<sub>3</sub>

ПГС – параметрический генератор света

ФРЭЭ – функция распределения электронов по энергии

#### введение

В отчете представлены результаты исследований по 6 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 6 этапу были запланированы следующие работы.

1. Обобщение результатов предыдущих этапов работ. Оценка полноты решения задач и эффективности полученных результатов в сравнении с современным научно-техническим уровнем

2. Проведение дополнительных исследований

3. Оценка возможности создания конкурентоспособной продукции и услуг и разработка рекомендаций по использованию результатов проведенных НИР, включая предложения по коммерциализации

4. Разработка программы внедрения результатов НИР в образовательный процесс

5. Разработка научно-методических материалов к курсам лекций: «Лазерные методы генерации терагерцового излучения», «Лазерная спектроскопия», «Сверхсильные оптические поля», «Фемтосекундная оптика», «Твердотельные лазеры с диодной накачкой», «Численные методы прикладной электродинамики».

Разработка научно-методических материалов к лабораторным практикумам по терагерцовой и ИК спектроскопии, фемтосекундной и нелинейной оптике.

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 ультракоротких мощных лазерных импульсов при ИХ взаимодействии с электрооптическими кристаллами, газовыми и плазменными использование разработанных методов средами, а также ДЛЯ создания

экспериментальных образцов компактных высокоэффективных источников указанных излучений.

# 1 Обобщение результатов предыдущих этапов работ. Оценка полноты решения задач и эффективности полученных результатов в сравнении с современным научно-техническим уровнем

#### 1.1 Генерация терагерцовых поверхностных волн

Актуальность разработки методов генерации терагерцовых поверхностных волн связана с перспективами практических приложений таких волн для спектроскопии И сенсорики биологических тканей И макромолекул, кристаллических материалов, взрывчатых и других веществ. При анализе тонких количеств вещества для того, пленок и сверхмалых чтобы обеспечить требуется необходимую чувствительность, сконцентрировать терагерцовое излучение в малой (с микронными или даже субмикронными размерами) области пространства. В силу локализации поверхностных волн их характеристики чрезвычайно чувствительны к состоянию границы.

В данной НИР был разработан метод прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов  $(\Pi\Pi)$ на микроструктурированной поверхности металла [1]. Суть метода состоит в возбуждении фемтосекундными лазерными импульсами нелинейного поляризационного источника, движущейся вдоль волноведущей поверхности со сверхсветовой скоростью и излучающего терагерцовые поверхностные волны за счет эффекта Черенкова. В качестве нелинейной среды для создания поляризационного источника может выступать полоска нелинейного материала, нанесенная на волноведущую поверхность, или нелинейный кристалл, прижатый к торцу волноведущей структуры. В данном методе, в отличие от стандартных схем ввода излучения в открытые волноведущие структуры, не требуется внешний терагерцовый источник и отсутствуют неизбежные при вводе потери.

На первом этапе данной НИР была разработана полная теория предложенного в работе [1] метода генерации терагерцовых ПП для произвольной ориентации скорости сверхсветового нелинейного источника (нелинейной полоски) относительно бороздок гребенчатой структуры. Исследована структура полей и спектрально-угловое распределение энергии генерируемых ПП для различных ориентаций скорости источника. Найдены условия (параметры гребенчатой

структуры, угол падения лазерного импульса), обеспечивающие максимальную эффективность оптико-терагерцовой конверсии.

Рассматриваемая схема оптической генерации терагерцовых ПП представлена на рисунке 1.1.1. На гребенчатую поверхность металла (с бороздками прямоугольного сечения ширины *a*, глубины *h* и периодом *d*) нанесена полоска электрооптического материала. В отличие от работы [1], полоска ориентирована под произвольным углом  $\gamma$  к бороздкам структуры. Сфокусированный вдоль оси *x* фемтосекундный лазерный импульс падает на полоску в плоскости *y*,*z* под углом  $\alpha$ и создает световое пятно, движущееся вдоль оси *z* со сверхсветовой скоростью *V* = *c*/sin $\alpha$  (*V* > *c*). Наводимая в области пятна в результате выпрямления оптического поля нелинейная поляризация служит источником черенковского излучения в виде объемных (уходящих от поверхности металла) и поверхностных терагерцовых волн.



Рисунок 1.1.1 – Схема генерации. Световое пятно, создаваемое наклонно падающим фемтосекундным лазерным импульсом, движется со скоростью V > с вдоль полоски электрооптического (ЭО) материала, нанесенной на гребенчатую поверхность металла. Наводимая в пятне нелинейная поляризация возбуждает асимметричный конус терагерцовых ПП. Ориентация полоски относительно бороздок гребенки задается углом γ.

В последующем анализе металл полагается идеальным проводником. Толщина нелинейной полоски и ее ширина считаются малыми по сравнению с длиной терагерцовой волны, так что влиянием полоски на генерируемые терагерцовые волны можно пренебречь. Глубина проникновения лазерного излучения в материал полоски предполагается малой по сравнению с толщиной полоски, что характерно для случая, когда энергия кванта лазерной накачки превышает ширину запрещенной зоны материала полоски (полупроводника). Так, например, глубина проникновения излучения титан-сапфирового лазера (с длиной волны 800 нм) в GaAs составляет около 1 мкм. Мы ограничимся исследованием стационарного режима генерации в бесконечно длинной структуре, не рассматривая переходные процессы в начале и в конце полоски.

В рамках указанных приближений была записана наводимая в полоске нелинейная поляризация, а для расчета терагерцовых полей **E** и **B**, возбуждаемых движущейся нелинейной поляризацией были использованы уравнения Максвелла. Следуя разработанному в работах [1, 2] подходу, полученная система уравнений была решена методом преобразования Фурье, а решения полученных уравнений записаны в виде суперпозиции *s*- и *p*-поляризованных волн для полупространства y > 0 и в виде фундаментальной моды гребенчатой структуры для бороздок структурированной поверхности при y < 0. Полученные решения были сшиты граничными условиями. В результате были найдены амплитуды волн и выражения для полей в виде интегралов Фурье. Методом контурного интегрирования в комплексной плоскости были найдены поля поверхностных волн, получены асимптотические выражения для полей. Исследованы зависимости парциальной и стационарной частоты ПП от угла распространения при различных направлениях движения нелинейного источника (см. рисунок 1.1.2).



Рисунок 1.1.2 – Зависимости парциальной частоты поверхностных плазмонов  $\omega_s(\phi)$  (сплошные кривые) и стационарной частоты поверхностных плазмонов  $\omega_0(\phi)$  (пунктирные кривые) при a/d = 0.5, h = 15 мкм,  $\beta$  = 1.15 ( $\alpha$  = 60°) и  $\gamma$  = 0°, 30°, 60°, 90°.

Показано, что изменяя ориентацию движения нелинейного источника относительно бороздок гребенчатой структуры, можно эффективно управлять видом генерируемого волнового пакета терагерцовых ПП.

Для того, чтобы оптимизировать параметры структуры с целью увеличения эффективности генерации терагерцовых ПП, было проведено исследование энергии и спектральной плотности энергии терагерцовых ПП в зависимости от параметров задачи. Было показано, что вклад *p*-поляризованных полей доминирует в основной части спектра в широком интервале значений параметров. Также было показано, что значение угла  $\alpha$ , при котором достигается максимум энергии  $W_{\pm}$ , практически не зависит от ориентации нелинейной полоски (угла  $\gamma$ ) и составляет  $\alpha \approx 60^{\circ}-70^{\circ}$ . Оптимальное (в смысле максимума  $W_{\pm}$ ) значение глубины бороздки *h* оказывается приблизительно одним и тем же,  $h \approx 15$  мкм, для углов  $\gamma = 0^{\circ}$ ,  $30^{\circ}$ ,  $60^{\circ}$ . Для  $\gamma = 90^{\circ}$  энергия  $W_{\pm}$  возрастает с увеличением *h*. Увеличение *h*, однако, ведет также к уменьшению предельной частоты  $\pi c / (2h \sqrt{1-\beta^{-2}})$ , ограничивающей сверху спектр генерируемых частот. При сближении предельной частоты с максимумом спектра (что имеет место при h > 40 мкм) можно ожидать нарушения использованного в расчетах одномодового приближения. На рисунке 1.1.3 показана спектральная плотность энергии при различных углах ориентации полоски  $\gamma = 30^{\circ}$ ,  $60^{\circ}$ ,  $90^{\circ}$  и оптимальных значениях параметров  $\alpha$  и *h* (для  $\gamma = 0^{\circ}$  соответствующий график приведен в работе [1]). Как следует из рисунка 1.1.3(а), с увеличением угла  $\gamma$  эффективность генерации терагерцовых ПП возрастает (для  $\gamma = 90^{\circ}$  – примерно на порядок по сравнению с  $\gamma = 0^{\circ}$ , ср. с [1]), а максимум генерируемого спектра энергии сдвигается от 2.5 ТГц к 4.7 ТГц. При этом уменьшается масштаб локализации ПП над волноведущей поверхностью (рисунок 1.1.3(б)).



Рисунок 1.1.3 – Спектральная плотность энергии (а) и частотная зависимость масштаба локализации ПП к<sup>-1</sup> (б) при a/d = 0.5,  $\gamma = 30^{\circ}$ , 60°, 90° и оптимальных параметрах  $\alpha$  и h:  $\alpha = 60^{\circ}$ , h = 15 мкм при  $\gamma = 30^{\circ}$ , 60° и  $\alpha = 70^{\circ}$ , h = 40 мкм при  $\gamma = 90^{\circ}$ . Параметры накачки –  $\tau_{FWHM} = 150 \text{ фc}$ ,  $\ell_{\perp FWHM} = 30 \text{ мкм}$ ,  $I_0 = cE_0^2/(8\pi) = 50 \text{ }_{\Gamma \text{BT/cm}^2}$ .

Таким образом, на первом этапе НИР построена теория недавно предложенного метода оптико-терагерцовой конверсии – генерации терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной (в данной работе – гребенчатой) поверхности металла при сканировании фемтосекундными лазерными импульсами нанесенной на поверхность полоски электрооптического материала. Показано, что картина поля излучения существенно зависит от ориентации полоски относительно бороздок гребенки. Изменяя угол между полоской и бороздками, можно эффективно управлять длительностью, видом осциллограммы и спектром генерируемых волновых пакетов поверхностных плазмонов, в частности, варьировать положение максимума спектра в интервале 2.5–5 ТГц. Показано также, что энергия генерируемых волновых пакетов достигает максимума при угле падения лазерного пучка в 60°–70° для любой ориентации полоски, оптимальная же (в смысле максимума энергии) глубина бороздки зависит от ориентации. По сравнению с рассмотренным в [1] случаем ориентации полоски поперек бороздок энергетическая эффективность оптико-терагерцовой конверсии может быть увеличена примерно на порядок за счет выбора ориентации полоски вдоль бороздок.

На втором этапе НИР был подготовлен и создан экспериментальный образец для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами.

На основании выполненных на первом этапе НИР расчетов были выбраны эффективности оптимальные с точки зрения генерации терагерцовых поверхностных плазмонов параметры структуры: глубина бороздок h = 30-50 мкм и отношение ширины бороздок к периоду структуры a/d = 0.5. Период структуры, в соответствии с разработанной теорией, должен быть много меньше длин волн возбуждаемых плазмонов (100 – 300 мкм). Для простоты изготовления, был выбран период структуры 300 мкм. Габаритные размеры металлического образца, на котором вырезается микроструктура, были выбраны, с одной стороны, из соображений удобства закрепления необходимых элементов у поверхности, а с другой стороны, из соображений компактности. Оптимальными размерами было принято считать размеры 2x2 см<sup>2</sup>. Толщина металлического образца (2 мм) была выбрана исходя из удобства закрепления в оптической Эскизы схеме. экспериментальных образцов микроструктурированной металлической поверхности приведены на рисунке 1.1.4. Экспериментальный образец микроструктурированной металлической поверхности был изготовлен по данным

эскизам в НПП «Салют» (Нижний Новгород) методом фрезеровки с последующей химической полировкой в количестве пяти штук.



Размеры в мм.

Рисунок 1.1.4 – Эскизы экспериментального образца микроструктурированной металлической поверхности.



Рисунок 1.1.5 – Микрофотографии экспериментального образца: вид сверху (слева) и вид с торца (справа).

На рисунке 1.1.5 представлены микрофотографии одного из образцов, сделанные оптическим микроскопом с пятидесятикратным увеличением. Фотография сверху сделана в светлом поле, фотография с торца – в темном поле. Видны канавки гребенчатой структуры. Для создания нелинейного источника по методу [3,4], разработанному в ходе выполнения 1ого этапа Проекта, к боковой грани структурированной поверхности (на рисунке 1.1.4 сверху справа) был прикреплен кристалл LiNbO<sub>3</sub> <001> с полированным верхним торцом. При этом верхний срез кристалла на ~0,2 мм выступал над микроструктурированной поверхностью. Являясь прозрачным в ближнем ИК диапазоне, кристалл LiNbO<sub>3</sub> при его освещении через верхний торец лазерными импульсами титан-сапфирового лазера (800нм) позволяет создать движущийся над поверхностью нелинейный поляризационный источник терагерцовых плазмонов. Эффективный размер источника составляет порядка 0,2 мм по высоте (выступающая часть кристалла).

На третьем этапе НИР была проведена модернизация испытательного стенда для терагерцовых исследований. Общая схема испытательного стенда изображена на рисунке 1.1.6. Данная экспериментальная установка построена по широко распространенной схеме, В которой генерация терагерцовых импульсов осуществляется методом оптического выпрямления, а регистрация - методом электрооптического стробирования (electro-optic sampling). В качестве кристалла генератора ("Г" на рисунке 1.1.6) применяется кристалл ZnTe <110> толщиной 2 мм. В качестве накачки использлвались импульсы фемтосекундной лазерной системы Tsunami с центральной длиной волны 800 нм, шириной спектральной полосы 13 нм и энергией 10 нДж. Длительность импульсов составляла 90 фс. Терагерцовое излучение из кристалла генератора с помощью двух параболических зеркал (числовая апертура первого зеркала 1.4, второго - 0.7) фокусировалось в кристалл детектора Д. Между параболическими зеркалами был помещен исследуемый образец, В нашем случае экспериментальный образец микроструктурированной поверхности металла. Линейно (вертикально) поляризованный пробный лазерный пучок (разделение лазерного пучка на пучок накачки и пробный пучок осуществляется делителем, см. рисунок 1.1.6) проходил через отверстие во втором зеркале и также фокусируется в кристалл Д. Задержка времени прихода пробного импульса в кристалл варьируется в широком интервале путем изменения оптического пути пробного луча в линии задержки на основе уголкового отражателя, закрепленного на моторизованном прецизионном

координатном столике. Изменение (с некоторым шагом) времени прихода пробного импульса в кристалл детектора позволяло измерять электрическое поле терагерцового импульса с разрешением по времени, т.е. фактически снимать осциллограмму терагерцового поля. В качестве детектора в эксперименте использовался кристалл ZnTe толщиной 1 мм. После прохождения пробным пучком кристалла детектора, его поляризация с помощью четвертьволновой пластинки переводилась в близкую к круговой, после чего пробный пучок разделялся (с помощью призмы Волластона П-2, рисунок 1.1.6) на два пучка со взаимно детектируются перпендикулярной поляризацией, которые затем кремниевыми фотодиодами. Разность сигнала с двух диодов равна нулю в отсутствие терагерцового поля в кристалле детектора и некоторой конечной величине при наличии поля. Нестабильность поляризации в пробном пучке ведет к появлению шумов, которые примерно на три порядка превышают величину полезного сигнала, связанного с изменением поляризации из-за наличия терагерцового поля. Для устранения этого фактора помех применяется модуляция (прерывание) пучка накачки с частотой около 1550 Гц (с помощью механического прерывателя М на рисунке 1.1.6) и синхронное (на частоте модуляции) детектирование разностного сигнала с фотодиодов синхронным усилителем SR-830. Детектирование терагерцовых импульсов осуществляется сфокусированным до 50 мкм пробным лазерным импульсом. Диаметр перетяжки терагерцового пучка в фокусе второго параболического зеркала составляет, по оценкам, 130 мкм (для 3 ТГц) и более (для меньших частот).

