Министерство образования и науки Российской Федерации

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

УДК 535 № госрегистрации Инв.№ 1.1.2.0563.1

УТВЕРЖДАЮ

Ректор

_____ Е. В. Чупрунов «___»____ 2010 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 первого этапа государственного контракта № 02.740.11.0563 от 22 марта 2010 г.

Наименование этапа: «Выбор направления исследований»

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

М.И.Бакунов

подпись, дата

Нижний Новгород 2010

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель темы, Зав. каф. общей физики ННГУ, д.фм.н., профессор	подпись, дата	М.И.Бакунов (введение, заключение)
Исполнители темы		
Зав. каф. квантовой радиофизики ННГУ, д.фм.н., член-корр. РАН		Андронов А.А. (введение, раздел
	подпись, дата	1-3)
Профессор каф. общей физики, д.фм.н.		Грибова Е.З.
	подпись, дата	(раздел 1-3)
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф м.н., доцент		Жуков С.Н.
	подпись, дата	(раздел 1-3)
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф м.н., доцент		Захаров Ю.Н.
	полнись дата	(раздел 1-3)
	nogimes, guiu	Маругин А.В.
Доцент каф. квантовой радиофизики		(раздел 1-3)
ННІ У, к.фм.н., доцент	подпись, дата	
Доцент каф. квантовой радиофизики ННГУ, к.фм.н., доцент		Савикин А.П. (раздел 1-3)
	подпись, дата	(puster 1 5)
Ассистент каф кранторой ралиофизики		Шарков В.В.
ННГУ, к.фм.н.	полпись. лата	(раздел 1-3)
	,	Лонин А.Л.
Старший преподаватель каф. общей		(раздел 1-3)
физики ппп э, к.фм.н.	подпись, дата	
Доцент каф. общей физики ННГУ, к.ф м.н.		бодров С.Б. (разлел 4)
	подпись, дата	(Tunder)
Доцент каф. электродинамики ННГУ, с.н.с. ИПФ РАН, к.фм.н.		Введенский Н. В.
	подпись, дата	(раздел 1-5)
		Царев М.В.
Ассистент каф. общеи физики ННІ У, к.фм.н.		(раздел 1-4)
Электроник каф квантовой	подпись, дата	Еремейкин О Н
радиофизики, к.фм.н.		(раздел 1-3)
	подпись, дата	-
Электроник каф. квантовой		Захаров Н.Г. (раздед 1-3)
радиофизики	подпись, дата	(раздел 1-5)
Электроник каф общей физики ННГУ		Лаврентьев С.А.
электроник каф. оощеи физики ННГ у	полнись лата	(раздел 1-3)
	подшиов, дити	

Михайловский Р.В. Аспирант ННГУ (раздел 1-3) подпись, дата Машкович Е.А. Аспирант ННГУ (раздел 1-3) подпись, дата Агрба П.Д. Аспирант ННГУ (раздел 1-3) подпись, дата Катичев А.Р. Аспирант ННГУ (раздел 1-3) подпись, дата Святошенко Д.Е. Аспирант ННГУ (раздел 1-3) подпись, дата Железнов С.Ю. Аспирант ННГУ (раздел 1-3) подпись, дата Нормоконтролер Шевченко Н.В. подпись, дата Соисполнители: Профессор каф. квантовой радиофизики ННГУ, директор Отделения нелинейной Сергеев А.М. динамики и оптики ИПФ РАН, д.ф.-м.н., подпись, дата (введение) член-корр. РАН Профессор каф. электродинамики Гильденбург В.Б. ННГУ, д.ф.-м.н., профессор (раздел 1) подпись, дата Зав. лаб. ИПФ РАН, д.ф.-м.н. Степанов А.Н. (раздел 1) подпись, дата Главный научный сотрудник ИПФ РАН, Фрейдман Г.И. (раздел 1) д.ф.-м.н. подпись, дата Ведущий научный сотрудник ИПФ Рябикин М.Ю. РАН, к.ф.-м.н. (раздел 1) подпись, дата Старший научный сотрудник ИПФ РАН, Корытин А.И. к.ф.-м.н. (раздел 1) подпись, дата Младший научный сотрудник ИПФ Емелин М.Ю. РАН, к.ф.-м.н. (раздел 1) подпись, дата Научный сотрудник ИПФ РАН, к.ф.-Быстров А.М. (раздел 1) M.H. подпись, дата Аспирант ИПФ РАН Коржиманов А. В. (раздел 1) подпись, дата

РЕФЕРАТ

Отчет 155 с., 1 ч., 8 рис., 0 табл., 283 источн., 0 прил.

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

B отчете представлены результаты исследований по 1 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.

Вычислительный кластер (Т-Платформы T-Edge Mini).

Отчет о патентных исследованиях; промежуточный отчет о НИР, в том числе: анализ научно-технической литературы, нормативно-технической документации и других материалов по теме проекта, обоснование выбранного направления исследований, сравнительные характеристики ожидаемых показателей разрабатываемой продукции и существующих изделий-аналогов; результаты расчетов, математическая модель.

Научные результаты: анализ научно-технической литературы, нормативнотехнической документации и других материалов, по теме проекта; выбор и обоснование принятого направления исследований и способов решения поставленных задач: сопоставление ожидаемых показателей новой результатов НИР продукции после внедрения с существующими показателями изделий-аналогов или с действующей нормативно-технической документацией; проведение расчетов и математического моделирования для разработки высокоэффективного источника широкополосного терагерцового

сердцевиной излучения на основе сэндвич-структуры с ИЗ электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами; проведение расчетов и математического моделирования по разработке экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной металла поверхности фемтосекундными лазерными импульсами.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	9
 Анализ научно-технической литературы, нормативно-технической документации и других материалов по теме проекта 1.1 Генерация терагерцового излучения в электрооптических средах 	13 13
1.1.1 Общие замечания	13
1.1.2 Компактные источники терагерцового излучения на основе оптического	15
выпрямления 1.1.3 Генерация в кристаллах импульсами с наклонным фронтом	17
1.1.4 Генерация в волноводных структурах	19
1.2 Генерация терагерцовых поверхностных волн	21
1.2.1 Общие замечания	21
1.2.2 Метод прямого оптического возбуждения терагерцовых плазмонов	22
1.2.3 Возбуждение терагерцовых плазмонов на структурированной	23
1.3 Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и	24
нанодисперсных сред 1.3.1 Общие замечания	24
1.3.2 Первые эксперименты	24
1.3.3 Эксперименты с пробоем газов во внешнем электрическом поле	26
1.3.4 Эксперименты с пробоем газов в поле предельно коротких лазерных	29
импульсов 1.3.5 Генерация гармоник падающего излучения в процессе ионизации атомного кластера лазерным импульсом высокой интенсивности	40
1.4 Формирование коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в	61
газах 1.4.1 Общие замечания	61
1.4.2 Генерация высоких гармоник как инструмент получения аттосекундных импульсов	63
1.4.3 Генерация аттосекундных импульсов в газах – современные достижения	66
1.5 Генерация мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы	70
1.5.1 Первые эксперименты	70
1.5.2 Модель осциллирующего зеркала	72
1.5.3 Когерентное кильватерное излучение	73
1.5.4 Генерация аттосекундных импульсов	74

1.6 Когерентная генерация мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности	
1.6.1 Общие замечания	75
1.6.2 Первые эксперименты	76
1.6.3 Эксперименты с газонаполненными капиллярами	76
1.7 Компактные импульсные ПГС среднего ИК диапазона высокой пиковой мощности на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой	
1.7.1 Общие замечания	//
1.7.2 Детектирование малого молекулярного поглощения с помощью диодных лазеров 1.7.3 Тверлотельные изгерине источники света с ликиами воли излучения в	78 80
диапазоне 1,4 - 4 мкм	00
1.8 Преобразование излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон в оптическом волокне	89
2 Обоснование выбранного направления исследований	90
3 Сравнительные характеристики ожидаемых показателей разрабатываемой продукции и существующих изделий-аналогов	100
4 Результаты теоретических исследований	105
4.1 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами	105
4.1.1 Введение	105
4.1.2 Результаты расчетов	107
4.1.3 Выводы	113
4.2. Проведение расчетов и математического моделирования по разработке экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами	113
4.2.1 Введение	113
4.2.2 Схема генерации. Основные уравнения	116
4.2.3 Расчет и анализ полей плазмонов	118
4.2.4 Спектральное распределение энергии плазмонов. Оптимизация параметров	124
4.2.5 Выводы	126
Заключение	127
Список использованных источников	128

ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

В настоящем отчете применяются следующие обозначения и сокращения:

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

НИР – научно исследовательская работа

ИК – инфракрасный

ВУФ – вакуумный ультрафиолет

LN – ниобат лития, LiNbO₃

ПП – плазмон-поляритон

ПВ – поверхностная волна

МЖС – модель жесткой сферы

ДУ – дипольное ускорение

ДНК – дезоксирибонуклеиновая кислота

ПГС – параметрический генератор света

ДЛ – диодный лазер

введение

Разработка эффективных методов генерации когерентного электромагнитного излучения в плохо освоенных частотных диапазонах – терагерцовом, вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) и мягком рентгеновском – является одной из наиболее «горячих» проблем современной прикладной физики. Отсутствие в настоящее время эффективных и компактных (table-top) источников указанных излучений связано с неприменимостью к этим диапазонам традиционных методов генерации, применяемых в физической электронике и лазерной физике. Между тем, потребность в таких источниках становится все более острой в связи с перспективами широких практических приложений терагерцового, ВУФ и мягкого рентгеновского излучений для целей спектроскопии (полупроводниковых структур, химических соединений, биомолекул) и (био)сенсорики, томографии и интравидения (в частности, в медицине и системах безопасности), для управления электронными состояниями в квантовых ямах, контроля химических реакций и т.д. Особый интерес представляет генерация коротких импульсов излучений указанных диапазонов для исследования быстропротекающих процессов.

Всё острее встаёт перед современным обществом проблема загрязнения окружающей среды. В связи с этим в развитых странах приняты национальные программы по созданию систем мониторинга атмосферы на основе инфракрасной (ИК) техники. Особенно важен примыкающий к терагерцовому средний ИК диапазон. В этом диапазоне расположены "окна" прозрачности атмосферы и лежат линии поглощения («отпечатки пальцев») сложных органических молекул загрязнителей атмосферы. Это даёт возможность дистанционного мониторинга состояния атмосферы и диагностики повреждений на газо- и нефтепроводах. Лазерная диагностика в среднем ИК диапазоне является безопасной для зрения людей, что выгодно отличает сё, например, от ультрафиолетовой диагностики. Широкие перспективы имеет средний ИК диапазон для решения таких важных задач военно-технического назначения, как активное противодействие системам ИК наблюдения и наведения, обнаружение отравляющих веществ и биологических агентов и др. Существующие в настоящее время лазерные системы на основе молекулярных (СО₂ и СО) газов и химических реакций (с участием НF и DF)

являются громоздкими, мало эффективными и вредно воздействуют на окружающую среду.

Целью проекта является:

- 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.

В рамках проекта планируется решение следующих задач.

1. Создание высокоэффективных источников широкополосного терагерцового излучения на основе нелинейного преобразования мощных фемтосекундных лазерных импульсов в сэндвич-структурах с сердцевиной из электрооптического материала.

2. Разработка принципов прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами.

3. Развитие рекордного на сегодня по эффективности метода генерации терагерцового излучения на основе оптической ректификации лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности в электрооптических кристаллах.

4. Разработка методов генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

5. Разработка методов формирования предельно коротких импульсов излучения в ВУФ и мягком рентгеновском диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах.

 Развитие теории генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы.

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

8. Разработка научно-технических основ и прототипов новых перестраиваемых источников среднего ИК диапазона на основе нелинейного параметрического преобразования частоты твердотельных ИК лазеров с диодной накачкой и мощных лазерных ИК диодов в нелинейных кристаллах, оптических волокнах и полупроводниковых гетероструктурах.

В результате выполнения работ по данному проекту ожидается получение следующих научных результатов.

1. Будет создан экспериментальный образец высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами, для применений в целях спектроскопии, (био)сенсорики, интравидения.

2. Будет создан экспериментальный образец для прямого нелинейнооптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами в целях развития нового научного направления – поверхностной терагерцовой спектроскопии.

3. Будет разработана теория генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности для повышения эффективности данного метода оптикотерагерцового преобразования.

4. Будет разработан метод генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

5. Будет разработан метод формирования коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах.

6. Будет разработана теория генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы.

7. Будет создана экспериментальная установка по когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных

газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности.

8. Будут созданы лабораторные макеты компактных импульсных перестраиваемых параметрических генераторов света (ПГС) среднего ИК диапазона (3–5 мкм) с пиковой мощностью 5–50 кВт на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой.

9. Будет создана лабораторная установка для анализа состава газовых смесей на основе ПГС среднего ИК диапазона.

10. Будут созданы экспериментальные образцы гетероструктур на основе соединений InGaP–GaAs и InGaAlAs-GaAs для нелинейного преобразования частоты в полупроводниковых гетеролазерах с вертикальным резонатором и оптической накачкой диодными и твердотельными лазерами.

11. Будет создана лабораторная установка на основе оптического волокна для преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон.

1 Анализ научно-технической литературы, нормативно-технической документации и других материалов по теме проекта

1.1 Генерация терагерцового излучения в электрооптических средах

1.1.1 Общие замечания

Терагерцовым излучением называются электромагнитные волны, частоты которых принадлежат диапазону от 3×10¹¹ Гц до 3×10¹² Гц, что соответствует диапазону длин волн между одним миллиметром и ста микрометрами. Генерация и детектирование когерентного терагерцового излучения были практически полностью недоступными до начала 1990-х годов, в связи с чем указанный диапазон, расположенный между инфракрасным и микроволновым диапазонами, был назван «терагерцовой щелью». Интерес к освоению «терагерцовой щели» связан с перспективами широкого применения терагерцового излучения в фундаментальных исследованиях и практических приложениях [1,2]. Терагерцовое излучение является неионизирующим субмиллиметровым излучением, и в то же время, как и микроволновое излучение, способно проникать через разнообразные непроводящие материалы – одежду, бумагу, картон, дерево, бетон, каменную кладку, пластмассу и керамику. Также терагерцовое излучение проникает сквозь туман и облака, однако не способно проникать через металл и воду. Атмосфера Земли является сильным поглотителем терагерцового излучения, что сильно ограничивает возможности его использования для коммуникаций. В терагерцовом диапазоне лежат спектры многих важных органических молекул, включая белки и ДНК [3-5], а также фононные резонансы кристаллических решеток [6-9], что позволяет развивать новые методы спектроскопии биологических И полупроводниковых образцов [6,10] и даже одиночных молекул [11]. С помощью терагерцового излучения можно управлять химическими реакциями [12] и манипулировать электронными состояниями в квантовых ямах [13–15]. В отличие от рентгена, терагерцовое излучение позволяют проводить безвредную для человека диагностику, в том числе раковых опухолей, глубины и степени ожогов [16–19]. Перспективны применения терагерцового излучения для создания высокоскоростных беспроводных сетей внутри зданий, систем безопасности на основе терагерцового видения [20,21], поиска взрывчатых веществ по их спектральным «отпечаткам пальцев» [22], систем контроля качества продуктов питания [23,24] и др.

Наиболее сложной проблемой в освоении терагерцового диапазона является создание достаточно интенсивных и компактных источников когерентного терагерцового излучения. Существующие В настоящее время мощные терагерцовые генераторы – лазеры на свободных электронах [25,26] и синхротроны [27] – дороги, громоздки и не могут иметь широкого применения. Среди компактных источников перспективны квантово-каскадные лазеры [28–30], идея которых была предложена еще в 1971 году [31], однако они не способны генерировать частоты ниже 10 ТГц без охлаждения до криогенных температур [32– 34]. Частоты пролётных электронных приборов ограничены сверху обратным временем пролета электронов через рабочий промежуток, уменьшение же этого времени наталкивается на технические сложности. Предельная частота гиротронов ограничена максимальной величиной магнитного поля. С помошью усовершенствованных ламп обратной волны и гиротронов с импульсным магнитным полем удается генерировать частоты не выше 1 ТГц [1,35,36].

Наиболее распространенные в настоящее время методы «настольной» (tabletop) генерации терагерцового излучения основаны на воздействии фемтосекундными оптическими импульсами на электрооптические, полупроводниковые и газовые среды. Источником терагерцового излучения при этом являются наводимые в веществе всплески нелинейной поляризации или тока проводимости субпикосекундной длительности. Генерируемое излучение представляет собой короткие (длительностью в 1-1,5 периода колебаний) терагерцовые импульсы с широким – простирающимся от долей до нескольких терагерц – спектром, что позволяет проводить с их помощью широкополосную спектроскопию. Перспективен, в частности, недавно предложенный метод оптикотерагерцовой конверсии, основанный на смешении в плазме лазерного пробоя основной оптической частоты и ее второй гармоники [37]. Хотя этот метод еще только начинает развиваться [38], с его помощью уже удалось конвертировать импульсы титан-сапфирового лазера с энергией 0,5 мДж в широкополосные (0,3-7 ТГц) терагерцовые импульсы с энергией ~30 нДж [39]. Многообещающий по

эффективности метод терагерцовой генерации при аксиконном пробое газа сверхкороткими (в несколько колебаний светового поля) лазерными импульсами (см. [40]) пока не получил экспериментальной проверки. Наиболее распространенным терагерцовым источником являются фотопроводящие ключи, управляемые фемтосекундными лазерными импульсами. Источником терагерцовых волн здесь служит импульс тока, возникающий при фотогенерации носителей в полупроводнике, к которому приложено напряжение смещения. Такие устройства могут генерировать терагерцовые импульсы с энергией до 400 нДж (при частоте повторения 1 кГц) [41] и даже до 800 нДж (при частоте повторения 10 Гц) [42] при напряжениях смещения 45 и 11 кВ соответственно. Однако максимум излучения фотопроводящих ключей приходится на частоты, заметно меньшие 1 ТГц (0,3-0,5 ТГц в работах [41,42]).

1.1.2 Компактные источники терагерцового излучения на основе оптического выпрямления

Более высокие частоты позволяет генерировать другой распространенный метод оптико-терагерцовой конверсии – оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах (обычно используют ZnTe, LiNbO₃, LiTaO₃, GaAs, ZnSe, GaSe, DAST и др. [43–48]). В этом методе распространяющийся в кристалле оптический импульс накачки индуцирует нелинейную поляризацию, которая повторяет форму огибающей оптической интенсивности. Нелинейная поляризация движется с групповой скоростью оптического импульса и излучает терагерцовые волны. Именно механизм оптического выпрямления и лежит в основе рассматриваемых в п. 1.1 методов оптико-терагерцовой конверсии.

С кинематической точки зрения выделяют два режима оптического выпрямления в зависимости от дисперсионных свойств электрооптического материала – *сверхсветовой*, при $n_g < n_0$, и *досветовой*, при $n_g > n_0$, режимы, где n_g – оптический индекс группового запаздывания, а n_0 – низкочастотный (при стремящейся к нулю частоте) показатель преломления [49,50]. В сверхсветовом режиме ($n_g < n_0$) оптический импульс может генерировать терагерцовое излучение за счет эффекта Черенкова – движущаяся нелинейная поляризация излучает

терагерцовые волны подобно релятивистскому диполю [51,52]. Существенно, что, чтобы возбуждать черенковский конус терагерцовых волн, оптический импульс должен быть сфокусирован до размера порядка (или меньше) длины терагерцовой волны. В досветовом режиме (n_g>n₀) из-за наличия дисперсии всегда находится частота ω_0 , на которой выполняется условие синхронизма между лазерным импульсом и попутно распространяющейся терагерцовой волной: n₂=n(ω_0), где n(ω₀) – терагерцовый показатель преломления. В связи с этим в «досветовых» материалах может быть реализован простой и удобный способ терагерцовой генерации: освещение по нормали слоя досветового материала широким (в масштабе длины терагерцовой волны) пучком фемтосекундного лазерного синхронизованному возбуждению излучения приводит к квазиплоской терагерцовой волны, распространяющейся попутно лазерному пучку.

Актуальной задачей является повышение эффективности оптикотерагерцовой конверсии. В методе оптического выпрямления эффективность существенно зависит от параметров используемого электрооптического материала, таких как его нелинейный коэффициент, расстройка между групповой скоростью оптического импульса и фазовой скоростью терагерцовых волн, оптическая прозрачность и коэффициент поглощения на терагерцовых частотах. Различные материалы были опробованы на пригодность для оптического выпрямления (см., например, обзоры [53,54]). Оказалось, что у всех материалов имеются как свои достоинства, так и свои недостатки. Например, ZnTe, уникальным достоинством которого является наличие фазового синхронизма между излучением Ti:sapphire лазера и ~2,5 ТГц волной, имеет не такой большой нелинейный коэффициент, как, например, LN, LiTaO₃ или DAST [55]. Более того, у ZnTe довольно высокое поглощение на терагерцовых частотах (~10 см⁻¹ при комнатной температуре [55,56]), а, главное, сильное двухфотонное поглощение излучения Ti:sapphire лазера при высоких оптических интенсивностях. Указанные факторы приводят к терагерцовой генерации на высоких уровнях интенсивности насыщению оптической накачки [57] и при большой толщине кристалла [58]. В результате, эффективность оптико-терагерцовой конверсии в ZnTe обычно не превышает 10⁻⁶-10⁻⁵. Так, например, рекордная для ZnTe энергия терагерцового импульса 1,5 мкДж была получена при выпрямлении импульса Ti:sapphire лазера с энергией 48 мДж, что соответствует эффективности конверсии 3.10⁻⁵ [59].

Привлекательными материалами оптико-терагерцовой для конверсии являются материалы с широкой запрещённой зоной, например, LN. Его коэффициент нелинейности в ~2,5 раза больше чем у ZnTe [55], а широкая запрещенная зона обеспечивает отсутствие в LN двухфотонного поглощения излучения Ti:sapphire лазера. Данный материал, однако, является «сильно сверхсветовым» – его терагерцовый показатель преломления более чем в два раза превышает оптический индекс группового запаздывания, что делает невозможным синхронизм между оптическим импульсом накачки и попутной терагерцовой волной. Отсутствие синхронизма снижает амплитуду генерируемого терагерцового поля [58]. К тому же, генерируемый в таких материалах черенковский конус терагерцовых волн неудобен для практического использования. Главным же недостатком LN является сильное поглощение на терагерцовых частотах при комнатной температуре: ~16-170 см⁻¹ на 1-2,5 ТГц [55,60].

Чтобы скомпенсировать отсутствие синхронизма в LN, применяют структуры из периодически ориентированных слоев ниобата лития (PPLN), обеспечивающие квазисинхронизм между оптическим импульсом и генерируемой терагерцовой волной [61–63]. Такие структуры действительно позволяют увеличить выход терагерцовой энергии, но только за счет удлинения генерируемого волнового пакета (что сопровождается сужением его спектра) без повышения пиковой терагерцовой мощности.

1.1.3 Генерация в кристаллах импульсами с наклонным фронтом интенсивности

Перспективный метод достижения синхронизма в «сверхсветовых» материалах и, в частности, в LN, был предложен в недавней работе [64]. Идея метода состоит в использовании в качестве накачки лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности. В таком импульсе фронт интенсивности скошен под некоторым углом α по отношению к фазовым фронтам. Импульс распространяется с групповой скоростью V в направлении нормали к фазовым

фронтам; проекция этой скорости на направление, перпендикулярное фронту интенсивности, равна Vcos α . Подбирая угол скоса α , можно обеспечить равенство этой проекции скорости и фазовой скорости терагерцовой волны нужной частоты. Таким образом достигается синхронизм с квазиплоской терагерцовой волной, нормали распространяющейся В направлении К фронту интенсивности. Работоспособность данной схемы была впервые продемонстрирована путем генерации субпикосекундных импульсов на частоте около 2 ТГц с эффективностью $4,3\cdot10^{-5}$ при накачке Ti:sapphire лазером охлажденного до 77 К кристалла MgO:LN с 2% содержанием Mg [65]. В менее поглощающих в терагерцовом диапазоне композициях MgO:LN (с 0,6% Mg) удалось увеличить эффективность конверсии до 1,7.10⁻⁴ и продемонстрировать возможность перестройки генерируемого спектра в интервале 1-4,4 ТГц путем изменения угла скоса импульса накачки [55]. В дальнейшем эффективность конверсии была повышена до $5 \cdot 10^{-4}$ [66] и $6 \cdot 10^{-4}$ [67], а сам метод распространен на конверсию в кристалле LN импульсов иттербиевой лазерной системы (с длиной волны 1035 нм): импульсы длительностью 300 фс и энергией 400 мкДж были конвертированы в широкополосное (с шириной спектра до 2,5 ТГц) терагерцовое излучение с эффективностью 2,5·10⁻⁴ [68]. К настоящему времени с помощью данного метода получены рекордные значения эффективности оптико-терагерцовой конверсии – 7.10⁻⁴ [69] и 10⁻³ [70], при этом генерировались терагерцовые импульсы с энергией 3,3 мкДж (при частоте повторения 1 кГц) и 30 мкДж (при частоте повторения 100 Гц) соответственно.

Несмотря на рекордные достижения метода оптико-терагерцовой конверсии на основе оптического выпрямления лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности, теория излучения терагерцовых волн такими импульсами в фактически разработана. электрооптических кристаллах не Одномерная эвристическая модель, применявшаяся в работах [55,71] для расчета формы терагерцового импульса, не является ни последовательной, ни количественной. В этой модели оптический импульс со скошенным фронтом интенсивности рассматривается, фактически, как обычный импульс, только с уменьшенной групповой скоростью. Трехмерные расчеты работы [72] не учитывают такие важные для режима синхронизованной генерации факторы, как дисперсия и поглощение на терагерцовых частотах, а также наличие границ кристалла.

В работе [73] разработана последовательная электродинамическая теория излучения терагерцовых волн движущейся нелинейной поляризацией, наводимой лазерным импульсом со скошенным фронтом интенсивности в электрооптическом кристалле. Теория учитывает все важные факторы – дисперсию и поглощение терагерцовых волн, конечность поперечного размера импульса накачки, влияние выходной границы кристалла. Рассмотрение проведено для практически важной геометрии – фокусировки лазерного импульса в линию, что позволило авторам [73] ограничиться построением менее громоздкой (по сравнению со случаем фокусировки в пятно) двумерной теории. На основе развитой теории проведен анализ двух типичных экспериментальных ситуаций – конверсии импульсов Ti:sapphire лазера в кристалле LN при комнатной и криогенной температурах. Показано, что в зависимости от температуры доминирующим механизмом терагерцовой генерации может являться либо синхронизованное возбуждение квазиплоской волны, либо черенковское излучение. Найдены значения параметров импульса накачки и размер кристалла, максимизирующие выход терагерцовой энергии. Даны рекомендации по оптимизации параметров импульса накачки и размеров кристалла.

1.1.4 Генерация в волноводных структурах

Наиболее простым путем достижения фазового синхронизма В «сверхсветовых» материалах является механизм черенковского излучения [51,52,74]. Для формирования черенковского конуса терагерцовых волн оптический импульс должен быть сфокусирован в размер порядка или меньше длины терагерцовой волны. Фазовый синхронизм достигается между движущимся оптическим импульсом и плоской терагерцовой волной, распространяющейся под углом относительно направления распространения импульса. Вследствие дисперсии среды каждая генерируемая терагерцовая частота распространяется под свом углом. В бездисперсионной среде все плоские волны распространяются под одним углом, что приводит к формированию ударной волны на черенковском конусе. Генерация субпикосекундных терагерцовых импульсов посредством черенковского излучения было впервые продемонстрирована в кристалле LiTaO₃ при использовании 60 фс лазерных импульсов [75]. В последствии данная схема генерации стала стандартным способом генерации терагерцовых волн в различных кристаллах [50,76,77]. Теория генерации черенковского излучения короткими лазерными импульсами в электрооптических кристаллах была развита в работе [78], а позднее в работах [50] и [58].

Недостаток черенковского излучения связан со сложностью вывода черенковского конуса из кристалла из-за полного внутреннего отражения от выходной границы кристалла, т.к. вследствие типично большого показателя преломления в терагерцовом диапазоне частот угол полного внутреннего отражения мал [79]. Для преодоления такого ограничения были предложены кристаллы со специальной геометрией [62,63,65,66]. Однако в таких кристаллах терагерцовые волны испытывали сильное поглощение при распространении от области генерации до выходной границы кристалла. Недавно было предложено использовать кремниевую призму для вывода терагерцового излучения из кристалла LN [80] (ранее набор кремниевых призм был использован для вывода терагерцового излучения при параметрической генерации в кристалле LN [81]). Поглощение терагерцового излучения в кремнии с высоким сопротивлением много меньше, чем в LN, и если лазерный импульс распространяется вдоль границы кремний-LN, длина пути распространения ТГц излучения в LN минимизируется. Авторы работы [80], используя данную схему генерации, получили пятикратное увеличение терагерцовой энергии по сравнению со схемой генерации в кристалле LN со специальной геометрией.

Дальнейшее усовершенствование черенковской схемы генерации предложено в работе [82]. В данной схеме импульсы фемтосекундного лазера предлагается фокусировать цилиндрической линзой в сэндвич-структуру, состоящую из тонкого слоя электрооптического кристалла (например, LN), зажатого между призмами, обладающими малым поглощением на терагерцовых частотах (например, кремниевыми). Механизм генерации в такой схеме – черенковское излучение терагерцовых волн нелинейной поляризацией, наводимой лазерным импульсом в нелинейном слое. При этом черенковский клин формируется в призмах, а вывод излучения осуществляется через скошенную поверхность призмы. Предложенная схема генерации позволяет минимизировать поглощение терагерцового излучения, типично большое для нелинейных сред, а также локализовано направлять лазерный импульс внутри нелинейного материала, выполняющего роль волновода. Как следствие, возникает возможность генерировать черенковский клин терагерцовых волн с большой поперечной площадью, а значит эффективно осуществлять оптикотерагерцовую конверсию. Дополнительным преимуществом схемы является использование цилиндрической фокусировки, которая позволяет увеличивать генерируемую терагерцовую энергию путем изменения ширины лазерного пучка при фиксированной (например, максимально допустимой) лазерной интенсивности. Кроме того, черенковский клин терагерцовых волн более удобен для дальнейшего использования в приложениях [47,66]. На основе предложенной идеи проведен эксперимент В сэндвич-структуре Si-LiNbO₃-BK7 И продемонстрирована рекордная эффективность оптико-терагерцовой конверсии – порядка 0,12% – при энергии накачки порядка 50 мкДж и длительности импульса 50 dc [83].