В рамках третьего этапа НИР в существующую оптическую схему для генерации терагерцового излучения был внесен ряд изменений. Модернизация коснулась части схемы между параболическими зеркалами (эта часть схемы показана на рисунке 1.1.7). Между параболическими зеркалами на вращательной подвижке установлена микроструктурированная поверхность (МП). В перетяжку терагерцового излучения для возбуждения поверхностных волн установлен экран на моторизованной подвижке ( $\Pi_1$ ). На краю микроструктурированной подвижке ( $\Pi_2$ ). Между экранами 1 и 2 для контроля локализации терагерцового излучения установлен экран ( $\Pi_3$ ).

Перемещение экранов Л<sub>1</sub>, Л<sub>2</sub>, Л<sub>3</sub>, размещенных на моторизованных подвижках, ведется с компьютера через блок управления шаговыми двигателями подвижек. Благодаря моторизованному перемещению можно контролировать зазоры между лезвиями и микроструктурированной поверхностью с высокой точностью (шаг подвижки 1,25 мкм).



Рисунок 1.1.6 – Схема испытательного стенда для терагерцовых исследований.





Рисунок 1.1.7 – Схема модернизированной части испытательного стенда для терагерцовых исследований.

На четвертом этапе НИР были проведены исследования экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами.

При этом в дополнение к уже созданным образцам микроструктурированной поверхности (тип 1) были созданы новые образцы (тип 2), изготовленные методом фотолитографии и травления на дюралюминиевой подложке размером 10х10х3 мм. Данная структура имела период 110 мкм, ширину канавок 30 мкм, глубину канавок 10 мкм (рисунок 1.1.8).

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 [5-7]. 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 [6] или лезвие [5,7], 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 1.1.8 – Микрофотографии экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов (тип 2).

В качестве первого приближения и для исследования волноведущих свойств экспериментального образца было решено использовать стандартный метод возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов с помощью дифракции. В качестве источника свободно распространяющегося терагерцового излучения был использован волновода типа «сэндвич-структура» (рисунок 1.1.9). Такой волновод был предложен и успешно применен участниками проекта для генерации объемного терагерцового излучения с рекордной эффективностью [8,9].



Рисунок 1.1.9 – Схема генерации терагерцовых поверхностных плазмонов: фемтосекундный лазерный импульс, сфокусированный в линию, распространяется в слое LiNbO<sub>3</sub> 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 [2]. Генерирующая структура рисунка 1.1.9 обозначена С на рисунке 1.1.10. Цилиндрическая линза Ц-1 служит для фокусировки лазерного пучка в вертикальном направлении (плоскость рисунка горизонтальна) до размера ~ 50–100 мкм (на входной грани сэндвич-структуры). Цилиндрическая линза Ц-2 служит для ввода пучка в плоский волновод, слоем ниобата кремниевой образованный лития И призмой. Контроль эффективного ввода лазерного излучения в волновод осуществляется с помощью системы переноса изображения (линза Л-1, десятикратное увеличение) и ССО 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 1.1.10). Величина прохождения ~ 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 сэндвичструктуре 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 1.1.10). 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 сэндвичструктуры и волноведущей поверхности.



Рисунок 1.1.10 – Схема экспериментальной установки.

- К светоделительный клин
- М механический прерыватель
- Ц-1 цилиндрическая линза f=150мм
- Ц-2 цилиндрическая линза f=70мм
- С генерирующая структура
- Л-1 линза f=100мм системы переноса изображения
- Г детектор Голея
- Кл система коллимации терагерцового излучения
- П-1 поляризатор (призма Глана)
- Л-2 линза f=150мм
- П-2 поляризатор (призма Волластона)
- Д кристалл детектора
- λ/4 четвертьволновая пластинка
- ПК персональный компьютер

Детектирование поверхностной волны осуществлялось с помощью ячейки Голэя с кремниевым фильтром (помещалась в терагерцовый пучок, ТГц на рисунке 1.1.10).



Рисунок 1.1.11 – Фотография центральной части экспериментальной установки (вид сверху). Обозначения элементов соответствуют схеме рисунка 1.1.10. Прямой жирной линией показан ход лазерного пучка, волнистой линией – ход терагерцового пучка. Светлый квадрат – микроструктурированная поверхность. Система лезвий отсутствует на фотографии.

Далее было выполнено 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 сэндвичструктуры). 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).

Наконец, была измерена локализация поверхностных плазмонов. На рисунке 1.1.12 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  $\Pi_2$  (см. рисунок 1.1.12) выставлялось на высоту  $h_2$  порядка нескольких сотен микрометров над микроструктурированной поверхностью, а высота h<sub>1</sub> лезвия Л<sub>1</sub> измерялась от нуля до одного-двух миллиметров.



Рисунок 1.1.12 – Схема оптимизации возбуждения и измерения области локализации ПП.

В результате проведенных измерений было установлено, что оптимальное возбуждения поверхностных плазмонов происходит при h<sub>1</sub> около 600 мкм. В результате измерения области локализации было определено, что наибольшая мощность сосредоточена в плазмонах с областью локализации 700-800мкм.

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.

На пятом этапе НИР было проведено сопоставление результатов экспериментов с результатами расчетов и математического моделирования

Было проведено сравнение теоретической эффективности предложенного метода генерации терагерцовых поверхностных плазмонов с соответствующей экспериментально измеренной величиной. Для этого была выполнена оценка эффективности генерации терагерцовых поверхностных плазмонов с помощью экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами. Измерения проводились с помощью калиброванной ячейки Голэя (чувствительности ячейки Голэя к терагерцовому сигналу составила 5,8 кВ/Вт при измерениях на синхронном

детекторе). Полученное максимальное значение сигнала для терагерцовых поверхностных плазмонов соответствует терагерцовой средней мощности порядка 110 нВт при мощности накачки 0,8 Вт. Таким образом, эффективность возбуждения составляла величину до 1,4·10<sup>-7</sup>. Данное значение эффективности учитывает потери на вывод излучения из волноведущей структуры с помощью дифракции на лезвии. Соответствующее теоретическое значение эффективности составляет величину 1,0·10<sup>-6</sup>, что в 7 раз превышает экспериментальное значение эффективности. Такое отличие может быть связано с потерями терагерцовых поверхностных плазмонов при распространении по волноведущей поверхности, а также с неполным сбором излучения для детектирования. Отличие теоретического и экспериментального значения эффективности терагерцовой генерации на один порядок величины является типичным в практике создания импульсных терагерцовых источников [10].

Также на пятом этапе была выполнена корректировка разработанной документации по результатам исследований и испытаний. По скорректированной документации был изготовлен экспериментальный образец микроструктурированной поверхности металла более высокого качества.

Скорректированная документация для экспериментального образца была разработана исходя из возможностей эрозионного станка, с помощью которого удалось изготовить экспериментальный образец микроструктурированной поверхности металла более высокого качества. Диаметр проволоки эрозионного станка – 4 мкм – позволял изготовить гребенчатую структуру с шириной канавок 20 мкм, глубиной 40 мкм и периодом 60 мкм. Эскиз экспериментального образца представлен на рисунке 1.1.13, микрофотографии образца – на рисунке 1.1.14.

Nº1



Рисунок 1.1.13 – Скорректированный эскиз экспериментального образца для метода прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами



Рисунок 1.1.14 – Микрофотографии изготовленного по скорректированной документации экспериментального образца для метода прямого нелинейнооптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами. Слева: вид сверху, справа: вид сбоку.

В целом в ходе проекта была решена главная задача – создание компактного и эффективного источника терагерцовых поверхностных плазмонов, направляемых структурированной поверхностью металла. Эффективность источника составила  $1.4 \cdot 10^{-7}$ . что является хорошим показателем свободно даже ДЛЯ распространяющегося излучения, возбуждаемого импульсами с наноджоульным уровнем энергии. Удалось добиться локализации поверхностных плазмонов на масштабе порядка длины терагерцовой волны (600 мкм). Такой источник, однако, был реализован не совсем таким способом, как предполагалось на первом этапе проекта: в качестве нелинейной среды, служащей для создания движущейся нелинейной поляризации, была использована волноводная сэндвич-структура [10], использовавшаяся ранее для генерации свободно распространяющегося излучения. Благодаря наличию оптического волновода в данной структуре в эксперименте удалось обеспечить достаточно длинную трассу взаимодействия генерируемых терагерцовых ПП и нелинейной поляризации, возбуждаемой оптическими импульсами. Путем фотолитографии и травления алюминиевой поверхности экспериментальный образец микроструктурированной удалось создать поверхности с периодом, много меньшим длины терагерцовой волны, что обеспечивает одномодовый режим возбуждения поверхностных волн. Данный образец позволил получить поверхностные волны с размером области локализации вблизи поверхности порядка одной длины волны. Получение субволновой локализации на подобных образцах оказалось затруднительным из-за малого отношения глубины канавок микроструктуры к периоду структуры. Благодаря применению эрозионного метода удалось изготовить образец, в котором это отношение равно 1/2 (глубина и ширина канавок – 30 мкм), что должно обеспечивать субволновую локализацию плазмонов.

1.2 Генерация объемного терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах с использованием сэндвич-структуры и лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности

В ходе выполнения предыдущих этапов проекта были проведены комплексные экспериментальные и теоретические исследования по генерации объемного терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах с использованием сэндвич-структуры и лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности. В обеих схемах были разработаны теоретические модели, описывающие характеристики генерируемого терагерцового излучения и предсказывающие подбор оптимальных параметров лазерной накачки и размеров определенных электрооптических кристаллов.

Проведены экспериментальные исследования данных схем с использованием электрооптического кристалла LiNbO<sub>3</sub>. Преимущество данного кристалла являются большая квадратичная нелинейность в терагерцовом диапазоне, большая оптическая стойкость и относительно малым многофотонным поглощением для оптического излучения накачки на длине волны более 800 нм. Недостатки: вопервых, двукратное различие показателя преломления для оптического и терагерцового излучений, во-вторых, сильное поглощение терагерцового излучения, например, для 1ТГц около 10 см<sup>-1</sup>.

Проведенные экспериментальные исследования дали хорошее совпадение с теоретическими расчетами для обеих схем генерации в режиме, когда оптическое излучение распространяется в электрооптических кристаллах без существенных нелинейных искажений. Экспериментально продемонстрированы предельные режимы генерации терагерцового излучения при больших интенсивностях лазерного излучения.

Идея использования сэндвич структуры для генерации ТГц излучения в электрооптическом кристалле LiNbO<sub>3</sub> заключается в следующем. Если лазерный импульс сильно сфокусировать в кристалл LiNbO<sub>3</sub> (в размер меньше длины волны терагерцового излучения), то наводимая лазерным импульсом нелинейная поляризация будет излучать электромагнитный импульс пикосекундной длительности в виде черенковского конуса или, при фокусировке оптического

импульса в линию, в виде черенковского клина. Такой импульс является широкополосным импульсом терагерцового излучения. Для того, чтобы терагерцовое черенковское излучение не поглощалось в кристалле LiNbO<sub>3</sub>, вывод излучения можно организовать через материал со слабым поглощением в ТГц диапазоне, например кремний. Поскольку сфокусированное лазерное излучение испытывает сильное дифракционное расхождение, то для увеличения длины эффективного взаимодействия оптического излучения с кристаллом было предложено использовать тонкий слой ниобата лития. Таким образом, используя тонкую (~ 50 мкм) пластину LiNbO<sub>3</sub> и располагая кремний на боковой, например верхней, поверхности пластины LiNbO<sub>3</sub> можно эффективно преобразовывать лазерное излучение в терагерцовое. Дополнительным элементом данной структуры является металлическая подложка, которая может располагаться на небольшом расстоянии от нижней поверхности слоя LiNBO<sub>3</sub>. При распространении лазерного импульса в слое ниобата лития и генерации терагерцового черенковского клина (или конуса) одна (верхняя) часть клина высвечивается в кремниевую призму сразу, вторая часть (нижняя) отражается от границы нижнего слоя LINbO<sub>3</sub>, а затем высвечивается в призму. Две эти части интерферируют в призме и формируют один терагерцовый импульс. При отражении терагерцовой волны от нижней границы ниобата лития формируется ближнее терагерцовое поле в вакууме, на которое можно частично влиять. Для этого и используется металлическая подложка: она меняет фазу отраженной волны и, как следствие, форму и спектр результирующего терагерцового импульса. Данный эффект действительно наблюдался в эксперименте: спектр терагерцового излучения перестраивался путем варьирования толщины воздушного промежутка в диапазоне от 0 до 20 мкм.

Одной из основной целью проведенного эксперимента с использованием сэндвич-структуры было получение высокой эффективности оптикотерагерцовоого преобразования. Данный результат был достигнут: продемонстрирована эффективность 0.25% при использовании накачки на длине волны 0.8 мкм и 0.3% - на длине волны 1.38 мкм. Длительность лазерного импульса накачки составляла около 50 фс. Отметим, что для получения указанных значений эффективности при накачке на 0.8 мкм требуется меньшая лазерная энергия (~ 10 мкДж), чем при накачке на 1.38 мкм (~ 50 мкДж). С другой стороны

для получения ТГц импульсов большого, субмикроджоульного, уровня энергии более оптимальным является использование накачки на 1.38 мкм. В ходе эксперимента было обнаружено, что отрицательно чирпированные лазерные импульс позволяют в 1.5-2 раза увеличить эффективность оптико-терагерцовой конверсии при небольшой энергии лазерной накачки.

Другая схема генерации терагерцового излучения основана на использовании лазерных импульсов специальной геометрии – со скошенным фронтом интенсивности относительно фазовых фронтов. Такие импульсы позволяет создать условие синхронизованной генерации ТГц излучения в кристалле LiNbO<sub>3</sub>. В рамках проекта была разработана двумерная теория генерации ТГц излучения в данной схеме, исследована динамика формирования ТГц поля в кристалле, предсказаны оптимальные параметры кристалла для максимальной эффективности оптико-терагерцовой конверсии. Проведенный эксперимент подтвердил теоретические расчеты. Более того, было обнаружено, что при сильно нелинейном режиме взаимодействия лазерного излучения с кристаллом, когда проявляются нелинейные эффекты самовоздействия лазерного излучения, проявляется насыщение эффективности генерации и даже уменьшение эффективности с увеличением энергии накачки. Насыщение эффективности зависит от длины кристалла и длительности лазерного импульса. В результате было показано, что при малой энергии лазерной накачки более эффективно использовать кристаллы длиной около 10 мм и длительность лазерного импульса 200-300 фс, при большой энергии накачки короткие кристаллы, около 5 мм, и короткие импульсы, длительностью менее 100 фс.

# 1.3 Когерентная генерация мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности

Целью данного раздела НИР являлось создание источника когерентного излучения вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов на основе одного из наиболее многообещающих подходов – конверсии излучения лазера оптического диапазона. Активной лазерной средой рентгеновского лазера при этом могут являться возбужденные многозарядные ионы инертных газов, что
позволяет значительно снизить требования к энергии импульса накачки, что, в свою очередь, ведет к уменьшению размеров и стоимости установки. В данном проекте для накачки используется фемтосекундный лазер тераваттного уровня пиковой мощности с энергией в импульсе 100 мДж.

Одним из основных параметров, определяющих эффективность генерации рентгеновского излучения, является длина области, в которой интенсивное оптическое излучение создает необходимую заселенность верхнего лазерного уровня. В подавляющем большинстве выполненных к настоящему моменту работ применялась фокусировка фемтосекундного (субпикосекундного) оптического лазерного излучения большой мощности в кюветы, заполненные газом. Соответственно длина активной среды, создаваемая таким образом, определялась дифракционным расхождением оптического пучка. В настоящем проекте для обеспечения кардинального увеличения длины активной среды было использовано одномодовое распространение интенсивного фемтосекундного оптического излучения накачки В газонаполненных диэлектрических капиллярах. Волноведущие свойства диэлектрических капилляров дали возможность обеспечить распространение в них интенсивных лазерных импульсов на расстояния, в десятки раз превышающие длину, определяемую дифракцией.

В работах недавних работах [11,12] для каналирования интенсивного излучения накачки с энергией в 1 Дж использовался диэлектрический капилляр, заполненный ксеноном. Капилляр имел диаметр d=305+/-10 мкм, лазерное излучение фокусировалось в пучок диаметром 25-30 мкм. При такой фокусировке интенсивное излучение распространялось в капилляре в многомодовом режиме, что приводило к сложному пространственному распределению излучения внутри капилляра. Однако, тем не менее, было продемонстрировано увеличение энергии излучения в рентгеновском диапазоне в несколько раз по сравнению с фокусировкой интенсивного излучения накачки в газовую кювету. Применение в данной работе одномодового капилляра позволило создать более однородное распределение интенсивности внутри капилляра и обеспечить высокое качество рентгеновского пучка.

На начальном этапе НИР были проведены расчеты и математическое моделирование для разработки установки по когерентной генерации мягкого

рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

Проведенные теоретические исследования состояли из двух частей. Вопервых, была рассчитана функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в лазерной плазме, образующейся при накачке мощными лазерными импульсами диэлектрического капилляра, заполненного инертным газом. Активной средой рентгеновского лазера являются восьмизарядные ионы инертного газа, В энергетическом спектре которых присутствуют переходы с энергиями, соответствующими рентгеновскому диапазону. Возбуждение верхнего лазерного уровня происходит за счет соударений атомов с высокоэнергетичными (~100эВ) электронами, освободившимися при ионизации (столкновительная накачка). Расчет ФРЭЭ показывает, какая часть электронов имеет достаточные для возбуждения лазерных уровней энергии, т.е. насколько эффективной будет столкновительная накачка. Вторая часть теоретического исследования заключалась в моделировании лазерной генерации в активной среде (Xe IX) и получении временной зависимости интенсивности рентгеновского импульса.

ΦΡЭЭ была вычислена аналитически на основе полуклассического представления, в котором вероятность ионизации атомов и атомных ионов рассчитывается на основе модели водородоподобного атома, а движение электрона после ионизации рассматривается как классическое В нерелятивистском приближении [13,14]. Такая модель применима при оптических интенсивностях 10<sup>16</sup>-10<sup>17</sup> Вт/см<sup>2</sup>. ФРЭЭ определяется энергией, приобретаемой оторванным от атома электроном после взаимодействия с лазерным импульсом, и количеством электронов, отрываемых В единицу времени (скоростью ионизации). Предполагалось, что длительность лазерного импульса (~100 фс) мала по сравнению со временем рекомбинации электронов и ионов (~0.1 – 10 нс) и соударениями, и, следовательно, соударения и средним временем между рекомбинация не влияют на формирование ФРЭЭ. Для циркулярно поляризованного лазерного импульса асимптотическое значение энергии электрона после прохождения лазерного импульса равно удвоенной осцилляторной энергии в момент ионизации. Также предполагалось, что электрон в момент ионизации появляется с нулевой начальной скоростью. Скорость ионизации в зависимости от

времени была рассчитана путем решения балансных уравнений для концентрации атомов и ионов с различным зарядом на основе известной зависимости вероятности ионизации от интенсивности. Для интенсивностей >1016 Вт/см2 параметр Келдыша  $\gamma << 1$  и преобладает туннельная ионизация [15], поэтому вероятность ионизации атомов (ионов) в зависимости от величины электрического поля лазерного импульса можно вычислить на основе модели Аммосова-Делоне-Крайнова для туннельной ионизации [15,16]. Функция распределения электронов найдена по скоростям была ИЗ решения кинетического уравнения В предположении, что в процессе ионизации электроны рождаются с нулевой начальной скоростью (энергией).

Вероятность ионизации была найдена с помощью модели Аммосова-Делоне-Крайнова [15, 16] для туннельного режима ионизации, который является преобладающим при интенсивностях свыше 10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup> для лазерного излучения с длиной волны порядка 1мкм. Расчеты ФРЭЭ проведены путем численного решения системы скоростных уравнений для различных длительностей и пиковых интенсивностей лазерного импульса и для пяти благородных газов (He, Ne, Kr, Ar, Хе). На рисунке 1.3.1 представлена функция распределения электронов по энергии (нормирована на плотность атомов газа) в Хе для циркулярно поляризованного лазерного импульса с гауссовской огибающей длительностью 100 фс (FWHM) для двух различных пиковых интенсивностей лазерного поля. Наблюдается восемь максимумов функции распределения по энергии, соответствующих последовательному освобождению всех электронов внешней электронной оболочки. Как видно из графика, при увеличении пиковой интенсивности в пять раз (с  $2 \cdot 10^{16}$  BT/см<sup>2</sup> до  $10^{17}$  BT/см<sup>2</sup>) функция распределения почти не меняется, т.е. при таких пиковых интенсивностях ионизация происходит в режиме насыщения. Это объясняется тем, что в режиме насыщения ионизация атомов (ионов до заряда +8) происходит приблизительно при одних и тех же мгновенных значениях интенсивности, и поэтому приобретаемая электроном энергия не зависит от пиковой интенсивности лазерного импульса.

Данный факт насыщения ФРЭЭ благоприятствует созданию однородной по длине капилляра среды, которая будет использоваться в качестве активной при генерации когерентного рентгеновского излучения. Энергия верхнего лазерного уровня в Xe IX составляет 106 эВ. Как видно из рисунка 1, при ионизации Xe в



режиме насыщения примерно половина электронов имеет более высокие значения энергии.

Вторая часть теоретической составляющей работы состояла в моделировании лазерной генерации в Xe IX и получении временной зависимости интенсивности рентгеновского импульса.

Лазерный переход для ионов Xe IX соответствует длине волны 41.8 нм. В модели учитывалось пять уровней и две излучательные моды. Скоростные коэффициенты, времена жизни уровней и сечения переходов известны [17]. На рисунке 1.3.2 приведена временная зависимость инверсии населенностей (продолжительность инверсии порядка 2 пс) и мощности рентгеновского импульса (порядка 30 пс).



Рисунок 1.3.2 - Инверсия населенностей (а) и число фотонов в лазерной моде (б), нормированные на концентрацию, в зависимости от времени. Расчет приведен для ионов Xe IX.

Таким образом, проведенные расчеты ФРЭЭ при ионизации Хе фемтосекундными лазерными импульсами с пиковой интенсивностью 10<sup>17</sup> Вт/см<sup>2</sup> и длительностью 100 фс показали, что около 50% электронов обладают после прохождения лазерного импульса энергией, превышающей порог накачки ионов Хе IX. Также показано, что данная интенсивность излучения пятикратно превышает интенсивность насыщения ФРЭЭ, что позволит создать однородную область накачки по всей длине капилляра (5 см) и обеспечит эффективную генерацию рентгеновского излучения.

Расчеты динамики населенности уровней, участвующих в лазерной генерации, и динамики числа фотонов рентгеновской моде, выполненные путем решения скоростных уравнений для лазерной среды, позволили получить зависимость интенсивности генерируемого рентгеновского лазерного импульса от времени. Для активной среды Xe IX и капилляра длиной 5 см длительность рентгеновского импульса составляет порядка 30 пс.

На последующих этапах НИР была разработана документация для изготовления экспериментальной установки по когерентной генерации мягкого

рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 1.3.3. Лазерный пучок (энергия импульса ≤ 70 мДж, длительность 60-70 фс) заводился в вакуумную камеру ВК и фокусировался сферическим зеркалом СЗ на вход капилляра, размещенного в колбе К и помещенного на 5-координатную подвижку (с возможностью подстройки по двум угловым и трем линейным координатам). Капилляр имел внутренний диаметр 75 мкм и длину 3 см, в стенках капилляра были сделаны два пропила на расстоянии ≈ 5 мм от его торцов. Максимальная интенсивность излучения на входе в капилляр при энергии в импульсе 70 мДж составляла ~6x10<sup>16</sup> Вт/см<sup>2</sup>, что в три раза превышает интенсивность насыщения накачки в ксеноне. Колба с капилляром заполнялась ксеноном в диапазоне давлений от 0,03 до 30 Тор. Вакуумная камера откачивалась до давления  $< 10^{-4}$  Тор. Наполнение капилляра газом и откачка вакуумной камеры осуществляется с помощью схемы дифференциальной откачки и напуска, описанной далее. Прошедшее через капилляр излучение после фильтрации оптической части на двух Al фильтрах  $\Phi$  толщиной 0.25 мкм попадало на рентгеновскую CCD-камеру Andor (№1 на рисунке 1.3.3) или рентгеновский спектрометр скользящего падения McPherson 310 (№2). Оптические ССД-камеры Кам1-3 использовались для настройки и контроля проведения эксперимента. Камера Кам1 позволяла измерять коэффициент прохождения оптического излучения через капилляр (измерялось отношение интегральной интенсивности рассеянного на вдвигаемом в пучок экране излучения с капилляром к той же величине без капилляра). Камера Кам2 использовалась для визуального наблюдения свечения плазмы в капилляре. Для контроля доли энергии лазерного импульса, проходящей через капилляр в каждом выстреле, использовалась камера Кам3, позволявшая наблюдать рассеянное лазерное излучение на фильтрах Φ. Сигналу рассеянного излучения, регистрируемому Кам3, был поставлен в соответствие коэффициент прохождения излучения, измеренный ранее по Кам1.



Рисунок 1.3.3 – Схема экспериментальной установки.

Схема дифференциальной откачки вакуумной камеры и напуска газа в капилляр приведена на рисунке 1.3.4. Для откачки вакуумной камеры использовалось два поршневых насоса НВР и вакуумно-молекулярный насос (ВМН). Давление в камере контролируется вакуумметром. Капилляр размещен в цилиндрической стеклянной капсуле, имеющей два отверстия в основания для плотного закрепления капилляра (концы капилляра торчат из капсулы). Откачка газа из капсулы осуществляется при помощи отдельного вакуумного насоса, а напуск газа в капилляр производится через прорези в его стенке. Давление газа в капсуле контролируется с помощью прецизионного датчика давления (баротрона).



Рисунок 1.3.4 – Система откачки и напуска газа в капилляр.

Сборочный чертеж и описание вакуумной камеры представлены на рисунках 1.3.5 и 1.3.6.



Рисунок 1.3.5 – Сборочный чертеж вакуумной камеры

140. N	подл.	flogn.	u ga	ma	B	зам,	анд.	NV	148.	N gy	бя.	Rog	n. u	gama	1												
Hxo	Pasu	litere	A4	A4	44	44	44	A4	44	A4	44	44	44	44				Ĩ	44	44	44	44	44		P	-	Форма
17.0.	roos, Mon	AMCT N	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	00		5 25	2		5	4	5	N	1	2 2			зона Поз
	(олтенка	докум. Подп. Дап	3192-2796 -	3192-2796 -	3192-2796 -	3192-2796 -	3192-2796 -	3192-2796 -	3192-2796 -	3192-2796 -	3192-2796 -	3192-2796 -	3192-2796 -	3192-2796 -					3192-2796 .	3192-2796 .	3192-2796 .	3192-2796 .	3192-2796 L		3192-2796		Обозначени
			-12	-11	-10	-09	-08	-07	-06	-05	-04	-03	-02	-01					03	02	03	02	11.		G		le
KAMEPA		9622-26IE	Плита	Болт	Втулка	Заелушка	Вварыш	Заелушка	Патрубак	Винт	Пластина	Шпилька	Прокладка	Прижим		Детали			Переходник	Рукоятка	Сильфон	Крышка	Kapnyc	Сборочные единиц	Сборочный черте	Документация	Наименование
	T. Mic		1	4	4	-4	4	2	2	4	7	18	£	18		<u>1 13</u>				18	4	1	-	R	 *		Кол
	17 ANOTOB 2			67									8														Примеч.

		-	_	-	12 12	-								_	-	T T T		T'N	r's			-1
2.5	-		-	15	0 13					X	de de	3 5	30	-			- F	4	Æ	Ā	Ā	Форм
			45			41	40		36	35		29	28	27			24	23	22	21	20	170
																	3192-2796 -17	3192-2796 -16	3192-2796 -15	3192-2796 -14	3192-2796 -13	Обозначение
			Xoraym 25 KF	Стандартные изделия		Шайба 8.36.016	Шайба 4.36.016	Шайбы ГОСТ 11371-78	M8-6H.32	M4-6H.32	Гайки ГОСТ 5915—70	M8-6gx30.36.016	M6-6gx20.36.016	M4-6gx18.36.016	Болты ГОСТ 7805-70	Стандартные изделия	Прокладка	Заелушка	Заелушка	Прокладка	Прокладка	Наименование
JAAC	-		2	10 10 10	9 9	36	4		36	4	10 80	36	σ	4				-	N	~	ۍ ا	Ко. Приме

Рисунок 1.3.6 – Сборочный чертеж вакуумной камеры

Ha НИР были следующем этапе проведены исследования на экспериментальной установке по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности. Камера Кам1 (см. рисунок 1.3.3) позволяла измерять коэффициент прохождения оптического излучения через капилляр (измерялось отношение интегральной интенсивности рассеянного на вдвигаемом в пучок экране излучения с капилляром к той же величине без капилляра). Зависимость прохождения от давления ксенона в капилляре показана на рисунке 1.3.7. 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 3х10<sup>16</sup> Вт/см<sup>2</sup> при интенсивности насыщения генерации 2x10<sup>16</sup> Вт/см<sup>2</sup>. 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 Ф. Сигналу рассеянного излучения, регистрируемому Кам3, был поставлен в соответствие коэффициент прохождения излучения, измеренный ранее по Кам1.



Рисунок 1.3.7 – 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 ССД-камеры (№1 на рисунке 1.3.3), представлен на рисунке 1.3.8. Отчетливо видна круглая тень от оправы фильтра (диаметром 1 см) и тень от молибденовых сеток, поддерживающих фильтры Ф. Матрица ССД-камеры была расположена на расстоянии 95 см от выхода капилляра. Соответствующее пространственное распределение интенсивности имело круглую форму И поперечный размер 2,5 мм (рисунок 1.3.8). Полный угол расходимости рентгеновского пучка составил 0,15°, что хорошо соответствует оценке угловой расходимости излучения, равной отношению диаметра капилляра к его 0,14°. 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 Ф интегрально максимальное количество рентгеновских квантов, полученных в эксперименте, может быть оценено величиной ~  $10^8$ .

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 диэлектрических Волноведущие газонаполненных капиллярах. 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 мода 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 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 1.3.8 – Пространственное распределение интенсивности рентгеновского излучения, W=55 мДж, p=0.5 Торр. Максимальное число отсчетов на пиксел в рентгеновском пучке равно 500.

В экспериментальной установке с накачкой многозарядных ионов ксенона ожидалось получить рентгеновское излучение на длине волны лазерного перехода восьмизарядных ионов ксенона (40.8 нм). На рисунке 1.3.9 показан спектр рентгеновского излучения, полученного при различных энергиях лазерного импульса накачки. Спектральная линия на длине волны 15.7 нм была

идентифицирована как линия кислорода. Линии из континуума от 3 до 15 нм идентифицируются как линии твердотельной плазмы. Полученное спектральное распределение связано с излучением плазмы, возникающей при абляции входного отверстия капилляра при попадании интенсивного лазерного импульса, а также наносекундного предымпульса, на край капилляра из-за случайного ухода точки фокусировки лазерного пучка. Данное предположение согласуется с пространственным распределением рентгеновского излучения, имеющим В некоторых выстрелах неправильную форму (рисунок 1.3.10). Когерентное излучение в окрестности лазерной линии 40.8 нм зарегистрировано не было, т.к. возникающая на входном отверстии капилляра плазма приводит к отражению и рассеянию лазерного излучения, препятствуя созданию активной среды. Таким образом, потребовалась доработка созданного источника рентгеновского излучения для получения когерентного излучения. Такая доработка должна быть направлена на увеличение стабильности лазерного пучка. Контроль прохождения лазерного излучения через капилляр является надежным критерием отсутствия формирования плазмы на входном отверстии капилляра.



Рисунок 1.3.9 – Спектр рентгеновского излучения.



Рисунок 1.3.10 – Характерный вид рентгеновского пучка при наличии рассеяния на входе капилляра.