1.2 Генерация терагерцовых поверхностных волн

1.2.1 Общие замечания

Применяемые в настоящее время методы оптико-терагерцовой конверсии направлены, как правило, на генерацию объёмных терагерцовых волн. распространяющихся от области конверсии в виде свободного излучения. Терагерцовая спектроскопия с использованием объёмных волн [5] требует достаточно большого количества исследуемого вещества [84]. Между тем, на практике часто возникает необходимость исследования тонких (в масштабе длины терагерцовой волны) плёнок и сверхмалых количеств веществ, например, биологических образцов (ДНК, протеинов и т.п.). При этом для обеспечения необходимой чувствительности спектроскопической схемы требуется концентрация терагерцового поля в области с микронными и даже субмикронными размерами. Рассматриваются различные способы достижения этой цели, например, использование резонаторов в виде дефекта в терагерцовом фотонном кристалле [11,85], а также волноведущих структур в виде микрополосковых линий [83] и полых металлических волноводов [86]. Простейшим типом локализованных электромагнитных волн являются поверхностные волны, направляемые плоской границей среды с отрицательной действительной частью диэлектрической

проницаемости [87]. Поля поверхностных волн экспоненциально спадают при удалении от границы, что обеспечивает высокую чувствительность этих волн к свойствам тонких слоев, нанесенных на поверхность волноведущей среды. Так, например, поверхностные плазмоны (ПП) оптического диапазона, направляемые поверхностью металла (Ag, Au), широко используются для поверхностной спектроскопии: в биосенсорике [88], для обнаружения малых поверхностных загрязнений [89] и др. Толщина области локализации оптических ПП вблизи поверхности металла составляет доли длины волны (около 640 нм для Au на длине волны 800 нм).

1.2.2. Метод прямого оптического возбуждения терагерцовых плазмонов

Терагерцовые ПП, направляемые поверхностью металла (см., например, [90,91]), слабо прижаты к поверхности и в силу этого плохо пригодны для поверхностной спектроскопии [92]. Так, например, масштаб локализации ПП частоты 1,2 ТГц вблизи поверхности Au составляет ~1,8см [93], что почти на два порядка превышает длину волны (250 мкм). Хорошей локализацией обладают терагерцовые ПП, направляемые поверхностями легированных полупроводников. Поскольку диэлектрические свойства легированных полупроводников в терагерцовые ПП на полупроводниковых поверхностях подобны оптическим ПП на поверхностях металлов [92,93].

В работах [94–96] был предложен метод нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых ПП на поверхности полупроводника фемтосекундными лазерными импульсами. В этом методе терагерцовые ПП возбуждаются движущейся вдоль поверхности областью нелинейной поляризации, наводимой в полупроводнике в результате оптического выпрямления лазерного импульса. При этом, в отличие от стандартных схем ввода излучения в открытые волноведущие структуры, не требуется внешний терагерцовый источник и отсутствуют неизбежные при вводе потери.

1.2.3 Возбуждение терагерцовых плазмонов на структурированной поверхности металла

Недостатком терагерцовых ПП, направляемых поверхностями легированных небольшая полупроводников, является сравнительно (≤1см) длина распространения, ограниченная омическим потерями в полупроводнике. В последнее время выяснилось, что сильно локализованные терагерцовые ПП могут направляться микроструктурированными (со структурой типа гребенки или решетки отверстий) металлическими поверхностями [97,98]. В терагерцовом диапазон металлы представляют собой практически идеальные проводники, что обеспечивает малость омических потерь и большую длину распространения ПП. Дисперсионные свойства терагерцовых ПП на структурированной металлической поверхности можно конструировать путём изменения геометрических параметров структуры поверхности [98,99]. Однако, в связи со слабой нелинейностью металлов, упомянутый метод прямого оптического возбуждения выше терагерцовых ПП становится неэффективным на металлических поверхностях.

Недавно предложена и исследована схема [100], объединяющая преимущества оптического возбуждения терагерцовых ΠП на поверхности прямого полупроводника [94–96] замечательными волноводными свойствами [97–99]. В структурированных металлических поверхностей этой схеме терагерцовые ПП на структурированной поверхности металла возбуждаются движущейся со сверхсветовой скоростью нелинейной поляризацией, наводимой ультракороткими лазерными импульсами в нанесенной на поверхность полоске электрооптического материала. Для создания сверхсветового источника лазерный импульс было предложено фокусировать цилиндрической линзой в линию, наклонно падающую на полоску. Было показано, что при облучении импульсом титан-сапфирового лазера полоски GaAs, нанесённой на гребенчатую поверхность идеального проводника, эффективность конверсии поверхностные плазмоны может быть на порядок выше, чем на гладкой поверхности GaAs. При этом генерируется широкий (до двух октав) спектр поверхностных плазмонов, локализованных в тонком (с толщиной менее половины длины терагерцовой волны) слое вблизи поверхности проводника.

1.3 Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред

1.3.1 Общие замечания

К настоящему времени различными экспериментальными группами по всем миру получены впечатляющие результаты по генерации широкополосного терагерцового излучения при пробое различных газов С помощью сфокусированных лазерных импульсов (так называемые лазерно-плазменные генерации терагерцового излучения). Эти методы методы основаны на использовании явлений трансформации электромагнитных полей оптического диапазона в плотной плазме, образующейся при ионизации среды интенсивными фемтосекундными лазерными импульсами. Среди других методов генерации эти методы выделяются следующими своими преимуществами. Во-первых, для реализации этих методов не требуется подготовки какой-то специальной рабочей среды, поскольку они могут быть реализованы даже при ионизации окружающего воздуха. Во-вторых, параметрами генерируемого излучения можно сравнительно легко управлять в достаточно широких пределах, например, изменяя параметры ионизируемого газа или параметры самого ионизирующего лазерного импульса. Втретьих, имеются реальные перспективы получения сверхкоротких (содержащих всего один период электромагнитного поля) терагерцовых импульсов, обладающих гигантской пиковой мощностью, вплоть до гигаваттных значений. Наконец, вчетвёртых, возможно создание источника излучения с узкой диаграммой направленности в непосредственной близости от облучаемого объекта. Этот факт особенно важен, так как терагерцовое излучение сильно поглощается водяным паром, который всегда присутствует в атмосферном воздухе. В настоящем разделе описываются пионерские работы, в которых наблюдалась генерация терагерцового излучения при лазерном пробое газов, а также описывается современное состояние в данной научной области.

1.3.2 Первые эксперименты

Впервые генерация терагерцового излучения в плазме, созданной интенсивным лазерным импульсом была доложена в работе [101] и затем более подробно в работе [102]. В описанном эксперименте, в газовые или твёрдотельные мишени фокусировались мощные (с мощностью порядка 10¹² Вт) лазерные импульсы. При этом возникала плазма, от которой наблюдалось мощное излучение

на терагерцовых частотах. Это излучение коррелировало с рентгеновской и электронной эмиссией (с энергией частиц порядка мегаэлектронвольта). При этом наиболее интенсивное терагерцовое излучение наблюдалось от твёрдотельных мишеней. Полученные экспериментальные результаты авторы посчитали первым прямым наблюдением созданной лазером кильватерной волны.

Генерация низкочастотного (терагерцового) излучения связывалась С действием пондеромоторной силы (силы Гапонова-Миллера), разделяющей электронный и ионный заряды. В теоретической части статьи авторы провели численное моделирование процесса создания низкочастотного тока в плазме. Для этого они использовали линеаризованные уравнения гидродинамики плазмы для поля скорости и плотности плазмы, что позволило получить уравнение гармонического осциллятора для электронной плотности и поля скорости. Это уравнение решалось аналитически для случая заданного пондеромоторного потенциала в виде гауссовой функции координат и времени. На основании полученных аналитических решений этих уравнений рассчитывались электромагнитные поля излучения в дальней зоне. Также авторы обсудили иной механизм возникновения излучающего низкочастотного тока в плазме: нелинейное смешение различных гармоник в широком спектре лазерного импульса, не связанное с действием силы Гапонова-Миллера на электроны.

В экспериментах использовались лазерные импульсы тераваттной мощности, фокусируемые до интенсивностей порядка 10^{19} Вт/см². Длина волны была равна 0,8 мкм, длительность импульсов около 120 фс, энергия вплоть до 0,5 Дж. Излучение фокусировалось в гелий, аргон, азот, воздух с давлением, менявшимся от нескольких 1 Па до 10^5 Па и мишени твёрдотельной плотности (стекло, покрытое алюминием). Терагерцовое излучение детектировалось с помощью гелиевого болометра, сопряжённого с Фурье-спектрометром. Для газовых мишеней результаты соответствовали предложенной теории при не очень высоких давлениях: наблюдалось излучение вблизи плазменной частоты, которое сильно усиливалось, когда плазменная частота приближалась к обратной длительности импульса. При больших давлениях, наблюдалось расхождение с теорией, в частности при плотностях, больших 4×10^{17} см⁻³ в спектре наблюдался другой пик на частоте вблизи 1,5 ТГц, положение которого не зависело от давления, а излучение было поляризовано вдоль поляризации лазерного импульса. Также с помощью нелинейного кристалла GaAs была измерена временная реализация терагерцового сигнала. В результате было показано, что практически всё излучение происходит за время 1–2 пс.

В случае твёрдотельной мишени измеренный с помощью пироэлектрического детектора и собирающего конуса терагерцовый выход составил около 0,5 мкДж при энергии в лазерном импульсе 200 мДж, откуда авторы оценили, что пиковая мощность в терагерцовом сигнале составляет больше 1 МВт. Одновременно с терагерцовым излучением наблюдалось рентгеновское излучение и горячие электроны (0,6 МэВ). Мощность рентгеновского излучения, прошедшего сквозь пятимиллиметровый стальной лист, измерялась NaI-детектором, а энергия и количество электронов - с помощью сцинтилляционного экрана, магнита и набора алюминиевых листов различной толщины. От выстрела к выстрелу наблюдалась корреляция между терагерцовым, рентгеновским и электронным выходом. Объяснение, предложенное авторами, состоит В том. что разделение пространственного заряда, обуславливающее терагерцовую эмиссию, также ускоряет электроны, которые затем тормозным образом излучают рентгеновские волны.

1.3.3 Эксперименты с пробоем газов во внешнем электрическом поле

Работы [101,102] долгое время оставались единственными, в которых докладывалось наблюдение терагерцового излучения от созданной интенсивным лазером плазмы, пока в 2000 году не была опубликована статья [103]. В этой работе терагерцовое излучение наблюдалось при ионизации воздуха гораздо более слабыми лазерными импульсами при наложении внешнего электрического поля на область пробоя.

В эксперименте использовалась лазерные импульсы с длительностью около 150 фс, длиной волны 775 нм, максимальной энергией в импульсе 500 мкДж. Эти импульсы фокусировались в зазор шириной 0,8 мм между медными обкладками конденсатора с диаметром обкладок 6 мм. Диаметр пучка в фокусе был около 10 мкм. Плазма, созданная лазерным импульсом, не замыкала конденсатор. К пластинам конденсатора могло подаваться постоянное напряжение до 850 В, максимальное напряжение ограничивалось пробоем воздуха, максимальное значение электрического поля, для которого приводились результаты - 10.6 кВ/см. Для детектирования терагерцового излучения использовался электрооптический метод с кристаллом ZnTe толщиной 1 мм и ориентацией <110>.

Результаты этого эксперимента сравнивались с результатами, полученными с помощью известного метода генерации терагерцового излучения, основанного на освещаемого фемтосекундным лазерным использовании импульсом полупроводникового кристалла GaAs (без внешнего приложенного электрического поля и с ним). Максимальная интенсивность терагерцового излучения оказалась близкой к интенсивности излучения от кристалла GaAs при отсутствии внешнего приложенного электрического поля, а максимум спектра был сдвинут в область больших частот. При наложении внешнего электрического поля на полупроводниковый кристалл амплитуда терагерцового излучения возрастала на порядок по сравнению со случаем пробиваемого лазерным импульсом воздуха во внешнем электрическом поле.

Терагерцовую частоту излучения авторы связали с быстрым ростом фотоиндуцированной поляризации в плазме при ускорении электронов в присутствии наложенного электрического поля и последующим её быстрым спадом вследствие рекомбинации с характерным временем 1 пс.

Авторы исследовали зависимость амплитуды (размаха) терагерцового сигнала от величины приложенного электрического поля. Эта зависимость была линейной с небольшими отклонениями от линейной зависимости при больших значениях поля, близких к пробойным значениям. При отсутствии внешнего поля также наблюдалось терагерцовое излучение, при этом максимум спектра излучения был сдвинут в сторону более высоких частот, нежели в случае высоких значений напряженностей приложенных полей. Авторы работы [103] связывали излучение в этом случае с действием пондеромоторной силы, также как и в работах [101,102]. Также в работе [103] приводится зависимость амплитуды терагерцового сигнала от энергии лазерного импульса. Терагерцовое излучение детектировалось при превышении энергией лазерного импульса порогового значения в 40 мкДж, при больших энергиях амплитуда детектируемого терагерцового сигнала зависела линейно от энергии в лазерном импульсе. Авторы объяснили наличие порога переходом ионизации из режима многофотонной, когда рождается мало заряженных частиц, в режим туннельной ионизации, когда число рождённых электронов резко возрастает.

В последующей работе [104] авторы провели исследование зависимости параметров генерируемого терагерцового излучения от давления. В эксперименте использовались похожие параметры лазерного импульса. Лазерный импульс фокусировался в азот, давление азота менялось вплоть до 45 атмосфер. Как оказалось, амплитуда и временной профиль терагерцового сигнала слабо зависели от давления газа. Этот факт авторы связали с возможной быстрой экранировкой внешнего поля создаваемой лазерным импульсом плазмой, так что это поле существует лишь вблизи границ плазмы, а амплитуда терагерцового излучения зависит от значения внешнего электрического поля и объёма плазмы, но не от её плотности. Авторы также отметили, что при изменении давления должно меняться характерное время рекомбинации электронов и ионов, и сделали вывод об отсутствии связи между этим временем и терагерцовой амплитудой. Они провели аналогичные эксперименты, используя вместо азота аргон, где рекомбинация происходит в течение значительно большего времени, и получили сравнимые значения амплитуд терагерцового сигнала, что подтверждало их предположение. В работе также исследовалось повышение значения пробойного поля при увеличении давления газа. Благодаря этому повышению при высоких давлениях возможно приложить большее внешнее электрическое поле, чем при атмосферном давлении, и следовательно получить более интенсивный терагерцовый импульс. При давлении ионизируемого газа 45 атмосфер и приложенном внешнем электрическом поле 200 кВ/см авторы получили увеличение амплитуды терагерцового сигнала в 15 раз по сравнению со случаем атмосферного давления. Как и в первой своей работе авторы исследовали зависимость амплитуды терагерцового сигнала от энергии в лазерном импульсе но уже при высоких давлениях. Полученная зависимость качественно не отличалась от аналогичной зависимости при атмосферном давлении.

Генерация терагерцового излучения при пробое газа в присутствии внешнего поля продолжает активно исследоваться экспериментально и теоретически в современных работах [105-109].

1.3.4 Эксперименты с пробоем газов в поле предельно коротких лазерных импульсов

В эксперименте [110] немецкой группы исследовалось терагерцовое излучение, генерируемое при фокусировке предельно короткого лазерного импульса в воздух. В экспериментах использовалась титан-сапфировый лазер, с центральной длиной волны 750 нм, энергией в импульсах 83 мкДж и длительностью 8 фс. Для детектирования терагерцового сигнала использовался балансный электрооптический метод с кристаллом ZnTe [103,111]. Авторы получили временной профиль терагерцового сигнала при приложенном внешнем статическом электрическом поле. Далее они зафиксировали временной момент, соответствующий максимальному терагерцовому полю, отключили внешнее электрическое поле и провели измерения терагерцового поля при различных значениях абсолютной фазы в лазерном импульсе.

Особенностью этого эксперимента являлось наличие зависимости амплитуды терагерцового сигнала от абсолютной фазы в лазерном импульсе, то есть от разницы фаз между заполнением и огибающей лазерного импульса. Авторы [110] предложили использовать данный эффект для определения значения абсолютной фазы, что представляло собой (и представляет собой до сих пор) актуальную проблему лазерной физики.

Для того чтобы определить, насколько точен метод определения разности фаз между несущей и огибающей лазерного импульса, основанный на детектировании низкочастотного терагерцового излучения, авторы работы [110] сравнили этот метод с обычно используемым методом, основанным на измерении параметра асимметрии В пространственном распределении фотоэлектронов вдоль направления поляризации лазерного импульса [112]. Точность последнего метода составляет 100 мрад при времени измерения 10 с, длительности лазерного импульса 6,5 фс и энергии 20 мкДж. Точность, достигаемая методом, основанным на детектировании ТГц волн, составила 700 мрад при времени измерения 10 с, длительности лазерного импульса 8 фс и энергии 66 мкДж. Авторы [110] предположили, что если использовать импульсы с длительностью 6,5 фс вместо 8 фс, ошибка измерения уменьшится в четыре раза. Таким образом, метод измерения, основанный на детектировании терагерцового излучения, обладает точностью сравнимой с точностью традиционно используемых методов.

[40,113-120] В последующих работах были выдвинуты различные теоретические точки зрения на физическую картину процесса генерации терагерцового излучения в плазме, создаваемой предельно короткими лазерными импульсами. Одной из первых работ на эту тему была статья [40], в которой была высказана идея, что преобразование предельно коротких лазерных импульсов в излучение терагерцового диапазона обусловлено генерацией собственных дипольных колебаний плазмы в процессе ионизации газа и их последующим электромагнитным излучением в окружающее пространство. Авторы этой работы предположили, что все рассматриваемые процессы эволюции поля и плазмы могут быть разделены на две стадии. На короткой первой стадии, в течение времени прохождения импульса через данную точку, плотность плазмы и плотность тока быстро изменяются во времени. Непосредственно самим оптическим электрическим полем, сообщающим каждому свободному электрону после его отрыва от атома большую (зависящую от фазы поля) постоянную составляющую скорости в плазме формируется остаточная (низкочастотная) плотность тока. На второй стадии, после прохождения лазерного импульса, происходят собственные плазменные колебания и излучение запасенной в них энергии в окружающее пространство в виде терагерцовых волн. Согласно этой работе, основным препятствием для реализации этого механизма при использовании длинных (спектрально-узких) лазерных импульсов является сильный пространственновременной разброс начальных фаз колебаний электронов, приводящий к сильному уменьшению упорядоченного (ответственного за когерентное терагерцовое излучение) электронного тока.

Авторы работы [40] на примере пробоя газа гауссовым импульсом, фокусируемым конической линзой, проанализировали процессы образования плазмы и возбуждения поляризационных токов, порождающих терагерцовое излучение. В рамках этой схемы генерации было проанализировано излучение, порождаемое быстрой поперечной волной поляризации, создаваемой за фронтом сверхсветовой волны пробоя в узкой приосевой области аксиконной линзы. Предполагалось, что линейно-поляризованный лазерный импульс, фокусируемый

этой линзой в так называемый бесселев волновой пучок, распространяется без заметной расходимости вдоль оси симметрии z на расстояние $L=b/tg\theta_0$, определяемое радиусом пучка b на входе линзы и углом фокусировки θ_0 . Скорость фронта ионизации, создаваемой лазерным импульсом на отрезке $\Delta z=L$, равна фазовой скорости наклонно падающей световой волны $V_i=z/\cos\theta_0>c$. Поперечное (параллельное оси x) электрическое поле \mathbf{E}_L лазерного импульса и плотность Nсоздаваемой полем плазмы представлялись приближенно как функции запаздывающего времени $t'=t-(z/V_i)$ и расстояния r от оси z:

$$\mathbf{E}_{L} = \mathbf{e}_{x} E_{0} \cos(\omega t' + \psi) \exp\left(-\frac{t'^{2}}{\tau^{2}}\right) J_{0}(k_{p} r) , \qquad (1.3.1)$$

$$N = N(r, t'), (1.3.2)$$

где E_0 — максимум амплитудной огибающей, ω — несущая частота, ψ абсолютная фаза поля (разность фаз огибающей и несущей), $J_0(\xi)$ — функция Бесселя нулевого порядка, τ –длительность импульса, $k_p = (\omega/c) \sin \theta_0$. Угол фокусировки предполагался достаточно малым ($\theta_0 <<1$), так что продольная компонента электрического поля была пренебрежимо мала. Строго говоря, такая запись электрического поля **E**_L верна лишь при $\omega \tau >>1$, однако в качестве приближенного оно может быть использовано также и в случае $\omega \tau \sim 1$.

Для расчетов плотности плазмы *N* (концентрации свободных электронов) и плотности тока **j** свободных электронов впервые использовались так называемые полуклассические уравнения:

$$\partial N / \partial t = (N_g - N) f(|\mathbf{E}|), \qquad (1.3.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t'} + v \mathbf{j} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} \mathbf{E}, \qquad (1.3.4)$$

где $\mathbf{E} = \mathbf{E}_L + \mathbf{E}_p$, \mathbf{E}_p - поле, создаваемое зарядами и токами образующейся плазмы, функция f - вероятность ионизации атома или молекулы в единицу времени, N_g невозмущенная плотность газа, т.е. максимальная плотность плазмы, достигающаяся после полной (однократной) ионизации, ω_p - плазменная частота, vэффективная частота соударений электронов с тяжелыми частицами. В уравнении для концентрации свободных электронов использовалась вероятность ионизации предполагалась атома В единицу времени, которая заданной функцией напряженности электрического поля.

Характерный поперечный масштаб ионизованной области *a* (радиус созданного полем плазменного цилиндра), максимальная плазменная частота $\omega_{pm} = \omega_p \{N = N_g\}$ и длительность импульса τ_p предполагались подчиненными условиям

$$(\omega_{pm}/c)a \ll 1, \ \omega_{pm}\tau \ll 1, \ a \ll L, \ c/\omega_{pm} \ll L,$$
 (1.3.5)

позволяющим рассчитывать поле \mathbf{E}_p и плотность тока собственных (на частоте $\sim \omega_{pm}$) колебаний в каждом данном поперечном сечении *z*=const на основании решения двумерной квазиэлектростатической задачи, пренебрегая продольной неоднородностью плазмы. При таком подходе координата *z* входит в решение лишь как параметр, определяющий момент создания плазмы и возбуждения электронного тока.

$$N(r,t') = N_g \left[1 - \exp\left(-\int_{-\infty}^{t'} f(|\mathbf{E}_L(r,\tau')|) d\tau' \right) \right], \qquad (1.3.6)$$

$$\mathbf{j}(r,t') = \frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{t'} N(r,\tau') \mathbf{E}_L(r,\tau') d\tau', \qquad (1.3.7)$$

В последнем уравнении пренебрегалось соударениями электронов, полагая $v \ll \omega$.

Заметим, что при построении полуклассического подхода, предполагались выполненными следующие условия: (а) электрон переходит из основного состояния в атоме в свободное состояние за время, много меньшее характерного времени изменения мгновенного значения напряженности электрического поля; (б) в момент перехода в свободное состояние электроны имеют нулевую скорость (или распределены изотропно по скоростям) и далее они движутся как классические частицы под действием электрического поля лазерного импульса и поля, создаваемого зарядами и токами образующейся плазмы.

На второй стадии, после прохождения лазерного импульса, на фоне стационарного профиля плотности $N_s(r)=N(r,\infty)$, определяемого формально решением уравнения для концентрации свободных электронов при $t'=\infty$, происходили собственные плазменные колебания. Эти колебания были описаны системой скалярных уравнений для объемной плотности заряда $\rho(\mathbf{r},t')$ и кулоновского потенциала $\varphi(\mathbf{r},t')$:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t'^2} + v \frac{\partial \rho}{\partial t'} + \omega_p^2(r)\rho = \frac{1}{4\pi} (\nabla \omega_p^2 \cdot \nabla \varphi), \\ \Delta \varphi = -4\pi\rho \end{cases}, \quad (1.3.8)$$

Первое из этих уравнений легко выводится из закона сохранения заряда и уравнения (1.3.4) при $\mathbf{E}=\mathbf{E}_p$. Авторов интересовало решение дипольного типа, для которого потенциал внутри плазмы удовлетворяет граничным условиям $\varphi=0$ при r=0 и $\partial \varphi / \partial r = -\varphi / a$ при r=a, а вне плазмы определяется погонной плотностью дипольного момента $\mathbf{P}=\mathbf{e}_x P(t')$. Характер решения сформулированной задачи

сильно зависел от формы радиального профиля плотности плазмы $N_s(r)$. Как показали представленные в статье результаты численного расчета, этот профиль сочетает в себе достаточно широкое плато с $N=N_m$ =const и сравнительно узкую переходную область, в пределах которой плотность плавно убывает от N_m до нуля. Для профилей такого вида временные изменения дипольного момента описывались приближенно уравнением линейного осциллятора [108], которое было получено из системы (1.3.8):

$$\frac{d^2 P}{dt'^2} + \gamma_i \frac{dP}{dt'} + \omega_c^2 P = 0, \qquad (1.3.9)$$

Здесь ω_c - частота так называемого геометрического резонанса плазменного цилиндра; постоянная затухания $\gamma_i = \nu/2 + \gamma_l$ определяется электронными соударениями и так называемыми резонансными потерями в переходном слое (см. также [108]).

$$\gamma_l = \omega_c l / a, \ l = |N / \nabla N|_{N=N_c}, \ N_c = m \omega_c^2 / (4\pi e^2) = N_m / 2$$
 (10)

Начальные условия для уравнения (1.3.9) определялись распределением плотности тока, устанавливающимся в конце первой стадии процесса. В то же время, ввиду принятого в работе [40] условия $\omega_{pm}\tau <<1$, в качестве начального момента для второй стадии процесса, описываемой уравнением (1.3.9), принималась точка $t'=\infty$, полагая

$$E_L \to E_L / E_0, \ \frac{dP}{dt'}(0) = \iint j_x(r,\infty) ds = \frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau' \int_{0}^{\infty} E_{Lx}(r,\tau') N(r,\tau') 2\pi r dr \quad (1.3.11)$$

и решение уравнения для дипольного момента представлялось (при у<< ω_c) в виде

$$P = P_0 \sin \omega_c t' \exp(-\gamma_i t') \theta(t'), \qquad (1.3.12)$$

где $P_0 = dP/dt'(0)/\omega_c$, $\theta(t'<0)=0$, $\theta(t'>0)=0$. Эффективность рассматриваемого процесса характеризовалась безразмерным фактором возбуждения.

Фактор возбуждения, зависящий от длительности, интенсивности и фазовой структуры импульса, был рассчитан численно использованием туннельной формулой для ионизации атомов водорода.

Было показано, что при заданных значениях длительности импульса и максимума огибающей фактор возбуждения оказывается знакопеременной функцией абсолютной фазы. Кривая имеет максимум при некотором значении длительности и стремится к нулю при стремлении *т* к нулю и к бесконечности.

Заметим, что использованный в работе [40] подход более адекватен для расчета индуцированной лазерным импульсом поляризации и оптимальной фазы, чем простая модель, принятая в теоретической части работы [110]. Причина заключается в том, что результирующий дипольный момент плазмы определяется фактически поперечной асимметрией начального (возникающего сразу после прохождения импульса) электронного тока. Величиной, которая определяет эту асимметрию в реалистическом случае малой частоты столкновений по сравнению с лазерной частотой, является именно фактор возбуждения, а не разность электронных плотностей, создаваемых в положительных и отрицательных фазах поля, как это предполагалось в модели [110].

В работе было показано, что при типичных значениях параметров предельно короткого импульса излучение с частотой 3 ТГц может генерироваться с эффективностью 10^{-2} , энергией $W \sim 5$ мкДж и мощностью $\Pi \sim 0,1$ ГВт. Такие значения параметров достигаются в импульсе, реализованном в экспериментах [40], если его сфокусировать в бесселев пучок. Энергия терагерцового излучения в этом примере достигает той же величины, что в расчетах, проведенных в работе [121] применительно к пондеромоторному механизму возбуждения плазменных колебаний лазерным импульсом с интенсивностью $I \sim 10^{19}$ Вт/см², однако эффективность преобразования на несколько порядков больше. Таким образом, при достигнутых в настоящее время длительностях импульса (около двух периодов для титан-сапфирового лазера) и контролируемой разности фаз несущей и огибающей эффективность рассмотренного механизма генерации на несколько порядков выше

достигаемой при использовании альтернативных (пондеромоторных) механизмов преобразования.

В последующей работе [113] явление генерации терагерцового излучения при пробое газа предельно короткими лазерными импульсами было исследовано с помощью решения уравнений Максвелла методом частиц в ячейках. В качестве ионизируемого газа рассматривался атомарный водород и атомарный гелий. Было показано, что для случая линейно-поляризованного предельно короткого лазерного амплитуда генерируемого терагерцового излучения зависит импульса, OT абсолютной фазы синусоидально, а для случая циркулярно-поляризованного лазерного импульса, амплитуда терагерцового излучения вообще зависит от абсолютной фазы, однако направление поляризации излучения с изменением абсолютной фазы меняется. По мнению авторов, это дает возможность измерять абсолютную фазу предельно коротких лазерных импульсов, имеющих как линейную, так и циркулярную поляризацию. Кроме того, было показано, что для случая лазерных импульсов с низкой интенсивностью, когда степень ионизации газа после прохождения импульса менее 10%, оптимальная для генерации терагерцового излучения абсолютная фаза не зависит от длительности и интенсивности линейно поляризованных лазерных импульсов, благодаря чему процесс экспериментального контроля абсолютной фазы может сильно упроститься.

В работе [113] рассматривался случай острой фокусировки, когда характерный размер области ионизации много меньше длины волны, соответствующей максимальной плазменной частоте. В таких условиях, по мнению авторов, справедлива простая модель, с которой они сравнивали результаты метода частиц в ячейках. Согласно этой модели, после прохождения лазерного импульса, освобожденные электроны формируют электрический диполь, который излучает терагерцовое излучение с частотой, близкой к плазменной. Амплитуда Е_{тнz} генерируемого терагерцового излучения пропорциональна так называемому дипольному ускорению (ДУ),

$$\mathbf{E}_{\mathrm{THz}} \propto d\mathbf{D}_{\perp} \,/\, dt \,, \tag{1.3.13}$$
Дипольное ускорение рассчитывалось по формуле

$$\frac{d\mathbf{D}_{\perp}}{dt} = \frac{e^2}{m} \int \mathbf{j}_{\text{RCD}}(\mathbf{r}) d^3 \mathbf{r}, \qquad (1.3.14)$$

в которой $\mathbf{j}_{RCD}(\mathbf{r})$ - зависящая от координаты \mathbf{r} плотность тока свободных электронов, которая осталась в плазме после прохождения лазерного импульса. Плотность тока $\mathbf{j}_{RCD}(\mathbf{r})$ вычислялась с помощью полуклассического подхода. Вероятность ионизации в единицу времени атомов водорода задавалась как

$$w = \begin{cases} 4.13 \frac{\Omega}{E'} \exp\left(-\frac{2}{3E'} - 12E'\right), & E' < 0.14, \\ 2.4\Omega E'^2, & 0.14 \le E' \le 0.5 \end{cases}$$
(1.3.15)

где $E'=|E|/E_a$, E - мгновенное значение напряженности электрического поля лазерного импульса, E_a , - атомная напряженность. Вероятность ионизации в единицу времени атомов гелия бралась из работ [122, 123].

Авторы использовали следующие параметры метода частиц в ячейках для моделирования процесса генерации терагерцового излучения. Численный код был реализован для двумерной задачи. Плоскость расчета совпадает с плоскостью поляризации линейно поляризованного лазерного импульса. В численных расчетах не учитывалась дисперсия вдоль оси x распространения лазерного импульса. Размер расчетной области вдоль осей x и y задавался равным 200 λ , соответственно, где λ =800нм - центральная длина волны лазерного импульса. Количество узлов вычислительной сетки по x и y равнялось 20 и 16, соответственно.