## 1.4 Разработка метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред

Разработка физических подходов математических И моделей ДЛЯ исследования процессов, происходящих при взаимодействии мощного лазерного излучения с плазмой, газами и конденсированными веществами, составляет важную проблему современной физики. Этот факт обусловлен значительным прогрессом, достигнутым в последние годы в технике генерации ультракоротких интенсивных лазерных импульсов, способных производить быструю ионизацию среды, превращая ее в плотную лазерную плазму. В процессе создания плазмы сильная трансформация взаимодействующих может происходить с ней электромагнитных волн, что может приводить к ряду новых интересных физических явлений, привлекающих в настоящее время большое внимание исследователей. Интерес к этим явлениям обусловлен возможностями их использования для разработки эффективных методов генерации мощного электромагнитного излучения в труднодоступных и плохо освоенных областях частотного спектра, в частности, в терагерцовом (находящимся между СВЧ и оптическим диапазонами), ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах частот. Перспективы использования явлений трансформации электромагнитных полей в нестационарной лазерной плазме для разработки методов генерации излучения в труднодоступных областях частотного спектра, а также причины, по которым эти методы выгодно отличаются от других, разрабатываемых в настоящее время, заключаются, главным образом, в возможностях реализации сравнительно простых способов управления параметрами генерируемого излучения в широких пределах за счет изменения параметров ионизируемой среды или параметров самого ионизирующего лазерного импульса, а также в реальных перспективах получения сверхкоротких (содержащих всего один период электромагнитного поля) электромагнитных импульсов, обладающих гигантской (рекордной для указанных диапазонов в настоящее время) пиковой мощностью, вплоть до гигаваттных значений в терагерцовом диапазоне и десятков гигаватт в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах частот. Генерация сверхкоротких импульсов терагерцового, ультрафиолетового И мягкого рентгеновского излучения с перестраиваемыми характеристиками актуальны для развития методов спектроскопии в этих диапазонах, в частности для приложений, требующих высокого пространственного и временного разрешения. Такие источники имеют большие перспективы использования ДЛЯ диагностики различных материалов, включая полупроводники, химические соединения, биомолекулы и биоткани; для формирования изображений, томографии и интравидения.

Одной из целей настоящего проекта являлись разработка физических подходов и математических (аналитических и численных) моделей для анализа процессов трансформации электромагнитных волн в нестационарной лазерной плазме вследствие возбуждения в ней собственных колебаний и волн и последующего переизлучения запасенной в них энергии в окружающее пространство; а также разработка и внедрение новых методов и подходов в области математического моделирования сложных физических процессов, из которых наиболее важным является впервые используемый единый подход, включающий в себя в общем случае решение точных трехмерных уравнений Максвелла для

описания электромагнитных полей в плазме и в окружающем пространстве и решение трехмерного нестационарного уравнения Шредингера для квантовомеханических расчетов процессов ускорения электронов и возбуждения электронных токов в нестационарной лазерной плазме.

В ходе выполнения проекта поставленные цели были достигнуты. Была создана численная модель, предназначенная для расчетов процессов генерации электронных токов в нестационарной плазме, производимой интенсивными ультракороткими лазерными импульсами, на основе одномерных, двухмерных и трехмерных квантовых моделей и допускает возможность параллельных вычислений. Созданная численная модель позволяет находить указанные электронные токи в широком диапазоне интенсивностей и длительностей лазерных импульсов для последующего анализа генерируемого излучения. Также были созданы электродинамические модели, позволяющие рассчитать процессы трансформации электромагнитных полей различных частотных диапазонов при распространении волн ионизации, создаваемых короткими интенсивными лазерными импульсами. Оба этих достижения востребованы для дальнейших научных исследований, И могут быть использованы для оптимизации существующих схем генерации терагерцового излучения при ионизации газов или конденсированных сред фемтосекундными лазерными импульсами.

1.5 Разработка метода формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах

В рамках выполнения проекта проведены расчеты и математическое моделирование, направленные на разработку методов формирования коротких импульсов излучения В вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) и мягком рентгеновском диапазонах на основе процессов генерации гармоник И комбинационных при взаимодействии частот высокого порядка высокоинтенсивного лазерного излучения с газами. Основное внимание было сосредоточено на решении задач:

1) высокоэффективной генерации перестраиваемого по частоте излучения в мягком рентгеновском диапазоне;

2) управления состоянием поляризации излучения высоких гармоник;

3) разработки методов формирования предельно коротких импульсов в ВУФ и рентгеновском диапазоне.

Поставленные конкретные задачи решены полностью. Получены следующие основные результаты:

1. Показано, что квантовая интерференция при ионизации колебательновозбужденных молекул мощными фемтосекундными лазерными импульсами может быть использована для эффективной генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) и управления спектром генерируемого ВУФ и рентгеновского излучения. В рассмотренном режиме надбарьерной ионизации характеристики электронного волнового пакета, ответственного за генерацию аттосекундного импульса высоких гармоник, оказываются чрезвычайно чувствительными к ориентации молекулы и межъядерному расстоянию. Это позволяет осуществлять перестройку спектра генерируемого аттосекундного импульса в широком диапазоне частот. В частности. появляется возможность высокоэффективной конверсии фемтосекундных импульсов оптического излучения в одиночные аттосекундные импульсы рентгеновского излучения с энергиями фотонов вплоть до нескольких кэВ.

2. Построена теория ГГВП интенсивного лазерного излучения при туннельной ионизации газов, учитывающая пространственную структуру волновых пакетов электронов, перерассеивающихся на родительских ионах. Предложено объяснение природы эллиптичности высоких гармоник и найден физический механизм эффективной генерации эллиптически-поляризованных гармоник. В частности, показана возможность и найдены условия эффективной генерации гармоник с высокой эллиптичностью при взаимодействии линейно-поляризованного лазерного излучения с молекулами. В результате численных расчетов показано, что состояние поляризации высоких гармоник сильно зависит от соотношения вкладов разных групп электронов, участвующих в ГТВП, в суммарное поле гармоник. Пространственная селекция вкладов разных траекторий может позволить осуществлять управление состоянием поляризации излучения высоких гармоник. В

частности, такая селекция позволит подавить эффект интерференции квантовых траекторий электронов, приводящий к сильно нерегулярным зависимостям угла поворота эллипса поляризации и эллиптичности гармоник от их номера.

3. Теоретически рассмотрено преобразование монохроматического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты и неоднородной ширины линии резонансного квантового перехода, Гармоническая модуляция частоты перехода. создаваемая дополнительным интенсивным нерезонансным излучением благодаря эффектам Штарка и Зеемана, приводит к генерации гребенки комбинационных частот в спектре прошедшего через среду излучения. При определённых условиях это излучение представляет собой последовательность ультракоротких импульсов с длительностью, обратно пропорциональной глубине модуляции частоты квантового перехода, периодом повторения, равным периоду модулирующего излучения, и пиковой интенсивностью, многократно превышающей интенсивность падающей волны. Показаны возможности компрессии сформированных импульсов посредством компенсации внутриимпульсной частотной модуляции. Произведена численная оптимизация параметров взаимодействия излучения с веществом с целью эффективного формирования ультракоротких импульсов. Показана возможность формирования фемтосекундных импульсов излучения, квазирезонансного  $\delta$ -переходу серии Бальмера атомарного водорода.

Полученные результаты имеют большое значение для развития техники и методов нелинейной агтосекундной спектроскопии и соответствуют мировому научно-техническому уровню исследований в данной области, а в ряде случаев определяют его. Предложенные и исследованные в проекте методы формирования ультракоротких импульсов излучения ВУФ и мягкого рентгеновского диапазонов и управления их характеристиками обладают рядом преимуществ и новых возможностей по сравнению с существующими методами.

1. Наиболее широко применяемый в настоящее время метод ГГВП [14] основан на использовании свободно-связанных переходов при перерассеянии электронов на родительских ионах в процессе туннельной ионизации газа. Серьезным препятствием на пути к получению высокоэнергичных гармоник за счет такого механизма является опустошение связанных электронных состояний

вследствие ионизации газа. Развитый в рамках данного проекта метод основан на использовании не свободно-связанных, а свободно-свободных переходов (такой механизм может реализоваться, например, при быстрой ионизации атомов или молекул на переднем фронте мощного фемтосекундного лазерного импульса). Использование такого механизма позволяет преодолеть ограничения на интенсивность лазерного импульса, что дает возможность ускорения оторванных от атомов или молекул электронов до более высоких энергий и, как следствие, получать более высокоэнергетические фотоны при рассеянии этих электронов на родительских ионах, чем в традиционном методе ГГВП. При этом использование молекул позволяет за счет эффектов многоцентровой квантовой интерференции управлять спектром генерируемого излучения. Еще одним важным преимуществом данного метода является отсутствие аттосекундного чирпа излучения высоких гармоник, характерного для традиционного метода. Это позволяет получать спектрально-ограниченные аттосекундные импульсы без решения задачи компенсации временной дисперсии генерируемого излучения (что ЛЛЯ широкополосного рентгеновского излучения с энергиями фотонов до нескольких кэВ представляло бы серьезную проблему).

2. В связи с возможными применениями в диагностике материалов (магнитные материалы, хиральные среды и др.) большой интерес вызывает решение проблемы генерации эллиптически и циркулярно-поляризованных высоких гармоник лазерного излучения. Решение этой задачи сильно затруднено тем, что механизмы ГГВП в газах, основанные на перерассеянии оторванных от атомов электронов на родительских ионах, очень чувствительны к поляризации исходного излучения: эллиптически-поляризованные гармоники, как правило, генерируются только при эллиптически-поляризованной накачке, а эффективность преобразования частот резко уменьшается с ростом эллиптичности падающего излучения. В результате выполнения данного проекта найдены условия, при которых генерация гармоник с высокой эллиптичностью может происходить с большой эффективностью. В частности, предложенное участниками проекта объяснение природы эллиптичности высоких гармоник в терминах поперечной неоднородности электронных волновых пакетов впервые позволило дать удовлетворительное объяснение результатов недавних экспериментов [18], в

которых наблюдалась генерация эллиптически-поляризованных гармоник при взаимодействии линейно-поляризованного лазерного излучения с выстроенными молекулами.

3. Большой интерес для нелинейной аттосекундной оптики представляет генерация и использование аттосекундных импульсов с энергией квантов излучения порядка потенциала ионизации (диссоциации) атомов и молекул. Существенный рост нелинейных восприимчивостей среды в сравнении с типичным для современных аттосекундных экспериментов случаем значительно более высоких энергий электромагнитных квантов приводит к снижению порога интенсивности аттосекундных импульсов, требующейся для инициирования нелинейно-оптических процессов. Предложенный участниками проекта способ формирования фемто- и аттосекундных импульсов на основе преобразования узкополосного излучения ВУФ диапазона при резонансном взаимодействии с атомами, одновременно облучаемыми интенсивным лазерным полем ИКдиапазона, позволяет получить импульсы с частотой заполнения, сравнимой с частотами внутриатомных и внутримолекулярных переходов, интенсивно взаимодействующие со электронами в связанных валентных состояниях, в том числе вызывающие быструю однофотонную ионизацию большинства нейтральных атомов. Формирование импульсов происходит благодаря переходам между связанными состояниями электронов в атомах, вследствие чего эффективность данного способа может быть существенно выше эффективности традиционного метода формирования аттосекундных импульсов на основе ГГВП в газах, принципиально ограниченной величиной порядка вероятности электрон-ионной рекомбинации (порядка или менее 10<sup>-3</sup>). Импульсы формируются без атточирпа и близки к спектрально-ограниченному пределу.

## 1.6 Разработка теории генерации мягкого рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистски сильного лазерного излучения с резкой границей плазмы

В рамках данного проекта исследовалось взаимодействие сверхсильного лазерного излучения с резкой границей плазмы твердотельной плотности в случае нормального падения в одномерной геометрии. Целью исследований являлось

определение возможности увеличения эффективности генерации гармоник за счёт уменьшения плотности мишени.

Для проведения исследований был использован метод численного моделирования при помощи одномерного кода, численно решающего систему уравнений Максвелла – Власова. С его помощью были проведены расчёты в широком интервале параметров плазмы и лазерного импульса.

Для простоты интерпретации результатов было использовано приближение неподвижных ионов. Моделирование с подвижными тяжёлыми ионами (имеющими большое отношение массы к их заряду; в частности, использовались ионы Au<sup>6+</sup>) показало, что на рассматриваемых временах (порядка 100 фс) их движение не оказывает заметного влияния на динамику процессов.

В ходе исследований было выявлено, что, как и предсказывалось теоретически, при уменьшении плотности плазмы количество генерируемых на её поверхности гармоник растет, так же, как увеличивается и интенсивность гармоник. На рисунке 1.6.1 сверху приведена зависимость спектра отражённого сигнала от плотности плазмы, измеренной в безразмерных величинах  $n_0 = N_e/N_{cr}$  ( $N_e$  – первоначальная концентрация электронов,  $N_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$  – критическая для данной частоты плотность плазмы). В данном расчёте использовался лазерный импульс прямоугольной формы длительностью 5 периодов поля и амплитудой  $a_0 = eE_0/m\omega c = 8$ .

Характерной особенностью, однако, является наличие некоторого порогового критического значения плотности плазмы  $n_0$ , ниже которой эффективность генерации гармоник начинает падать. Эмпирически было получено, что это критическое значение зависит от амплитуды импульса как  $n_0 = 2a_0$ . Данный эффект сопровождается хаотизацией колебаний плазменной границы. Его природа, по всей видимости, связана с наступлением нелинейного резонанса, связанного с увеличением эффективной плазменной частоты в силу релятивистского эффекта увеличения массы электронов.



Рисунок 1.6.1 – Спектр отражённого сигнала (сверху) и вид самого сигнала после наложения высокочастотного фильтра (снизу) в зависимости от плотности плазмы, облучаемой сверхсильным лазерным импульсом амплитуды  $a_0 = 5$ .

Хаотизация колебаний плазменной границы приводит не только к уменьшению эффективности генерации гармоник, но и к уменьшению степени их когерентности, что отражается на длительности и амплитуде аттосекундных импульсов, которые можно получить, отфильтровав высокочастотную часть спектра. Этот эффект также хорошо виден на рисунке 1.6.1.

Неожиданным оказалось то, что существует узкий интервал параметра  $n_0$ , находящийся ниже порогового значения, в котором генерация гармоник снова становится высокоэффективной, а амплитуда аттосекундных импульсов максимальна. Этот эффект, по-видимому, связан с тем, что при сильной нелинейности колебаний происходит выход из нелинейного резонанса. Однако и в этом случае спектр сильно изрезан и обогащён субгармониками.

Таким образом, в ходе исследований путём численного моделирования было установлено, что с уменьшением плотности плазмы, облучаемой релятивистски

интенсивным лазерным излучением, в общем случае эффективность генерации высоких гармоник в области мягкого ИК увеличивается, однако существует пороговая плотность, ниже которой эффективность резко падает. Этот эффект связан с хаотизацией движения плазменной границы в поле волны в силу наступления нелинейного резонанса между частотой лазерного импульса и собственной частотой нелинейных плазменных колебаний. В то же время, существует узкий интервал плотностей плазмы, ниже пороговой, в котором эффективность генерации гармоник высока.

В ходе исследований запланированные работы по данной теме выполнены в полном объёме. Полученные результаты были апробированы на международных конференциях, подготовлена к печати в одном из ведущих научных журналов статья. Таким образом, можно с уверенностью утверждать, что полученные результаты соответствуют современному научно-техническому уровню.

## 1.7 Разработка гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой

Получение непрерывного излучения в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне при комнатной температуре с использованием нелинейных преобразований лазерных пучков с целью расширения доступного спектрального диапазон лазерного излучения является одной из важных современных задач в области лазерной техники. В настоящее время существуют различные методы, позволяющие реализовать прямую генерацию ИК-излучения в полупроводниковых лазерных структурах: на внутризонных переходах в квантовых каскадных лазерах, либо на прямых межзонных переходах в полупроводниковых материалах с малой шириной запрещенной зоны. Однако, несмотря на значительный прогресс в развитии подобных излучающих структур, изучение и поиск альтернативных источников излучения В среднем инфракрасном диапазоне по-прежнему

стимулируется трудностью и дороговизной их изготовления. Нелинейное преобразование излучения в процессе генерации разностной гармоники является одним из таких способов. Полупроводниковые материалы, широко используемые в лазерной технике, обладают значительной квадратичной нелинейностью и имеют

широкую полосу прозрачности в среднем ИК диапазоне. Из широкого арсенала активных полупроводников легко подобрать излучатели, разностная частота которых лежит в требуемом участке спектра среднего ИК.

Полупроводниковые лазеры с вертикальным резонатором (Vertical Cavity Surface Emitting Laser – VCSEL) и многослойными брегговскими зеркалами представляют собой быстро развивающийся класс излучателей ближнего ИКдиапазона, сочетающий в себе основные преимущества диодных лазеров – эффективность выхода, широкую полосу модуляции, возможность перестройки частоты излучения. Основным отличием VCSEL-структур от традиционных торцевых лазеров можно считать предельно короткий лазерный резонатор и цилиндрическую симметрию модовой структуры генерируемого поля. 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.

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 99,9 %. значения Однако В отличие OT 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, что и было продемонстрировано серией выполненных в ходе выполнения проекта экспериментов. Полученные нами результаты показали, что 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.

В рамках выполнения данного проекта на основе анализа и расчетов спектральных и энергетических характеристик излучения для полосковой и вертикально-излучающей конфигураций полупроводниковых лазеров было произведено сравнение эффективностей двух предлагаемых схем для нелинейного преобразования излучения ближнего ИК диапазона в средний ИК. Показано преимущество вертикально-излучающей конфигурации для увеличения эффективности нелинейного преобразования. Конфигурация резонатора с внешним зеркалом для лазерного излучения была проанализирована для двух пар материалов нижнего распределенного брегговского отражателя (РБО): пара AlAs/GaAs и случай с окислением арсенида алюминия – AlOx/GaAs, при различных значениях коэффициента отражения внешнего зеркала. Произведена оптимизация вертикально-излучающей структуры при технологически достижимых значениях её параметров.

При выполнении данного проекта были также всесторонне рассмотрены основные особенности поляризационных характеристик люминесценции, возникающей при оптической накачке в многослойной полупроводниковой структуре с брегговским зеркалом, предназначенной для получения одномодового лазерного излучения при ee использовании В системе с внешним высокодобротным резонатором. Конечной целью работы в этом направлении являлось определение оптимальных условий углового и геометрического согласования элементов схемы VECSEL (ориентированной для использования с внешним резонатором и оптической накачкой), обеспечивающих стабилизацию поперечной структуры возникающих мод в широком диапазоне рабочих параметров схемы, а также демонстрация лазерной генерации в разработанной в результате этого анализа многослойной полупроводниковой вертикально излучающей структуры.

В результате серии вспомогательных калибровочных ростовых процессов и необходимых постростовых измерений, была выращена оптимизированная по совокупности оптических параметров лазерная структура, представленная на

рисунке 1.7.1 и состоящая из двух полупроводниковых брэгговских зеркал, активной среды (5  $In_{0,15}Ga_{0,85}As$  квантовых ям), расположенных в пучностях поля микрорезонатора. Оптическая толщина микрорезонатора составила  $3\lambda_0$ . Нижнее зеркало состояло из 25,5 GaAs/AlAs пар, а верхнее – из 26 Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As/AlAs пар.



Рисунок 1.7.1. Схематическое изображение гетероструктуры для вертикально излучающего полупроводникового гетеролазера с оптической накачкой

На созданном в процессе выполнения проекта экспериментальном стенде были исследованы генерационные характеристики разработанной и описанной выше многослойной VCSEL-структуры. Для накачки использовался серийный полупроводниковый лазер JDSU 2495-L4 с волоконным выходом. Длина волны излучения 808 нм, максимальная мощность на выходе волокна – 4.5 Вт (диаметр сердцевины волокна - 100 мкм).

На рисунке 1.7.2 представлены зависимости выходной мощности созданного в нашей лаборатории вертикально излучающего лазера от полной падающей на образец мощности оптической накачки в импульсном режиме при различных температурах и диаметре пятна накачки d ≈ 100 мкм.



Рисунок 1.7.2. Зависимость выходной мощности генерации вертикально излучающего лазера от мощности падающего излучения.

Характер наблюдаемых зависимостей в значительной степени определялся температурными особенностями функционирования анализируемой системы. В эксперимента образец исследуемой процессе структуры монтировался на теплоотвод c воздушным охлаждением И элементом Пельтье через теплопроводящую пасту. Такой монтаж образца на термопасту через подложку GaAs неизбежно приводит к сильному разогреву активной области под действием накачки вследствие плохого отвода тепла даже в условиях импульсной накачки, однако именно этот вариант был наиболее простым и доступным на данном этапе работ.

На заключительном этапе исследований по проекту с целью получения непрерывного режима генерации была опробована новая для нас конфигурация теплоотвода с отводом тепла от верхнего активного слоя лазерной структуры через входное окно, традиционно применяемая в вертикально излучающих с оптической накачкой (рисунок 1.7.3).



Рисунок 1.7.3. Схематическое изображение теплоотвода

В качестве входного окна был опробован CVD поликристаллический алмаз с одной гладкой, и второй шлифованной поверхностью.

С целью изучения оптических свойств алмазного окна, связанного с рассеянием на шлифованной поверхности, было проведено сравнение пропускания по значению пороговой плотности мощности генерации исследуемой лазерной структуры. Для этого накачка осуществлялась последовательно: непосредственно через границу структуры полупроводник-воздух и затем через алмазное окно без организации теплоотвода. Результаты измерения пороговой плотности мощности накачки как функции отстройки положения фокусирующего объектива от положения фокуса (изменения диаметра пятна накачки) представлены на рисунке 1.7.4. Аппроксимация экспериментальных данных проводилась квадратичной зависимостью; горизонтальными прямыми на рисунке 1.7.4 отмечены значения пороговой плотности мощности накачки с учётом потерь на френелевское отражения входного окна для двух ортогональных значений поляризаций, пересчитанные из пороговой плотности мощности кривой 1. Смещение зависимости пороговой плотности мощности накачки в сторону больших значений отстройки от исходного положения фокуса объектива для случая измерений с входным окном соответствует смещению точки фокуса, связанное с преломлением и распространением излучения в плоскопараллельной пластине алмаза. Поскольку, кроме смещения точки фокусировки в продольном направлении, происходит её смещение в плоскости структуры, то, учитывая неоднородность свойств структуры и наличия дефектов по поверхности образца, количественное сравнение пороговых значений плотности мощности накачки не является вполне корректным без измерений полной карты генерации всей поверхности структуры. Поэтому

полученное соответствие было признано удовлетворительным для проведения дальнейшего изучения свойств всей конфигурации теплоотвода.



Рисунок 1.7.4. Зависимость пороговой плотности мощности накачки от отстройки фокусирующего объектива от положения фокуса: 1 – структура без алмазного окна (экспериментальные данные и аппроксимационная кривая); 2 – структура с входным алмазным окном (экспериментальные данные и аппроксимационная кривая) для двух взаимных положений структуры и входного окна при произвольной поляризации падающего излучения.

Монтаж лазерной структуры производился через термопасту на медный теплоотвод. Входное окно механически прижималось к структуре верхней частью медного теплоотвода через индиевую фольгу (см. рис. 1.7.3).

Использование входного окна со шлифованной поверхностью (к поверхности лазерной структуры) не позволило реализовать все возможности эффективного отвода тепла. В опробованной конфигурации удалось получить увеличение длительности импульса генерации от полутора до двух раз в зависимости от значения скважности импульсов накачки. Монтаж входного окна гладкой поверхность к поверхностью к поверхности структуры для лучшего теплового контакта не возможен по причине сильного рассеяния пятна накачки шлифованной поверхностью.

В результате серии экспериментальных измерений была получена генерация для случая непрерывного режима накачки и, соответственно, генерации (Рисунок 1.7.5).



Рисунок 1.7.5. Зависимость выходной мощности генерации вертикально излучающего лазера от мощности падающего излучения при различных температурах подложки в непрерывном режиме

Исходя из сопоставления зависимостей измеренных длины волны фотолюминесценции (измерения при минимальной плотности мощности накачки), длины волны генерации в импульсном и непрерывном режимах от температуры, оценка локального разогрева активного слоя относительно подложки при 4,2 Вт накачки в непрерывном режиме составила величину 150К. Сопоставление значений для порога генерации даёт меньшую оценку разогрева, около 50К.

В целом можно утверждать, что приведенные энергетические зависимости показали работоспособность разработанных нами вертикально-излучающих структур в типичных для этого класса приборов диапазонах параметров. Однако дальнейшее использование этих излучателей в системах нелинейного преобразования частоты требует, в свою очередь, жесткого контроля спектральных и поляризационных характеристик вертикально-излучающего лазера. Проблема контроля модового состава излучения VCSEL-лазеров при разработке этих

устройств может быть решена за счет использования модификации структуры оптического резонатора и внесении в схему дополнительных элементов. Проведенные нами исследования показали, что перспективной в этом отношении можно считать конструкцию VCSEL-лазера, в котором стабилизация поперечного модового состава излучения достигается за счет использования сформированной на поверхностном обкладочном слое интегрально выполненной микролинзы с различной кривизной. В этой конфигурации эффект селекции поперечных мод может быть достигнут 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, где в качестве управляющего элемента схемы может быть 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. Генерации поляризованного излучения, помимо указанных выше методов, можно попытаться достичь также путём размещения внутри резонатора пластинки под углом Брюстера, вносящей дополнительные потери для одной из поляризаций. При этом для согласования полупроводниковой воздушной И частей резонатора на поверхность полупроводника требуется нанесения антиотражающего покрытия. В этом случае резкая граница полупроводник – воздух приводит к выраженной спектральной

зависимости коэффициента оптического ограничения и еще более жёстким требованиям на соблюдение периодичности слоёв структуры.

В заключение отметим, что в результате разработки новой конфигурации структуры, осуществленной с учетом сопоставления параметров расчетной модели и результатов серии предварительных калибровочных экспериментов, была реализована генерация в вертикально-излучающем лазере с оптической накачкой, и исследованы экспериментально основные генерационные характеристики в импульсном и непрерывном режимах. Показано, что основным препятствием для получения непрерывного режима генерации является чрезмерный разогрев структуры излучателя. Представленная конфигурация вертикально излучающего лазера позволяет осуществить на ней нелинейное преобразование излучения накачки и лазерной генерации в излучение на разностной частоте.

## 1.8 Разработка и реализация оптимизированных схем твердотельных лазерных генераторов для параметрических генераторов света и спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона

В процессе выполнения проекта было разработано и реализовано несколько оптимизированных схем твердотельных лазерных генераторов ДЛЯ параметрических генераторов света (ПГС) и спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона. Данные варианты излучателей представляют собой законченные с точки зрения инженерных расчетов оптические схемы, содержащие в своем составе оригинальные решения и готовые к тиражированию в условиях мелкосерийного производства. Разработанные системы и методики предназначены ДЛЯ решения актуальных задач в области молекулярной спектроскопии, мониторинга атмосферных газов, а также медицинской диагностики и других спецприменений.

В результате проведенных на первом этапе работы исследований были разработаны параметрические генераторы света среднего ИК диапазона на основе твердотельных лазеров в кристаллах Nd:YAG, Tm:YAG с оригинальной схемой накачки двумя диодными линейками. Продемонстрирован параметрический генератор света диапазона 3,5 – 5.0 мкм на основе системы (с каскадным преобразованием длин волн), состоящей из задающего Tm:YLF лазера с диодной

накачкой, с последующей накачкой Nd:YAG лазера и преобразования частоты в ПГС на основе кристалла ZnGeP<sub>2</sub>. Продемонстрирована также возможность получения коротких импульсов излучения твердотельной лазерной системы с энергией ~1-2 мДж в диапазоне длин волн 3,5-5 мкм.

В результате исследований первой половины 2010 года (первый этап 2010г.) были разработаны параметрические генераторы света среднего ИК диапазона на основе твердотельных лазеров в кристаллах Nd:YAG, Tm:YAG с оригинальной схемой накачки двумя диодными линейками. В рамках этого направления были разработаны и собраны лазерные системы на кристаллах Nd:YAG и Nd:YLF с двусторонней накачкой непрерывными диодными линейками с волоконным выходом. Проведены измерения зависимости выходной мощности лазерного излучения на длинах волн 1064 нм, 1053 нм и 1047 нм в непрерывном и импульснопериодическом режимах генерации.

Создан лабораторный макет компактного импульсного перестраиваемого ПГС среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой.

Частотный спектр генерации ПГС состоял из двух хорошо разрешимых компонент (сигнальная и холостая волны). Поворот кристалла ZnGeP<sub>2</sub> 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.

Создан и исследован ПГС на PPLN. 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 %. При этом эффективность генерации зависела от периода решетки кристалла PPLN и была максимальной для решетки с периодом 31.02 мкм. 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.

Дискретная перестройка спектра генерации ПГС в диапазонах сигнальной (1400-1700 нм) и холостой (2850-4600 нм) волн осуществлялась переключением решеток с разными периодами путем перемещения кристалла PPLN поперек направления распространения излучения накачки и генерации. 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.

Создан и исследован ПГС на периодически поляризованном ниобате лития PPLN. Продемонстрирована возможность использования ПГС на PPLN в методе абсорбционной молекулярной лазерной спектроскопии. Для этого ячейка заполнялась газом CH4 (метан) при давлении 0.4 атм. Для спектрального анализа была выбрана линия поглощения метана на длине волны 1653.72 нм с интенсивностью S $\approx$ 2.8×10<sup>-21</sup> см/мол. 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<sup>0</sup>C. Относительная глубина провала в спектре генерации на линии поглощения метана оказалась в ~2.5 раза меньше рассчитанной , что может быть связано с недостаточным спектральным разрешением используемого спектроанализатора (аппаратная функция ~0.1 нм, ширина линии поглощения ~0.024 нм).

Исследовано параметрическое усиление излучения DFB лазера. Проведены экспериментальные исследования возможности использования периодически поляризованного кристалла MgO:PPLN в качестве параметрического усилителя излучения узкополосного DFB – лазера. Данная схема решает две задачи. Во-первых, это позволяет увеличить мощность генерации DFB – лазера. Во-вторых, инжекция излучения узкополосного лазера, перестраиваемого по частоте, представляет собой один из методов перестройки частоты ПГС.

Максимальный коэффициент усиления по импульсной мощности составил 4,5·10<sup>4</sup>. Энергия в импульсе увеличилась с 3·10<sup>-11</sup> Дж до 1,3·10<sup>-6</sup> Дж. При этом средняя мощность излучения на длине волны 1650 нм увеличилась в 2,5 раза. Спектр параметрически усиленного излучения DFB – лазера имел ширину  $\delta\lambda \approx 0,36$  нм.

В итоге, рассматриваемая система позволяет увеличить чувствительность метода узкополосной абсорбционной лазерной спектроскопии.

Для регистрации молекулярных газов методом ВРЛС был разработан макет установки на базе Tm:YLF-лазера с диодной накачкой, размещённого в герметичном боксе с возможностью откачки воздуха и наполнением исследуемой газовой смесью. Разработанная экспериментальная установка представляет собой широкополосный вариант внутрирезонаторного лазерного спектрометра, роль поглощающей ячейки в котором играет свободное пространство резонатора. Чувствительность установки была проверена на регистрации поглощения лазерного излучения парами молекул воды в атмосфере. Экспериментально установлено, что пороговая чувствительность регистрации паров воды методом ВРЛС с использованием лазера на кристалле Tm:YLF в диапазоне 1860-1940 нм с шириной линии генерации не более 1 нм имеет величину по поглощению Kmin =  $10^{-6}$  см<sup>-1</sup> и по концентрации N<sub>min</sub>  $\approx 5 \cdot 10^{13}$ см<sup>-3</sup>. Чувствительность обнаружения молекул аммиака - N<sub>min</sub> = N (ln1,053/ln2)  $\approx 6,4 \cdot 10^{15}$ см-3.
#### 2 Проведение дополнительных исследований

# 2.1 Генерация ТГц излучения в сэндвич-структуре при использовании оптической накачки нДж уровня энергии

На предыдущих этапах проекта была продемонстрирована высокая (> 0.1%) эффективность генерации терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами с использованием сэндвич-структуры, состоящей из тонкой пластины LiNbO<sub>3</sub> (35 мкм) и кремниевой призмы, при условии, когда лазерное излучение фокусируется в слой цилиндрической линзой. При этом энергия лазерного излучения составляет несколько мкДж. Однако типичная энергия лазера без усилителя составляет несколько нДж. Поэтому для увеличения интенсивности оптического излучения в кристалле LiNbO<sub>3</sub> при использовании в качестве оптической накачки задающего генератор необходимо дополнительно фокусировать оптический пучок.