В последующих работах [114-116] были рассмотрены квантовые эффекты, влияющие на формирование остаточной плотности тока. Был также усовершенствован полуклассический подход к изучению явления генерации квазипостоянной остаточной плотности тока в плазме, создаваемой предельно короткими лазерными импульсами. Были найдены зависимости остаточной плотности тока от абсолютной фазы, длительности и максимальной интенсивности лазерного импульса и определяем оптимальные параметры лазерного импульса, при которых эффективность генерации остаточного тока максимальна. Был проведен анализ результатов, даваемых полуклассической моделью, и определена область применимости полуклассической модели.

В работах [114-116] рассматривались сравнительно невысокие максимальные значения интенсивности предельно коротких лазерных импульсов И пренебрегалось влиянием на исследуемые процессы магнитного поля лазерного пренебрегалось импульса. Также влиянием образующейся плазмы на электрическое поле.

Обычно при проведении численных расчетов используют некоторые аналитические формулы, аппроксимирующие с той или иной точностью истинную зависимость вероятности ионизации в единицу времени w(|E|). В работах [114, 115] вероятность w(|E|) туннельной ионизации в единицу времени определялась из решения квантовомеханической задачи об ионизации атома водорода из основного состояния в статическом электрическом поле *E*.

Согласно работам [114-116], рассмотрение явления возбуждения остаточной плотности тока с учетом квантовых эффектов, в отличие от полуклассического, позволяет учитывать все стадии электронной динамики, включающей в себя переходы в возбужденные состояния, ионизацию атома, движение в континууме, а также рассеяние и рекомбинацию электрона на родительском ионе. Авторы работ [114-116] считают, что после прохождения лазерного импульса, плотность тока *j*_{*RCD*} и быстро осциллирующей во времени плотности тока *j*_{*B*}(*t*) электронов, находящихся в связанных состояниях в атоме.

В работах [114-116] рассчитывалась остаточная плотность j_{RCD} , нормированная на максимально возможную плотность осцилляторного тока,

$$j_{norm} = \frac{j_{RCD}}{j_{osc}}, \ j_{osc} = eN_gV_{osc} = \frac{e^2N_gE_0}{m\omega_L}$$
 (1.3.16)

Как было отмечено авторами, нормированная остаточная *j*_{norm} является безразмерным фактором возбуждения, квадрат которого характеризует

эффективность преобразования энергии лазерного импульса в энергию низкочастотных колебаний плазмы.

Для длины волны *λ*=800 нм были рассчитаны зависимости нормированной остаточной плотности тока от абсолютной фазы для двух значений длительностей импульса, отвечающих одноцикловому и двухцикловому лазерным импульсам, при различных фиксированных значениях максимальной интенсивности І. Оказалось, является знакопеременной функцией φ, достигающей ЧТО İnorm своего максимального по абсолютной величине значения при некоторых оптимальных значениях φ_{opt} . Результаты полуклассических расчетов всегда представляют собой гладкие кривые с одним экстремумом (при $0 < \varphi < \pi$). Они хорошо согласуются с результатами квантовомеханических расчетов при достаточно высоких значениях интенсивности И, соответственно, малых значениях параметра Келдыша. Существенные ошибки в результатах полуклассических расчетов начинают проявляться при достаточно малых значениях интенсивности, когда параметр Келдыша становится близким к единице. В работах [114-116] полагалось, что в этих условиях ионизация из туннельного режима переходит в многофотонный режим с не мгновенной зависимостью скорости ионизации от напряженности поля. Причем эти ошибки в результатах полуклассических расчетов могут носить принципиальный характер. Чтобы показать это, были рассчитаны зависимости оптимальной абсолютной фазы φ_{opt} и соответствующей ей абсолютной величины нормированной остаточной плотности тока от интенсивности І. В частности, полуклассическая модель предсказывает, что при малых интенсивностях оптимальная абсолютная фаза стремится к $\pi/2$ (эта закономерность была отмечена также в работе [113]). Однако, это как показано авторами, при учете квантовых эффектов этой закономерности не наблюдается. Этот результат очень важен для будущих экспериментов, предложенных в работах [114-116], по измерению и контролю абсолютной фазы в предельно коротких лазерных импульсах.

С увеличением интенсивности, отвечающая оптимальной абсолютной фазе нормированная остаточная плотность тока растет И достигает своего максимального значения при некоторой достаточно большой интенсивности, когда результаты полуклассических расчетов с высокой обладают высокой точностью. Также приведены зависимости максимальной нормированной остаточной

плотности тока и оптимальной интенсивности от количества циклов в лазерном импульсе. Было показано, что эффективность генерации остаточного тока может быть достаточно высокой (~10%) в случае одноциклового импульса и она снижается по экспоненциальному закону с увеличением длительности импульса. Оптимальная интенсивность медленно растет с увеличением длительности, достигая значений ~10¹⁶BT/см² для импульсов, содержащих пять оптических циклов.

1.3.5 Генерация гармоник падающего излучения в процессе ионизации атомного кластера лазерным импульсом высокой интенсивности

Другой круг вопросов, примыкающих непосредственно к интересующей нас проблеме генерации терагерцового излучения при воздействии ультракоротким лазерным импульсом на сплошные среды, связан с преобразованием спектра оптического излучения в процессах резонансного лазерно-кластерного взаимодействия, а именно, с явлением генерации гармоник основной частоты лазерного импульса в наноплазме, образующейся в результате ионизации кластера.

Исследование взаимодействия лазерных импульсов высокой интенсивности с атомными кластерами – наноразмерными объектами, образующимися в результате процессов конденсации в парах металлов или благородных газов, привлекает в последние годы возрастающее внимание теоретиков и экспериментаторов, работающих в области лазерной физики (см., например, обзоры [124, 125]. Интерес к подобного рода исследованиям обусловлен возможностью использования кластеров в качестве мишеней, позволяющих осуществить генерацию быстрых электронов и многозарядных ионов высокой энергии [126-128], эффективное преобразование спектра оптического излучения (сдвиг основной частоты [129, 130] и генерацию гармоник падающего импульса [131-133] и генерацию рентгеновского излучения [134-137]. Кластерные мишени обладают весьма примечательными оптическими свойствами, соединяя в себе достоинства разреженной газообразной среды (почти полная прозрачность, обеспечивающая глубокое проникновение излучения) и конденсированной (твердой или жидкой) среды высокой плотности (высокая эффективность оптического энерговклада). Наноплазма, образующаяся в результате оптической ионизации кластера, благодаря своим коллективным (и в первую очередь, резонансным) свойствам обеспечивает высокую скорость

передачи энергии оптического излучения частицам и высокую эффективность преобразования спектра самого излучения.

Как было установлено на основании приближенного теоретического анализа и компьютерного моделирования в работах Дитмайера и его сотрудников (см., [138]), например, типичный сценарий процесса лазерно-кластерного взаимодействия при достаточно высокой интенсивности лазерного излучения выглядит следующим образом. Уже на начальной стадии процесса происходит быстрая частичная ионизация кластера оптическим полем. Затем в образовавшейся плазме начинают преобладать столкновительные процессы (электрон-ионные соударения), приводящие к нагреву электронов, дальнейшей (почти полной) ионизации атомов кластера и сравнительно медленному гидродинамическому расширению образовавшейся плазмы. В процессе этого расширения плотность плазмы убывает и в некоторый момент времени проходит через значение 3 N_{cr}, отвечающее резонансу поверхностного плазмона (N_{cr} - критическая концентрация плазмы). Основная часть энерговклада в плазму реализуется именно на этом коротком промежутке времени, когда плотность сравнительно близка К резонансному значению. Последующие более детальные исследования [139, 140] в общем подтвердили описанный характер процесса, хотя и показали, что вследствие неоднородности гидродинамического расширения кластера состояние, близкое к резонансу, поддерживается в течение более длительного промежутка времени. Описанная модель удовлетворительным образом согласуются с результатами экспериментов [126-128, 135] и с предсказанным в [136] фактом существования оптимальной длительности лазерного импульса, отвечающей максимуму поглощения энергии лазерного импульса.

Проведенные исследования показали, что существуют по крайней мере два существенно различных физических механизма, которые могут вызвать излучение гармоник в процессе лазерно-кластерного взаимодействия. Во-первых, это механизм, основанный на рекомбинации электрона с ионным остатком атома [141], хорошо изученный для газовых атомных мишеней. Применительно к кластерам он должен быть модифицирован с учетом того, что атомы расположены ближе друг к другу, вследствие чего движение электронов между ионизацией и рекомбинацией возмущается полем других ионов. Кроме того, нужно учесть, электрон может

рекомбинировать не только с «родительским» ионом. Все это приводит к изменению динамики единичного электрона, хотя сам по себе физический механизм генерации гармоник остается тем же что и в газе. Соответствующие модификации данного механизма атомной рекомбинации в кластерах рассматривались в ряде работ (см., например, [142, 143]), однако в полях высокой интенсивности, где каждый атом теряет один или несколько электронов уже на переднем фронте лазерного импульса, рекомбинационный механизм едва ли может быть эффективным.

Во-вторых, эффективным источником излучения гармоник может быть сама плотная электронная плазма, создаваемой внутри кластера. В бесстолкновительной плазме, создаваемой интенсивными лазерными полями в кластерах, отдельные электрон-электронные и электрон-ионные соударения не могут разрушить когерентность коллективного движения электронов. Это когерентное, коллективное движение электронов может вызвать генерацию гармоник, если оно нелинейное. Недавно были опубликованы несколько экспериментальных работ (см., например, [144,145]), направленных на исследование излучения высоких гармоник с поверхности плазмы, облучаемой короткими лазерными импульсами интенсивности 10¹⁷ Bт/см² и выше. Физическая картина, которая стоит за такими «плазменными гармониками», является более сложной разнообразной по сравнению с рекомбинационным механизмом в атомах.

Обычным и очевидным источником нелинейности в однородной плазме при отсутствии границ (так называемая «макроплазма») является магнитная составляющая силы Лоренца. При этом параметром нелинейности является отношение v/c, где v - характерная скорость, отвечающая коллективным осцилляциям электронной плазмы, с - скорость света. Как следствие, для генерации гармоник плотной макроплазмой могут требоваться релятивистские интенсивности [144]. В кластерной наноплазме, локализованной в области малого размера, более важным становится другой параметр нелинейности, а именно, отношение X / R_0 , где R_0 - радиус кластера, X - амплитуда осцилляций электронного облака под действием лазерного поля [146]. Таким образом, в кластере можно ожидать возникновения сильно нелинейной динамики электронов даже в нерелятивистском режиме. Необходимо отметить, однако, что в кластере,

наряду с соударениями электронов, существуют другие, более важные эффекты, которые могут нарушить когерентность движения частиц, необходимую для эффективного излучения. Один из наиболее нежелательных в этом плане эффектов может быть приписан динамической неустойчивости, вызываемой взаимодействием частиц с самосогласованным полем (в присутствии лазерного поля). Поэтому изучение роли плазменных гармоник требует анализа не только коллективного движения, но и отдельных траекторий электронов.

На сегодняшний день известно только несколько экспериментальных работ, в которых исследуется генерация гармоник в кластерах. В работах [131,147,148] была исследована генерация гармоник в кластерах атомов инертных газов, облучаемых импульсами инфракрасного излучения интенсивностью 10¹³ - 10¹⁴ Вт/см². Было показано, что в таких условиях могут генерироваться гармоники более высоких порядков и с большими значениями интенсивности, чем в газовой струе. Кроме того, другие интересные свойства, в том числе другие степенные законы, определяющие зависимости интенсивности излучения гармоник от интенсивности ионизирующего импульса, изложены в работе [131]. Однако, в работах [131,147,148] интенсивность падающего излучения была слишком мала для создания плотной наноплазмы в кластере, и спектры гармоник мало отличались от случая их генерации при ионизации газа. По-видимому, это говорит о том, что в данном случае доминирующим механизмом генерации гармоник являлась атомная рекомбинация.

Последние экспериментальные наблюдения генерации третьей гармоники в аргоновых кластерах в сильном лазерном поле представлены в работе [149]. Интенсивность лазерного излучения менялась в диапазоне 10¹⁴ – 10¹⁶ Bt/см² и была достаточно высокой для создания плотной наноплазмы. При таких интенсивностях рекомбинационный механизм генерации гармоник, важный в случае газа, сильно подавлен вследствие насыщения однократной ионизации, так что наблюдаемая третья гармоника может быть полностью связана с нелинейным взаимодействием лазерного излучения с кластерной наноплазмой. Резонансное увеличение интенсивности третьей гармоники (когда частота Ми расширяющегося кластера приближается К утроенной лазерной частоте) измерялось с помощью зондирующего импульса. Усиление третьей гармоники в отклике уединенного

кластера, изученное теоретически в работах [147, 150, 151], однако, скрыто в эксперименте вследствие эффектов фазовой настройки, оптимизация которых при высокой средней плотности атомов, необходимой для создания кластеров, оказалась более сложной, чем в случае струи инертного газа. Последняя проблема значительно осложняет исследование излучения наноплазмы; в то же время в компьютерных расчетах она может быть упрощена, во-первых, рассмотрением отклика уединенного кластера и, во-вторых, анализом эффектов распространения.

В работе [131] было рассмотрено излучение уединенного кластера, облучаемого мощным лазерным импульсом. С помощью компьютерного моделирования трехмерным методом частиц в ячейках (применявшегося ранее для исследования бесстолкновительного поглощения в лазерной наноплазме [152]) были получены спектры гармоник, излучаемых из аргоновых кластеров, находящихся в поле короткого импульса инфракрасного (800 нм) излучения интенсивности $2,5 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$. Наиболее интересный результат этого исследования - это отсутствие высших гармоник в рассчитанных спектрах даже при высоких интенсивностях в рассмотренной широкой области значений радиуса кластера. Этот эффект авторы связывают с упомянутой выше динамической неустойчивостью.

В работе [153] рассмотрены две аналитические модели, которые описывают коллективную динамику и динамику отдельных электронов лазерной наноплазмы и объясняют результаты численных расчетов, приведенных в работах [132] и [149]. Показано, что генерация низших гармоник [125, 128, 130] может быть корректно описана с помощью модели «жесткой сферы», однако высшие гармоники эта модель описывает неверно. С помощью одномерной модели описана динамика резонансных электронов, которые подавляют генерацию высших гармоник. Поскольку процессы, происходящие в кластере, описаны в этой работе достаточно детально, остановимся далее на изложении ее содержания более подробно.

В результате взаимодействия кластера с лазерным импульсом достаточно высокой интенсивности образуется плотная электронная плазма. На начальной стадии процесса электроны, оторванные от атомов, остаются внутри кластера; это так называемая внутренняя ионизацией, которую следует отличать от внешней ионизации, при которой электроны «отрываются» от кластера. Эволюция плазмы в

процессе взаимодействия кластера с импульсом (вплоть до распада кластера либо вследствие кулоновского взрыва, гидродинамического расширения) определяется несколькими конкурирующими процессами. Концентрация электронов вследствие ионизации И ионов увеличивается атомов самосогласованным электрическим полем, которое может сильно отличаться от невозмущенного лазерного поля. С увеличением плотности плазмы вследствие внутренней ионизации переменное электрическое поле инфракрасного лазера экранируется, амплитуда поля в кластере может быть в несколько раз и даже на порядок меньше амплитуды падающей волны Одновременно, как только значительная часть электронов покинет кластер, образуется квазистатическое поле пространственного заряда, которое может быть достаточно сильным для дальнейшей внутренней ионизации («ионизационный поджиг» [154,155]). С другой стороны, как внешняя ионизация, так и расширение кластера, уменьшают концентрацию электронов. Результат конкуренции этих процессов сильно зависит от всех параметров, включая интенсивность и длительность лазерного импульса, размер кластера и тип атомов, образующих его. Однако для широкой области значений параметров подавляющая часть электронов остается внутри расширяющегося ионного ядра. Во время линейной стадии эволюции кластера лазерная наноплазма может излучать лазерные гармоники.

Описанный сценарий наблюдался в численном моделировании лазернокластерного взаимодействия и описан в работах [131, 152]. Динамика и излучение наноплазмы исследовались для Ar_N кластеров с числом атомов $N \approx 10^4 - 10^5$ (при значениях радиуса $R_0 \approx 6 - 10$ нм), облучаемых линейно поляризованными лазерными импульсами с электрическим полем $\mathbf{E}_l(t) = \mathbf{E}_0 \sin^2(\omega_l t/2n) \cos(\omega_l t)$ и длиной волны $\lambda = 800$ нм. Здесь ω_l - несущая частота, n = 8 - число оптических циклов в импульсе. Вклад электронов, остающихся в атомах (ионах) в процессе взаимодействия, не принимался во внимание. Результаты были изложены в работе [132], где более детально описано численные расчеты. Основные результаты численного моделирования состоят в следующем.

1. Относительная спектральная мощность излучения низших гармоник зависит от интенсивности лазерного излучения и размера кластера.

2. Анализ спектра гармоник показал, что увеличение низших гармоник происходит, когда частота Ми сравнивается с лазерной частотой ω_l или $m\omega_l$ (*m* - целое число).

3. Даже при очень высокой интенсивности 7,5 · 10¹⁷ высшие гармоники (выше седьмой) не наблюдаются [132].

4. Только часть наноплазмы, находящейся глубоко внутри ионного ядра, вносит вклад в генерацию гармоник низкого порядка.

Как отмечают авторы [133], увеличение низших гармоник, предсказанное в работах [146, 150], позднее изучалось численно для малых кластеров, используя метод молекулярной динамики [151], а увеличение третьей гармоники наблюдалось экспериментально [149]. Сейчас известно, что усиление гармоник связано с резонансом, когда частота Ми расширяющегося кластера становится равной лазерной частоте ω_l или $m\omega_l$ (*m* - целое число). В работе [132] показано, что генерация гармоник происходит в основном электронами, находящимися в ионном ядре в области, размер которой сравним (или меньше) начального радиуса кластера.

Из анализа частотно-временных диаграмм, приведенных авторами, следует, что увеличение третьей и пятой гармоник связано с высшими нелинейными резонансами: $\omega_{Mie}(t) = m\omega_l$ (m=3,5). Эта нелинейность (т.е. ангармоничность эффективного потенциала электрон-ионного взаимодействия) является необходимым условием излучения гармоник. Физическим механизмом этой нелинейности может быть либо вылет электронов из ядра кластера в процессе их движения, либо неоднородность распределения заряда в ядре. Появление сильного сигнала на частотах, отличных от нечетных гармоник лазерной частоты $(2m+1)\omega_l$ связано с возбуждением собственных колебаний электронного облака с зависящей от времени частотой $\omega_{Mie}(t)$. Эти колебания важны только в коротких импульсах, для которых и проводились численные расчеты. Результаты анализа спектров в работе [132] не только объясняют, по крайней мере, качественно, резонансное усиление генерации гармоник, наблюдаемое в [149], но и подтверждают идею о том, что при надлежащем подборе параметров гармоники высших порядков (пятая, может быть седьмая) тоже могут резонансно усилиться.

Как было показано в работах [146,151], резонансное усиление гармоник низких порядков может быть корректно описано в рамках простой модели «жесткой сферы» (МЖС). Можно показать, что по крайней мере для низших гармоник МЖС корректна, однако она неправильно описывает высокочастотную часть спектра даже на качественном уровне. В МЖС [152,156,157] предполагается, что как ионы, так и электроны представляют собой однородные жесткие сферы с резкими границами. В этом случае электронные и ионные распределения плотности заряда определяются выражениями

$$\rho_{e(i)} = \mp \bar{z} \, n_0 \, \theta(R_0 - r) \tag{1.3.17}$$

где n_0 - плотность атомов в кластере, $\theta(x)$ - степ-функция Хевисайда. Знак \mp относится к электронам и ионам соответственно. В рамках этой модели возвращающая сила $\mathbf{F}_{ei} \equiv \omega_l^2 R_0 \mathbf{f}$ зависит от смещения $\mathbf{X} \equiv R_0 \mathbf{y}$ электронного облака следующим образом [158]

$$\mathbf{f}(y) = -\frac{\mathbf{y}}{y} g_0(y), \ g_0(y) = \left(\frac{\omega_{Mie}}{\omega_l}\right)^2 \begin{cases} y - \frac{9y^2}{16} + \frac{y^4}{32}, & 0 \le y \le 2, \\ \frac{1}{y^2}, & y \ge 2. \end{cases}$$
(1.3.18)

Здесь введены безразмерные координата у и сила **f**. Уравнение движения примет вид

$$\frac{d^2 \mathbf{y}}{d \varphi^2} = \mathbf{f}(y) - \gamma \frac{d \mathbf{y}}{d \varphi} - \frac{\mathbf{E}_l(\varphi)}{\omega_l^2 R_0}$$
(1.3.19)

где $\mathbf{E}_{l}(\varphi = \omega_{l}t)$ - электрическое поле падающей волны, γ - постоянная затухания, которую можно оценить, предполагая бесстолкновительный механизм затухания [159, 160] (в вычислениях использовалось значение $\gamma = 0.1$, отвечающее такой оценке).

Использование МЖС позволяет выявить доминирующие механизмы поглощения в кластере [152] и излучения высших гармоник [146]. Однако существенным ограничением модели в форме (1.3.17)-(1.3.18) является использование степенной зависимости (1.3.18) от безразмерной координаты у при $y \le 2$. Физически это результат разрыва распределения заряда (1.3.17) при $r = R_0$. Как следствие, изменяется решение, описывающее генерацию гармоник: интенсивность s-ой гармоники пропорциональна E_0^{2s-2} вместо E_0^{2s} . Например, для третьей гармоники получим в рамках МЖС: $P_{3\omega} \sim E_0^4$, что явно нефизично [146]. Совершенствуя модель, разумно принять плавное распределение заряда электронов, в то время как распределение положительного заряда задавать соотношением (1.3.17). В предположении, распределение заряда электронов является гауссовым (с характерной шириной R_e):

$$\rho_e(r) = -\bar{z} n_0 \exp(-r^2 / R_e^2)$$
(1.3.20)

а плотность заряда в центре кластера равна нулю, из уравнения (1.3.20) находится суммарное число электронов $N_e = \pi^{3/2} \bar{z} n_0 R_e^3$. Условие $N_e \leq \bar{z}N$ дает $R_e \leq (4/3\sqrt{\pi})^{1/3} R_0 \approx 0.91 \cdot R_0$. Уравнение движения теперь имеет ту же форму (1.3.19), но с измененной возвращающей силой:

$$g_{0}(y) \rightarrow g_{1}(y) = \frac{\omega_{Mie}^{2}}{\omega_{l}^{2} y^{2}} \left\{ \frac{1}{2} \left\{ (y^{3} + 1) \operatorname{erf} \left[a(y+1) \right] - (y^{3} - 1) \operatorname{erf} \left[a(y-1) \right] \right\} + \frac{1}{4\sqrt{\pi}a^{3}} \left\{ \exp(-a^{2}(y-1)^{2}) \left[1 - 2a^{2}(1+y+y^{2}) \right] - \exp(-a^{2}(y+1)^{2}) \left[1 - 2a^{2}(1-y+y^{2}) \right] \right\} \right\},$$

(1.3.21)

где
$$a = R_0 / R_e > 1,1$$
 и $\operatorname{erf}(x) = 2 / \sqrt{\pi} \int_0^x \exp(-z^2) dz$ - функция ошибок. В отличие от

уравнения (1.3.18), разложение возвращающей силы (1.3.21) содержит только нечетные степени *y*, в то время как оно имеет ту же асимптотику кулоновского

характера для больших смещений. Соответствующие асимптотические выражения имеют вид

$$g_1(y) = \left(\frac{\omega_{Mie}}{\omega_l}\right)^2 \begin{cases} A_1 y + A_3 y^3 + \dots, & y << 1\\ 1/y^2 + O(\exp(-a^2 y^2)), & y >> 1 \end{cases}$$
(1.3.22)

где $A_1 = \operatorname{erf}(a) - 2a/\sqrt{\pi} \exp(-a^2) > 0$ и $A_3 = -4a^5/5\sqrt{\pi} \exp(-a^2)$. Видно, что $A_1 \to 1$ при $a \to \infty$, т.е. когда хвост распределения плотности электронов не выходит из ионного ядра. В этом случае частота малых колебаний $\sqrt{A_1}\omega_{Mie}$ равна ω_{Mie} . При конечных значениях *a* расплывание электронного облака за пределы ионного ядра уменьшает собственную частоту.

Следует заметить, что описанная в рамках модели возвращающая сила нелинейна, поскольку часть электронного облака выходит из ионного ядра. При этом главный член в нелинейной части силы можно оценить как $\omega_{Mie}^2 \mathbf{X} \mathbf{X}^2 / R_0 R_e$. В результате сигнал третьей гармоники связан с радиусом кластера как R_0^4 , в отличие от стандартного закона R_0^6 , ожидаемого для объемного эффекта. Это показывает, что обсуждаемое выше излучение гармоник низкого порядка из наноплазмы является поверхностным эффектом, который становится значительно меньше указанного при увеличении размера кластера. Для малых холодных металлических кластеров, облучаемых инфракрасными импульсами умеренной интенсивности, зависимость R_0^4 , наблюдаемая экспериментально в работе [161], не была доказана окончательно (см. также [162], теоретическое обсуждение).

Спектр гармоник, рассчитанный на основе МЖС, представляет собой последовательность пиков, отвечающих частотам $(2m+1)\omega_l$. В рамках МЖС динамика электронного облака определяется в основном двумя параметрами ω_{Mie} / ω_l и $E_0 / \omega_0^2 R_0$, определяющими возможность резонансного увеличения отдельных гармоник и число возбуждаемых гармоник в спектре. Собственная частота электронного облака ω_{eff} зависит от амплитуды колебаний (максимальное значение $\sqrt{A_1}\omega_{Mie}$ отвечает малым гармоническим колебаниям) и, как следствие,

от интенсивности лазерного излучения. В результате при фиксированных значениях параметров кластера резонансное увеличение достигается при определенном значении интенсивности. Если подобрать значения параметров таким образом, чтобы частота ω_{eff} достигала максимальных значений для третьей и пятой гармоник, при увеличении интенсивности произойдет резонансное увеличение этих гармоник. Если максимальное значение ω_{eff} сильно отличается от резонансного, величина пиков гармоник значительно снижается по сравнению с резонансным случаем.

Сравнение результатов, полученных на основе МЖС и методом частиц в ячейках, показывает, что МЖС корректно описывает низкочастотную область спектра, включая резонансное увеличение. Это оправдывает использование МЖС для описания лазерной наноплазмы. Однако, для относительно высоких гармоник (девятой и выше) МЖС дает качественно неверные результаты. Действительно, МЖС предсказывает появление высших гармоник при повышении интенсивности лазерного излучения. Однако моделирование на основе метода частиц в ячейках показало, что при тех же значениях параметров, включая высокие интенсивности ($7.5 \cdot 10^{17}$ Вт/см²), в спектре излучения нет гармоник выше седьмой. Тот же результат был получен в работе [163], где отсутствуют гармоники выше девятой при интенсивностях вплоть до 10^{17} Вт/см². В работе [132] анализ траекторий отдельных электронов показал, что подавление высших гармоник обусловлено динамической неустойчивостью, инициированной взаимодействием резонансных электронов с самосогласованным полем. Ясно, что такой механизм не учитывается в МЖС, основанной только на коллективной динамике электронов.

Переходя далее к объяснению подавления высших гармоник вследствие стохастичности динамики электронов, авторы [133] обращают внимание на результаты численных расчетов [150, 163, 164]), согласно которым в кластере, облучаемом лазерным излучением, распределение электронов разделяется на плотное ядро с радиусом, сравнимым с начальным радиусом кластера R_0 и гало с характерным размером в несколько R_0 . Такое разделение эквивалентно разделению квазисвободных электронов на сильно и слабо связанные электроны. Уменьшение электронной плотности вследствие внешней ионизации

компенсируется внутренней ионизацией, при условии, что эта внутренняя ионизация еще не подавлена, так что усредненная за период концентрация электронов в ядре и гало очень плавно эволюционирует. Ядро осциллирует с относительно малыми деформациями, так что МЖС применима для описания динамики электронов ядра, в то время как траектории электронов гало сильно возмущены лазерным полем и не описываются МЖС.

В работе [132] рассматривалось излучение отдельных электронов. Было показано, что электроны излучают гармоники до тех пор, пока они находятся внутри плотного ядра. Покидая ядро, электроны почти сразу же удаляются от кластера, обычно за период лазерного поля. Это означает, что гало состав гало не постоянен – оно состоит из непрерывно покидающих кластер электронов. Таким образом, концентрация электронов в гало определяет скорость внешней ионизации кластера. При вылете из ядра каждый электрон дает вспышку излучения с непрерывным спектром, который простирается к значительно более высоким частотам, чем те, которые присутствуют в гармоническом спектре падающего импульса. В работе [132] утверждалось, что вклады этих вспышек входят с различными фазами (некогерентно) в результирующее излучение. Далее авторы [133] строят простую аналитическую одномерную модель, которая должна помочь выяснить физический механизм этой некогерентности. Несмотря на простоту, эта модель в состоянии описать, по крайней мере качественно, все существенные особенности, замеченные в компьютерном моделировании.

В основе модели лежит предположение о том, что ионы неподвижны и число электронов в наноплазме фиксировано, так что в отсутствии лазерного поля каждый электрон движется в переменном самосогласованном потенциале U(x). Лазерное поле возбуждает колебания облака электронов, которые порождают переменную часть поля пространственного заряда $E_{sc}^{(I)}(t)$. Переменное поле внутри системы

$$\widetilde{E}(t) = E_l(t) + E_{sc}^{(I)}(t) \approx \widetilde{E}_0 f(t) \cos(\omega_l t + \alpha)$$
(1.3.23)

где f(t)- зависящая от времени огибающая. Если частота Ми сильно превышает лазерную частоту, $\omega_{Mie} >> \omega_l$, как в случае инфракрасного лазера, лазерное поле и переменное поле пространственного заряда $E_{sc}^{(I)}(t)$ компенсируют друг друга. В этом случае амплитуда осциллирующего поля в кластере \tilde{E}_0 связана с амплитудой лазерного поля следующим соотношением

$$\widetilde{E}_0 \approx \frac{\omega_l^2 E_0}{\omega_{Mie}^2 - \omega_l^2} \ll E_0 \tag{1.3.24}$$

Этот результат выражает факт экранировки низкочастотного лазерного поля плотной плазмой кластера (см. [125]). Нет никакого противоречия между этой экранировкой лазерного поля для отдельных электронов и тем, что облако электронов «чувствует» неэкранированное лазерное поле. Действительно, в МЖС есть две силы, действующие на электронное облако: одна из-за взаимодействия с ионным ядром, другая из-за действия лазера (см. уравнение (1.3.19)). При описании динамики пробного электрона учитывается взаимодействие между пробным электроном и остальными электронами облака. В данной модели предполагается, что облако электронов совершает малые, слабонелинейные колебания, так что эта сила является однородной внутри кластера и осциллирует с частотой ω₁. В МЖС при условии $\omega_{Mie} >> \omega_l$ полагалось, что смещение облака электронов равно $X(t) \approx -e\widetilde{E}_0 f(t) \cos(\omega_l t + \alpha) / m(\omega_{Mie}^2 - \omega_l^2)$. Вычисляя электрическое поле внутри кластера, порождаемое таким смещением, и складывая его с полем (1.3.23) внутри кластера, получаем выражение (1.3.24) для амплитуды поля. Это экранирование есть результат когерентной суперпозиции приложенного и самосогласованного поля и не имеет ничего общего с затуханием электромагнитного поля в макроплазме, которое происходит на масштабах порядка толщины скин-слоя, значительно превышающего типичный размер кластера.