На данном этапе проекта проведено теоретическое и экспериментальное исследование возможности эффективной терагерцовой генерации в сэндвичструктуре при использовании малоэнергичной лазерной накачки и двумерной фокусировкой накачки в слой LiNbO<sub>3</sub> (LN).

В эксперименте использовалась схема генерации представленная на рисунке 2.1.1. Слой кристалла стехиометрического LiNbO<sub>3</sub> легированного 2 мольных % Mg толщины 35 мкм (вдоль оси *x*) с поперечными размерами  $10 \times 10$  мм<sup>2</sup> (в (*y*, *z*) плоскости) была соединена с прямой призмой (с прямоугольным треугольником в основании) из высокоомного кремния срезанной под черенковским углом  $41^{0}$ . В качестве оптической накачки использовался титан-сапфировый лазер (длина волны 800 нм, длительность импульса 100 фс, энергия импульса 8 нДж, и частота повторения 80 МГц). Пучок накачки (диаметр ~1 мм) был сфокусирован на входную грань полоски LN. Было предложены две схемы фокусировки. В первой схеме лазерный импульс был сфокусирован парой цилиндрических линз. Одна из линз с фокусным расстоянием 75 мм использовалась для фокусировки пучка в размер ~30 мкм (FWHM) вдоль оси *x* а другая с фокусным расстоянием 150 мм фокусировала пучок в размер ~50 мкм вдоль оси *y*. Во второй схеме, лазерный импульс был сфокусирован в круглое пятно размером ~25 мкм с помощью одной

сферической линзой с фокусным расстоянием 50 мм. Оптическая ось кристалла LN ориентирована в у направлении, и поляризация пучка накачки выставляется параллельно этой же оси. Лазерный импульс распространяется в по полоске LN в +*z* направлении с групповой скоростью *V* и испускает терагерцовое черенковское излучение в кремниевую призму. Для измерения временной формы терагерцовых использовалась схема электрооптического стробирования импульсов С использованием кристалла ZnTe толщиной 2 мм. Для сбора терагерцового излучения для схемы электрооптического стробирования использовалась пара параболических зеркал (одно цилиндрическое а другое сферическое). Терагерцовая энергия была измерена калиброванной ячейкой Голея расположенной на расстоянии 1 см от выходной поверхности кремниевой призмы.



Рисунок 2.1.1 – Схема генерации терагерцового излучения в сэндвич структуре при использовании лазерной накачки с малой энергией в импульсе

На рисунке 2.1.2 показано пространственное распределение электрического поля  $E_y$ , рассчитанное в фиксированный момент времени в двух плоскостях сэндвич структуры. В расчётах предполагается длительность лазерного импульса  $\tau_{\rm FWHM} = 100$  фс, поперечный размер пучка вдоль оси у  $\ell_{\perp FWHM} = 50$  мкм, и энергия импульса накачки  $W_{\rm opt} = 8$  нДж. В плоскости y = 0 (см. рисунок 2.1.2(а)), угол раскрыва черенковского конуса в кремнии около  $41^0$ . Постепенно спадающие осцилляции в распределении поля поперёк черенковского конуса могут быть вызваны многократными переотражениями генерируемых в пластинке LiNbO<sub>3</sub> терагерцовых волн на границе пластинки. Из-за полного внутреннего отражения на

границе LN-воздух терагерцовое поле испытывает быстрое экспоненциальное затухание в воздухе. В плоскости z = 8.75 мм (т.е., 1.15 мм позади лазерного импульса с центром при z = 9.9 мм) (см. рисунок 1.2(b)), распределение поля излучения на черенковском конусе сильно неоднородно: поле сконцентрировано в верхней части конуса и падает на границу Si-воздух ( $x \approx 1.1$  мм на рисунке 1.2(b)) под маленькими углами.



Рисунок 2.1.2 – Моментальные снимки электрического поля  $E_y$  в плоскости (а) y = 0 и (b) z = 8.75 мм для  $\tau_{FWHM} = 100$  фс,  $\ell_{\perp FWHM} = 50$  мкм, и  $W_{opt} = 8$  нДж. Центр лазерного импульса находится на z = 9.9 мм. Границы полоски LN показаны на (а) горизонтальными линиями.

На рисунке 2.1.3(а) показана спектрально-угловая плотность терагерцовой энергии для тех же  $\tau_{FWHM}$  и  $\ell_{\perp FWHM}$ , что и на рисунке 2.1.2. Пиковое значение достигается при  $\theta = 0^{\circ}$  и  $\omega/(2\pi) \approx 2$  ТГц. Ширина пика вдоль оси  $\theta$  растёт с уменьшением  $\ell_{\perp}$  и равна ~50°, ~85°, и ~100° для  $\ell_{\perp FWHM} = 100$ , 50, и 25 мкм, соответственно (рисунок 2.1.3(b)). Для фиксированной энергии оптического импульса  $\ell_{\perp}$  не влияет на максимальное значение *w* при  $\theta = 0^{\circ}$ . По существу даже при  $\theta \approx 50^{\circ}$  (на половине максимума для  $\ell_{\perp FWHM} = 25$  мкм) угол падения в кремнии равен только 12.9°, т.е. в основном меньше чем критический угол полного внутреннего отражения (17°) и угла Брюстера (16.3°).



Рисунок 2.1.3 – (а) Спектрально-угловая плотность терагерцовой энергии  $w(\omega, \theta)$  (относительные единицы) для  $\tau_{FWHM} = 100$  фс и  $\ell_{\perp FWHM} = 50$  мкм. (b)  $w(\omega, \theta)$  (относительные единицы) как функция  $\theta$  на частоте максимума спектрально-угловой плотности  $\omega/(2\pi) \approx 2$  ТГц для  $\tau_{FWHM} = 100$  фс и  $\ell_{\perp FWHM} = 100$  мкм (штрихованная кривая), 50 мкм (сплошная кривая), и 25 мкм (точечная кривая).

Согласно расчетам полная терагерцовая энергия импульса составляет  $W \approx 3.6$ пДж для  $\tau_{FWHM} = 100$  фс,  $\ell_{\bot FWHM} = 50$  мкм, и  $W_{opt} = 8$  нДж:. Соответствующая эффективность конверсии  $W/W_{opt} \sim 4.5 \times 10^{-4}$ . Однако на практике не всю энергию, излучённую в интервале  $-90^{\circ} < \theta < 90^{\circ}$  возможно собрать. Исходя из наших экспериментальных условий углы приёма ячейки Голея лежат в диапазоне  $-15^{\circ} < \theta$  $< 15^{\circ}$ . Это уменьшит измеряемую энергию до  $W \approx 1$  пДж и эффективность конверсии до  $\sim 10^{-4}$ . Тем не менее, прогнозируемая эффективность остаётся на два прядка больше, чем максимальные оценки эффективности для кристалла ZnTe возбуждаемого титан-сапфировым лазером с теми же  $\tau_{FWHM}$  и  $W_{opt}$ . Уменьшение  $\ell_{\botFWHM}$  до 25 мкм не сильно изменяет прогнозируемую эффективность.

На рисунке 2.1.4 показаны форма терагерцового сигнала  $E_y(t)$  в воздухе около центра выходной поверхности кремниевой призмы (при y = 0, z = 7.2 мм, и x = 2.5 мм) и соответствующий спектр. Нуль в спектре при  $\omega \approx 1.2$  ТГц можно объяснить деструктивной интерференцией терагерцовых волн излучаемых к кремниевой призме от полоски LN непосредственно и после отражения на границе LN-воздух.



Рисунок 2.1.4 — (а) Теоретические осциллограммы электрического поля  $E_y(t)$  в воздухе около центра выходной поверхности призмы. (b) Соответствующий спектр.

Экспериментальные результаты показаны на рисунках 2.1.5 и 2.1.6. На рисунке 2.1.5(а) показана средняя терагерцовая мощность сгенерированная сэндвич структурой как функция мощности оптической накачки. Для сравнения измерена терагерцовая мощность от того же лазера в 2 мм кристалле ZnTe. В эксперименте с кристаллом ZnTe, лазерный импульс был сфокусирован сферической линзой с фокусным расстоянием 50 мм в круглое пятно. Потом, используя Z-scan технику, проводился поиск максимального значения терагерцовой мощности для каждого значения оптической мощности. Согласно рисунку 2.1.5(а), максимальная терагерцовая мощность для схемы с одной линзой в ~1.5 раза больше, чем для схемы с двумя линзами и в ~150 раз больше, чем для схемы с кристаллом ZnTe. Эффективность конверсии доходит до  $0.8 \times 10-4$  и  $5 \times 10-5$  для схемы с одной и двумя линзами, соответственно (рисунок 2.1.5(b)). Эти данные хорошо согласуются с нашими теоретическими оценками.



Рисунок 2.1.5 – (а) Терагерцовая мощность генерируемая в сэндвич структуре в схемах с двумя (квадраты) и одной линзой (треугольники) и в кристалле ZnTe 2 мм толщины (круги) от мощности оптической накачки. (b) Соответствующая эффективность оптико-терагерцовой конверсии. Значения для ZnTe отложены с множителем 20.

Форма терагерцового сигнала, которая была измерена в эксперименте, и соответствующий спектр показаны на рисунке 2.1.6, и хорошо сходятся с теоретическими прогнозами на рисунке 2.1.4. Отношение сигнал/шум в частотной области можно оценить в ~50 dB.



Рисунок 2.1.6 – Форма терагерцового сигнала измеренная экспериментально (а) и соответствующий спектр (b).

2.2 Генерация широкополосного терагерцового излучения длинным плазменным каналом, возникающим при фокусировке в окружающий воздух мощных фемтосекундных лазерных импульсов аксиконной линзой

В результате выполнения НИР был произведен расчет ускорения электронов и возбуждения низкочастотных терагерцовых токов в плазме оптического разряда. Была исследована генерация широкополосного терагерцового излучения длинным плазменным каналом, возникающим при фокусировке в окружающий воздух мощных фемтосекундных лазерных импульсов аксиконной линзой. Генерация вызывается возбуждением импульса тока пондеромоторной силой позади сверхсветового ионизационного фронта. Было показано что частота, отвечающая максимуму спектра излучения, определяется частотой столкновений электронов и почти не зависит от максимальной плазменной частоты.

Указанная закономерность подтверждаются результатами численных симуляций динамики поля и плазмы при ионизации окружающего воздуха лазерными импульсами, сфокусированной аксиконной линзой И экспериментальными результатами [19]. В численных симуляциях используются формулы для скорости ионизации атомов азота и кислорода. Расчёты проводятся в широкой области значений длительности 30 фс <  $\tau_p$  < 100 фс, энергии лазерного импульса  $0.5 \text{ мДж} < W_{\text{L}} < 5 \text{ мДж}$ , угла фокусировки  $3^{\circ} < \theta < 15^{\circ}$ , частоты столкновений электронов  $10^{12} c^{-1} < v < 10^{13} c^{-1}$ . Характерный поперечный размер плазмы и величина её максимальной плотности сильно зависят от т<sub>р</sub>, W<sub>L</sub> и v, однако найденный численно спектр терагерцового излучения слабо зависит от этих параметров и его форма близка к форме, описываемой полученными формулами. Заметим, что часто в численных счётах наблюдается в спектре излучения также слабый максимум на частоте порядка, которая составляет несколько терагерц. Рисунок 2.2.1 показывает результаты численных расчётов, сопоставленные с результатами эксперимента. Как мы можем видеть, спектр и эффективность генерации терагерцового излучения, полученные в численных расчётах и эксперименте, находятся в хорошем согласии друг с другом.



Рисунок 2.2.1 — Рассчитанные профили (а) плотности плазмы N(r) и (b) плотности тока j(r), генерируемые на сверхсветовом ионизационном фронте лазерным импульсом, сфокусированным в окружающий воздух аксиконной линзой. В расчётах используются соответствующие эксперименту значения параметров: длительность  $\tau_p = 50$  фс, энергия  $W_L < 2,5$  мДж, угол фокусировки  $\theta = 15^{\circ}$  и частота столкновений  $\nu = 5 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$ . (c) Соответствующие этим параметрам рассчитанные (пунктир) и полученные в эксперименте (сплошная кривая) спектры терагерцового излучения. (d) Рассчитанные (сплошная кривая) и полученные в эксперименте (точки) зависимости эффективности генерации терагерцового излучения от энергии в лазерном импульсе при фиксированных остальных параметрах.

Был также рассмотрен вклад в терагерцовое излучение, даваемый наложением внешнего статического электрического поля  $\mathbf{E}_e$ . Максимально возможный вклад от внешнего поля в излучаемую энергию  $W_0 \sim E_e^2 a^2 L$ . Однако он на 1 — 2 порядка меньше чем  $W_0$  при ионизации воздуха атмосферного давления вследствие больших внутренних потерь в плазменном канале. Таким образом, при , радиусе

а ~ 1 мкм и длине L ~ 1 — 10 см плазменного канала, создаваемого лазерным импульсом, сфокусированным аксиконом с углом фокусировки  $\theta$  ~ 7°, и энергией в лазерном импульсе около 1 мДж эффективность вынужденной генерации составляет около  $10^{-11}$  —  $10^{-10}$ , что значительно меньше найденной эффективности самоиндуцированной генерации ( $10^{-9}$ ). Это объясняет отсутствие наблюдаемого отклика в детектируемом терагерцовом излучении на наложение внешнего электрического поля в эксперименте [19]. В случае филаментации лазерного импульса радиус плазменного канала примерно на 1–2 порядка больше при той же его длине, чем в случае аксиконной фокусировки. Это и ведёт к большому отклику, наблюдаемому в экспериментах, в терагерцовой эмиссии от лазерно-плазменной филаменты.

## 2.3 Генерация высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах

В продолжение исследований, намеченных и осуществленных на предыдущих этапах выполнения проекта, были проведены дополнительные исследования, в которых получены приведенные ниже результаты.

На 2-м этапе проекта были исследованы поляризационные свойства высоких гармоник лазерного излучения, генерируемых в атомарных газах, в простейшем случае атомов с валентной *s*-орбиталью (т.е. с орбитальным моментом l=0). Вместе с тем большой интерес представляют случаи атомов с валентной орбиталью, обладающей ненулевым орбитальным моментом. Так, большинство инертных газов (Ar, Kr, Xe), являющихся наиболее широко используемыми средами для осуществления ГГВП, имеют валентную орбиталь с l=1 (*p*-орбиталь). Многие атомы, используемые для ГГВП в плазменных факелах (Mn, Cr, V и др.), имеют валентную *d*-орбиталь с l=2 (такие среды представляют интерес в связи с наблюдающимся в них эффектом резонансного увеличения эффективности ГГВП для гармоник с частотой, близкой к частоте перехода между основным и автоионизационным состояниями генерирующих частиц [20,21]).

Участниками проекта на основе развитого ими теоретического подхода получены аналитические выражения, позволяющие вычислять угол поворота эллипса поляризации гармоник и их эллиптичность для атомарных состояний с различными значениями орбитального углового момента. На рисунке 2.3.1 представлены результаты расчетов для атомов с валентными *s*-, *p*- и *d*- орбиталями. В расчетах для случаев *p*- и *d*- орбитали использовались литературные данные о волновой функции основного состояния атомов Ar и Sc соответственно.



Рисунок 2.3.1 – Зависимость угла поворота эллипса поляризации (верхний рисунок) и эллиптичности (нижний рисунок) атомного отклика от номера гармоники для случаев валентной *s*-, *p*- и *d*-орбитали. Приведены результаты для вкладов «короткой» (SP) и «длинной» (LP) электронных траекторий. Интенсивность лазерного

излучения  $2.2 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, длина волны 1.3 мкм, эллиптичность  $\varepsilon = E_{0y} / E_{0x} = 0.1$ .