Для кластера, состоящего из 17000 атомов Ar ($R_0 \approx 6,2$ нм) со средним ионным зарядом $\bar{z} \approx 6$ и степенью внешней ионизации $\eta \approx 0.5$, нетрудно оценить величину ћ_{∞*Mie*} ≈6 эВ. В импульсе титан-сапфирового лазера с интенсивностью $5 \cdot 10^{17} \,\mathrm{Br/cm^2}$ ($E_0 = 3 \,\mathrm{a.e.}$) амплитуда поля в кластере, согласно (1.3.24), $\widetilde{E}_0 \approx 0.2$ a.e., т.е., более чем на один порядок ниже амплитуды лазерного поля. Квазистатическая часть поля пространственного заряда $E_{sc}^{(II)} = E_{sc} - E_{sc}^{(I)}$, которая удерживает электроны в ионном ядре, может быть также оценена для заданных значений \overline{Z} . Именно, вблизи границы кластера п И поле равно $E_{sc}^{(II)} \approx \eta N \, \bar{z} \, e \, / \, R_0^2 \approx 3 \, \text{a.e.}$, т.е. на порядок выше амплитуды поля в кластере. Из этой оценки заключаем, что поле в кластере мало по сравнению с квазистатическим полем пространственного заряда.

В рамках данной модели эволюция электрона определяется гамильтонианом

$$H(p, x, t) = \frac{p^2}{2m} + U(x) - e\tilde{E}(t)x \equiv H_0(p, x, t) - e\tilde{E}(t)x \qquad (1.3.25)$$

и соответствующим уравнением Ньютона

$$\dot{p} = m\ddot{x} = -\frac{\partial U}{\partial x} + e\widetilde{E}(t) \equiv eE_{sc}^{(II)}(x) + e\widetilde{E}(t)$$
(1.3.26)

Где *m* и *е* масса и заряд электрона. Потенциальная яма *U*(*x*) создается квазистатической частью пространственного заряда. Смоделируем его функцией

$$U(x) = U_0 \left[1 - 1/\sqrt{1 + (x/R_0)^2} \right]$$
(1.3.27)

где R_0 и U_0 - радиус кластера и глубина самосогласованной потенциальной ямы соответственно. Для малых амплитудных колебаний эта яма есть нелинейный осциллятор, в то время как для больших осцилляций она имеет вид кулоновского потенциала. В соответствии со сделанными выше оценками принимаем следующие предположения

$$\mu = \frac{e\tilde{E}_0}{F_0} <<1, \ F_0 = U_0 / R_0 \tag{1.3.28}$$

где F₀- характерная квазистатическая сила, удерживающая электрон.

Динамика невозмущенной системы с гамильтонианом *H*₀ характеризуется зависимостью собственной частоты от энергии

$$\Omega(\varepsilon) = 2\pi / T(\varepsilon), \ T(\varepsilon) = \sqrt{2m} \int_{a}^{b} \frac{dx}{\sqrt{\varepsilon - U(x)}}$$
(1.3.29)

где $T(\varepsilon)$ - период колебаний, $a(\varepsilon)$ и $b(\varepsilon)$ точки поворота, $\varepsilon > 0$ - суммарная энергия. Параметр, зависящий от энергии,

$$\beta(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\Omega(\varepsilon)} \left| \frac{d\Omega}{d\varepsilon} \right|$$
(1.3.30)

характеризует нелинейность невозмущенной системы и, таким образом, ее потенциальную способность излучать гармоники. В кластерном потенциале период $T(\varepsilon)$ увеличивается с ростом энергии, так что

$$d\,\Omega/d\,\varepsilon < 0 \tag{1.3.31}$$

Яма (1.3.27) обладает этим свойством.

Система (1.3.26) является неинтегрируемой. Однако, если зависящая от времени сила остается малой по сравнению с первым членом в правой части уравнения (1.3.26) (т.е. при условии (1.3.28)), динамика может быть описана общими методами нелинейной механики [145-147]. Хорошо известно, что поведение нелинейной консервативной системы в слабом осциллирующем поле существенно зависит от разницы между частотой невозмущенной системы $\Omega(\varepsilon)$ и частотой внешнего поля ω_l . Резонансное соотношение имеет вид

$$s \times \Omega(\varepsilon_{sm}) = m \times \omega_l \tag{1.3.32}$$

где *m* и *s* – целые числа. В линейном осцилляторе имеет место только один резонанс m = s = 1. Резонансы m = 2,3,4,... нелинейны по отношению к внешнему полю $\tilde{E}(t)$ (в квантовом подходе таким резонансам соответствуют многофотонные поглощение и излучение). Резонансы с s = 2,3,4,... принадлежат нелинейности, присущей невозмущенной системе H_0 . Для сильно нелинейных систем эти

резонансы могут проявляться даже при слабых возмущениях. Эта ситуация соответствует рассматриваемому нами случаю; будем полагать m = 1, пренебрегая нелинейностью, вызываемой внешним полем. Хотя не учитываемая слабая нелинейность и приводит к генерации гармоник, это не влияет на проводимый здесь анализ. Вследствие инверсионной симметрии ямы (1.3.27) важны только нечетные резонансы с s = 1,3,5,... До прихода лазерного импульса электрон движется по невозмущенной траектории, определяемой энергией и начальной фазой θ_0 . Если энергия далека от любого резонансного уровня ε_s и условие (1.3.28) выполняется, поле в уравнении (1.3.26) вызывает малые возмущения и, следовательно, траектория слабо возмущается полем. При условии (1.3.31) резонанс первого порядка s = 1 является низшим по энергетической шкале, так что огромное количество нерезонансных траекторий лежат ниже первого резонансного уровня ε_1 . Этот «возмущенный» режим сохраняется до тех пор, пока зависящая от времени энергия не приблизилась к резонансной точке – либо благодаря увеличению амплитуды \widetilde{E}_0 , либо вследствие большей начальной энергии частицы. Вблизи резонанса то же самое малое возмущение приводит к сильным изменениям траектории электрона. Качественное описание таких траекторий и определение границ, разделяющих области возмущенных и резонансных траекторий, возможны с помощью методов. Введем канонические переменные, а именно, действие I и угол θ , которые определяются соотношениями

$$I(\varepsilon) = \frac{1}{2\pi} \oint p(\varepsilon, x) dx, \ \theta = -\partial S / \partial I$$
(1.3.33)

где $p = \sqrt{2m(\varepsilon - U(x))}$ - импульс электрона в невозмущенной системе, S(x)зависящее от координаты усеченное действие, являющееся производящей функцией канонических преобразований. Интегрирование в (1.3.33) ведется вдоль замкнутых траекторий с энергией ε . Строго говоря, это каноническое преобразование вводится для невозмущенного гамильтониана H_0 только для замкнутых, периодических траекторий. В этом случае для каждой траектории получаем новую каноническую переменную $\theta = \Omega(\varepsilon)t + \theta_0$. Переменные I, θ обеспечивают эффективное нулевое приближение для построения решения по методу теории возмущений, описывающей динамику вблизи резонанса. Используя новые переменные и предполагая, что энергия частицы достаточно близка к резонансному значению, например ε_1 , можем пренебречь сильно осциллирующими членами и получить приближенный переменный гамильтониан

$$H_r(I,\psi) = H_0(I) - \omega_l I - \frac{e\tilde{E}_0}{2} x_1(I) \cos\psi$$
(1.3.34)

где x_1 - первая Фурье компонента невозмущенной траектории, $\chi(I, \theta) = \sum_k x_k(I) \cos(k\theta)$ и $\psi = \theta - \omega_l t$. Теперь траектории системы в новом фазовом пространстве могут быть найдены, по крайней мере, в форме интегралов.

Преобразование Фурье возможно, если примем во внимание, что слабые возмущения отклонения действия от резонансного значения $I_1 \equiv I(\varepsilon_1)$ малы, то есть $|I - I_1| \ll I_1$. Вводя новые канонические переменные $P = I - I_1$, получаем гамильтониан нелинейного осциллятора (с отрицательной эффективной массой):

$$H'_{r}(P,\psi) = -\frac{P^{2}}{2M} - B\cos\psi, \ M = \frac{1}{\Omega_{1}|\Omega_{1}'|} > 0, \ B = \frac{eE_{0}x_{1}(I_{1})}{2} \ (1.3.35)$$

с $\Omega'_1 = (d\Omega/d\varepsilon)|_{\varepsilon=\varepsilon_1}$. Динамика электрона может быть качественно описана как нелинейные колебания в пространстве (P,ψ) . В новых канонических переменных, которые имеют формальный смысл импульса (P) и координаты (ψ) , фазовое пространство гамильтониана (1.3.35) разделяется на области финитного и инфинитного движений. Финитные движения отвечают частицам, захваченным резонансом, в то время как инфинитные траектории не связаны с резонансом. Сепаратриса уравнения (1.3.35) разграничивает эти две области. Движение вблизи сепаратрис неустойчиво, так что даже малые возмущения начальных условий могут значительно изменить траекторию. Таким образом, частицы вблизи сепаратрисы могут проникнуть из одной области в другую или могут быть захвачены резонансом. Параметры, характеризующие движение захваченных частиц – максимальное отклонение от резонансного значения действия *I*₁ и частота малых фазовых колебаний:

$$P_{\max} = 2\sqrt{MB} \approx \frac{\varepsilon_1}{\omega_l} \sqrt{\frac{\mu}{\beta}}, \ \Omega_{ph} = \sqrt{\frac{B}{M}} \approx \omega_l \sqrt{\mu\beta}$$
 (1.3.36)

В энергетическом пространстве положение сепаратрисы первого резонанса определяется соотношениями

$$\varepsilon_{1}^{\pm} = \varepsilon (I_{1} \pm P_{\max}) = \varepsilon_{1} \pm \Delta \varepsilon_{1}, \Delta \varepsilon_{1} \approx U_{0} \sqrt{\frac{x_{1}}{R_{0}} \frac{\mu}{\beta}}$$
(1.3.37)

Если энергия пересекает соответствующий порог, так что $|\varepsilon - \varepsilon_1| \leq \Delta \varepsilon_1$, электроны захватываются резонансной областью и испытывает колебания с частотой и амплитудой, пропорциональными $\sqrt{\mu}$. Благодаря появлению новых временных масштабов, определяемых частотой колебаний фазы (1.3.36), движение становится апериодическим и сильно нелинейным.

Взаимодействие с изолированным резонансом не может привести к ионизации, так как электрон остается захваченным в ловушку, в принципе, бесконечное время (если амплитуды колебаний фазы вокруг первого резонанса уже не достаточно, чтобы переместить электрон выше порога континуума). Однако к ней могут привести резонансы высших порядков, лежащие выше. Как только сепаратрисы соседних резонансов пересекаются, частица, захваченная первым резонансом, может перескочить к третьему и так далее. Поскольку объем доступного фазового пространства увеличивается с энергией, у этого межрезонансного движения будет преобладающее направление, а именно, к более высоким энергиям. Это приводит к быстрому освобождению электрона, известному как стохастическая ионизация. При реалистичных параметрах лазернокластерного взаимодействия это наложение резонансов реализуется вероятностью почти 100%, так что случаи, в которых частица остается пойманной в ловушку резонансом, редки; в то же время, как только достигается резонанс первого порядка, происходит почти мгновенная ионизация.

Описанный сценарий был реализован в численном решении уравнения (1.3.26). Вычисления проводились при $\omega_l = R_0 = 1$ и $U_0 = 0,5$ так, что амплитуда $\tilde{E}_0 = 1$ ($\mu = 0,2$) еще соответствует слабо-полевому режиму, как определено выше. Эти параметры не выбирались произвольно. Действительно, решение уравнения (1.3.26) с ямой (1.3.27) и полем (1.3.23) с плавно переменной амплитудой зависит от четырех безразмерных параметров: μ , $F_0 / m\omega^2 R_0$, ε_0 / U_0 и α , два последних из которых определяют начальные условия. Чтобы вычислить все параметры для реальной системы, мы должны взять определенные значения радиуса кластера и лазерной частоты, которые определят все другие параметры. Можно проверить, что для типичных значений $R_0 = 5$ нм и $\hbar \omega_l = 1,55$ эВ и приведенных выше значений безразмерных параметров величины квазистатической и осциллирующей частей самосогласованного поля в самом деле соответствуют приведенным ниже оценкам. Значения наиболее важных резонансов первого и третьего порядков: $\varepsilon_1 \approx 0.48 \cdot U_0$ и $\varepsilon_3 \approx 0,77 \cdot U_0$ соответственно. Частицы с начальной энергией $\varepsilon_0 < \varepsilon_1$ начинают движение при x = 0, $\phi \equiv \omega_l t = -40$, когда поле \tilde{E}_0 пренебрежимо мало. Затем поле (с гауссовой огибающей) увеличивается, и электрон движется под действием полной силы, пока не достигнет значения $\varphi = +40$. Выбирая различные значения фазы поля α , мы моделируем различные начальные условия для частиц с постоянной начальной энергией ε_0 .

В режиме «возмущений» начальная энергия достаточно далека от первого (низшего) резонанса. так что траектория в пространстве энергий не пересекает соответствующую нижнюю сепаратрису или только касается её. В результате траектория остается практически невозмущенной и представляят собой суперпозицию колебаний с частотами $\Omega(\varepsilon_0)$ и ω_l . Выбирая различные начальные условия, мы получаем просто сдвинутые во времени на α траектории. В резонансном режиме взаимодействия, когда начальные энергии достаточно большие, либо достаточно большое поле для проникновения в окрестность первого резонанса, движение вблизи резонанса очень чувствительно как к начальным условиям, так и к величине амплитуды поля так, что отдельная траектория

выглядит стохастической. Обычно частица покидает кластер, хотя в редких случаях она остается в связанном состоянии после окончания импульса, будучи захваченной резонансом. Можно заключить, что при параметрах, типичных для взаимодействий интенсивного лазерного излучения с наноплазмой, поведение частицы в резонансном режиме становится стохастическим.

При классической ионизации частица должна преодолеть потенциальный барьер, то есть, ее полная энергия должна превысить максимум потенциального барьера, сниженный в некоторый момент внешним полем. Рассмотрим траекторию в пространстве энергий при вдвое меньшей лазерной частоте $\omega'_l = \omega_l / 2 = 0,5$ и теми же остальными параметрами. При уменьшении лазерной частоты зависящий от времени коэффициент передачи энергии от поля частице уменьшается до уровня невозмущенных траекторий, суммарная энергия остается ниже максимума переменной потенциальной энергии, ионизации или возбуждения не происходит. При понижении частоты происходит увеличение энергии первого резонанса и больше не происходит проникновения в область между сепаратрисами.

Важно показать связь между моделью пробного электрона, описываемой уравнениями (1.3.23), (1.3.25)-(1.3.27) и моделью, которая описывает подобно МЖС коллективное движение. МЖС имеет дело с электронным смещением облака $\mathbf{X}(t)$, фурье-преобразование которого непосредственно связано со спектром. Эта величина может быть вычислена с помощью модели пробного электрона:

$$\mathbf{X}(t) = \int d\varepsilon_0 \int d\alpha \, \mathbf{r}(\varepsilon_0, \alpha, t) F(\varepsilon_0, \alpha) \tag{1.3.50}$$

где $\mathbf{r}(\varepsilon_0, \alpha, t)$ - траектория пробного электрона с начальной энергией ε_0 и начальным условием α , и $F(\varepsilon_0, \alpha)$ - функция распределения электронов до включения поля. Нужно отметить, что в, противоположность МЖС, пространственное распределение электронов в присутствии поля не известно, если не вычислены все возможные траектории. Вычисление траекторий $\mathbf{r}(\varepsilon_0, \alpha, t)$ аналитически возможно только в рамках теории возмущений по отношению к внешнему полю, когда они могут быть легко получены из уравнения (1.3.19) только с линейной частью возвращающей силы из уравнения (1.3.18). Учет нелинейных поправок хотя и возможен, но требует сложных громоздких вычислений. Модель пробной частицы подходит для качественного описания стохастического резонансного поведения, но едва ли применима к исследованию слабо негармонического движения сильно связанных электронов.

Используя результаты проведенного общего анализа, авторы [133] объясняют радиационных спектры, полученные с помощью компьютерного моделирования методом частиц в ячейках в работе [132] как для отдельных электронов, так и для кластера в целом. Сильно связанные электроны с энергиями ниже сепаратрисы первого резонанса $\varepsilon \leq \varepsilon_1 - \Delta \varepsilon_1$ движутся вдоль слабо возмущенных регулярных траекторий. Это вызывает генерацию гармоник с быстро уменьшающимися пиками в спектре излучения при увеличении номера гармоники, так что только первые семь гармоник присутствует в спектре. Отдельный электрон, проходя через резонанс и будучи захваченным в резонансной области или покидая потенциал кластера, вследствие сильного ускорения излучает. На приведенных авторами частотно-временных диаграммах это изображается яркой вспышкой. Вследствие сильной зависимости траекторий резонансных электронов от начальных условий и параметров внешнего поля, вспышки различных электронов некогерентны и не дают вклада в излучение кластера.

Это показывает, что нарушение когерентного движения электронов, как только оно становится ангармоническим при нелинейном резонансе, ограничивает генерацию гармоник. Только связанные электроны, находящиеся внутри ионного ядра, с энергиями, сильно отличающимися от резонансных, вносят когерентные вклады В излучение кластера. Неустойчивости, вызванные резонансным взаимодействием, развиваются во времени (обычно с экспоненциальной скоростью). Таким образом картина зависит также от длительности импульса. При увеличении длительности импульса и постоянных остальных параметрах, все больше траекторий в окрестности сепаратрисы приобретают стохастический характер. Как следствие, увеличение продолжительности пульса приводит, к большим нарушениям когерентности.

Главные выводы работы [133] можно сформулировать следующим образом. Хотя облучаемая лазером наноплазма кластера эффективно излучает низшие гармоники, никакого существенного излучения высоких гармоник не происходит

даже при очень высоких интенсивностях лазерного излучения. Это является динамической стохастичности, свойственной нелинейным следствием динамическим системам, которые находятся под воздействием слабой переменной силы, такой как экранированное электрическое поле в кластере. Увеличение лазерной интенсивности не обеспечивает генерации высших гармоник, поскольку самосогласованное поле, удерживающее электроны в ионном ядре, также увеличивается. Как следствие все электроны разделяются на сильно связанные электроны и гало, при этом частота Ми возрастает, усиливается экранирование, и таким образом, физическая картина остается почти нечувствительной К интенсивности падающего излучения.

С другой стороны, подводя итог изложенным выше результатам, заметим, что с той интерпретацией, которые дают авторы работы [133] низкочастотной части спектров, полученных на основании моделирования методом частиц в ячейке, вряд ли можно согласиться. Спектральные пики, лежащие в этих частях спектра рассеянного излучения, не могут быть следствием генерации низких гармоник, поскольку возникают они при весьма низких интенсивностях лазерного импульса, когда параметр нелинейности (отношение амплитуды колебаний электронов к радиусу кластера) весьма мал (< 0,1). В то же время эти пики естественным образом объясняются на основании развитой нами недавно линейной теории возбуждения собственных колебаний кластера в кластере с быстро меняющейся (растущей) электронной плотностью.

1.4 Формирование коротких импульсов излучения в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах при генерации высоких гармоник лазерного излучения мультитераваттного уровня мощности в газах

1.4.1 Общие замечания

Получение ультракоротких импульсов электромагнитного излучения является на протяжении многих лет одной из важнейших задач лазерной физики. Первые лазеры, созданные в начале 60-х г.г., обеспечивали длительности импульсов порядка десятков-сотен микросекунд. К настоящему времени для широко распространенных лазеров ближнего ИК и видимого диапазонов (титансапфировый лазер с длиной волны около 800 нм) рекордные длительности импульсов составляют около 3.5–4 фемтосекунд (1 фс=10⁻¹⁵ с) [165].

Одно из основных применений ультракоротких импульсов – исследование динамики быстропротекающих процессов в веществе. Обычно используемый для этого метод pump-probe (накачка-зондирование) основан на проведении серии измерений, В каждом ИЗ которых система подвергается воздействию последовательности двух импульсов – возбуждающего и зондирующего. Характерные времена колебаний атомов в молекулах составляют от десятков пикосекунд (для тяжелых молекул) до примерно 15 фемтосекунд (для молекул, содержащих легчайшие ядра – протоны). Именно поэтому фемтосекундные лазеры стали инструментом, нашедшим широкое применение для исследований процессов в веществе, связанных с движением ядер. О важности таких исследований свидетельствует присуждение в 1999 г. Нобелевской премии по химии Ахмеду Зивейлу (Калифорнийский технологический институт, США) за спектроскопию сверхвысокого временного разрешения. А. Зивейл, используя технику сверхбыстрых лазерных измерений, исследовал движение атомов в молекулах в процессе химических реакций и динамику начальных стадий фотосинтеза [166].

Поскольку электрон легче протона примерно в 2000 раз, характерные временные масштабы процессов, обусловленных движением электронов, на порядки величины меньше соответствующих времен для ядерной подсистемы. Например, наименьший период обращения электрона вокруг протона, согласно боровской модели атома водорода, составляет около 152 аттосекунд (1 ac= 10^{-18} c). Это означает, что для зондирования электронной динамики методом pump–probe требуется использование электромагнитных импульсов или электронных сгустков аттосекундной длительности.

1.4.2 Генерация высоких гармоник как инструмент получения аттосекундных импульсов

Последние несколько лет отмечены значительными успехами в создании источников световых импульсов субфемтосекундной длительности и в разработке методик их применения для зондирования и контроля сверхбыстрых процессов в веществе [167]. Достигнутый в этой области прогресс ознаменовал возникновение

нового научного направления – аттосекундной физики [168,169]. Основные достижения в получении аттосекундных импульсов связаны с использованием сильно нелинейного процесса генерации высоких гармоник лазерного излучения в газах.

В основе эффекта генерации высоких гармоник интенсивного линейно поляризованного оптического излучения лежит синхронизованное лазерным полем излучение электронов в ходе трехступенчатого процесса [141], состоящего из элементарных актов: 1) отрыва электрона от атома вследствие туннельной ионизации, 2) его ускорения оптическим полем и 3) соударения электрона с родительским ионом. Максимальная энергия излучаемого фотона (граница плато в спектре генерируемого излучения) определяется максимальной кинетической энергией E_{max} , которую может иметь электрон в момент соударения с ионом. В результате электрон-ионной рекомбинации электрон может перейти в основное состояние в атоме, испустив фотон с энергией $\omega_{\text{max}} = I_p + E_{\text{max}}$, где I_p – потенциал ионизации атома (здесь и далее для удобства используются атомные единицы: $e = m = \hbar = 1$). Согласно [141], из анализа классических электронных траекторий следует, что $E_{\text{max}} \approx 3.17 U_p$, где $U_p = \frac{E_0^2}{4\omega_0^2}$ – средняя осцилляторная энергия электрона в синусоидальном электрическом поле с амплитудой E_0 и частотой $\omega_{0.}$.

Генерация высоких гармоник интенсивного лазерного излучения в газах оказывается удобным для получения аттосекундных импульсов процессом, так как обеспечивает необходимую для этого спектральную ширину генерируемого излучения. Однако, еще одним важнейшим условием получения аттосекундных, как и любых других ультракоротких импульсов, является синхронизация спектральных компонент, образующих импульс.

Как показывает вейвлет-анализ, частотно-временная структура излучения в процессе генерации высоких гармоник содержит участки с положительным и отрицательным чирпом, согласующиеся с соответствующими участками растущей и убывающей временной зависимости кинетической энергии электрона при возврате к родительскому иону. Эти траектории обычно называют «короткой» и

«длинной» траекториями, в соответствии с более коротким или более долгим временами пребывания электрона в континууме ($\tau_2 > \tau_1$). Из анализа структуры излучения следует важный вывод: синхронизация высоких гармоник может быть осуществлена путем 1) селекции компоненты излучения гармоник, характеризующейся определенным знаком чирпа и 2) компенсации чирпа селектированной компоненты излучения путем пропускания ee через диспергирующую среду с соответствующим образом подобранными знаком и величиной дисперсии.

Из более точного квантовомеханического подхода к описанию процесса генерации высоких гармоник [170] можно показать, что сдвиг фазы наводимого в среде дипольного момента относительно фазы волны накачки зависит от интенсивности І лазерного излучения. Из-за пространственных вариаций величины *I* в лазерном пучке фаза дипольного момента, вообще говоря, различна для разных атомов в объеме взаимодействия, поэтому зависимость $\Phi(I)$ является важной характеристикой, влияющей на когерентность суммарного поля излучения гармоник на выходе из среды. Аналогичным образом, изменения мгновенной интенсивности лазерного излучения со временем могут за счет зависимости $\Phi(I)$ временную когерентность Детальные ухудшать поля гармоник. квантовомеханические расчеты [171] показывают, что для обеих электронных траекторий, дающих основной вклад в сигнал гармоник, зависимость $\Phi(I)$ близка к линейной: $\Phi_{s}(I) \approx \alpha_{s}I$, но коэффициент пропорциональности для «длинной» траектории во много раз больше по модулю, чем для «короткой»: $|\alpha_2| >> |\alpha_1|$. Это обстоятельство оказывается очень важным с точки зрения селекции вкладов соответствующих траекторий в сигнал гармоник.

Один из способов селекции вкладов различных электронных траекторий состоит в оптимизации геометрических условий взаимодействия лазерного пучка с мишенью, а именно – в выборе оптимального положения лазерного фокуса относительно нелинейной среды. В основе такой оптимизации лежит тот факт, что фазовое согласование между нелинейной поляризацией среды и генерируемым полем гармоник определяется в основном конкуренцией двух факторов, влияющих на пространственное изменение фазы поляризации: геометрического фактора,

связанного со сдвигом фазы лазерной волны при переходе через фокус, и нелинейного фактора, связанного с зависимостью фазы дипольного момента от лазерной интенсивности. Для «короткой» траектории эти два фактора взаимно компенсируются (и, следовательно, приводящее к фазовому рассогласованию пространственное изменение фазы поляризации оказывается минимальным) при фокусировке лазерного пучка в некоторой точке перед струей газа, в то время как для «длинной» траектории максимальная компенсация указанных двух факторов достигается при совпадении положений лазерного фокуса и газовой струи [172].

Другой способ селекции вкладов различных электронных траекторий в индуцированный дипольный момент связан с экспериментально наблюдавшимся [173] фактом наличия в поле излучения высоких гармоник двух компонент с кардинально различающейся степенью временной когерентности. При этом, как было установлено в эксперименте [173], компонента, обладающая меньшей временной когерентностью, имеет значительно большую пространственную расходимость. Эта компонента представляет собой не что иное, как часть излучения гармоник, соответствующую «длинным» траекториям электронов. Это естественным образом связано с быстрыми вариациями фазы $\Phi_2(I)$ [171], приводящими, вследствие зависимости I(r) интенсивности лазерного пучка от поперечной координаты, к большой кривизне фазового фронта соответствующей компоненты, генерируемого излучения гармоник. Таким образом, дискриминация вклада в излучение гармоник отрицательно чирпированной компоненты, соответствующей τ_2 , может осуществляться диафрагмированием пучка, что было продемонстрировано в эксперименте [174].

Для компенсации положительного чирпа аттосекундных импульсов [174,175] могут быть использованы светофильтры на эффекте селективного пропускания, обладающие отрицательной дисперсией групповой задержки $D_2(\omega) = \partial T_g / \partial \omega = \partial^2 \varphi / \partial \omega^2$ (здесь φ – спектральная фаза, $T_g = \partial \varphi / \partial \omega$ – групповая задержка) вблизи низкочастотной границы их спектрального окна. Это было продемонстрировано в недавних экспериментах [174], где с помощью таких фильтров и диафрагмирования пучка гармоник была достигнута компрессия аттосекундных импульсов до длительностей менее 200 ас.

1.4.3 Генерация аттосекундных импульсов в газах – современные достижения

Генерация последовательности аттосекундных импульсов

В 2005-2007 г.г. в Технологическом институте г. Лунда (Швеция) были проведены эксперименты [174] (в том числе упоминавшиеся выше) с целью осуществления амплитудно-фазового контроля излучения набора гармоник в области плато в спектре высоких гармоник, генерируемых в газе. В эксперименте [174] для генерации гармоник в аргоне использовались 40-фс импульсы излучения титан-сапфирового лазера. Спектральная фильтрация излучения десяти (с 17-й по 35-ю) соседних нечетных гармоник в частотном окне шириной около 30 эВ и их синхронизация осуществлялись с помощью тонких алюминиевых пленок. Относительные фазы гармоник, выделенных спектральным фильтром, измерялись с помощью метода RABBITT [176]. Пространственная селекция расходящейся части генерируемого излучения осуществлялась с помощью диафрагмы, поставленной на пути выходного пучка. В результате проведенных экспериментов получена последовательность почти фурье-ограниченных аттосекундных импульсов с периодом следования 1.35 фс и длительностью 170 ас каждый, что составило близкое к предельному значение около 1.2 периода поля на центральной частоте сгенерированного излучения (энергия фотона около 30 эВ). В серии экспериментов с использованием других металлических, a также полупроводниковых фильтров были получены импульсы спектральной шириной до 45 эВ и с центральной частотой, зависящей от материала фильтра. При этом использование циркониевых пленок позволило получить импульсы длительностью 130 ас с центральной энергией фотона около 80 эВ. Для спектральной фильтрации дисперсионного контроля импульсов ВУФ излучения в аттосекундном И эксперименте, кроме пропускающих фильтров, успешно используются также чирпованные многослойные зеркала [177, 178].

Генерация одиночного аттосекундного импульса

Для большинства практических приложений (напр., для применений в pumpprobe спектроскопии) более предпочтительной является генерация аттосекундного излучения не в форме регулярной последовательности импульсов, а в виде одиночного импульса. Для решения задачи генерации такого импульса было предложено и реализовано два основных подхода.

Использование предельно коротких лазерных импульсов.

Идея достижения более сильной локализации во времени процесса генерации ВУФ излучения за счет использования более коротких лазерных импульсов [179] представляется весьма очевидной. Поскольку скорость ионизации атома в сильном лазерном поле обладает резкой (в туннельном пределе – экспоненциальной) зависимостью от амплитуды электрического поля, можно за счет оптимизации формы и амплитуды ультракороткого лазерного импульса реализовать условия, при которых генерация высоких гармоник происходит на временном отрезке, ограниченном несколькими периодами лазерного поля. Так как энергия генерируемых фотонов определяется мгновенным значением интенсивности лазерного излучения, селекция наиболее высокочастотной части спектра сгенерированного излучения (в области края плато) позволяет получить квазиодиночные всплески аттосекундного излучения, что было впервые экспериментально продемонстрировано в 2001 г. [177]. Длительность полученных в [177] одиночных всплесков ВУФ излучения с энергией фотонов около 90 эВ, как показали измерения с помощью разработанной авторами аттосекундной стриккамеры, составила 650 ас.

Первые исследования по генерации, измерению и применению одиночных аттосекундных импульсов, проведенные в Венском техническом университете [177, 180, 181], по праву считаются одними из основополагающих аттосекундных экспериментов. Но поистине революционную роль в аттосекундной физике сыграла появившаяся в начале 2000 г.г. технология получения оптических импульсов со стабилизированной абсолютной фазой.

Упомянутая выше резкая зависимость вероятностей нелинейных процессов ионизации от величины электрического поля лазерного излучения приводит в случае импульсов длительностью в несколько периодов поля к сильной зависимости вероятностей этих процессов от фазы заполнения импульса относительно его огибающей. Данное обстоятельство играет важнейшую роль и позволяет с помощью управления абсолютной фазой ультракороткого лазерного импульса осуществлять управление электронными процессами в сильном поле, в

том числе и процессом генерации высоких гармоник лазерного излучения [182]. Это получило яркое подтверждение в экспериментах [183], продемонстрировавших путем прямых временных измерений, как с помощью манипулирования волновой формой ультракороткого лазерного импульса можно управлять профилем генерируемого ВУФ излучения на субфемтосекундных временных масштабах.

Новейшим достижением на пути реализации описанного подхода стало преодоление 100-аттосекундного барьера, оказавшееся возможным благодаря применению новейшего источника излучения длительностью менее 1.5 периодов лазерного излучения ближнего ИК диапазона с контролируемой волновой формой [165] и чирпованных многослойных зеркал ВУФ диапазона. В эксперименте [178] были получены изолированные импульсы длительностью около 80 ас со средней энергией фотонов около 80 эВ и высокой яркостью, составившей величину на уровне 10¹¹ фотонов в секунду.

Поляризационное стробирование (polarization gating).

Очевидно, что в случае, если поляризация электрического поля отличается от линейной, электроны движутся по криволинейным траекториям. При этом траектории электронов, имевших в момент отрыва от атома ненулевую поперечную скорость, в дальнейшем проходят мимо родительских ионов, то есть, такие электроны практически не дают вклада в излучение.

Резкая зависимость эффективности генерации высоких гармоник OT эллиптичности возбуждающего излучения легла в основу идеи селекции одиночного импульса ИЗ последовательности аттосекундных импульсов, получаемых при HHG, с помощью поляризационного стробирования [184]. Идея состоит в использовании лазерного импульса с зависящей OT времени эллиптичностью. Если интервал времени, в течение которого поляризация лазерного излучения близка к линейной, длится лишь долю одного периода, временной профиль генерируемого излучения будет представлять собой одиночный субфемтосекундный импульс.

В первых экспериментах, продемонстрировавших использование принципа манипулирования поляризацией лазерного излучения для выделения одиночного аттосекундного импульса из регулярной последовательности [185], в качестве накачки использовалось излучение титан-сапфирового лазера с длительностью

импульса 35 фс. В экспериментах [185] продемонстрировано спектральное уширение гармоник, соответствующее уменьшению длительности генерируемого сигнала от 35 до 7 фс.

Комбинированные подходы.

а) Фазо-стабилизированное поляризационное стробирование.

Простой способ получения поля с быстро меняющейся эллиптичностью поляризации был предложен в работе [186]. Анализ временной зависимости эллиптичности получаемого по схеме [186] лазерного импульса, приводит к следующему выражению для длительности «временного окна» δt , в течение которого «поляризационный затвор» находится в открытом состоянии ($\varepsilon < \varepsilon^*$): $\delta t = \frac{\varepsilon^* \tau^2}{T_d \ln 2}$ [187]. Здесь ε^* – заданное пороговое значение эллиптичности, τ –

длительность исходного лазерного импульса, T_d – время задержки между двумя репликами импульса. Отсюда видно, что укорачивать «временное окно» δ можно, увеличивая задержку T_d или уменьшая длительность импульса τ . Первый из этих способов малоэффективен, так как приводит к потере используемой лазерной мощности. В недавних экспериментах [188-189] был реализован второй из этих способов.

Для получения одиночного аттосекундного импульса по данной методике необходимо, чтобы «поляризационный затвор» оставался открытым только в течение времени не более полупериода лазерного поля. Это требует использования лазера накачки с длительностью импульса всего в несколько периодов поля. При этом абсолютная фаза импульса должна быть стабилизированной, так как определяемый этой фазой профиль электрического поля в импульсе играет критическую роль в динамике электронного волнового пакета. А именно, отрезок времени, соответствующий возврату к иону части пакета, отвечающей за излучение гармоник в требуемом спектральном интервале, должен находиться в пределах «временного окна» δt .

Использование этого подхода в комбинации с аккуратным подбором условий для компенсации чирпа аттосекундного излучения позволило получить одиночные импульсы длительностью 130 ас [189]. Более того, как сообщается в [189], абсолютная фаза аттосекундных импульсов при этом оказывается стабильной.

б) Двойное оптическое стробирование.

Принципиальным моментом изложенного выше подхода к генерации одиночных аттосекундных импульсов является то, что для его реализации требуется достаточно мощный лазерный источник с длительностью импульса в несколько фемтосекунд. В настоящее время такие источники являются уникальными, что делает такую технологию недоступной для многих лабораторий. Поэтому большое значение имеет разработка таких методик, которые были бы осуществимы с использованием многопериодных лазерных импульсов. Именно такой метод был недавно продемонстрирован сотрудниками Канзасского университета, которые в качестве накачки использовали излучение титансапфирового лазера в комбинации с его второй гармоникой, генерируемой в кристалле ВВО [190]. Как было показано [191], при таком двухчастотном воздействии период следования аттосекундных импульсов в генерируемой последовательности удваивается по сравнению со случаем одночастотного воздействия на основной частоте. Применение идеи поляризационного стробирования к такой последовательности облегчает выделение одиночного импульса, так как требование на длительность «временного окна» δt двоекратно ослабляется. Как результат, эксперимент [191] продемонстрировал генерацию суперконтинуума, соответствующего одиночному импульсу длительностью 130 ас, с использованием лазерного источника с длительностью импульсов 9 фс.

1.5 Генерация мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы

1.5.1 Первые эксперименты

Генерация высоких гармоник на поверхности твердотельной мишени в поле сверхсильного лазерного импульса впервые наблюдалась в 1981 году группой из Лос-Аламоса [192]. В ходе этих экспериментов проводилось исследование взаимодействия излучения СО2-лазера интенсивностью 10^{14} — 10^{16} Вт/см², имевшего наносекундную длительность, с твердотельными мишенями из алюминия, титана, железа, золота, меди, полиэтилена и тефлона. В отражённом сигнале при этом наблюдались гармоники частоты лазерного излучения вплоть до 46-ой, причём количество гармоник зависело от материала мишени. Первая попытка объяснения этого явления была предпринята меньше, чем через год, в работе [193]. В этой работе генерируемые гармоники объяснялись тем, что в поле интенсивной волны возможно укручение плавного профиля плазмы под действием пондеромоторной силы, при этом электроны совершают колебательные движения вокруг образовавшегося скачка плотности, что приводит к появлению сильно нелинейных асимметричных токов. Смешивание резонансной плазменной частоты с частотой лазерного излучения приводит к генерации второй гармоники, которая в свою очередь резонансно возбуждает вторую гармонику плазменных колебаний и т. д. В результате возбуждается спектр частот, кратных частоты, которая для большинства твердотельных веществ лежит в районе 20–30 от критической. Это было довольно сильным ограничением, в результате чего исследования в этой области в течение долгого времени не привлекали значительного интереса.

С развитием лазерных технологий появились установки, способные генерировать лазерные импульсы пико- и фемтосекундной длительности. Наличие таких систем позволило провести эксперименты с неразрушенными мишенями, то есть с резкой границей твёрдого тела. Первые такие эксперименты с фемтосекундными лазерами были поставлены в 1995 году [194,195]. В этих работах использовался титан-сапфировый лазеры с длиной волны 794 и 800 нм соответственно. Энергия импульсов составляла 100 мДж, а длительность — 100 фс. В фокусе достигалась интенсивность на уровне 10¹⁸ Вт/см². В качестве мишеней были использованы поверхности алюминия и стекла соответственно. Кроме того, лазерные импульсы обладали высоким контрастом, что обеспечивало отсутствие заметного пьедестала, разрушавшего мишень до прихода основного импульса. Наблюдалась генерация седьмой и пятнадцатой гармоник соответственно. При этом в рентгеновское излучение было конвертировано порядка 10⁻⁹ энергии лазерного излучения.

1.5.2 Модель осциллирующего зеркала

Первое объяснение механизма генерации на резкой границе твердотельной плазмы было дано в 1994 году [196]. Оно основано на так называемой модели

осциллирующего зеркала. Электроны в этой модели считаются жёсткой стенкой, зеркально отражающей падающее излучению. При этом электроны совершают колебания под действием пондеромоторной силы, что приводит к доплеровскому сдвигу в отражённом сигнале. Согласно этой модели поверхность твёрдого тела может генерировать излучение, частота которого пропорциональна квадрату релятивистского фактора электронов и не ограничена плотностью плазмы. Было также показано, что существует связь между поляризацией падающего излучения и чётностью генерируемых гармоник [197]. Так только р-поляризованное излучение способно генерировать чётные гармоники. Эти предсказания были подтверждены численным моделированием [198]. и проведёнными экспериментами [199,200].

Модель осциллирующего зеркала была развита в работе [201], в которой был рассмотрен ультрарелятивистский предел. В этой работе было теоретически объяснено медленное спадание спектра гармоник (было предсказано степенное спадание с показателем 5/2), на основе которого была предложена схема получения сверхвысоких интенсивностей излучения путём фокусировки когерентных гармоник, генерируемых лазерным импульсом [202].

Следующим существенным шагом в изучении механизмов генерации высоких гармоник на поверхности твердотельной плазмы стала работа [203], в которой авторы обратили внимание, что излучение электронов в ультрарелятивистском пределе имеет синхротронный характер и происходит в течение короткого промежутка времени, так что частота отсечки генерируемого спектра определяется не квадратом, а кубом релятивистского фактора электронов. Это также сказывается на скорости спадания гармоник, который должен иметь степень 8/3, однако, с экспериментальной точки зрения отличие этого результата от предыдущего несущественно. Этот теоретический результат был подтверждён экспериментально на установке VULCAN в Резерфордовской лаборатории [204-206]. В этой серии экспериментов наблюдалась генерация рентгеновского излучения с энергией квантов вплоть до 3,5~кэВ при облучении твердотельной мишени лазерным импульсом интенсивностью 2,5х10²⁰ Вт/см² и длительностью 500 фс, имевшего контраст порядка 10¹⁰:1 на временах ~10 пс. Было показано, что такой источник обладает чрезвычайно высокой яркостью (>10²² фотонов в секунду на квадратный милиметр в квадрат милирадиана на 0,1 % ширины спектра для длин волн меньших
4 нм). Кроме того, была отмечена относительно высокая эффективность конверсии энергии в гармоники.

В 2008 году путём численного моделирования было продемонстрировано [207], что при некоторых параметрах наблюдается ещё более пологий спектр излучения, чем это предсказывается теорией, изложенной в [203]. Объяснение этого эффекта было дано в работе ан дер Брюгге и Пухова [208]. Основной причиной такого поведения спектра является локализация поверхностных электронов в наноразмерном пучке, вылетающем навстречу лазерному излучению. Такой электронный пучок способен генерировать когерентное синхротронное излучение, что увеличивает интенсивность высоких гармоник.

1.5.3 Когерентное кильватерное излучение

Одним из популярных механизмов генерации высоких гармоник является так когерентное кильватерное излучение [209], заключающееся называемое В следующем. При взаимодействии лазерного излучения с поверхностью твердотельной мишени происходит генерация электронных сгустков, распространяющихся вглубь плазмы [210]. При этом при наличии некоторого градиента концентрации эти сгустки способны возбуждать плазменные колебания, частота которых кратна частоте следования сгустков, которая, в свою очередь, определяется частотой лазерного импульса. Эти плазменные колебания совершаются в некотором градиенте концентрации и поэтому способны излучать электромагнитные волны той же частоты. Таким образом, происходит генерация гармоник вплоть до плазменной частоты, соответствующей максимальной концентрации электронов в мишени. Механизм когерентного кильватерного излучения по своей сути является обобщением механизма, предложенного Беззеридесом [193], однако, получил более подробное математическое описание. Следует также отметить, что механизм осциллирующего зеркала и механизм когерентного кильватерного излучения могут существовать одновременно, однако проявляются в местах с разной плотностью плазмы.

Когерентное кильватерное излучение наблюдалось в ряде экспериментов [209,211-213]. В этих экспериментах обычно использовались лазерные импульсы длительностью в десятки и сотни фемтосекунд, имевшие интенсивность в районе

10¹⁸ Вт/см². В качестве мишеней использовались металлические и пластиковые фольги. При этом наблюдалась генерация до 25 гармоник, что соответствует длине волны на уровне 40 нм.

1.5.4 Генерация аттосекундных импульсов

С точки зрения генерации высоких гармоник особый интерес представляет возможность получения аттосекундных импульсов. Впервые на возможность генерации аттосекундных импульсов при взаимодействии сверхсильного лазерного излучения с твердотельной плазмой было указано в 1998 году в работе [214], в которой было показано, что отражённый сигнал представляет собой последовательность импульсов, длительность которых В 20 раз меньше длительности оптического периода (порядка 100 ас).

С тех пор предложено несколько различных схем получения аттосекундных импульсов. Среди них селективная фильтрация генерируемого излучения при условия наличия синхронизации между генерируемыми гармониками [201,215-2171. использование сверхкоротких сильносфокусированных импульсов, взаимодействующих с плазмой, имеющей плотность близкую к критической, и индуцирующих доплеровское уменьшение собственной длительности [218], использование лазерных импульсов со специально подобранной переменной поляризацией [203,219], при этом игра идёт на том, что генерация гармоник наблюдается только для линейной поляризации падающего импульса, в то время как отсутствует для циркулярной, поэтому предлагается использование импульсов с переменной поляризацией, имеющих только одну точку, в которой циркуляция линейна.

На данный момент ни одна из предлагаемых схем не была проверена экспериментально, однако, в эксперименте 2009 года было показано, что генерируемые гармоники являются синхронизованными [220], что говорит о том, что при соответствующей фильтрации возможно получение последовательности аттосекундных импульсов. В эксперименте были использованы тонкие металлические фильтры (150 нм алюминия, индия или стронция), вырезавшие необходимый участок спектра, который В дальнейшем подавался на спектроанализатор. Гармоники генерировались импульсом длительностью 45 ас,

имевшем интенсивность порядка 4x10¹⁸ Вт/см², что соответствует возможности наблюдения обоих механизмов генерации: соответствующего модели осциллирующего зеркала и когерентному кильватерному излучению. Однако наблюдавшееся обрезание спектра было идентифицировано как проявление второго механизма. В качестве мишени были использованы стекло ВК7 и полиметилметакрилат. Облучение проводилось под углом 45° к нормали. Сгенерированные гармоники обладали хорошей синхронизованностью и оценки показали, что при их сложении должен получиться импульс длительностью порядка 0.9 фс.

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

1.6.1 Общие замечания

Создание источников когерентного излучения вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов является предметом активных исследований в научных лабораториях мира. Применение лазеров оптического диапазона для создания инверсии активной среды представляется одним из наиболее многообещающих подходов в этих поисках. Если в первых экспериментах для накачки рентгеновских лазеров использовались оптические лазерные системы с энергией в импульсе в сотни джоулей, излучение которых фокусировалось на твердотельные мишени, то в дальнейшем переход к возбужденным многозарядным ионам инертных газов в качестве активной среды позволил значительно снизить требования к энергии импульса накачки.

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

предлагается для обеспечения кардинального увеличения длины активной среды использовать одномодовое распространение интенсивного фемтосекундного оптического излучения накачки в газонаполненных диэлектрических капиллярах. Волноведущие свойства диэлектрических капилляров, как показывает опыт работы участников проекта, дают возможность обеспечить распространение в них интенсивных лазерных импульсов на расстояния, в десятки раз превышающие длину, определяемую дифракцией.

1.6.2 Первые эксперименты

Освоение мягкого рентгеновского диапазона излучения является естественным направлением развития лазерной физики. Применение лазеров оптического диапазона для создания инверсии активной среды представляется одним из наиболее многообещающих подходов. Начиная с первых экспериментов в этом направлении, для накачки рентгеновских лазеров использовались лазерные системы с энергией в импульсе в сотни джоулей и твердотельные мишени [221,222]. В 1995 Lemoff с сотрудниками [223] впервые продемонстрировали возможность генерации на переходах Pd-подобного иона Xe (Xe IX) при фокусировке фемтосекундного лазерного излучения в кювету, заполненную газом. В работе [224] было достигнуто насыщение усиления на длине волны 41,8 нм в Xe IX.

1.6.3 Эксперименты с газонаполненными капиллярами

В последующем было сделано несколько попыток увеличить длину активной среды, для чего необходимо было обеспечить каналирование интенсивного лазерного излучения, создающего инверсию. В работе [225] для этой цели использовался капилляр, заполненный водородом, в котором при помощи дополнительного разряда создавалась плазма. Параболический профиль установившейся плазмы придавал волноведущие свойства мощному оптическому излучению. Ксенон добавлялся в водород и при его последовательной ионизации и возбуждении ионов электронным ударом создавались условия для генерации рентгеновского излучения. В работах [226,227] 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.

1.7 Компактные импульсные ПГС среднего ИК диапазона высокой пиковой мощности на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой

1.7.1 Общие замечания

Проблема Проблема загрязнения окружающей среды всё острее встаёт перед современным обществом. Заметный вклад в загрязнение вносят различные углеводороды, в процессе добычи и транспортировки которых возможны значительные потери, что увеличивает себестоимость и способно привести к экологическим катастрофам. В последние годы многими научными группами различных стран мира исследуются возможности создания компактной техники и устройств генерации и приема электромагнитного излучения среднего ИК диапазона. Это диктуется широкими возможностями применения приёмнопередающих устройств этого диапазона для решения важных задач военнотехнического назначения, а также различных задач гражданского назначения. Сейчас в развитых странах мира имеются национальные программы в области инфракрасной техники. Средний ИК важен прежде всего тем, что включает в себя "окна" прозрачности атмосферы (3-5 мкм, 8-12 мкм и др.), но в то же время здесь лежат и линии поглощения молекул. Это даёт возможность дистанционного определения по спектрам поглощения и рассеяния, в частности, сложных органических молекул - загрязнителей атмосферы. Для обеспечения решения аналитических задач в среднем ИК-диапазоне требуются источники оптического излучения с уровнем яркости, существенно превосходящим соответствующие параметры неселективных тепловых источников излучения, а также способные перестраиваться по частоте генерации в широком динамическом диапазоне. Кроме того, традиционные способы модуляционной спектроскопии требуют обеспечения

технически несложных методов управления параметрами излучения источника внешним высокочастотным радиосигналом. Всему этому набору характеристик в наибольшей степени удовлетворяют полупроводниковые инжекционные лазеры. В ближней ИК-области спектра существуют к настоящему времени вполне разработанные методы лазерной спектроскопии, использующие в качестве источника зондирующего излучения гетероструктурные лазеры на основе GaAlAs и InGaAsP. Варьированием химического состава полупроводника можно достичь перекрытия спектрального диапазона длин волн 0,65 – 1,6 мкм, содержащего обертоны колебаний легких молекул. Однако, средний ИК-диапазон является в этом смысле гораздо более информативным, что и предопределяет тенденцию распространения спектроскопических технологий в эту часть оптического диапазона.

1.7.2 Детектирование малого молекулярного поглощения с помощью диодных лазеров

Детектирование малого молекулярного поглощения с помощью диодных лазеров (ДЛ) всегда рассматривалось в качестве одного из наиболее перспективных их применений. Первой демонстрацией таких применений было детектирование СО в открытой атмосфере [228]. Следующий важный шаг в достижении высокой чувствительности при детектировании следовых содержаний молекул был достигнут в [229] за счет модуляции частоты излучения диодного лазера с помощью тока накачки и детектирование сигнала на второй гармонике модуляции. За прошедшие годы были разработаны разнообразные методы детектирования (более 400 публикаций за последние 20 лет), что позволило выйти на предел обнаружения следовых содержаний молекул на уровне 0.05-1 ppb (см., например, [230]). Аналитическим применениям диодных лазеров среднего ИК диапазона посвящены обзоры (например, [231]). Главным преимуществом ДЛ по сравнению с другими лазерными источниками излучения является возможность широкодиапазонной перестройки частоты излучения ДЛ достаточно простыми аппаратными средствами. Частоту излучения ДЛ можно изменять в достаточно широких пределах (~100 см⁻¹) с помощью изменения рабочей температуры лазера. Этот режим работы полупроводниковых лазеров достаточно эффективен в

спектроскопических исследованиях, но не нашел заметного применения в аналитических задачах. В рассматриваемой задаче, в основном, используется режим сканирования частоты излучения лазера с помощью тока накачки. Изменение тока приводит к изменению пространственных функций распределения температуры, концентрации носителей и т.д. в активной области лазера и, как следствие этого, к изменению эффективного показателя преломления последней и частоты излучения лазера.

Оптимизация детектирования малого поглощения с целью достижения максимальной чувствительности при обнаружении следовых количеств молекулярных примесей, требует анализа физических свойств всех элементов рассматриваемой системы: молекула, диодный лазер, оптический тракт, фотоприемник, электроника, а также режима работы самого лазера, детектирования сигнала и его обработки. Базовым элементом в этой схеме является сама молекула газа. Чем больше поглощение детектируемой молекулы, тем больше полезный сигнал. Поэтому, с точки зрения максимального сигнала. наиболее привлекательной является средний ИК диапазон, гле располагаются фундаментальные полосы поглощения различных молекул [232]. Известно, что поглощение В фундаментальных полосах заметно превосходит величину поглощения обертонов и составных колебаний. Отсюда, обычно, делается традиционное утверждение, что для достижения максимальной чувствительности при аналитических применениях перестраиваемых диодных лазеров (ДЛ) необходимо работать в области фундаментальных полос поглощения, т.е. в средней ИК области спектра.

Вместе с тем, как это отмечалось выше, оптимизация предполагает анализ физических свойств всех элементов системы. В результате такого анализа зачастую получаются выводы, в корне противоположные традиционным подходам. В частности, чувствительность рассматриваемой системы зависит не столько от полезного сигнала (величина молекулярного поглощения), сколько от отношения сигнал/шум S/N.

Весьма значительный выигрыш в чувствительности может быть получен при детектировании ряда основных молекул в ближней ИК области спектра. Это относится к обертонам водородной связи (С-Н, N-H, O-H и т.д.),

располагающимися в диапазоне 1.3 - 1.8 µ. Несмотря на относительно небольшое существенный число связей, для которого существует выигрыш В чувствительности детектирования при работе в ближней ИК области спектра, следует отметить, что подавляющее число молекул, представляющих практический интерес, имеют эти связи. Исключение скорее составляют молекулы, у которых этих связей нет. Отметим, что тонкая структура спектров поглощения различных молекул очень заметно отличается, что позволяет обеспечить достаточно высокую селективность при их одновременном детектировании. Не последнее значение имеет также наличие в ближнем ИК диапазоне спектра промышленно выпускаемых диодных лазеров, работающих при комнатной температуре.

1.7.3 Твердотельные лазерные источники света с длинами волн излучения в диапазоне 1,4 - 4 мкм

Твердотельные лазерные источники света с длинами волн излучения в диапазоне 1.4 - 4 мкм также представляют большой интерес для применения в области спектроскопии газов (колебательные спектры молекул) и возбуждения полупроводниковых структур с целью получения новых спектральных компонент лазерного излучения. Одна из возможностей заключается в использовании лазеров на основе кристаллов Nd:YAG, генерирующих пучки на длине волны 1064 нм и параметрические генераторы света (ПГС), преобразующих длину волны излучения в средний ИК диапазон. В основном для накачки ПГС используются твердотельные работающие В режиме модуляции добротности резонатора лазеры, с длительностью импульсов генерации 10нс.

Параметрический резонанс – явление, приводящее к усилению и генерации электромагнитных колебаний за счёт работы, совершённой внешним источником при периодическом изменении во времени реактивных параметров колебательной системы. Теория и практическая реализация явления параметрического резонанса была разработана в 30-е годы Мандельштамом и Папалекси. В радиоэлектронике в параметрических усилителях и генераторах ёмкость конденсатора меняется не механически - в параметрическом диоде ёмкость зависит от напряжения. Если $U = U_u \cos w t$, то $C(t) = C_0(1 + m \cos w_u t)$. Отличие гармонического изменения ёмкости

скачкообразного приводит лишь к небольшой поправке ОТ В условии параметрического возбуждения. Преимущество параметрических усилителей заключается в том, что реактивные элементы (в СВЧ роль C(t) выполняет В.Ч. диод) имеют меньшие шумы, чем активные элементы (лампы и транзисторы) в резистивных усилителях. Дробовой шум отсутствует, а тепловые флуктуации тока в системе можно уменьшить, понижая температуру устройства. Принцип параметрического усиления и генерации применим и для возбуждения световых колебаний. Однако параметрические явления носят волновой характер и происходят не в контуре с нелинейным конденсатором, а в нелинейной среде. В ней роль контуров выполняют квантовые осцилляторы (молекулы среды). Нарастание амплитуды возбуждаемой волны происходит не во времени, как в контуре, а в пространстве вдоль направления волны накачки. Явление носит интерференционный характер. Существенную роль играет пространственное накопление эффекта, зависящее от соотношения фаз волны накачки И возбуждаемых волн.

Явление параметрического усиления света было теоретически предсказано в 1962 году Кроллом [233], Ахмановым и Хохловым [234], а также Кингстоном [235]. Экспериментально его наблюдали в 1965 году Ванг и Рейсетт, Ахманов с группой [236], Джордмейн и Миллер [237]. В основе этого явления лежит взаимодействие оптической среды с нелинейными свойствами (например, кристаллов KDP и LiNbO₃) с внешней возбуждающей мощной световой волной, называемой волной накачки, в результате чего происходит распад поля на две или большее число световых волн при их распространении в этой среде. При параметрическом возбуждении интенсивный световой пучок вызывает модуляцию параметров, определяющих развитие других связанных колебаний в системе.

При распространении световой волны накачки большой интенсивности, среда становится нелинейной. Диэлектрическая проницаемость начинает зависеть от напряжённости электрического поля волны *E*. При равенстве фазовых скоростей волна накачки на всём пути *r* будет отдавать свою энергию возбуждаемой волне сигнала, амплитуда которой будет возрастать по закону

$$E_c = E_{c0} \exp[(\frac{k_c w}{4} - \delta_c)r]$$
, где δ – коэффициент затухания волны, E_{c0} –

амплитуда на входе. Аналогично двухконтурным параметрическим усилителям и генераторам радиодиапазона в оптике также можно осуществить параметрическое возбуждение одновременно двух волн, частоты которых w_1 и w_2 связаны с частотой накачки соотношением $w_{\mu} = w_1 + w_2$. Условия фазового или волнового синхронизма могут быть выполнены в оптически анизотропных кристаллах при взаимодействии волн с различными поляризациями.

В отрицательных одноосных кристаллах ($n_o > n_e$, где n_o и n_e – главные значения показателей преломления) возможны три вида синхронизма и во всех трёх случаях волна накачки является необыкновенной. Каждый из видов синхронизма может быть скалярным либо векторным. При скалярном синхронизме все три волновых вектора коллинеарные.

Если $w_1 = w_2 = \frac{1}{2}w_3$, то говорят о вырожденном режиме параметрического взаимодействия. Для параметрических систем вполне пригодны те же кристаллы, что и для генерации второй гармоники. Чаще всего применяют кристаллы ADP, KDP, LiNbO₃, KTP, Ba₂NaNb₅O₁₅ («банан»).

Перестроечные характеристики параметрического генератора света описываются зависимостью между углом синхронизма и параметром $\gamma = \frac{w_1}{w}$. В параметрического генератора отсутствии зеркал резонатора света они иллюстрируют спектрально-угловые свойства параметрической люминесценции. Наибольшей крутизной характеризуется так называемое ООЕ взаимодействие в условиях вырождения: $\gamma = 0.5$, $(\frac{d\gamma}{d\theta})_{\gamma=0.5} = \infty$. Перестройка частот w_1 и w_2 при заданной w_3 в заданном направлении $\vec{k_3}$ может быть достигнута разными способами: поворотом нелинейного кристалла относительно пучка накачки (перемещением θ_{c}); изменением температуры кристалла; изменением электрического поля, приложенного к кристаллу; изменением длины волны накачки; с помощью дисперсионного резонатора.

Влияние стабильности частоты накачки характеризуется факторами стабильности и рассмотрена в [238]. Факторы стабильности в зависимости от дисперсионных свойств кристалла, типа взаимодействия и диапазона длин волн могут существенно отличаться. Так при накачке параметрического генератора света $\lambda = 0.53$ мкм величина $\Delta \omega_1 / \Delta \omega_3$ составляет для кристалла KDP примерно 0.5, то есть стабильность частоты примерно в 2 раза превышает стабильность частоты лазера накачки. Спектральный состав излучения параметрического генератора света определяется величиной ширины полосы, насыщением полосы усиления, кинетикой генерации и свойствами резонатора. Спектр частот двухрезонаторного параметрического генератора света характеризуется кластерной структурой. Это означает, что вместо набора эквидистантных частот наблюдается группирование генерируемых частот в домены (кластеры), расстояние между которыми велики по сравнению с межмодовым расстоянием параметрического генератора света [239]. Число линий в кластере зависит от добротности резонатора и мощности накачки. Например, двухрезонаторный параметрический генератор света на кристалле KDP с длиной резонатора 5 см, при длине волны накачки 532 нм, при режиме, близком к вырожденному (добротность резонатора 10^2) демонстрирует расстояние между кластерами составляет пример 0,3 нм, число мод в кластере около 10, расстояние между модами около 0.01 нм. Кластерный эффект отсутствует в однорезонаторных параметрических генераторах света. В них может реализовываться плавная перестройка генерируемых частот. Для сужения ширины линии однорезонаторного параметрического генератора света применяют дисперсионные резонаторы. Глухое зеркало при этом заменяют дифракционной решеткой. Использованием внутрирезонаторных селекторов частоты (эталоны Фабри-Перо, интерференционно-поляризационные селекторы и тому подобные) достигается сужение частоты до величины менее $0,1 \text{ см}^{-1}$.

Пороговая мощность возбуждения двухрезонаторного параметрического генератора света для сферически сфокусированных пучков исследована в работе [240]. Пороговая мощность однорезонаторного параметрического генератора света ДЛЯ сферически сфокусированных пучков рассмотрена В работе [241]. Максимальная эффективность преобразования В однорезонаторном параметрическом генераторе света - порядка 50%, ограничение эффективности связано с регенерацией волны накачки на обратном проходе. В кольцевых ПГС параметрические волна распространяется только в направлении волны накачки (волны совершают только прямой проход по нелинейному кристаллу), поэтому в

кольцевых резонаторах исключена регенерация волны накачки, происходящая в обычных схемах на обратном проходе. В кольцевых параметрических генераторах света, так же как и в однорезонаторного параметрического генератора света кластерный эффект отсутствует, в связи с чем реализуется более плавная перестройка частоты.

а) Параметрический генератор света на кристалле КDP.

В 1965-1966 годах Ахманов с сотрудниками запустили параметрические усилители и генераторы света на нелинейных кристаллах КDP и ADP. Волну накачки получали от неодимового лазера и преобразовывали во вторую гармонику с длиной волны $\lambda_p = 0,53$ мкм. В условиях фазового синхронизма, $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_p$, было получено усиление сигнальной волны в кристалле KDP, равное 2,5. Мощность накачки составляла 100 МВт/см². Та же группа физиков из МГУ создала в 1966 году перестраиваемый параметрический генератор света на кристалле KDP. Была получена плавная перестройка в пределах от 957,5 до 1177,5 нм; мощность генератора достигала нескольких киловатт. Кристалл KDP был помещён в резонатор, кроме того, пространство между зеркалами было заполнено иммерсионной жидкостью, что значительно уменьшило потери энергии на отражение. Перестройка в этой схеме достигается поворотом кристалла в резонаторе.