Из приведенных здесь результатов следует, что состояние поляризации высоких гармоник сильно зависит от типа атомной валентной орбитали. Для вклада электронной траектории заданного типа («короткая» или «длинная») как угол поворота эллипса поляризации гармоник, так и (что особенно важно) их эллиптичность возрастают с ростом орбитального углового момента. Особенный интерес представляет хорошо видный на рисунке 2.3.1 эффект резкого увеличения эллиптичности гармоник вблизи определенного значения их номера для валентных орбиталей с  $l \neq 0$ . Например, на рисунке 2.3.1 (нижний рисунок) для *p*- орбитали такое увеличение наблюдается вблизи 23-й гармоники. Проведенный анализ показал, что физической причиной такого резонансного увеличения эллиптичности гармоник является деструктивная интерференция амплитуд различных каналов электрон-ионной рекомбинации, приводящая к обращению в ноль параллельной большой оси эллипса поляризации лазерного поля) компоненты (вдоль рекомбинационного матричного элемента, определяющего вероятность испускания фотона, при ненулевом значении его перпендикулярной компоненты. В соответствии с принципом детального равновесия это условие обращения в ноль рекомбинационного матричного элемента аналогично условию возникновения куперовского минимума, хорошо известного в теории фотоионизации [22].

### 2.4 Исследование генерационных характеристик лазера на кристалле YAlO<sub>3</sub> с диодной накачкой

В предыдущих этапах работы были достаточно полно исследованы генерационные характеристики лазера на кристалле Tm:YLF. Достоинством матрицы YLiF<sub>4</sub> является отрицательная зависимость показателя преломления от температуры, что используется для частичной компенсации тепловой линзы, возникающей под действием накачки и позволяет достигнуть больших величин средней мощности порядка нескольких десятков Ватт. Недостатком данной матрицы является большое время жизни ионов Tm на верхнем уровне рабочего перехода, вследствие чего лазер на кристалле Tm:YLF работает в пичковом режиме генерации. Это ограничивает чувствительность методов лазерной спектроскопии с

использованием данной среды. В кристалле ортоалюмината иттрия  $YAlO_3$  время жизни ионов Tm в возбужденном состоянии в несколько раз меньше и имеет величину порядка  $\Delta t \approx 4$ мс, вследствие чего имеется возможность получения стационарного режима генерации. Поэтому были проведены дополнительные исследования генерационных характеристик лазера на кристалле  $YAlO_3$  с диодной накачкой.

YAlO<sub>3</sub>:Tm<sup>3+</sup> является двухосным анизотропным кристаллом, имеет положительную зависимость показателя преломления от температуры, что должно сказаться на большей величине наводимой накачкой тепловой линзе, по сравнению с матрицей YLF. Основные характеристики приведены в таблице 2.4.1.

Плотность	5,35 г · см <sup>−3</sup>
Размеры ячейки	a = 5,167 Å
	b = 5,307 Å
	c = 7,355 Å
Коэффициент термического	9,5 вдоль оси а
расширения	4,3 вдоль оси b × <sup>10-6</sup> /град
	10,8 вдоль оси с
Теплопроводность	$0,11 \text{ Bt} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Коэффициент преломления	<sup>n</sup> <sub>a</sub> = 1,929
	<i>n</i> <sub>b</sub> = 1,943
	<i>n<sub>c</sub></i> = 1,952
Изменение коэффициента	$dn_a/dt = 9.7 \cdot 10^{-6} \cdot K^{-1}$
преломления, <i>dn/dt</i>	$dn_{\sigma}/dt = 14.5$ · 10 <sup>-6</sup> · $K^{-1}$
Симметрия положения катионов	$Y^{3+} - (C_8)$
	$Al^{3+} - (C_i)$
Диапазон прозрачности	220 6500 нм

Таблица 2.4.1.

Поскольку кристалл анизотропный, то он имеет по трем кристаллографическим осям разные оптические и тепловые характеристики (показатель преломления, температурная зависимость показателя преломления, коэффициент теплопроводности и др.)

Для исследования генерационных характеристик лазера была собрана экспериментальная установка (см. рис. 2.4.1.). Накачка осуществлялась лазерной диодной линейкой с волоконным выходом FAP800 (1). Кристалл YAlO<sub>3</sub>:Tm<sup>3+</sup> устанавливался в медный корпус, температура которого регулировалась в диапазоне 10° - 24°C с помощью элемента Пельтье.



Рисунок 2.4.1. Схема экспериментальной установки: 1 – линейка лазерных диодов; 2 – оптическое волокно; 3 – фокусирующая система; 4 – 6 – зеркала; 7 – измеритель мощности; 8 – экран; 9 – диафрагма; 10 – образец кристалла.

Излучение накачки фокусировалось системой линз (3), обеспечивающей перенос изображения в соотношении 1:1 с торца волокна (пятно диаметром 400 мкм) в кристалл YAlO<sub>3</sub>:Tm<sup>3+</sup>. Резонатор лазера, собранный по линейной схеме, был образован дихроичным зеркалом (4) (T = 91% на длине волны; T = 0,1% на длине волны 1,9 мкм) и выходным зеркалом (5) (T = 23% на длине волны генерации). Диафрагма (9) служила для экранирования части пучка накачки. Фильтрующее зеркало (6) отражало излучение накачки и пропускало излучение генерации.

Электронные энергетические уровни иона  $Tm^{3+}$  в кристаллической решетке YAlO<sub>3</sub> расщепляются на штарковские подуровни и сдвигаются под действием внутрикристаллического поля. Значения энергий  $E_{m,s}$  штарковских подуровней состояний  ${}^{3}H_{6}$ ,  ${}^{3}H_{4}$ ,  ${}^{3}H_{5}$  и  ${}^{3}F_{4}$ , показаны в таблице 2.4.2. Здесь же приведены соответствующие им коэффициенты заселенности, рассчитанные по формуле:

$$f_{m,s} = \frac{1}{Z_m} e^{\frac{E_{m,s} - E_{m,1}}{kT}}$$

$$Z_m = \sum_s e^{\frac{E_{m,s}-E_{m,1}}{kT}}$$

Stark level	<sup>3</sup> H <sub>6</sub>		$^{3}H_{4}$		<sup>3</sup> H <sub>5</sub>		<sup>3</sup> F <sub>4</sub>	
	E	f	E	f	E	f	E	f
1	0	0.2039	5624	0.2201	8261	0.1892	12515	0.2925
2	3	0.2009	5627	0.2169	8265	0.1855	12574	0.2190
3	65	0.1482	5716	0.1402	8322	0.1402	12667	0.1388
4	114	0.1165	5722	0.1361	8345	0.1253	12742	0.0960
5	210	0.0728	5819	0.0842	8376	0.1076	12783	0.0785
6	237	0.0637	5843	0.0752	8459	0.0716	12872	0.0507
7	271	0.0539	5935	0.0479	8482	0.0640	12885	0.0476
8	282	0.0511	5965	0.0413	8564	0.0428	12910	0.0421
9	313	0.0439	5983	0.0378	8589	0.0378	12950	0.0346
10	440	0.0235			8599	0.0360		
11	574	0.0122						
12	628	0.0094						

где

Таблица 2.4.2.

На рисунке 2.4.2 приведены излучательные переходы кристалла YAlO<sub>3</sub>:Tm<sup>3+</sup> с учетом штарковских подуровней.

В таблице 2.4.3 приведены длины волн, соответствующие данным переходам  $E_{\rm B}(^{3}{\rm H}_{4}) \rightarrow E_{\rm H}(^{3}{\rm H}_{6}).$ 

Номер перехода	$E_{\rm B} - E_{\rm H},  \mathrm{cm}^{-1}$	λ, нм
X1	5184	1929,0
X2	5311	1882,8
X3	5342	1871,9
X4	5353	1868,1
X5	5559	1798,8
X6	5053	1979,0
X7	5187	1927,8
X8	5314	1881,8
X9	5345	1870,9
X10	5356	1867,1
X11	5513	1813,9

Таблица 2.4.3.

Генерация осуществлялась в диапазоне спектра 1938 – 1943 нм, соответствующем переходам X1 и X7.

Излучение имело эллиптическую поляризацию (степень эллиптичности 11,8).

На рисунке 2.4.3 представлена зависимость выходной мощности генерации лазера от поглощенной мощности накачки для трех длин резонатора. Длина резонатора изменялась увеличением расстояния между входным зеркалом и торцом кристалла.

Выходная мощность лазерного излучения при максимальной мощности накачки равнялась 1,54 Вт (рисунок 2.4.3). Полный КПД составил 6%, а дифференциальный – 12%. С увеличением длины резонатора порог генерации возрастал, а выходная мощность уменьшалась.



Рисунок 2.4.2. Излучательные квантовые переходы иона Tm<sup>3+</sup> в кристаллической решетке YAlO<sub>3</sub>.





Для исследования временных характеристик генерации YAlO<sub>3</sub>:Tm<sup>3+</sup> лазера излучение направлялось на фотодиод, с временным разрешением 20 нс, подключенным к осциллографу Tectronix TDF2024. Световой пучок модулировался установленным перед фотоприемником прерывателем. Прерыватель позволяет на экране осциллографа регистрировать нулевой уровень сигнала (положение развертки).



Рисунок 2.4.4.

Вблизи порога генерация имела пичковый характер. Длительность отдельного пичка по уровню 0,5 имеет величину  $\tau_{имп} = 4,5$  мкс (рисунок 2.4.4). С увеличением мощности накачки амплитуда осцилляций уменьшалась и при двукратном превышении накачки над пороговым значением, лазер выходил в стационарный режим генерации, (рисунок 2.4.4).





Рисунок 2.4.4. Осциллограммы генерации YAlO<sub>3</sub>: Tm<sup>3+</sup> лазера.

Далее предполагается проведение экспериментальных работ по исследованию возможности увеличения чувствительности ВРЛС с использованием лазера на кристалле YAlO<sub>3</sub>: Tm<sup>3+</sup>.

3 Оценка возможности создания конкурентоспособной продукции и услуг и разработка рекомендаций по использованию результатов проведенных НИР, включая предложения по коммерциализации

3.1 Оценка возможности применения схемы генерация широкополосного терагерцового излучения при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в сэндвич-структуре.

Схема генерация широкополосного терагерцового излучения при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в сэндвич-структуре может служить основой создания компактного и дешевого терагерцового источника с высокой, милливаттного уровня, средней мощностью. В ходе выполнения проекта для данной схемы продемонстрирована высокая эффективность, более 0.2%, при энергии накачки ~ 10 мкДж и частоте повторения 1 кГц, и около 0.01% при энергии накачки несколько нДж и частоте повторения 80 МГц. Достигнута максимальная энергии в терагерцовом импульсе 150 нДж при мДж накачке, а средняя мощность 150 мкВт и 60 мкВт при мкДж и нДж уровнях накачки, соответственно. При сравнении с другими существующими источниками широкополосного ТГц излучения, в которых используются фотопроводящие антенны или другие электрооптические кристаллы, можно сказать, что достигнутые значения порядка и превосходят энергетические характеристики данных источников. Более того, в настоящее время активно разрабатываются источники фемтосекундного излучения на длине волны около 1 мкм на основе твердотельных и волоконных иттербиевых лазеров. Такие лазеры позволяют генерировать импульсы с энергией несколько мкДж и мегагерцовой частотой повторения. Такой лазер является идеальным источником накачки разработанной сэндвич-структуры ЛЛЯ И может преобразовывать лазерное излучение в терагерцовое с эффективностью более 0.1%. Таким образом реализовать ТГп источник можно с уникальными характеристиками: средней мощностью несколько милливатт, шириной спектра от 0.1 до 3-4 ТГц и энергией в импульсе несколько нДж.

# 3.2 Оценка возможности применения метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред

Полученные результаты будут использованы при разработке наиболее эффективных методов генерации терагерцового излучения, а также для совершенствования методов оптической диагностики наноразмерных структур. Будут разработаны эффективные схемы для проведения дальнейших исследований генерации мощного терагерцового излучения на базе лазерных комплексов, как за рубежом, так и в России. В частности, полученные результаты могут быть использованы в Объединенном институте высоких температур РАН (г. Москва), Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (г. Саров), Институте лазерной физики Сибирского отделения РАН и др. Терагерцовое излучение, генерируемое с использованием разработанных в ходе выполнения НИР эффективных методов, будет использовано также для проведения последующих НИР по исследованию влияния мощного широкополосного терагерцового излучения на биоткани с целью разработки методов диагностики ранних стадий заболеваний и отклонений в жизнедеятельности клеток и, в частности, для разработки методов ранней диагностики раковых образований.

#### 3.3 Оценка возможности применения результатов НИР для создания высокоярких источников

Результаты проведенной НИР могут быть использованы при разработке, создании и дальнейшем усовершенствовании технических средств для прикладных научных исследований, относящихся к области аттосекундной физики. Так, одной из актуальных проблем является достижение яркости источников аттосекундного излучения, необходимой для реализации наиболее перспективных методов аттосекундной спектроскопии. Другой актуальной проблемой является создание настольных высокоярких источников с длительностями импульсов в единицыдесятки аттосекунд, что позволит осуществлять широкие исследования по измерению и контролю электронной динамики в веществе с временным разрешением, отвечающим фундаментальным временам этих процессов. Наконец, важным ДЛЯ осуществления широких исследований по рентгеновской спектроскопической диагностике нанометровым магнитных структур с пространственным и фемтосекундным временным разрешением является создание источников импульсного рентгеновского эллиптически-И циркулярно-

поляризованного излучения на основе компактных лазерных систем. Полученные в рамках настоящего проекта результаты указывают пути решения этих актуальных задач.

## 3.4 Оценка возможности применения теории генерации мягкого рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистски сильного лазерного излучения с резкой границей плазмы

Обнаруженный в ходе исследований эффект увеличения эффективности генерации высоких гармоник при облучении резкой границы плазмы релятивистски сильным лазерным излучением может быть использован в научноисследовательских работах, связанных с постановкой подобных экспериментов. В частности, в связи с полученными результатами представляется интересным попытаться использовать в качестве мишени разреженные среды: нанопористые металлы или горячую плазму, получающуюся в процессе разлёта нагретой поверхности металла.

## 3.5 Оценка возможности применения оптимизированных схем твердотельных лазерных генераторов для параметрических генераторов света и спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона

В процессе выполнения проекта было разработано и реализовано несколько оптимизированных схем твердотельных лазерных генераторов ДЛЯ параметрических генераторов света и спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона. Данные варианты излучателей представляют собой законченные с точки зрения инженерных расчетов оптические схемы, содержащие в своем составе оригинальные решения и готовые к тиражированию в условиях мелкосерийного производства. Разработанные системы и методики предназначены ДЛЯ решения актуальных задач в области молекулярной спектроскопии, мониторинга атмосферных газов, а также медицинской диагностики и других спецприменений.

## 4 Разработка программы внедрения результатов НИР в образовательный процесс

Результаты НИР активно внедряются в образовательный процесс на радиофизическом факультете и факультете «Высшая школа общей и прикладной физики» Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского в рамках научно-образовательного центра «Фундаментальная и прикладная радиофизика».

За 2010-2012 годы созданы или переработаны 8 курсов лекций, в которых используются результаты, полученные при выполнении НИР: «Лазерные методы генерации терагерцового излучения», «Лазерная спектроскопия», «Сверхсильные оптические поля», «Фемтосекундная оптика», «Твердотельные лазеры с диодной накачкой», «Численные методы прикладной электродинамики», «Электромагнитное моделирование», «Генерация и регистрация терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами».

Созданы и оснащены новым оборудованием учебно-исследовательские лаборатории терагерцовых исследований, аттосекундной оптики, терагерцовой спектроскопии, твердотельных лазеров, лазеров субтераваттного уровня мощности.

Разработаны 8 учебно-методических пособий для студентов и аспирантов к лекционным, практическим и лабораторным циклам по лазерной физике и спектроскопии.