б) Параметрический генератор света на кристалле BBO с возбуждением на $\lambda_p = 355$ нм.

Источником возбуждения параметрического генератора света является излучение третьей гармоники ($\lambda_p = 355$ нм и энергией в импульсе до 9 мДж) Nd:YAG лазера, работающего в режиме модуляции добротности. Область перестройки возможна в диапазоне 400-2800 нм.

в) ПГС на периодически поляризованном ниобате лития.

Альтернативным способом выполнения фазового синхронизма является предложенный достаточно давно [242] метод квазифазового синхронизма (QPM), в котором накопление фазового набега достигается вследствие взаимодействия волн, распространяющихся через нелинейный кристалл. Взаимодействие волны накачки

и волн w_1 и w_2 $\left|\vec{k_1}\right| - \left|\vec{k_2}\right| = \left|\vec{k_3}\right|$, где $\left|\vec{k_i}\right| = \frac{n_i w_i}{c}$ – абсолютные величины волновых векторов взаимодействующих волн, - лежит в основе параметрического генератора света обратной волны. В параметрическом генераторе света обратной волны нет зеркал резонатора. Необходимая для самовозбуждения генерации регенеративная связь осуществляется по всему объёму нелинейной среды. Параметрический генератор света обратной волны характеризуется более высоким коэффициентом преобразования по сравнению с параметрическим генератором света обычного типа. Следует при этом отметить, что данный параметр достигается за счёт увеличения пороговой плотности мощности накачки. Перестройка частоты осуществляется поворотом кристалла, либо изменением температуры. Однако реализация параметрического генератора света обратной волны затруднена из-за кристаллах. недостаточно сильного двулучепреломления нелинейных В Значительно легче реализовать синхронизм в слоистых нелинейных средах, где $\left|\vec{k_1}\right| - \left|\vec{k_2}\right| = \left|\vec{k_3}\right| - 2\pi/\Lambda$, где $1/\Lambda$ – принимает вид: условие синхронизма пространственный период модуляции показателя преломления и, следовательно, коэффициента нелинейной связи. Периодическая модуляция нелинейной восприимчивости обеспечивает квазифазовый синхронизм. В кристаллах ниобата периодическим лития ЭТО осуществляется изменением полярности его сегнетоэлектрических доменов. Периодически поляризованный ниобат лития (PPLN) и другие периодически поляризованные сегнетоэлектрики активно исследуются в последнее время [243-245] и являются перспективными материалами для параметрических генераторов света.

Поляризация кристалла PPLN осуществляется периодическим электрическим полем. На одну поверхность кристалла наносится сплошной электрод, а на другую (методом литографии) электроды в виде полосок с периодом $\Lambda \approx 30$ мкм. Волна накачки, сигнальная и холостая волны распространяются через кристалл в одном направлении. Между ними реализуется фазовый синхронизм: $\frac{n_{_H}}{\lambda_{_H}} - \frac{n_c}{\lambda_c} - \frac{n_x}{\lambda_x} = \frac{m}{\Lambda}$, где n_i – показатель преломления, Λ – период наведённой решётки, т – порядок QPM. Перестройка частоты преобразуемого излучения осуществляется изменением температуры [246] или угла [247]. Возможна дискретная перестройка поперечным перемещением относительно пучка накачки кристалла, на котором нанесено несколько решёток с разными периодами штрихов.

В настоящее время получена эффективная генерация на PPLN в области 3-4 мкм при накачке Nd:YAG лазером, возбуждаемым непрерывным лазерным диодом. Порог накачки составлял примерно 3 Вт. В режиме периодической модуляции добротности с частотой 30 кГц достигнута средняя мощность сигнальной волны (длина кристалла 15 мм) более 2 Вт при 6-Ваттном возбуждении.

г) ПГС на кристалле ZnGeP₂

Недостатком систем, основанных на использовании наиболее отработанных лазеров на основе кристаллов Nd:YAG (или Yb:YAG), генерирующих пучки на длине волны 1064 нм (или 1030 нм), и двух каскадов ПГС, преобразующих длину волны излучения в диапазон 3...5 мкм [248]. является низкая эффективность духкаскадного параметрического преобразования, которая снижает КПД и затрудняет получение необходимой энергии импульсов и мощности излучения в заданном диапазоне длин волн. Другая концепция связана с использованием лазеров на кристаллах, содержащих ионы Tm³⁺ (Tm:YLF и Tm:YAG) с диодной накачкой, генерирующих излучение на длине волны 1.9-2.0 мкм [249]. Это излучение используется для накачки кристаллов, содержащих ионы Ho³⁺ (таких как Ho:YAG), которые излучают свет на длине волны 2.1 мкм. При этом достигается достаточно высокая эффективность (50-60%) преобразования излучения накачки в пучок импульсно-периодической генерации на 2.1 мкм. Двухмикронное излучение, в свою очередь, преобразуется с помощью ПГС в средний ИК диапазон [250]. Одним ИЗ наиболее привлекательных нелинейных кристаллов ДЛЯ параметрического преобразования в этом случае является кристалла ZnGeP₂, к достоинствам которого относят высокую нелинейность (75 пм/В), большую теплопроводность (360 мВт/см К) и хорошее пропускание в широком диапазоне длин волн (2-12 мкм). В настоящее время получена эффективная генерация на кристалле ZnGeP₂ со средней мощностью более 6 Вт в диапазоне 3-5 мкм с эффективностью преобразования накачки около 50%.

Как уже отмечалось, лазерный мониторинг атмосферы – единственная возможность быстрого как дистанционного, так и локального мониторинга загрязнений. Лазерная дистанционная диагностика в среднем ИК диапазоне

является безопасной для зрения людей, что выгодно отличает её, например, от ультрафиолетовой диагностики. Кроме того, излучение среднего ИК диапазона в «окнах» прозрачности менее подвержено влиянию погодных условий или рассеянию, чем излучения ИК, видимого или ультрафиолетового диапазонов. Приемные устройства этого диапазона (охлаждаемые и неохлаждаемые) хорошо разработаны и в России и в мире. Что касается источников излучения (лазеров) в этих схемах, то в последние годы достигнут значительный прогресс в создании перестраиваемых источников излучения в этом диапазоне. Перестройка длины волны излучения нужна, чтобы увеличить чувствительность при анализе загрязнений за счет перестройки частоты лазера через линию поглощения загрязнений.

Одним из путей решения проблемы создания работающих при комнатной температуре источников излучения в среднем ИК диапазоне является генерация разностной частоты двух ИК лазеров [251-253]. Однако, здесь возникают трудности, связанные, прежде всего, с нахождением (изготовлением) сред и систем, обладающих одновременно с большой квадратичной нелинейностью, малыми потерями и условиями синхронизма, необходимого для эффективной генерации разностной частоты [254-256]. Существует и второй механизм, при котором разностная или другая комбинационная частота формируется непосредственно в полупроводниковых структурах межзонных гетеролазерах за счет квадратичной и каскадной кубичной нелинейностей на лазерном переходе. Причем необходимые синхронные пространственные гармоники для указанных процессов возникают «сами собой» при определенной геометрии излучения накачки и возникающего лазерного излучения. В результате перестройка частоты легко осуществляется просто перестройкой частоты накачки или перестройкой температуры слоев (что предпочтительней). Таким образом, 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 [257] Кроме того, для указанных выше приложений существенным является требование компактности источников излучения, что в значительной степени ограничивает

область поиска решений полупроводниковыми технологиями. В настоящее время предлагаются различные методы по прямой генерации излучения В полупроводниковых лазерах: на внутризонных переходах в квантовых каскадных лазерах, а также на прямых межзонных переходах в полупроводниковых материалах с малой шириной запрещенной зоны. Генерация излучения в межзонных лазерах среднего ИК диапазона при комнатной температуре в непрерывном режиме затруднительна вследствие увеличения роли безызлучательной рекомбинации. Основные успехи в области задач построения компактных источников излучения связаны с последними достижениями в области квантовых каскадных лазеров (см. например, [258,259]). Однако, несмотря на значительный прогресс в их развитии, 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 [260]. При этом необходимым требованием эффективной генерации разностной частоты является выполнение условий фазового синхронизма. Как уже отмечалось, наиболее распространённым является параметрическая генерация разностной частоты на нелинейных оптических кристаллах, однако область прозрачности используемых нелинейных кристаллов значительно сдерживает их широкое распространение. Полупроводниковые материалы, широко используемые в лазерной технике, обладают значительной квадратичной нелинейностью и имеют более благоприятную полосу прозрачности в среднем ИК диапазоне. Кроме того, для полупроводниковых лазеров ближнего ИК диапазона легко получить генерацию на длинах волн, разностная частота которых лежит в среднем ИК. В работах [252,261] предлагается метод генерации разностной частоты в двухчастотном полупроводниковом лазере. При этом для выполнения условий фазового синхронизма необходимо обеспечить генерацию второй волноводной моды для коротковолновой составляющей. Недостатком предложенного подхода видится сильное поглощение волны разностной частоты на свободных носителях в сильнолегированных слоях лазерной структуры. Другим [262], аналогичным применяемому В нелинейных подходом оптических кристаллах, является генерация разностной частоты от двух внешних источников

излучения в пассивном полупроводниковом волноводе. Фазовый синхронизм здесь может быть обеспечен как за счёт модального фазового синхронизма, так и за счёт встречного фазового синхронизма при наклонной оптической накачке [263]. Сравнительным недостатком является необходимость ввода излучения накачки в волновод с большим значением показателя преломления, что приводит к меньшим, по сравнению с первым вариантом, значениям амплитуд взаимодействующих полей.

1.8 Преобразование излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон в оптическом волокне

Возможность создания широко перестраиваемых источников световых импульсов на основе волоконно-оптических систем привлекает в последнее время все более пристальное внимание широких кругов исследователей (см. [264,265] и цитированную там литературу). Наряду с преимуществами таких систем как компактность, надежность и простота их использования, а также ценовая доступность, являющимися важными для практических приложений, ОНИ демонстрируют уникальные возможности по широте охвата частотного диапазона. В основу перестраиваемого источника может быть положена как генерация суперконтинуума [266,267], так и рамановское преобразование несущей частоты оптического солитона [264,268,269] с использованием сильнонелинейных стеклянных или фотонно-кристаллических волокон. Последний способ представляется наиболее привлекательным и эффективным с точки зрения создания высококачественных оптических импульсов плавно перестраиваемых в заданном частотном диапазоне. Недавние эксперименты показали возможность широкополосной перестройки частоты В интервале свыше 500 HM С использованием специальных сильно нелинейных волокон [270,271]. В настоящей работе для генерации перестраиваемых оптических импульсов предлагается использовать стандартные стеклянные световоды с уменьшающейся вдоль волокна дисперсией групповой скорости (DDF - Dispersion Decreasing Fiber). Высокая эффективность преобразования может достигаться за счет совместного влияния двух эффектов: адиабатической компрессии солитонного импульса, первоначально располагающегося в области аномальной дисперсии и приближающейся к нему

точки нулевой дисперсии в DDF [272], и рамановского самосдвига частоты [269,273], позволяющего импульсу отстраиваться от точки нуля дисперсии и оставаться тем самым в аномальной области спектра. При определенном законе изменения дисперсии вдоль волокна указанные эффекты позволяют поддерживать высокий темп рамановского преобразования частоты по всей длине световода и осуществлять тем самым сверхширокополосную перестройку частоты. В настоящее время нами достигнута плавная перестройка оптического импульса длительностью ~90 фс в интервале 1,55 -2,1 мкм [274].

2 Обоснование выбранного направления исследований

В направлении генерации терагерцового излучения в электрооптических средах, ожидается, что предлагаемые в проекте новые методы оптикотерагерцового преобразования позволят не только увеличить его эффективность, но и, что даже важнее, создать специализированные терагерцовые источники для различных приложений. Так, предлагаемый к разработке в проекте новый метод оптико-терагерцового преобразования В сэндвич-структуре с нелинейной сердцевиной основан на пионерской идее участников проекта [82] и позволяет преодолеть ряд существенных недостатков традиционных схем. По оценкам этот метод может обеспечить эффективность преобразования вплоть до 1%. На основе сэндвич-структуры Si-LiNbO3-BK7, возбуждаемой импульсами титан-сапфирового лазера, участниками проекта уже достигнута в эксперименте рекордная на сегодня в мире эффективность - свыше 0,1% при энергии накачки порядка 40 мкДж [83].

В направлении **генерации терагерцовых поверхностных волн**, актуальность выбранного направления исследований обусловлена тем, что все существующие на сегодня методы получения терагерцовых волн направлены на генерацию объемного терагерцового излучения, а не поверхностных волн (ПВ). Генерация ПВ имеет ряд важных преимуществ по сравнению с традиционными схемами генерации объемного излучения. Наиболее важное преимущество состоит в следующем. Из-за локализации плазмонов возле направляющей поверхности они очень чувствительны к свойствам этой поверхности. В связи с этим, например, ПВ инфракрасного и видимого диапазонов широко используются в биосенсорике [88]

и для детектирования поверхностных загрязнений [89]. В последнее время появились работы, демонстрирующие широкие перспективы терагерцовой спектроскопии на ПВ [90]. В этих работах терагерцовые ПВ направляются гладкими металлическими поверхностями и возбуждаются в результате дифракции объемного терагерцового излучения на расположенном вблизи поверхности препятствии. Однако в случае гладкой металлической поверхности поля терагерцовой ПВ слабо локализованы вблизи поверхности - масштаб локализации составляет несколько сантиметров. В результате теряется чувствительность ПВ к свойствам поверхности. Более перспективна предлагаемая в проекте концепция терагерцовой спектроскопии на микроструктурированных металлических поверхностях с прямым нелинейно-оптическим возбуждением терагерцовых ПВ. Такие поверхности способны направлять хорошо локализованные терагерцовые ПВ [98], а прямое возбуждение ПВ непосредственно на волноведущей поверхности позволит избавиться от потерь ввода объемного излучения и обеспечит возможность частотной перестройки генерируемых волн. Реализация данной идеи методы позволит разработать уникальные поверхностной терагерцовой спектроскопии.

В направлении генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, заявленная проблема исследования стимулирована значительным прогрессом, достигнутым в последние годы в технике генерации ультракоротких лазерных импульсов, с длительностью от 5 до 100 фемтосекунд и пиковой мощностью от сотен гигаватт до сотен тераватт, способных производить сверхбыструю ионизацию среды, превращая ее в плотную плазму оптического разряда. Этот прогресс открывает новые возможности для разработки эффективных методов генерации И детектирования мощного широкополосного электромагнитного излучения в труднодоступных и плохо освоенных областях частотного спектра, В частности, В терагерцовом (находящимся между микроволновым И оптическим диапазонами), ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах частот. Эти методы основаны на реализации явлений линейного и нелинейного преобразования электромагнитных полей в плазме оптического разряда, вследствие возбуждения в ней собственных

колебаний и волн и последующего переизлучения запасенной в них энергии в окружающее пространство.

Перспективы использования явлений преобразования электромагнитных полей в плазме оптического разряда для разработки методов генерации широкополосного 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, реальных перспективах получения сверхкоротких а также В (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 рентгеновском лиапазонах частот.

Методы детектирования электромагнитного излучения, основанные на использовании плазмы оптического разряда, обладают значительными преимуществами над традиционно используемыми методами детектирования, основанными, главным образом, на электрооптических и фотопроводящих свойствах твердых тел. Недостатками традиционно используемых методов являются весьма узкая частотная полоса детектирования, обусловленная конечностью времени отклика и сильным фононным поглощением, дисперсия, а также невозможность детектировать большие электромагнитные поля вследствие разрушения твердых тел. В отличие от этих методов, плазменные методы детектирования имеют значительно более широкую частотную полосу, обладают низкой дисперсией и практически не имеют ограничений на величину напряженности поля детектируемого излучения.

Генерация и детектирование сверхкоротких импульсов терагерцового, ультрафиолетового и рентгеновского излучения с перестраиваемыми характеристиками актуальны для развития методов спектроскопии в этих диапазонах, в частности для приложений, требующих высокого пространственного

и временного разрешения. Такие плазменные источники и детекторы имеют большие перспективы использования для диагностики различных материалов, включая полупроводники, химические соединения, биомолекулы и биоткани; для формирования изображений, томографии и интравидения для медицинских целей и целей безопасности; для дистанционного контроля и мониторинга окружающей среды; для активного воздействия на клетки и, в частности, для диагностики ранних стадий заболеваний, в том числе для ранней диагностики раковых образований.

Запланированные также настоящим проектом исследования резонансного взаимодействия оптического излучения с ионизированными наночастицами (атомными кластерами или молекулами фуллерена) актуальны в связи с возможностью использования резонансов для достижения гигантской концентрации энергии оптического поля в кластерной плазме (что приводит к генерации не только рентгеновского излучения, но и высокоэнергичных и многозарядных ионов), а также в связи с проблемами создания и диагностики различных наноструктурированных материалов с управляемыми оптическими свойствами.

Решение заявленной проблемы предполагает разработку и внедрение новых методов и подходов к исследованию ионизационно-стимулированных процессов, из которых наиболее важными являются впервые используемые квантовомеханические подходы к исследованию процессов создания плазмы, ускорения электронов и возбуждения поляризационных токов, использование метода частиц в ячейках при исследованиях сильно нелинейных режимов взаимодействия сверхмощного лазерного импульса релятивистской интенсивности с плазмой оптического разряда, аналитические методы интегрирования точных уравнений Максвелла.

Решение заявленной проблемы будет стимулировать дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия лазерного излучения с плазмой, газами и конденсированными веществами и откроет новые направления в исследованиях применения плазмы для решения актуальных научно-технических задач.

Полученные в ходе решения заявленной проблемы новые научные результаты будут представлять широкий интерес у физиков, занимающихся не только физикой плазмы, но и лазерной физикой, оптикой и радиофизикой.

направлении формирования коротких импульсов В излучения В ультрафиолетовом и мягком рентгеновском вакуумном спектральных диапазонах генерации высоких гармоник лазерного при излучения мультитераваттного уровня мощности в газах, актуальность выбранного направления состоит в следующем. Поляризация элемента объема среды, состоящей из одинаковых атомов, определяется как произведение $\vec{P}(t) = N\vec{\mu}(t)$, где N – концентрация атомов, $\vec{\mu}$ – среднее значение дипольного момента, определяемое квантовомеханически как

$$\vec{\mu}(t) = \left\langle \psi(\vec{r}, t) \middle| - \vec{r} \middle| \psi(\vec{r}, t) \right\rangle, \tag{2.1}$$

где $\psi(\vec{r},t)$ – волновая функция электрона. Зависящая от времени волновая функция находится из решения нестационарного уравнения Шредингера

$$i\frac{\partial}{\partial t}\left|\psi(\vec{r},t)\right\rangle = \left(-\frac{1}{2}\nabla^{2} + V(\vec{r}) - \vec{r}\vec{E}\cos(\omega_{0}t)\right)\psi(\vec{r},t)\right\rangle, (2.2)$$

где $V(\vec{r})$ – потенциал, действующий на внешний электрон в атоме со стороны ядра и остальных электронов.

Волновую функцию в (2.1) можно представить в виде суммы частей, соответствующих связанному (ψ_b) и свободному (ψ_f) электрону: $\psi = c_b \psi_b + c_f \psi_f$. Тогда квадрат модуля волновой функции, необходимый для вычисления среднего значения дипольного момента, запишется в виде

$$|\psi|^{2} = |c_{b}|^{2} |\psi_{b}|^{2} + c_{b}^{*} c_{f} \psi_{b}^{*} \psi_{f} + c_{b} c_{f}^{*} \psi_{b} \psi_{f}^{*} + |c_{f}|^{2} |\psi_{f}|^{2}.$$
(2.3)

Вклад первого слагаемого в правой части (2.3) в дипольный момент соответствует связанно-связанным переходам, вклады второго и третьего слагаемых – переходам из связанного состояния в свободное и наоборот, и, наконец, вклад последнего слагаемого соответствует свободно-свободным переходам. Первое слагаемое, описывающее внутриатомные переходы, отвечает за низкочастотный резко спадающий участок спектра и не играет большой роли с точки зрения генерации аттосекундных импульсов. В обычно рассматриваемом случае слабой ионизации (что соответствует обычно наблюдаемой ситуации в эксперименте) вклад последнего слагаемого в дипольный момент относительно невелик и, как правило, не принимается во внимание. В связи с этим основным предметом рассмотрения в теории генерации высоких гармоник обычно являются свободно-связанные переходы.

Значительно менее исследованным с точки зрения генерации аттосекундных импульсов до недавнего времени оставался режим быстрой ионизации атомов на переднем фронте мощного фемтосекундного лазерного импульса [275]. В случае если пиковая интенсивность лазерного импульса намного превышает критическое значение, соответствующее возникновению надбарьерной ионизации, отрыв электрона может происходить за промежуток времени, существенно меньший по сравнению с периодом поля. Волновой пакет освободившихся электронов движется затем вне атома как единое целое и может, будучи ускоренным в электрическом поле лазерного импульса, возвратиться к родительскому иону и столкнуться с ним, вызвав одиночный всплеск излучения аттосекундной длительности [276]. В этом случае излучение высокоэнергичных фотонов происходит за счет свободно-свободных переходов (слагаемое $|c_f|^2 |\psi_f|^2$ в формуле (2.3)). Одной из причин, по которым свободно-свободные переходы считаются малоэффективными с точки зрения генерации гармоник, является расплывание волнового пакета свободных электронов, снижающее эффективность возбуждения высокочастотного дипольного момента. Вместе с тем, поскольку скорость расплывания волнового пакета зависит от масштабов его начальной локализации, увеличение эффективности генерации аттосекундного импульса может быть достигнуто за счет оптимизации исходного состояния атомов или молекул. В частности, эффективность этого процесса может быть существенно повышена при использовании исходно возбужденных электронных состояний [277,278]. Более того, при этом появляется возможность генерации всплесков излучения длительностью порядка или даже меньше 10 ас [279]. Интересную возможность при этом представляет также использование газа выстроенных молекул, где за счет интерференции волн де Бройля, исходящих при ионизации от разных ядер в молекуле, может возникать пространственная модуляция волнового пакета свободных электронов, приводящая к возможности генерации аттосекундного импульса с перестраиваемой центральной частотой. Такая перестройка может

осуществляться за счет поворота оси молекулы или изменения величины межьядерного расстояния путем возбуждения соответственно вращательного или колебательного волнового пакета. Использование выстроенных молекул позволяет также в принципе компенсировать влияние магнитного поля лазерной волны, приводящего к сносу электронного пакета в направлении волнового вектора [278].

Именно такой режим ионизации атома на резком фронте мощного фемтосекундного лазерного импульса и представляет большой интерес для дальнейшего исследования.

В направлении генерации мягкого рентгеновского излучения при нелинейном взаимодействии релятивистки сильного оптического излучения с резкой границей плазмы, заявленная проблема исследования стимулирована значительным прогрессом, достигнутым в последние годы в технике генерации высоких гармоник при взаимодействии сверхмощного лазерного излучения с поверхностью твердотельной мишени. Экспериментально получено излучение с длинами волн от сотен нанометров до нескольких ангстрем. Продемонстрирована синхронизованность генерируемых гармоник, что говорит о возможности отфильтровывания последовательности аттосекундных импульсов. Развиты некоторые теоретические модели, описывающие механизмы генерации. Этот прогресс открывает новые возможности для разработки эффективных методов генерации излучения мягкого рентгеновского диапазона. Эти методы основаны на нелинейном преобразовании лазерных полей на резкой границе плазмы твердотльной плотности, образующейся в фокусе мощного лазерного импульса, падающего на металлическую фольгу.

Перспективы использования высоких гармоник, сгенерированных лазерным излучением на поверхности твердотельной мишени, заключаются, главным образом, в том, что данный метод обладает наибольшей эффективностью из доступных на данный момент экспериментаторам. Кроме того следует отметить относительную простоту экспериментальной установки, реализующей такую схему генерации: современные лазерные установки занимают помещение, не превышающее стандартную лабораторию, а в качестве мишеней используются фольги, создаваемые по дешёвым и хорошо отработанным технологиям.

Решение поставленных в работе задач предполагает разработку новых методов и подходов к анализу процессов, происходящих при взаимодействии лазерного излучения с границей твердотельной плазмы. В частности, основным методом будет являться численное моделирование плазмы методом частиц в ячейках (так называемым PIC-кодом) в одномерное и трёхмерной геометриях. Также предполагается использование численных методов интегрирования системы уравнений Максвелла-Власова, что позволит получить более достоверные результаты по сравнению с методом частиц в ячейках.

Предполагается, что полученные теоретические результаты будут использованы при формулировании некоторых предложений для постановки эксперимента.

В направлении когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения при накачке многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности, планируется путем тщательного согласования размеров сфокусированного лазерного пучка и диаметра капилляра обеспечить одномодовое распространение интенсивного фемтосекундного лазерного излучения в капилляре, что, как следует из нашего предыдущего опыта, резко повышает эффективность прохождения излучения через капилляр и создает однородную вдоль оси распространения область с высокой интенсивностью накачки. Многократно увеличивающаяся длина активной среды позволит при относительно небольшой энергии возбуждающего оптического лазерного импульса (до 100 мДж) обеспечить эффективную генерацию когерентного излучения в области мягкого рентгеновского диапазона в режиме насыщения. В проекте предполагается исследовать генерацию в ряде инертных газов (Xe, Ar), многозарядные ионы которых (Xe IX, Ar IX) имеют излучающие переходы в диапазоне длин волн 30-50 нм.

Выполнение проекта будет сопровождаться численным моделированием распространения интенсивного фемтосекундного лазерного излучения в газонаполненных диэлектрических капиллярах и теоретическим исследованием формирования активной среды из многозарядных ионов инертных газов, ведущей к генерации когерентного излучения в диапазоне мягкого рентгена.

В направлении разработки компактных импульсных ПГС среднего ИК диапазона высокой пиковой мощности на основе твердотельных лазеров с диодной накачкой, в результате проведенного анализа специальной литературы и произведенных предварительных расчетов для последующей реализации параметрического генератора света среднего ИК диапазона выбрана схема на лазеров на базе кристаллов Nd:YAG, основе тведотельных Tm:YAG c оригинальной схемой накачки двумя диодными линейками. Для обработки спектральных данных будет создан автоматизированный исследовательский измерительный комплекс на базе МДР-2 с использованием многофункциональной платы сбора данных и пакета LabView. Предполагается, что в результате выполнения цикла исследований будет 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 Но: YAG лазера и преобразования частоты в ПГС на основе кристалла ZnGeP₂.

Разработка компактных источников среднего ИК- и терагерцового диапазонов на основе твердотельных и полупроводниковых лазеров предполагает также создание фундаментальных основ и разработку технических конфигураций перестраиваемых источников среднего ИК и терагерцового диапазонов, а также исследование методов использования этих источников в системах молекулярной спектроскопии. Конечной целью исследований является создание компактных лабораторных макетов перестраиваемых генераторов света среднего ИК диапазона для «окна прозрачности» атмосферы на длинах волн 2,3 – 5,0 микрона и терагерцового (ТГц) диапазона (1- 5 ТГц), как основы коммерческих мобильных измерительных систем, в том числе - для дистанционного (до 500-1000 м) мониторинга утечек на нефте- и газопроводах.

В рамках настоящего исследования предлагается рассмотреть принципиальную схему получения перестраиваемого излучения в среднем ИК диапазоне при оптической накачке полупроводниковых лазерных структур на основе соединений A3B5. При оптической накачке требования к условиям фазового синхронизма сводятся к совпадению проекций волновых векторов, участвующих во взаимодействии волн в эпитаксиальной плоскости структуры.

Таким образом, как следствие выполнения законов сохранения энергии и импульса, в полупроводниковых лазерах, излучающих в хорошо освоенном ближнем ИК диапазоне, может быть получена разностная частота в области от 2 мкм до 6 мкм. В вертикально излучающих лазерах с оптической накачкой условие фазового синхронизма для разностной частоты может быть выполнено в диапазоне длин волн более 3 мкм. При этом излучение лазера и разностной частоты распространяются во взаимно перпендикулярных направлениях, и вертикальный резонатор является продольным волноводом для моды разностной частоты.

Основным преимуществом рассматриваемого подхода к получению излучения в среднем ИК диапазоне является возможность перестройки длины волны разностной частоты. Произведем оценку доступной величины перестроения разностной длины волны, значение которой определяется в соответствии с законом сохранения энергии: $\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_L} = \frac{1}{\lambda_d}$, где λ_p , λ_L , λ_d – длины волн накачки, лазерной генерации и разностной гармоники соответственно. При этом путём независимой температурной перестройкой длин волн излучения обоих лазеров появляется возможность в широком диапазоне изменять длину волны разностной гармоники вблизи частоты, определяемой параметрами структуры и выбранной длиной волны лазера накачки. В соответствии с указанным выражением изменение длины волны разностной гармоники будет определяться суммой эффектов: двух

$$\Delta \lambda_{d} = \frac{\lambda_{p}^{2} \Delta \lambda_{L} - \lambda_{L}^{2} \Delta \lambda_{p}}{\left(\lambda_{L} - \lambda_{p}\right)^{2}}$$

Так, для $\lambda_L \sim 1$ мкм, что соответствует хорошо освоенному диапазону длин волн полупроводниковых лазеров на подложках GaAs, и при длине волны лазера накачки $\lambda_p \sim 0.8$ мкм, которая доступна в высокомощных полупроводниковых лазерах, представляется возможным обеспечить перестройку разностной длины волны в диапазоне 100 нм вблизи 4 мкм.

Таким образом, выбранные в результате проведенного на данном этапе проекта анализа методы реализации лазерных излучателей среднего ИК-диапазона должны обеспечить достаточную эффективность генерации и тем самым позволят решить весь спектр поставленных задач, в том числе – и в аналитической газовой спектроскопии ИК-диапазона.

В направлении преобразования излучения импульсных лазеров ближнего ИК диапазона в средний ИК диапазон в оптическом волокне, актуальность исследований обусловлена тем, что существующие лазеры, генерирующие в среднем ИК диапазоне, частот (например, CO₂-лазер), отличаются громоздкостью, дороговизной и малым КПД. Кроме того, они не позволяют генерировать короткие импульсы. Между тем, именно этот диапазон длин волн особенно интересен ввиду высокой прозрачности атмосферы (окна прозрачности 2,0-2,5 мкм; 3,2-4,2 мкм и т.д.) Малая длительность импульсов, получаемых в результате преобразования в оптическом волокне, позволяет получить высокое временное разрешение И исследовать быстропротекающие процессы.

3 Сравнительные характеристики ожидаемых показателей разрабатываемой продукции и существующих изделий-аналогов

Распространенным методом терагерцовой генерации является воздействие фемтосекундными лазерными импульсами на фотопроводящие антенны [41], электрооптические [59] и газовые среды [39]. Огромное число работ посвящено исследованию возможностей повышения эффективности оптико-терагерцового преобразования. Однако эффективность преобразования остается пока низкой – рекордное на сегодня значение составляет 0,1% [70]. Ожидается, что предлагаемые в проекте новые методы оптико-терагерцового преобразования позволят не только увеличить его эффективность, но и, что даже важнее, создать специализированные терагерцовые источники для различных приложений.

В частности, разрабатываемый в проекте новый метод оптико-терагерцового преобразования в сэндвич-структуре с нелинейной сердцевиной основан на пионерской идее участников проекта [82] и позволяет преодолеть ряд существенных недостатков традиционных схем. По проведенным на первом этапе оценкам, этот метод может обеспечить эффективность преобразования вплоть до 1%. [281].

Разрабатываемая в проекте идея прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированных

металлических поверхностях является развитием пионерских работ участников проекта [94-96]. В этих работах предлагалось оптически генерировать терагерцовые поверхностные плазмоны на поверхности полупроводника. Однако из-за поглощения в полупроводнике длина пробега плазмонов по его поверхности невелика. Чтобы преодолеть этот недостаток, в проекте предлагается использовать уникальную способность микроструктурированных металлических поверхностей направлять терагерцовые поверхностные плазмоны с малым затуханием [98]. Перспективность нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых плазмонов на таких поверхностях уже продемонстрирована теоретически в недавней работе участников проекта [100].

Подчеркнем, что все существующие на сегодня методы получения терагерцовых волн направлены на генерацию объемного терагерцового излучения, а не поверхностных волн (ПВ). Генерация ПВ имеет ряд важных преимуществ по сравнению с традиционными схемами генерации объемного излучения. Наиболее важное преимущество состоит в следующем. Из-за локализации плазмонов возле направляющей поверхности они очень чувствительны к свойствам этой поверхности. В связи с этим, например, ПВ инфракрасного и видимого диапазонов широко используются в биосенсорике [88] и для детектирования поверхностных загрязнений [89]. В последнее время появились работы, демонстрирующие широкие перспективы терагерцовой спектроскопии на ПВ [90]. В этих работах терагерцовые ПВ направляются гладкими металлическими поверхностями и возбуждаются в результате дифракции объемного терагерцового излучения на расположенном вблизи поверхности препятствии. Однако в случае гладкой металлической поверхности поля терагерцовой ПВ слабо локализованы вблизи поверхности - масштаб локализации составляет несколько сантиметров. В результате теряется чувствительность ПВ к свойствам поверхности. Более перспективна предлагаемая в проекте концепция терагерцовой спектроскопии на микроструктурированных металлических поверхностях с прямым нелинейнооптическим возбуждением терагерцовых ПВ. Такие поверхности способны направлять хорошо локализованные терагерцовые ПВ [98], а прямое возбуждение ПВ непосредственно на волноведущей поверхности позволит избавиться от потерь ввода объемного излучения и обеспечит возможность частотной перестройки

генерируемых волн. Реализация данной идеи позволит разработать уникальные методы поверхностной терагерцовой спектроскопии.

Несмотря на большое количество экспериментальных работ по генерации терагерцового излучения методом оптической ректификации ультракоротких лазерных импульсов теория этого явления разработана недостаточно. Имеющиеся в литературе расчеты основаны на упрощенных, упускающих важные факторы, моделях, а зачастую и просто ошибочны. Так, например, широко используемое приближение плоской волны (см., например, [57]) не позволяет правильно описать влияние степени фокусировки лазерного излучения на эффективность конверсии. Выход терагерцового излучения из кристалла в вакуум, как правило, не рассматривается – предполагается, что здесь можно применять обычные френелевские формулы, а это, вообще говоря, неверно [282]. Наконец, в имеющихся в литературе расчетах обычно пренебрегается дисперсией среды, хотя она играет принципиальную роль в условиях фазового синхронизма между лазерным импульсом и терагерцовой волной.

В недавней работе участников проекта [58] был разработан теоретический подход, который учитывает все существенные факторы (дисперсию среды, наличие границ, конечную апертуру лазерного пучка) и дает ясную физическую картину процесса оптико-терагерцового преобразования в слое электрооптического материала. В последующей работе [283] данный подход был применен для описания рекордных экспериментов по генерации терагерцовых волн лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности. В рамках проекта, в качестве развития указанных работ, предполагается разработать строгую электродинамическую теорию синхронизованной генерации терагерцовых волн лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности и на этой основе указать условия дальнейшего повышения эффективности генерации.

Предлагаемые участниками проекта методы генерации терагерцового оптическом излучения при пробое сплошных И нанодисперсных сред фемтосекундными лазерными импульсами высокой интенсивности являются конкурентоспособными на мировом уровне, что подтверждается публикациями в самых высокорейтинговых журналах (см., например, [40,130]).

Используемый в настоящее время для получения аттосекундных импульсов рекомбинационный механизм генерации высоких гармоник (основанный на свободно-связанных переходах электрона) не позволяет осуществлять генерацию гармоник с длиной волны меньше 10 нм. Это, в свою очередь, не позволяет осуществлять генерацию импульсов длительностью менее 100 аттосекунд. Кроме того, до сих пор не создано методик и устройств, позволяющих осуществлять плавную перестройку несущей частоты генерируемых импульсов когерентного электромагнитного излучения в диапазоне длин волн от сотен до единиц нанометров без значительного снижения эффективности преобразования частот.

Разрабатываемые в рамках данного проекта альтернативные механизмы генерации высоких гармоник (основанных на свободно-свободных переходах электрона) позволят решить как задачу сокращения генерируемых импульсов до длительностей менее 100 ас, так и задачу плавной перестройки несущей частоты генерируемых импульсов в широком диапазоне без снижения эффективности генерации.

Разрабатываемые в проекте методы генерации ВУФ выгодно отличаются от аналогов простотой и компактностью экспериментальной установки, а также большей эффективностью.

При разработке метода когерентной генерации мягкого рентгеновского излучения путем накачки многозарядных ионов инертных газов оптическим излучением фемтосекундного лазера тераваттного уровня мощности планируется тщательно согласовать размеры сфокусированного лазерного пучка и диаметра капилляра, чтобы обеспечить высокую (до 90%) эффективность прохождения излучения накачки в капилляр и большую (>5 см) длину области с высокой интенсивностью накачки. В существующих на сегодня аналогах коэффициент прохождения составляет не более 60-70%, а длина активной среды – 1-2 см. В проекте будет обеспечена эффективная генерация когерентного рентгеновского излучения при весьма умеренной (менее 100 мДж) энергии импульса оптической накачки (в существующих аналогах – около 1 Дж).

Научно-исследовательские лаборатории в различных странах мира ведут разработки лазеров среднего ИК диапазона при поддержке и в интересах крупных финансово-промышленных групп. Например, разработка твердотельной лазерной

системы самолётного базирования для инспекции трубопроводов в Германии ведётся Институтом аэрокосмических исследований (Штутгарт) и фирмой Aldas (Берлин) в интересах концерна Рургаз (см., например, http://optics.org/cws/article/research/24901). Известен также английский проект разработки аналогичных лазеров, выполняемый лабораторией университета St. Andrews по заказу концерна Shell, а также проекты американской компании Lasen (Las Cruces, New Mexico, США) и французской фирмы ONERA (Palaiseau).

В России создавался вертолётный лазерный локатор утечек метана на основе He-Ne лазера с длиной волны 3,3-3,4 мкм (см., Кислицын В.Е. и др. "Вертолётный локатор утечек метана "Поиск-2", Тезисы докладов VI конференции "Оптика лазеров", Л., 1990, с. 380). Однако мощность излучения He-Ne лазера ограничивается несколькими десятками милливатт, что существенно уменьшает диапазон действия такой системы и снижает её помехозащищённость. Разрабатывалась также авиационная система для обнаружения утечек метана из трубопроводов на основе твердотельного лазера с ламповой накачкой (патент РФ "RU 2091759").

В отличие от указанных разработок предлагаемая нами система генерации среднего ИК излучения базируется на твердотельных лазерах нового поколения с диодно-лазерной накачкой и на параметрических генераторах света. Это позволит существенно улучшить массогабаритные параметры системы, снизить её энергопотребление и увеличить чувствительность диагностики утечки газа. Предлагаемые в проекте схемы преобразования в средний ИК диапазон в значительной степени уже были опробованы в последние 3 года в совместных работах ННГУ с Институтом прикладной физики РАН, Институтом физики микроструктур РАН и Институтом лазерной физики РФЯЦ-ВНИИЭФ (г. Саров).

4 Результаты теоретических исследований

4.1 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами

4.1.1 Введение

терагерцовых (ТГц) Генерация волн при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов, сильно сфокусированных в кристаллы LiNbO₃ или LiTaO₃, была предложена и реализована еще более 20 лет назад [74]. Механизм генерации – черенковское излучение терагерцовых фонон-поляритов, которые возбуждаются нелинейной поляризацией, наводимой в области огибающей лазерного импульса. Ввиду сильного поглощения электромагнитного излучения терагерцового диапазона в данных кристаллах результирующая эффективность оптико-терагерцовой конверсии довольно мала. В последние несколько лет были предложены усовершенствования схемы черенковской генерации ТГц волн. В частности, было предложено фокусировать лазерный пучок в линию с помощью цилиндрической линзы [47], что позволяет увеличивать генерируемую ТГц энергию (при фиксированной интенсивности лазерного импульса) и также такая геометрия более удобна в экспериментальной реализации, поскольку ТГц фронт при линейной фокусировке представляет собой клин, а не конус, как при точечной фокусировке. Для уменьшения поглощения ТГц излучения в LiNbO₃ было предложено фокусировать лазерный импульс около поверхности LiNbO₃, к которой прикреплена кремниевая призма [80]. В такой геометрии черенковский конус терагерцовых волн, генерируемый в LiNbO₃, выводится из нелинейного кристалла через кремниевую призму, которая обладает малым поглощением на ТГц частотах.

Недавно нами была предложена схема генерации, в которой фемтосекундный лазерный импульс фокусируется цилиндрической линзой в тонкий (~ 50 мкм) слой LiNbO₃, расположенный между двумя кремниевыми призмами (или кремниевой призмой и подложкой) [82]. Такая сэндвич-структура является волноведущей для оптического излучения, как результат существенно увеличивается длина эффективного взаимодействия лазерного излучения с кристаллом, что в свою очередь приводит к увеличению энергию генерируемого ТГц излучения по сравнению с генерацией в объеме, когда существенна дифракция лазерной накачки. В экспериментальных исследованиях с использованием Si-LiNbO₃-BK7 сэндвич-структуры длиной 8 мм и толщиной LiNbO₃ 50 мкм была продемонстрирована

рекордная эффективность конверсии ~ 0.1 % при энергии лазерного излучения накачки 40 мкДж (источник - Ti:Sapphire лазер, λ≈0.8 мкм) [83].

В симметричной Si-LiNbO₃-Si сэндвич-структуре генерируемое терагерцое излучение выводится симметрично через обе призмы. В ассиметричной Si-LiNbO₃-ВК7 структуре только часть генерируемого ТГц излучения выводится через призму, примерно половина поглощается в подложке (стекле ВК7). Для практического использования было бы предпочтительно направлять все генерируемое ТГц излучение в одну сторону, избегая поглощения в подложке. Это может быть достигнуто, например, путем полного отражения ТГц излучения от металлической подложки, которая эквивалентна идеальному проводнику в терагерцовой области частот. Другая возможность – диэлектрическая (например, воздух или кварц) подложка с показателем преломления меньше, чем групповой индекс (равной, отношение скорости света к групповой скорости) в LiNbO₃. Такая подложка может обеспечивать полное внутрение отражение терагерцовых воли от границы LiNbO₃–подложка.

В сэндвич структуре с полностью отражающей подложкой, терагерцовое поле в кремниевой призме формируется в результате суперпозиции волн, излученных непосредственно из LiNbO₃, и волн, отраженных от подложки. Некоторые частоты интерферируют конструктивно, некоторые - деструктивно. Вследствие интерференции, генерируемая ТГц энергия в ассиметричной структуре не может быть прямо получена из теории генерации в симметричной структуре. Кроме того, генерируемый спектр также подвержен эффекту интерференции, а, следовательно, зависит от толщины LiNbO₃ и материала подложки. Поэтому представляет интерес исследовать свойства генерации ТГц излучения в ассиметричной сэндвичструктуре с полностью отражающей подложкой.

4.1.2 Результаты расчетов

Рассмотрим четырехслойную сэндвич-структуру Si-LiNbO₃-воздух-металл с переменной толщиной воздушного зазора. В пределе нулевой толщины воздушного зазора данная структура соответствует наличию металлической подложки, тогда как при бесконечной толщине – ситуации с диэлектрической (воздушной) подложкой. Геометрия структуры показана на рисунке 4.1.1. Тонкий

LiNbO₃ (|x| < a/2, $a \sim 10 - 100$ мкм) прикреплен к призме (x > a/2), слой изготовленной из высокочистого кремния. Между LiNbO3 и металлической воздушный зазор толщины подложкой имеется *b*. Лазерный импульс, сфокусированный вдоль оси x с помощью цилиндрической линзы, падает на левую входную грань слоя ниобата лития. Лазерный импульс, распространяясь в +z направлении с групповой скоростью V, формирует за счет оптического выпрямления движущийся импульс нелинейной поляризации, который в свою очередь излучает ТГц волны в кремниевую призму. Угол выходной грани призмы равен черенковскому углу 41° для эффективного вывода ТГц излучения.



Рисунок 4.1.1 – Схема генерации: фемтосекундный лазерный импульс, сфокусировнный в линию распространяется в слое LiNbO₃ и излучает черенковский клин ТГц волн в кремниевую призму. Слой LiNbO₃ расположен над металлической поверхностью с воздушным зазором ширины b.

Для расчета генерации ТГц излучения в четырехслойной структуре мы использовали следующие приближения (обсуждение см. в работе [82]). Сэндвичструктура, оптический импульс и терагерцовые поля предполагаются двумерными (не зависящие от у). Оптический импульс распространяется вдоль слоя LiNbO₃ без учета дисперсии с постоянной формой временной огибающей $F(\xi) = \exp(-\xi^2/\tau^2)$, где $\xi = t - z/V$, τ - длительность лазерного импульса. Поперечный профиль пучка G(x) соответствует основной моде диэлектрического волновода $G(x) = \cos^2(\pi x/a)$. Волновод предполагается сверхразмерным, поэтому групповая скорость импульса определяется только групповым индексом преломления материала n_{o} (волноводной дисперсией пренебрегается): $V = c / n_g$ (с – скорость света в

вакууме). Эффекты переходного излучения на входной и выходной гранях призмы не учитываются.

Нелинейная поляризация, наводимая при оптическом выпрямлении лазерного импульса в кристалле, может быть записана в виде: $\vec{P} = \vec{p}(\omega)\tilde{F}(\omega)G(x)$, $\tilde{F}(\omega) = \frac{\tau}{2\sqrt{\pi}} \exp(-\omega^2 \tau^2/4)$, где ω – частота является переменной в Фурье-области относительно переменной ξ . Амплитудный вектор $\vec{p}(\omega)$ определяется поляризацией лазерного импульса относительно кристаллографических осей кристалла. Мы будем полагать, что лазерный импульс поляризован вдоль оси у, а кристаллографическая ось LiNbO₃ <001> направлена вдоль той же оси. Такая ориентация оптимальна для генерации ТГц излучения [82]. Тогда вектор $\vec{p}(\omega)$ направлен вдоль оси у и его значение равно $p(\omega) = d_{33}(\omega)E_0^2$, где d_{33} – соответствующая компонента тензора квадратичной нелинейности LiNbO₃, E_0 – максимальная амплитуда поля лазерного импульса в слое LiNbO₃.

Электрические и магнитные поля терагерцового излучения находились аналитически путем подстановки выражения для нелинейной поляризации (см. выше) в уравнения Максвелла (подробности см, например в [82]). В результате было получено следующее выражение для терагерцового поля в кремниевой призме:

$$E_{y}(\xi, x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega C(\omega) e^{i\omega\xi - i\kappa_{p}(x-a/2)}$$
(4.1.1)

$$C(\omega) = \frac{2\pi\omega^{2} p_{y}\tilde{F}(1-e^{-i\kappa_{c}a})}{\kappa_{c}c^{2}[(\kappa_{c}a)^{2}/(2\pi)^{2}-1]} \frac{\kappa_{c} - iK + (\kappa_{c}+iK)e^{-i\kappa_{c}a}}{(\kappa_{c}+\kappa_{p})(\kappa_{c}-iK) - (\kappa_{c}-\kappa_{p})(\kappa_{c}+iK)e^{-2i\kappa_{c}a}}$$

(4.1.2)

Поперечные волновые числа в слое LiNbO₃ (κ_c) и Si призме (κ_p) определяются выражением $\kappa^2 = (\omega/c)^2 (\varepsilon - n_g^2)$, диэлектрическая проницаемость ε выбирается, соответственно, для LiNbO₃ (ε_c) и Si (ε_p). В выражении (4.1.2) введена величина $K = k_v [1 + \exp(-2k_v b)]/[1 - \exp(-2k_v b)]$, где $k_v = (\omega/c)\sqrt{n_g^2 - 1}$ поперечное волновое число в вакууме. Отметим, что в случае использования достаточно толстой (идеально полубесконечной) диэлектрической подложки с
диэлектрической проницаемостью ε_s вместо воздушного зазора с металлической подложкой, выражение для поля сохраняет свой вид. При этом коэффициент *K* будет определяться выражением $K^2 = (\omega/c)^2 (n_g^2 - \varepsilon_s)$. Спектральная плотность энергии, излученная в Si призму, рассчитывается по формуле $w(\omega) = c |C(\omega)|^2 \operatorname{Re}\left(\sqrt{\varepsilon_p - n_f^2}\right)$, а полный поток энергии, из слоя LiNbO₃ равен $W = \int_{0}^{\infty} w(\omega) d\omega$.

В дальнейших расчетах мы будем полагать в качестве источника лазерного излучения фемтосекундные импульсы Ti:Sapphire лазера с длиной волны 800 нм. Параметры кристалла LiNbO₃ в оптическом и терагерцовом диапазонах взяты аналогично работе [82]. На рисунке 4.1.2 (а) показан результат расчета осциллограмм электрического поля $E_{y}(t)$ в кремниевой призме (в точке x = +a/2, z =0) при $b = \infty$ (воздушная подложка) и b = 0 (металлическая подложка). В данных осциллограммах наблюдает большее число осцилляций поля по сравнению с Si-LiNbO₃-Si осциллограммой В симметричной сэндвич-структуре. Дополнительные осцилляции соответствуют парциальным ТГц волнам, которые генерируются в слое LiNbO₃, а затем отражаются от подложки. Различие во временной структуре полей при $b = \infty$ и b = 0 связано с различным сдвигом фазы, возникающим при отражении от металла и диэлектрика, и, как следствие, с различным результатом интерференции прямых и отраженных ТГц волн. Отметим, что пиковая амплитуда ТГц импульса почти не зависит от типа подложки.



Рисунок 4.1.2 – (а) Осциллограммы электрического поля в Si призме, $b = \infty$ (верхний рисунок, сплошная кривая) и b = 0 (нижний рисунок,

сплошная кривая). Для симметричной Si-LiNbO₃-Si сэндвич-структуры поле показано пунктирной кривой. (б) Спектральная плотность энергии при $b = \infty$ (сплошная кривая), b = 0 (штриховая кривая), и для Si-LiNbO₃-Si структуры (пунктирная кривая). Расчет выполнен при толщине слоя LiNbO₃ 30 мкм, длительности лазерного импульса 100 фс и интенсивности 100 ГВт/см² (энергия в импульсе 8.5 мкДж).

На рисунке 4.1.2 (б) показана спектральная плотность энергии, рассчитанная для соответствующих осциллограмм на рисунке 4.1.2 (а). В отличие от симметричной Si-LiNbO₃-Si структуры, где спектр сосредоточен в области 0-3 ТГц и имеет один максимум около 2 ТГц, спектр в ассиметричных структурах примерно в 2 раза уже и сосредоточен в области 0.5-2 ТГц при b = 0 и 1.5-3 ТГц при $b = \infty$. Максимум спектра в асимметричной случае оказывается примерно в два раза выше по сравнению с симметричной сэндвич-структурой. В наиболее интересной для практических приложений области частот 0.5-1.5 ТГц структура с металлической подложкой (b = 0) дает 3.5-4 кратный выигрыш в спектральной плотности энергии по сравнению с симметричной структурой.

С физической точки зрения увеличение спектральной плотности энергии при некоторых частотах и уменьшение при других является результатом конструктивной и деструктивной интерференции волн, излученных в Si призму непосредственно из LiNbO₃ и отраженных от подложки. Используя выражение для электрического поля (4.1.2) можно в приближении отсутствия поглощения и дисперсии в терагерцовой области частот найти такую частоту ω_0 , при которой спектральная плотность энергии равна нулю. Для металлической подложки эта частота определяется формулой

$$\omega_0 / 2\pi = (c/a)(\varepsilon_c - n_g^2)^{-1/2} , \qquad (4.1.3)$$

а для воздушной подложки

$$\omega_0 / 2\pi = (c/a)(\varepsilon_c - n_g^2)^{-1/2} \{1 - \pi^{-1} \arctan[(\varepsilon_c - n_g^2)^{1/2}(n_g^2 - 1)^{-1/2}]\}.$$
(4.1.4)

Нули спектральной плотности на рисунке 4.1.2 (б) точно согласуются с результатами расчетов по формулам (4.1.3) и (4.1.4). На рисунке 4.1.2 (б) также можно заметить, что максимум спектра для воздушной подложки совпадает с

нулем спектра для металлической подложки, и наоборот максимум спектра для металлической подложки практически совпадает с нулем спектра для воздушной подложки. Это объясняется эффектом сдвига фазы на 180° при отражении от металлической поверхности и отсутствие данного эффекта при отражении от воздушной поверхности.



Рисунок 4.1.3 – Изменение спектра плотности энергии в зависимости от толщины воздушного зазора. Сверху приведена зависимость плотности потока энергии *W* от толщины воздушного зазора (сплошная кривая). Плотность потока энергии (в одном направлении) для симметричной Si-LiNbO₃-Si структуры показана пунктирной прямой.

Рисунок 4.1.3 демонстрирует трансформацию спектра терагерцового излучения при изменении толщины воздушного зазора от 0 до 40 мкм. Основное изменение спектра происходит в интервале 0 < b < 10 мкм. При b > 10 мкм спектр сохраняет свою форму и соответствует спектру для воздушной подложки. Такая быстрая трансформация спектра с изменением b (влияние металлической подложки сказывается только при b < 10 мкм) обусловлена сильной локализацией терагерцового поля в воздухе: $E_y \sim \exp[k_v(x+a/2)]$ с $k_v^{-1} \approx 16$ мкм при 1.5 ТГц.

На рисунке 4.1.3 также приведена зависимость плотности потока энергии *W* в зависимости от толщины воздушного зазора. Как видно, энергия незначительно

уменьшается (на величину ~ 25%) с увеличением *b*. Этот эффект объясняется тремя причинами. Во-первых, фактор функции гаусса $\tilde{F}(\omega)$ в выражении (2) более существенно сказывается около частоты 2.5 ТГц, генерируемой при больших значениях *b*, чем при частоте 1.5 ТГц, генерируемой при малых значениях *b*. Вовторых, поглощение ТГц излучения в LiNbO₃ увеличивается с частотой. И, втретьих, излучательная способность нелинейной поляризации зависит от диэлектрического окружения.



Рисунок 4.1.4 – Спектральная плотность энергии для Si-LiNbO₃-metal (сплошная кривая) и Si-LiNbO₃-Si (пунктирная кривая) структур. Толщина слоя LiNbO₃ – 30 мкм, длительность лазерного импульса 270 фс. Во вставке приведены осциллограммы для соответствующих спектров.

Для спектроскопических приложений часто требуется спектр со ступенчатым профилем. Такой спектр можно получить в сэндвич-структуре с металлической подложкой, используя относительно длинный фемтосекундный лазерный импульс (см. рисунок 4.1.4). По сравнению с симметричной структурой, где также можно получить широкий П-образный спектр, спектральная плотность примерно в 4 раза больше.

4.1.3 Выводы

Структура металл-воздух-LiNbO₃-Si позволяет потенциально повысить эффективность оптико-терагерцовой конверсии в 2 раза по сравнению с ранее

предложенной симметричной сэндвич структурой Si–LiNbO₃–Si [82]. Кроме того, предлагаемая структура позволяет перестраивать максимум спектр генерации путем изменения ширины воздушного зазора между металлом и нелинейным материалом. При этом возможно повышение в 3.5-4 раза спектральной плотности потока энергии терагерцового излучения в интервале 0.5-1.5 ТГц.

4.2. Проведение расчетов и математического моделирования по разработке экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами

4.2.1 Введение

Перспективными приложениями терагерцового излучения являются спектроскопия И сенсорика биологических тканей И макромолекул, кристаллических материалов, взрывчатых и других веществ. При анализе тонких пленок и сверхмалых количеств вещества для того, чтобы обеспечить необходимую чувствительность, требуется сконцентрировать терагерцовое излучение в малой (с микронными или даже субмикронными размерами) области пространства. Распространенным способом локализации электромагнитного поля является использование поверхностных волн. поля которых спадают экспоненциально при удалении от границы раздела сред. В силу локализации поверхностных волн их характеристики чрезвычайно чувствительны к состоянию границы – наличию на ней пленок, неоднородностей и т.п. Так, например, поверхностные плазмоны $(\Pi\Pi)$ видимого И инфракрасного диапазонов, направляемые поверхностями металлов (Ag, Au), широко используются в биосенсорике [88], а также для обнаружения малых поверхностных загрязнений [89]. При этом толщина области локализации оптических ПП вблизи поверхности металла составляет доли длины волны (около 640 нм для Аи при длине волны 800 нм).

В терагерцовом диапазоне частот металлы мало отличаются по диэлектрическим свойствам от идеального проводника. В результате терагерцовые

113

ПП оказываются слабо локализованными вблизи поверхности металла и в силу этого плохо пригодны для поверхностной спектроскопии [92]. Так, например, масштаб локализации поверхностного плазмона частоты 1.2 ТГц около поверхности Au составляет ~ 1.8 см [93], что почти на два порядка превышает длину волны (250 мкм). Тем не менее, в работе [90] удалось экспериментально зарегистрировать изменения в степени локализации полей терагерцовых ПП, направляемых поверхностью золота, при размещении на этой поверхности диэлектрических пленок толщиной менее 10 мкм.

локализацией обладают терагерцовые ΠП Хорошей на поверхностях которых легированных полупроводников, диэлектрические свойства В терагерцовом диапазоне подобны свойствам металлов в оптическом диапазоне [92,93]. B работах [94-96] был предложен метод нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых ПП на поверхности легированного полупроводника фемтосекундными лазерными импульсами. В этом методе терагерцовые ПП возбуждаются движущимся вдоль поверхности импульсом нелинейной поляризации, наводимым В полупроводнике В результате оптического выпрямления лазерного импульса. При этом, в отличие от стандартных схем ввода излучения в открытые волноведущие структуры (см., например, [91]), не требуется внешний терагерцовый источник и удается избежать неизбежных при вводе потерь.

Недостатком терагерцовых ΠП на поверхности легированного полупроводника является сравнительно небольшая (не более нескольких миллиметров) длина распространения, ограниченная омическими потерями в полупроводнике. Недавно было показано, что хорошо локализованные терагерцовые волны поверхностного типа могут направляться микроструктурированными (со структурой типа гребенки или решетки отверстий) металлическими поверхностями [97,98]. Причем в силу практически идеальной проводимости металлов в терагерцовом диапазоне такие волны характеризуются малыми оптическими потерями И, следовательно, большими длинами распространения. По своим дисперсионным свойствам поверхностные волны на структурированной поверхности идеального проводника подобны поверхностным плазмонам на границе плазмоподобной среды, поэтому такие волны также часто называют поверхностными плазмонами [97].

114

Ввиду слабой нелинейности металлов упомянутый выше метод прямого оптического возбуждения терагерцовых ПП становится неэффективным для плазмонов на металлических поверхностях. В недавней работе [100] была предложена схема оптико-терагерцовой конверсии, объединяющая достоинства этого метода с замечательными волноводными свойствами структурированных металлических поверхностей. В этой схеме на структурированную поверхность металла предлагается нанести полоску электрооптического материала и освещать ее сфокусированным в линию фемтосекундным лазерным импульсом. Наводимый при этом в полоске импульс нелинейной поляризации движется вдоль полоски со сверхсветовой скоростью и генерирует черенковский конус терагерцовых ПП на поверхности. Как показано в работе [100], при облучении импульсом титансапфирового лазера полоски GaAs, нанесенной на гребенчатую поверхность на порядок выше, чем на гладкой поверхности GaAs.

В работе [100] рассмотрение ограничивается случаем перпендикулярной ориентации нелинейной полоски по отношению к бороздкам гребенчатой структуры. Между тем, естественно ожидать, что изменение ориентации полоски может существенно повлиять как на эффективность конверсии, так и на спектр генерируемых поверхностных плазмонов. В настоящей работе разработана полная теория предложенного в работе [100] 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.

4.2.2 Схема генерации. Основные уравнения

Рассматриваемая схема оптической генерации терагерцовых ПП представлена на рисунке 4.2.1. На гребенчатую поверхность металла (с бороздками прямоугольного сечения ширины *a*, глубины *h* и периодом *d*) нанесена полоска электрооптического материала. В отличие от работы [100], полоска ориентирована под произвольным углом γ к бороздкам структуры. Сфокусированный вдоль оси x фемтосекундный лазерный импульс падает на полоску в плоскости y,z под углом α 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 4.2.1 – 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 наводимая в полоске нелинейная поляризация может быть записана в виде

$$\mathbf{P}^{\mathrm{NL}} = \mathbf{p}\delta(y)G(x)F(\xi), \qquad (4.2.1)$$

где $\delta(y)$ – дельта-функция, G(x) описывает поперечный профиль лазерного пучка, $F(\xi)$ – временная огибающая оптической интенсивности, а $\xi = t - z/V$. При анализе полученных далее общих формул будут использованы функции конкретного (гауссова) вида $F(\xi) = \exp\left(-t^2/\tau^2\right)$ и $G(x) = \exp\left(-x^2/\ell_{\perp}^2\right)$, где τ – длительность лазерного импульса (стандартная полная длительность на половине максимума (FWHM) равна $\tau_{FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}\tau$), а ℓ_{\perp} – ширина лазерного пучка $(\ell_{\perp FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}\ell_{\perp})$. Направление амплитудного вектора **р** в формуле (1) определяется ориентацией кристаллографических осей материала полоски и поляризацией лазерного излучения. Будем предполагать оптимальную (согласно [100] и нашему общему анализу) с точки зрения эффективности генерации ориентацию вектора \mathbf{p} – вдоль оси у: $\mathbf{p} = (0, p, 0)$. В случае *p*-поляризации лазерного пучка (с вектором электрического поля в плоскости падения у, z), обеспечивающей лучшее (по сравнению с s-поляризацией) проникновение лазерного излучения в полоску, и полупроводникового материала полоски со структурой цинковой обманки (например, GaAs) для максимизации *p*_v полупроводник должен иметь ориентацию <100> с осями [010] и [001], расположенными в плоскости x, z под углом 45° к оси z. При такой ориентации осей $p \approx d_{14} \ell_y E_t^2$, где d_{14} – нелинейный коэффициент полупроводника, ℓ_y – глубина проникновения лазерного излучения в полупроводник, а E_t – пиковая амплитуда прошедшего в полупроводник оптического поля (из-за большого показателя преломления полупроводника n вектор \mathbf{E}_t будет практически параллельным оси zдаже при скользящем падении лазерного импульса [94]). В численных оценках ниже будут использованы параметры GaAs [55]: $d_{14} = 66$ пм/В, n = 3.7 (на длине волны 800 нм) и $\ell_v = 1$ мкм. Величина E_t связана с пиковой амплитудой падающего лазерного импульса *E*₀ формулой Френеля.