В выполнении научно-исследовательских работ по теме НИР приняли участие 9 докторов и 10 кандидатов наук, 10 студентов и 15 аспирантов. Результаты выполнения НИР представлены в 3 докторских и 8 кандидатских диссертациях.

В рамках выполнения проекта и его дальнейшего развития в Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского создана Исследовательская школа "Лазерная физика». Основной целью Исследовательской школы является подготовка аспирантов и магистрантов к профессиональной деятельности в области фундаментальных И прикладных научных исследований В И высокотехнологичных отраслях экономики на уровне современных международных стандартов. Исследовательская школа обеспечивает разработку и реализацию структурированных программ подготовки аспирантов и магистрантов с учетом специфики, отвечающей научному направлению «Лазерная физика».

Базовыми подразделениями Исследовательской школы являются кафедра общей физики, кафедра квантовой радиофизики, кафедра электродинамики, лаборатория по изучению экстремальных световых полей, лаборатория оптического нейроимиджинга, проводящие научные исследования в области физики лазеров, физики взаимодействия лазерного излучения с веществом, нелинейной оптики, генерации и применения терагерцового излучения, биофотоники и лазерной медицины.

Система подготовки научных и научно-педагогических кадров высшей квалификации в Исследовательской школе включает в себя два образовательных уровня: магистратуру и аспирантуру.

Программы подготовки магистров и кандидатов наук содержат следующие обязательные блоки: 1) научно-исследовательская работа и подготовка диссертации, 2) образовательная программа, 3) практика (педагогическая, производственная, научные стажировки).

Программы подготовки магистров и кандидатов наук соответствуют требованиям государственных образовательных стандартов и федеральным государственным требованиям к структуре программ послевузовского профессионального образования.

Образовательные программы Исследовательской школы направлены на развитие профессиональных, социальных и культурных компетенций для работы в наукоёмкой профессиональной среде в сфере высшего образования, науки и высокотехнологичных отраслей экономики.

5 Разработка научно-методических материалов к курсам лекций: «Лазерные методы генерации терагерцового излучения», «Лазерная спектроскопия», «Сверхсильные оптические поля», «Фемтосекундная оптика», «Твердотельные лазеры с диодной накачкой», «Численные методы прикладной электродинамики».

Разработка научно-методических материалов к лабораторным практикумам по терагерцовой и ИК спектроскопии, фемтосекундной и нелинейной оптике.

В рамках выполнения НИР в 2010-2012 годах разработаны и переработаны 7 учебных программ курсов лекций по направлению «Лазерная физика».

1. Учебная программа курса лекций «Лазерная спектроскопия».

Курс лекций предназначен для подготовки магистров радиофизики в рамках специализации «Квантовая радиофизика и лазерная физика». Цель курса - сформировать у студентов современное представление об основных принципах линейной и нелинейной лазерной спектроскопии.

Особое внимание уделяется изучению процессов преобразования энергии в веществе при резонансном интенсивном лазерном возбуждении, технике эксперимента, реально достижимой чувствительности методов.

2. Учебная программа курса «Полупроводниковые лазеры в оптической связи и измерительных системах».

Курс является продолжением теоретического курса "Квантовая радиофизика", читаемого в системе подготовки бакалавра физических наук и специалиста по радиофизике, и спецкурса "Физика лазеров", читаемого для студентов, специализирующихся на кафедре квантовой радиофизики. В данном курсе рассмотрены основные вопросы, связанные с современной элементной базы квантовой электроники и волоконной оптики и применения полупроводниковых лазерных диодов в качестве основного источника когерентного излучения в системах радиофизических измерений и передачи информации. В качестве исходной математической модели описания полупроводникового лазерного источника выбрана кинетическая модель на основе балансных скоростных уравнений полупроводникового лазера, что позволяет проанализировать все

основные особенности поведения данного типа излучателей в различных системах квантовой электроники и волоконной оптики.

Цель курса - сформировать у студента современное представление об основных физических принципах построения систем волоконно-оптической связи, о современной элементной базе, применяемой в волоконной технике и лазерной измерительной технике, а также о наиболее важных и перспективных областях применения полупроводниковых лазерных излучателей.

3. Учебная программа курса «Сверхсильные оптические поля».

Целями изучения курса являются ознакомление с методами генерации сверхсильных лазерных полей; изучение поведения вещества в сверхсильных полях; исследование возможностей и особенностей применения сверхсильных лазерных полей.

4. Учебная программа курса «Фемтосекундная оптика».

Цель курса - сформировать у студентов основные представления о методах генерации ультракоротких (фемтосекундных) лазерных импульсов и о взаимодействии фемтосекундных импульсов с веществом.

5. Учебная программа курса «Генерация и регистрация терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами».

Цели курса - изучение физических принципов генерации и регистрации терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами; формирование знаний и умений в области терагерцовой спектроскопии.

6. Учебная программа курса «Электромагнитное моделирование».

Цель преподавания дисциплины - изучение основных принципов и практических методов численного расчета электромагнитных волновых полей, а также современных программных средств электромагнитного моделирования. Объектами изучения в данной дисциплине являются: уравнения Максвелла с материальными уравнениями для электромагнитных полей в различных средах; модели, методы и технологии электромагнитного моделирования; средства и методы разработки программ моделирования электромагнитных полей на компьютере; профессиональное программное обеспечение для электромагнитного моделирования.

7. Учебная программа курса «Взаимодействие лазерного излучения с веществом».

Целью курса являются изучение теоретических аспектов и основных результатов экспериментальных наблюдений таких нелинейных ионизационных процессов в газах в интенсивном лазерном поле, как многофотонная ионизация, надпороговая ионизация, многократная ионизация, генерация высоких гармоник (и связанная с ней генерация аттосекундных импульсов) и др.

Разработаны 8 методических пособий по курсам лекций и лабораторным работам по направлению «Лазерная физика».

1. Царев М.В. Генерация и регистрация терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами. 2010. 76 с.

2. Бакунов М.И., Царев М.В., Горелов С.Д. Электрооптическое стробирование. 2011. 40 с.

3. Скрыль А.С., Царев М.В. Применение терагерцового излучения для исследования предметов искусства. 2011. 39 с.

4. Машкович Е.А., Бакунов М.И. Автокорреляционные методы измерения длительности ультракоротких лазерных импульсов. 2011. 41 с.

5. Семиков С.А. Методы компрессии лазерных импульсов. 2011. 48 с.

6. Рябикин М.Ю., Ионизационные процессы в газах в интенсивном лазерном поле, Учебное издание, Н. Новгород, ИПФ РАН, 2011, 80 с.

7. Егоров А.С., Савикин А.П. «Твердотельные лазеры с диодной накачкой на керамике, допированной ионами Nd3+ и Yb3+»,

8. Савикин А.П., Шарков В.В., Еремейкин О.Н. «Исследование временных характеристик твердотельного лазера на кристалле YAG: Nd3+ с диодной накачкой»

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поставленные на 6 этап задачи выполнены полностью.

В ходе выполненных на этапе работ обобщены результаты предыдущих этапов работ и проведена оценка полноты решения задач и эффективности полученных результатов в сравнении с современным научно-техническим уровнем.

1. Задача создания компактного и эффективного источника терагерцовых поверхностных плазмонов, направляемых структурированной поверхностью металла.

Путем фотолитографии и травления алюминиевой поверхности удалось создать экспериментальный образец микроструктурированной поверхности с периодом, много меньшим длины терагерцовой волны, что обеспечивает одномодовый режим возбуждения поверхностных волн. Данный образец позволил получить поверхностные волны с размером области локализации вблизи поверхности порядка одной длины волны. Эффективность источника составила  $1.4 \cdot 10^{-7}$ . что является хорошим показателем даже для свободно распространяющегося излучения, возбуждаемого импульсами с наноджоульным уровнем энергии.

2. Задача генерации объемного терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах с использованием сэндвич-структуры и лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности.

Проведенные экспериментальные исследования дали хорошее совпадение с теоретическими расчетами для обеих схем генерации в режиме, когда оптическое излучение распространяется в электрооптических кристаллах без существенных нелинейных искажений. Экспериментально продемонстрированы предельные режимы генерации терагерцового излучения при больших интенсивностях лазерного излучения.

 Задача когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

Проведены экспериментальные исследования на изготовленной установке по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке

многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

4. Задача разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

Создана численная модель, предназначенная для расчетов процессов плазме, токов в нестационарной генерации электронных производимой интенсивными ультракороткими лазерными импульсами, на основе одномерных, двухмерных и трехмерных квантовых моделей и допускает возможность параллельных вычислений. Также были созданы электродинамические модели, позволяющие рассчитать процессы трансформации электромагнитных полей частотных диапазонов при распространении волн различных ионизации, создаваемых короткими интенсивными лазерными импульсами.

5. Задача разработки метода формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах.

Показано, что квантовая интерференция при ионизации колебательновозбужденных молекул мощными фемтосекундными лазерными импульсами может быть использована для эффективной генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) и управления спектром генерируемого ВУФ и рентгеновского излучения.

Построена теория ГГВП интенсивного лазерного излучения при туннельной ионизации газов, учитывающая пространственную структуру волновых пакетов электронов, перерассеивающихся на родительских ионах.

Теоретически рассмотрено преобразование монохроматического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты и неоднородной ширины линии резонансного квантового перехода.

6. Задача разработки теории генерации мягкого рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистски сильного лазерного излучения с резкой границей плазмы.

В ходе исследований путём численного моделирования было установлено, что с уменьшением плотности плазмы, облучаемой релятивистски интенсивным

лазерным излучением, в общем случае эффективность генерации высоких гармоник в области мягкого ИК увеличивается, однако существует пороговая плотность, ниже которой эффективность резко падает. Этот эффект связан с хаотизацией движения плазменной границы в поле волны в силу наступления нелинейного резонанса между частотой лазерного импульса и собственной частотой нелинейных плазменных колебаний. В то же время, существует узкий интервал плотностей плазмы, ниже пороговой, в котором эффективность генерации гармоник высока.

7. Задача разработки гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой.

В результате разработки новой конфигурации структуры, осуществленной с учетом сопоставления параметров расчетной модели и результатов серии предварительных калибровочных экспериментов, была реализована генерация в вертикально-излучающем лазере с оптической накачкой, И исследованы экспериментально основные генерационные характеристики в импульсном и непрерывном режимах. Показано, что основным препятствием для получения непрерывного режима генерации является чрезмерный разогрев структуры излучателя. Представленная конфигурация вертикально излучающего лазера позволяет осуществить на ней нелинейное преобразование излучения накачки и лазерной генерации в излучение на разностной частоте

8. Задача разработки и реализации оптимизированных схем твердотельных лазерных генераторов для параметрических генераторов света и спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона.

В процессе выполнения проекта было разработано и реализовано несколько оптимизированных схем твердотельных лазерных генераторов для параметрических генераторов света (ПГС) и спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона. Данные варианты излучателей представляют собой законченные с точки зрения инженерных расчетов оптические схемы, содержащие в своем составе оригинальные решения и готовые к тиражированию в условиях мелкосерийного производства. Разработанные системы и методики предназначены для решения актуальных задач в области молекулярной спектроскопии,

мониторинга атмосферных газов, а также медицинской диагностики и других спецприменений.

Проведены дополнительные исследования.

1. Теоретическое и экспериментальное исследование возможности эффективной терагерцовой генерации в сэндвич-структуре при использовании малоэнергичной лазерной накачки и двумерной фокусировкой накачки в слой LiNbO3 (LN).

2. Исследование генерации широкополосного терагерцового излучения длинным плазменным каналом, возникающим при фокусировке в окружающий воздух мощных фемтосекундных лазерных импульсов аксиконной линзой

3. Исследование генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах

4. Исследование генерационных характеристик лазера на кристалле YAlO3 с диодной накачкой

Проведена оценка возможности создания конкурентоспособной продукции и услуг и разработка рекомендаций по использованию результатов проведенных НИР, включая предложения по коммерциализации.

1. Для схемы генерации широкополосного терагерцового излучения при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в сэндвичструктуре.

2. Для метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

3. Для создания высокоярких источников.

4. Для теории генерации мягкого рентгеновского излучения при взаимодействии релятивистски сильного лазерного излучения с резкой границей плазмы.

5. Для оптимизированных схем твердотельных лазерных генераторов для параметрических генераторов света и спектроскопических аналитических систем среднего ИК-диапазона.

Разработана программа внедрения результатов НИР в образовательный процесс.

Разработаны научно-методические материалы к курсам лекций: «Лазерные методы генерации терагерцового излучения», «Лазерная спектроскопия», «Сверхсильные оптические поля», «Фемтосекундная оптика», «Твердотельные лазеры с диодной накачкой», «Численные методы прикладной электродинамики».

Разработаны научно-методические материалы к лабораторным практикумам по терагерцовой и ИК спектроскопии, фемтосекундной и нелинейной оптике

#### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

 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.

2 **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.

3 **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.

4 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.

5 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.

6 **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.

7 **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.

8 **Bodrov, S. B.** Efficient Cherenkov emission of broadband terahertz radiation from an ultrashort laser pulse in a sandwich structure with nonlinear core / S. B. Bodrov, M. I. Bakunov, M. Hangyo // Journal of Applied Physics. – 2008. – Vol. 104. – P. 093105.

9 **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, R. A. Akhmedzhanov // Optics Express. – 2009. – Vol. 17. – P. 1871–1879.

10 **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, R. A. Akhmedzhanov // Optics Express. – 2009. – Vol. 17. – P. 1871–1879.

11 Mocek, T. Dramatic enhancement of xuv laser output using a multimode gasfilled capillary waveguide / T. Mocek, C. M. McKenna, B. Cros, S. Sebban, D. J. Spence, G. Maynard, I. Bettaibi, V. Vorontsov, A. J. Gonsavles, S. M. Hooker // Physical Review A. – 2005. – Vol. 71. – P. 013804.

12 **Cros, B.** Characterization of the collisionally pumped optical-field-ionized softx-ray laser at 41.8 nm driven in capillary tubes / B. Cros, T. Mocek, I. Bettaibi, G. Vieux, M. Farinet, J. Dubau, S. Sebban, G. Maynard // Physical Review A. – 2006. – Vol. 73. – P. 033801.

13 Corkum, P. B. Above-threshold ionization in the long-wavelength limit / P. B. Corkum, N. H. Burnett, F. Brunell // Physical Review Letters. – 1989. – Vol. 62. – P. 1259-1262.

14 **Corkum, P. B.** Plasma perspective on strong-field multiphoton ionization // Phys. Rev. Lett. – 1993. – Vol. 71. – P. 1994—1997.

15 Ammosov, M.V. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field / M. V. Ammosov, N. B. Delone, V. P. Krainov // Sov. Phys. JETP. – 1986. – Vol. 64. – P.1191–1194.

16 Ilkov, F.A. / F.A.Ilkov, J.E.Decker, S.L.Chin // J. Phys. B: At. Mol.Opt.Phys. -1992. – Vol. 25. – P. 4005.

17 **Courtois C.** / C.Courtois, A.Couairon, B.Cros, J.R.Marques, G.Matthieussent // Phys.Rev.Lett. – 1999. – Vol. 82- P. 4659.

18 **Zhou, X**. et al. Elliptically polarized high-order harmonic emission from molecules in linearly polarized laser fields// Phys. Rev. Lett. – 2009 – Vol. 102. – P. 073902.

19 Ахмеджанов Р. А., Генерация терагерцового излучения при аксиконной фокусировке ионизующих лазерных импульсов / Р. А. Ахмеджанов, И. Е. Иляков, В. А. Миронов, Е. В. Суворов, Д. А. Фадеев, Б. В. Шишкин // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2008. – Т. 88. – С. 659–663.

20 **Р.А. Ганеев**, Генерация высших гармоник излучения мощных лазеров в плазме, образованной при воздействии предымпульса на поверхность твердотельных мишеней // УФН/ - 2009 - Т. 179 – С. 65.

21 **V.V. Strelkov**, Role of Autoionizing State in Resonant High-Order Harmonic Generation and Attosecond Pulse Production // Phys. Rev. Lett. – 2010 – Vol. 104. - P.123901.

22 J. W. Cooper, Photoionization from outer atomic subshells. A model study // Physical Review – 1962 - Vol. 128 - P. 681.