Для расчета терагерцовых полей **E** и **B**, возбуждаемых движущейся нелинейной поляризацией (1), будем использовать уравнения Максвелла в виде

$$\operatorname{rot}_{\xi} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \xi},$$

$$\operatorname{rot}_{\xi} \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{P}^{NL}}{\partial \xi},$$
(4.2.2)

где оператор rot_ξ имеет компоненты $(\partial / \partial x, \partial / \partial y, -V^{-1}\partial / \partial \xi)$.

4.2.3 Расчет и анализ полей плазмонов

Следуя разработанному в работах [94, 100] подходу, применим к уравнениям (2) преобразование Фурье относительно переменных ξ , *x* (соответствующие Фурьесопряженные переменные – частота ω и поперечное волновое число *g*; знак $\tilde{}$ будет обозначать величины в пространстве Фурье) и запишем решения полученных уравнений для полупространства *y* > 0 и для бороздок структурированной поверхности при *y* < 0. При *y* > 0 решение представляет собой суперпозицию *p*-поляризованных волн

$$\widetilde{B}_{y} = 0, \quad \widetilde{E}_{y} = C \exp(-\kappa y),$$
(4.2.3)

и *s*-поляризованных волн

$$\widetilde{E}_{y} = 0, \quad \widetilde{B}_{y} = D \exp(-\kappa y),$$
(4.2.4)

где $\kappa = [g^2 - \omega^2 c^{-2} (1 - \beta^{-2})]^{1/2}$ и $\beta = V/c = \sin^{-1}\alpha$ [94]. Остальные компоненты полей находятся с помощью уравнений Максвелла. При записи полей в бороздках (*y* < 0) будем предполагать, что период структуры *d* мал по сравнению с длиной терагерцовой волны ($\omega d/c \ll 1$). В этом случае можно ограничиться учетом только низшей моды бороздки с полями [99,100]

$$\widetilde{E}_{z'} = -\frac{\omega}{cg'}\widetilde{B}_{y} = A\sin k_{y}(y+h), \quad \widetilde{B}_{x'} = i\frac{c}{\omega}k_{y}A\cos k_{y}(y+h), \quad (4.2.5)$$

где $k_y = (\omega^2 c^{-2} - g'^2)^{1/2}$, $g' = g \cos \gamma + \omega V^{-1} \sin \gamma$, а $\tilde{E}_{z'}$ и $\tilde{B}_{x'}$ – Фурье-образы компонент полей вдоль осей z' и x', направленных поперек и вдоль бороздок соответственно (рисунок 4.2.1). Заметим, что условия $\omega d/c \ll 1$, строго говоря, недостаточно для применимости приближения (4.2.5). Необходимо еще, чтобы бороздка была достаточно глубокой по сравнению с периодом структуры, например, при a/d = 1 требуется h > 2d [280]. При уменьшении отношения a/d требование к глубине бороздки ослабляется [280].

Решения (4.2.3), (4.2.4) и (4.2.5) сшиваем граничными условиями

$$[\tilde{E}_x] = (gV/\omega)[\tilde{E}_z] = 4\pi i g p \tilde{G} \tilde{F}, \quad [\tilde{B}_x] = 0, \qquad (4.2.6)$$

которые следуют из уравнений Максвелла (2) после их интегрирования от y = 0- до y = 0+ [94,100]. В формулах (4.2.6) $\tilde{G}(g) = (\ell_{\perp}/2\sqrt{\pi})\exp(-g^2\ell_{\perp}^2/4),$ $\tilde{F}(\omega) = (\tau/2\sqrt{\pi})\exp(-\omega^2\tau^2/4),$ а квадратные скобки обозначают перепад вложенных в них величин при переходе через плоскость y = 0, например, $[\tilde{B}_x] = \tilde{B}_x|_{y=0+} - \tilde{B}_x|_{y=0-}.$ При подстановке выражений (4.2.5) в граничные условия (4.2.6) поле $\tilde{E}_{z'}$ должно быть усреднено по периоду d, т.е. взято с весом a/d[99,100]. В результате находим амплитуды волн

$$A = -D \frac{\omega}{c(a/d)g'\sin k_y h} = \frac{4\pi p \tilde{G} \tilde{F}}{\Lambda} \cdot \frac{ik'_z \omega^2}{c^2 k_y \cos k_y h}, \qquad (4.2.7)$$

$$C = \frac{4\pi p \tilde{G} \tilde{F}}{\Lambda} \left(\frac{\kappa g'^2}{k_y} \frac{a}{d} \operatorname{tg} k_y h + \frac{\omega^2}{V^2} + g^2 \right),$$
(4.2.8)

где $\Lambda = \kappa - k_y (a/d) \operatorname{tg} k_y h$, $k'_z = (\omega/V) \cos \gamma - g \sin \gamma$. Заметим, что в частном случае $\gamma = 0$ формулы (4.2.7), (4.2.8) совпадают с соответствующими выражениями работы [100].

Для перехода от решения в представлении Фурье (4.2.3), (4.2.4), (4.2.5), (4.2.7), (4.2.8) к полям в переменных ξ , *x* следует применить обратное преобразование Фурье вида

$$E_{y}(\xi, x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} dg \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \ \widetilde{E}_{y}(\omega, g, y) e^{i\omega\xi - igx}$$
(4.2.9)

(аналогичные формулы используются и для других компонент полей). При этом поля поверхностных волн определяются вкладами вычетов во внутренний интеграл выражения (4.2.9) в полюсах $\omega = \pm \omega_s$, которые находятся из уравнения $\Lambda(\omega, g) = 0$, т.е. $\kappa - (a/d)k_y tgk_y h = 0$. Данное уравнение представляет собой дисперсионное уравнение парциальной (с определенным *g*) поверхностной волны (для случая, когда волна распространяется поперек бороздок, т.е. g' = 0, это уравнение хорошо известно [99]). Подставляя в уравнение $\kappa - (a/d)k_y \operatorname{tg} k_y h = 0$ связь между компонентами *g* и ω/V волнового вектора ПП и углом распространения φ (см. рисунок 4.2.1), а именно, $g = (\omega/V)\operatorname{ctg}$, находим зависимость частоты ω_s парциальной волны от φ :

$$\omega_s = \frac{V/h}{\sqrt{\beta^2 - (\operatorname{ctg} \ \cos\gamma + \sin\gamma)^2}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\sin^{-2} - \beta^2}}{(a/d)\sqrt{\beta^2 - (\operatorname{ctg} \ \cos\gamma + \sin\gamma)^2}}.$$
 (4.2.10)

Как видно из формулы (4.2.10), зависимость ω_s(φ) является, вообще говоря, различной при $\phi > 0$ (что соответствует области x > 0) и $\phi < 0$ (x < 0). Это говорит об асимметричности поля излучения ПП по разные стороны от полоски нелинейной среды. Исключение составляют лишь особые случаи $\gamma = 0$ и $\gamma = \pi/2$, в которых зависимость ω_s(φ) является четной. Согласно выражению (4.2.10) угол φ изменяется в пределах $\phi_{\min}^{\pm} < |\phi| < \phi_{\max}$, где $\sin \phi_{\max} = \beta^{-1}$ и, следовательно, ϕ_{\max} равен углу падения α ($\phi_{max} = \alpha$), a ctg $\phi_{min}^{\pm} = (\beta \mp sin\gamma)/cos\gamma$, причем ϕ_{min}^{+} соответствует $\phi > 0$ (x>0), а ϕ_{min}^- соответствует $\phi<0$ (x<0). При уменьшении $|\phi|$ от ϕ_{max} до ϕ_{min}^{\pm} частота парциального плазмона ω_s в общем случае возрастает от нуля до бесконечности. Такая же зависимость сохраняется и в особом случае $\gamma = 0$, только здесь $\phi_{min}^- = \phi_{min}^+$ и сtg $\phi_{min}^\pm = \beta$ (ср. с [100]). В особом случае $\gamma = \pi/2$ имеем $\phi_{min}^\pm = 0$, и $\omega_{\rm s}$ при уменьшении $|\phi|$ возрастает от нуля до конечного значения $\pi c / (2h \sqrt{1 - \beta^{-2}})$. Интересен также предельно асимметричный случай $\gamma = \alpha$, в котором $\phi_{min}^+ = \phi_{max}$ и, следовательно, парциальные плазмоны всех частот ($0 < \omega_s < \infty$) распространяются в области x > 0 под одним и тем же углом $\phi = \alpha$. Данный угол соответствует направлению бороздок структуры, а плазмоны оказываются нелокализованными (к = 0). Указанные выше закономерности иллюстрирует рисунок 4.2.2, где представлены зависимости $\omega_{s}(\phi)$ для различных углов γ при a/d = 0.5, h = 15 мкм и $\beta = 1.15 \ (\alpha = 60^{\circ}).$

Суммируя вклады вычетов в полюсах $\omega = \pm \omega_s$ во внутренний интеграл формулы (4.2.9) и заменяя во внешнем интеграле переменную интегрирования $g \rightarrow \omega$ с помощью дисперсионного уравнения $\Lambda(\omega, g) = 0$, получаем выражение для электрического поля терагерцовых ПП в области y > 0

$$E_{y}^{s}(\xi, x, y) = \frac{16\pi^{2} p}{c^{2}} \int_{0}^{\infty} d\omega \tilde{F} \omega^{2} \sum \frac{\tilde{G} k_{z}^{\prime 2}}{|\Lambda_{g}'| k_{y}^{2}} e^{-\kappa y} \sin(\omega \xi - gx), \qquad (4.2.11)$$

где Λ'_g обозначает производную Λ по g, зависимость $g(\omega)$ подставляется из дисперсионного уравнения $\Lambda(\omega, g) = 0$, а суммирование ведется по всем корням (положительным и отрицательным) дисперсионного уравнения. Выражение (4.2.11) представляет собой разложение поля $E_y^s(\xi, x, y)$ по плоским поверхностным волнам, уходящим от нелинейной полоски на бесконечность $x \to \pm \infty$ (с gx > 0) и приходящим к полоске из бесконечности (с gx < 0). При больших ξ заметный вклад в интеграл дают только уходящие волны; приходящие волны интерферируют деструктивно. В результате при больших ξ формируется картина дальнего поля излучения. Распределение поля в дальней зоне может быть найдено с помощью асимптотического вычисления интеграла (4.2.11) методом стационарной фазы (см. подробности в работе [100]). Наибольший интерес при этом представляет связь между стационарной частотой ω_0 и углом φ , определяемая уравнением $V dg/d\omega =$ ctg . На рисунке 4.2.2 показана зависимость $\omega_0(\varphi)$ для различных γ . Области определения этой функции определяют секторы углов φ , в которых сосредоточены поля ПП в дальней зоне.



Рисунок 4.2.2 – Зависимости $\omega_s(\phi)$ (сплошные кривые) и $\omega_0(\phi)$ (пунктирные кривые) при a/d = 0.5, h = 15 мкм, β = 1.15 (α = 60°) и γ = 0°, 30°, 60°, 90°.

На рисунке 4.2.3 представлены моментальные снимки поля $E_y(\xi,x)$ при y = 0+, а также соответствующие осциллограммы $E_y(\xi)$ при $x = \pm 1$ мм для нескольких значений γ . Расчет проводился по точной формуле (4.2.9) для полоски GaAs, освещаемой под углом $\alpha = 60^{\circ}$ импульсом титан-сапфирового лазера с $\tau_{FWHM} = 150$ фс, $\ell_{\perp FWHM} = 30$ мкм





Рисунок 4.2.3 – Моментальные снимки поля $E_y(\xi,x)$ при y = 0+ u осциллограммы $E_y(\xi)$ при $x = \pm 1$ мм для различных γ : (a) 0°, (б) 30°, (в) 60° и (г) 90°. Параметры a/d, h и α те же, что на рисунке 4.2.2.

и пиковой интенсивностью $I_0 = cE_0^2/(8\pi) = 50 \ \Gamma \text{Bt/cm}^2$. Картины полей излучения соответствуют рассмотренным выше зависимостям $\omega_s(\phi)$ и $\omega_0(\phi)$. При $\gamma = 0$ (рисунок 4.2.3 (a)) и $\gamma = \pi/2$ (рисунок 4.2.3 (г)) картины поля излучения симметричны, тогда как при $\gamma = 30^{\circ}$ (рисунок 4.2.3 (б)) и $\gamma = 60^{\circ}$ (рисунок 4.2.3 (в)) сильно асимметричны (в последнем случае ПП вообще не возбуждаются в области x > 0, а осциллограмма при x = 1 мм соответствует объемным волнам, см. обсуждение формулы (4.2.10)). Интересно, что амплитуда терагерцового поля практически не зависит от угла у и направления излучения (кроме особого случая у $= 60^{\circ}$ и x > 0, рисунок 4.2.3 (в)), вид же генерируемого терагерцового импульса сильно меняется в зависимости от у и знака x – от короткого (в несколько при у = 30° и x > 0 (рисунок 4.2.3 (б)) до поля) осцилляций квазимонохроматического при $\gamma = 60^{\circ}$ и x < 0 (рисунок 4.2.3 (в)). Таким образом, изменяя ориентацию движения нелинейного источника относительно бороздок гребенчатой структуры, можно эффективно управлять видом генерируемого волнового пакета терагерцовых ПП.

4.2.4 Спектральное распределение энергии плазмонов. Оптимизация параметров

Чтобы найти энергию поверхностных плазмонов, излученных с единицы длины нелинейной полоски, проинтегрируем $\pm x$ -компоненту вектора Пойнтинга $S_{\pm x} = \pm c (4\pi)^{-1} (E_y B_z - E_z B_y)$ в интервалах $-h < y < \infty$ и $-\infty < \xi < \infty$ (учитываем только поля ПП). В результате для энергии, излученной в $\pm x$ -направлениях, получаем выражение

$$W_{\pm} = \int_{0}^{\infty} d\omega \ w_{\omega}^{\pm}(\omega) , \qquad (4.2.12)$$

где спектральная плотность энергии $w_{\omega}^{\pm}(\omega)$ определяется формулой

$$w_{\omega}^{\pm}(\omega) = \pm 32\pi^{4}\omega \left(\frac{p\widetilde{F}\widetilde{G}\omega k_{z}'}{ck_{y}\Lambda_{g}'}\right)^{2} \left[g\frac{\omega^{2}k_{z}'^{2} + g'^{2}c^{2}\kappa^{2}}{k_{y}^{2}\kappa(\omega^{2} + c^{2}\kappa^{2})} + g'\frac{(a/d)h\cos\gamma}{\cos^{2}k_{y}h}\left(1 - \frac{\sin 2k_{y}h}{2k_{y}h}\right)\right], \qquad (4.2.13)$$

причем g > 0 в $w^+_{\omega}(\omega)$ и g < 0 в $w^-_{\omega}(\omega)$.

В формуле (4.2.13) первое слагаемое в фигурных скобках состоит из вкладов *p*-поляризованного (член $\propto \omega^2 k_z'^2$) и *s*-поляризованного (член $\propto (g' \kappa c)^2$) полей, а второе слагаемое представляет собой вклад моды бороздок. Вклад *p*поляризованных полей доминирует в основной части спектра в широком интервале значений параметров.

Как показывает анализ, значение угла α, при котором достигается максимум энергии W₊, практически не зависит от ориентации нелинейной полоски (угла γ) и составляет $\alpha \approx 60^{\circ} - 70^{\circ}$. Оптимальное (в смысле максимума W_{+}) значение глубины бороздки h оказывается приблизительно одним и тем же, $h \approx 15$ мкм, для углов $\gamma =$ 0°, 30°, 60°. Для $\gamma = 90°$ энергия W_{\pm} возрастает с увеличением *h*. Увеличение *h*, однако, ведет также к уменьшению предельной частоты $\pi c / \left(2h \sqrt{1 - \beta^{-2}} \right)$ (см. выше), ограничивающей сверху спектр генерируемых частот. При сближении предельной частоты с максимумом спектра (что имеет место при h > 40 мкм) ожидать можно нарушения использованного В расчетах одномодового приближения.

На рисунке 4.2.4 (а) показана спектральная плотность энергии $w^{\pm}_{\omega}(\omega)$ при различных углах ориентации полоски $\gamma = 30^{\circ}$, 60° , 90° и оптимальных значениях



Рисунок 4.2.4 – Спектральная плотность энергии $w_{\omega}^{\pm}(\omega)$ (a) и частотная зависимость масштаба локализации ПП к⁻¹ (б) при a/d = 0.5, $\gamma = 30^{\circ}$, 60°, 90° и оптимальных параметрах α 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 – $\tau_{\rm FWHM} = 150$ фс, $\ell_{\perp FWHM} = 30$ мкм, $I_0 = cE_0^2/(8\pi) = 50$ $\Gamma {\rm BT/cm}^2$.

параметров α и *h* (для $\gamma = 0^{\circ}$ соответствующий график приведен в работе [12]). Как следует из рисунка 4.2.4 (а), с увеличением угла γ эффективность генерации терагерцовых ПП возрастает (для $\gamma = 90^{\circ}$ – примерно на порядок по сравнению с $\gamma = 0^{\circ}$, ср. с [12]), а максимум генерируемого спектра энергии сдвигается от 2.5 ТГц к 4.7 ТГц. При этом уменьшается масштаб локализации ПП над волноведущей поверхностью (рисунок 4.2.4 (б)).

4.2.5 Выводы

Таким образом, в работе 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 [100] случаем ориентации полоски поперек бороздок энергетическая эффективность оптико-терагерцовой конверсии может быть увеличена примерно на порядок за счет выбора ориентации полоски вдоль Исследованный в работе метод прямой оптической генерации бороздок. терагерцовых поверхностных плазмонов перспективен для целей поверхностной терагерцовой спектроскопии.

Заключение

Таким образом, в рамках первого этапа НИР был проведен анализ научнотехнической литературы, нормативно-технической документации и других материалов по теме проекта. Осуществлены выбор и обоснование принятого направления исследований и способов решения поставленных задач. Проведено сопоставление ожидаемых показателей новой продукции после внедрения результатов НИР с существующими показателями изделий-аналогов. Проведены расчеты и математическое моделирование для разработки высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвичструктуры с сердцевиной из электрооптического материала, накачиваемой фемтосекундными лазерными импульсами. Проведены расчеты и математическое моделирование по разработке экспериментального образца для прямого нелинейно-оптического возбуждения терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1 **Siegel, P. H.** Terahertz Technology // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2002. – Vol. 50. – P. 910–928.

2 Zimdars, D. Opening the THz window / D. Zimdars, J. V. Rudd // Photonics Spectra. – 2000. – No. 5. – P. 146–148.

3 Kutteruf, M. Terahertz spectroscopy of short-chain polypeptides / M. Kutteruf,
C. Brown, L. Iwaki, M. Campbell, T.A. Korter, E.J. Heilweil // Chemical Physics Letters.
2003. – Vol. 375. – P. 337–343.

4 **Fischer, B.M.** Far-infrared vibrational modes of DNA components studied by terahertz time-domain spectroscopy / B. M. Fischer, M. Walther, P. U. Jepsen // Physics in Medicine & Biology. – 2002. – Vol. 47. – P. 3807–3814.

5 **Brucherseifer, M.** Label-free probing of the binding state of DNA by timedomain terahertz sensing / M. Brucherseifer, M. Nagel, P. Haring-Bolıvar, H. Kurz, A. Bosserhoff, R. Büttner // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 77. – P. 4049–4051.

6 **Huber, R.** How many-particle interactions develop after ultrafast excitation of an electron-hole plasma / R. Huber, F. Tauser, A. Brodschelm, M. Bichler, G. Abstreiter, A. Leitenstorfer // Nature. – 2001. – Vol. 414. – P. 286–289.

7 **Grischkowsky, D.** Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors / D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, C. Fattinger // Journal of the Optical Society of America B. – 1990. – Vol. 7, no. 10. – P. 2006–2015.

8 **Othonos A.** Probing ultrafast carrier and phonon dynamics in semiconductors // J. Appl. Phys. – 1998. – Vol. 83, no. 4. – P. 1789–1830.

9 Hattori T. Ultrafast semiconductor spectroscopy using terahertz electromagnetic pulses / T. Hattori, S. Arai, K. Ohta, A. Mochiduki, S. Ookuma, K. Tukamoto, R. Rungsawang // Science and Technology of Advanced Materials. – 2005. – Vol. 6. – P. 649–655.

10 **Smye, S. W.** The interaction between terahertz radiation and biological tissue. / S. W. Smye, J. M. Chamberlain, A. J. Fitzgerald, E. Berry // Phys. Med. Biol. – 2001. – Vol. 46. – Pp. R101–12.

11 Gelfand, R. M. Nanocavity plasmonic device for ultrabroadband single molecule sensing / R. M. Gelfand, L. Bruderer, H. Mohseni // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34. – Pp. 1087–1089.

12 **Dudovich, N.** Single-pulse coherently controlled nonlinear Raman spectroscopy and microscopy / N. Dudovich, D. Oron, Y. Silberberg // Nature. – 2002. – Vol. 418. – P. 512.

13 **Danielson, J. R.** Interaction of Strong Single-Cycle Terahertz Pulses with Semiconductor Quantum Wells / J. R. Danielson, Yun-Shik Lee, J. P. Prineas, J. T. Steiner, M. Kira, S. W. Koch // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99. – P. 237401.

14 Turchinovich, D. Ultrafast polarization dynamics in biased quantum wells under strong femtosecond optical excitation / D. Turchinovich, P. Uhd Jepsen, B. S. Monozon, M. Koch, S. Lahmann, U. Rossow, A. Hangleiter // Phys. Rev. B. Rapid Communications. – 2003. – Vol. 68. – P. 241307.

15 **Cole, B. E.** Coherent manipulation of semiconductor quantum bits with terahertz radiation / B. E. Cole, J. B. Williams, B. T. King, M. S. Sherwin, C. R. Stanley // Nature. – 2001. – Vol. 410. – Pp. 60–63

16 **Han, P. Y.** Time-domain transillumination of biological tissues with terahertz pulses / P. Y. Han, G. C. Cho, X. C. Zhang // Opt. Lett. – 2000. – Vol. 25. – Pp. 242–244.

17 **Fitzgerald, A. J.** An introduction to medical imaging with coherent terahertz frequency radiation / A. J. Fitzgerald, E. Berry, N. N. Zinovev, G. C. Walker, M. A. Smith, J. M. Chamberlain // Phys. Med. Biol. – 2002. – Vol. 47. – P. R67.

18 Knobloch, P. Medical THz imaging: an investigation of histo-pathological samples / P. Knobloch, C. Schildknecht, T. Kleine-Ostmann, M. Koch, S. Hoffmann, M. Hofmann, E. Rehberg, M. Sperling, K. Donhuijsen, G. Hein, K. Pierz // Phys. Med. Biol. – 2002. – Vol. 47. – P. 3875–3884.

19 **Oh, S. J.** Nanoparticle-enabled terahertz imaging for cancer diagnosis / S. J. Oh, J. Kang, I. Maeng, J.-S. Suh, Y.-M. Huh, S. Haam, J.-H. Son // Opt. Express. – 2009. – Vol. 17, no. 5. – P. 3469.

20 **Chan, W. L.** Imaging with terahertz radiation / W.L. Chan, J. Deibel, D.M. Mittleman // Rep. Prog. Phys. – 2007. – Vol. 70. – Pp. 1325–1379.

21 Zandonella, C. Terahertz imaging: T-ray specs // Nature. – 2003. – Vol. 424. – P. 721.

22 Yamamoto, K. Noninvasive inspection of C-4 explosive in mails by terahertz time-domain spectroscopy / K. Yamamoto, M. Yamaguchi, F. Miyamaru, M. Tani, M. Hangyo, T. Ikeda, A. Matsushita, K. Koide, M. Tatsuno, Y. Minami // Jpn. J. Appl. Phys. – 2004. – Vol. 43. – P. L414–L417.

23 **Yan, Z.** Research progress of terahertz wave technology in food inspection / Z. Yan, Y. Ying, H. Zhang, H. Yu // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conf. Series. – Vol. 6373. – 2006. – oct.

24 Ung, B.S.-Y. Towards quality control of food using terahertz / B.S.-Y. Ung, B.M. Fischer, B.W.-H. Ng, D. Abbott // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conf. Series. – Vol. 6799. – 2007. – dec.

25 Winnerl, S. Frequency doubling and tripling of terahertz radiation in a GaAs/AlAs superlattice due to frequency modulation of Bloch oscillations / S. Winnerl, E. Schomburg, S. Brandl, O. Kus, K. F. Renk, M. C. Wanke, S. J. Allen, A. A. Ignatov, V. Ustinov, A. Zhukov, P. S. Kop'ev // Appl. Phys. Lett. – 2000. – Vol. 77. – P. 1259.

26 **Kazakevich, G. M.** Internal injection for a microtron driving a terahertz free electron laser / G. M. Kazakevich, V. M. Pavlov, G. I. Kuznetsov, Y. Uk Jeong, S. H. Park, B. C. Lee // J. Appl. Phys. – 2007. – Vol. 102. – P. 034507.

27 **Wang, F.** Coherent THz Synchrotron Radiation from a Storage Ring with High-Frequency RF System / F. Wang, D. Cheever, M. Farkhondeh, W. Franklin, E. Ihloff, J. van der Laan, B. McAllister, R. Milner, C. Tschalaer, D. Wang, D. F. Wang, A. Zolfaghari, T. Zwart, G. L. Carr, B. Podobedov, F. Sannibale // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96. – P. 064801.

28 Faist, J. Quantum cascade laser / J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A.
L. Hutchinson, A. Y. Cho // Science. – 1994. – Vol. 264. – P. 553.

29 **Capasso, F.** Quantum cascade lasers: ultrahigh-speed operation, optical wireless communication, narrow linewidth, and far-infrared emission / F. Capasso, R. Paiella, R. Martini, R. Colombelli, C. Gmachl, T.L. Myers, M.S. Taubman, R.M. Williams, C.G. Bethea, K. Unterrainer, H.Y. Hwang, D.L. Sivco, A.Y. Cho, A.M. Sergent, H.C. Liu, E.A. Whittaker, // IEEE J. of Quantum Electronics. – 2002. – Vol. 38. – P. 511–532.

30 **Морозов, Ю.А.** Генератор терагерцового излучения, основанный на преобразовании частоты в двойном вертикальном резонаторе / Морозов Ю.А.,

Нефедов И.С., Алешкин В.Я., Красникова И.В. // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 39. – С. 124–130.

31 **Казаринов, Р.Ф.** / Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. // Физика и техника полупроводников. – 1971. – Т. 5. – С. 707.

32 **Kohler, R.** Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, F. Rossi // Nature. – 2002. – Vol. 417. – Pp. 156–159.

33 **Beck, M.** Continuous wave operation of a mid-infraredsemiconductor laser at room temperature / M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini, H. Melchior // Science. – 2002. – Vol. 295. – Pp. 301–305.

34 Scalari, G. Step well quantum cascade laser emitting at 3 THz / G. Scalari, M. I.
Amanti, M. Fischer, R. Terazzi, C. Walther, M. Beck, J. Faist // Appl. Phys. Lett. – 2009.
Vol. 94. – P. 041114.

35 **Glyavin, M. Yu.** Generation of 1.5-kW, 1-THz Coherent Radiation from a Gyrotron with a Pulsed Magnetic Field / Glyavin M.Yu., Luchinin A.G., Golubiatnikov G.Yu. // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100. – P. 015101.

36 Dobroiub, A. Terahertz imaging system based on a backward-wave oscillator /
A. Dobroiu, M. Yamashita, Y. N. Ohshima, Y. Morita, C. Otani, K. Kawase // Appl. Opt.
2004. – Vol. 43. – Pp. 5637–5646.

37 **Cook, D. J.** Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air / Cook D.J., Hochstrasser R.M.// Opt. Lett. – 2000. – Vol. 25, no. 16. – Pp. 1210–1212.

38 **Reimann K.** Table-top sources of ultrashort THz pulses // Rep. Prog. Phys. – 2007. – Vol. 70. – Pp. 1597–1632.

39 **Bartel, T.** Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes / T. Bartel, P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30, no. 20. – Pp. 2805–2807.

40 **Gildenburg, V. B.** Optical-to-THz Wave Conversion via Excitation of Plasma Oscillations in the Tunneling-Ionization Process / Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 98. – P. 245002-1–4.

41 Budiarto, E. High-intensity terahertz pulses at 1-kHz repetition rate / E.
Budiarto, J. Margolies, S. Jeong, J. Son, J. Bokor // IEEE J. Quantum Electron. – 1996. –
Vol. 32. – Pp. 1839–1846.

42 You, D. Generation of high-power sub-single cycle 500-fs electromagnetic pulses / You D., Jones R.R., Bucksbaum P.H., Dykaar D.R // Opt. Lett. – 1993. – Vol. 18. – Pp. 290–292.

43 **Hu, B. B.** Free-space radiation from electro-optic crystals / Hu B.B., Zhang X.-C., Auston D.H., Smith P.R. // Appl. Phys. Lett. – 1990. – Vol. 56, no. 6. – Pp. 506–508.

44 **Berger, V.** Nonlinear phase matching in THz semiconductor waveguides / Berger V., Sirtori C. // Semicond. Sci. Technol. – 2004. – Vol. 19. – Pp. 964–970.

45 **Cote, D.** Simple method for calculating the propagation of terahertz radiation in experimental geometries / Cote D., Sipe J.E., van Driel H.M. // J. Opt. Soc. Am. B. – 2003. – Vol. 20, no. 6. – Pp. 1374–1385.

46 Гайворонский В. Я. Конкуренция линейных и нелинейных процессов при генерации импульсного терагерцового излучения в кристалле ZnTe / В.Я. Гайворонский, М.М. Назаров, Д.А. Сапожников, Е.В. Шепелявый, С.А. Шкельнюк, А.П. Шкуринов, А.В. Шуваев // Квант. электрон. – 2005. Т. 35, вып. 5 С. 407–414.

47 **Stepanov, A. G.** THz generation via optical rectification with ultrashort laser pulse focused to a line / Stepanov A.G., Hebling J., Kuhl J. // Appl. Phys. B: Lasers Opt. – 2005. – Vol. 81. – P. 23.

48 Liu, J. Generation of tunable Fourier-transform-limited terahertz pulses in 4-N,N-dimethylamino-4'-N'-methyl stilbazolium tosylate crystals / Liu J., Merkt F. // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 93. – P. 131105.

49 **Stevens, T. E.** Cherenkov Radiation at Speeds Below the Light Threshold: Phonon-Assisted Phase Matching / Stevens T.E., Wahlstrand J.K., Kuhl J., Merlin R. // Science. – 2001. – Vol. 291. – P. 627.

50 **Wahlstrand, J. K.** Cherenkov radiation emitted by ultrafast laser pulses and the generation of coherent polaritons / Wahlstrand J.K., Merlin R. // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – P. 054301.

51 Аскарьян, Г. А. // Ж. Эксп. Теор. Физ. 1962. Т. 42. С. 1360.

52 Askar'yan, G. A. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 2470.

53 Ferguson, B. Materials for terahertz science and technology / Ferguson B.,

Zhang X.-C. // Nature Mater. - 2002. - September. - Vol. 1. - Pp. 26-33.

54 **Tonouchi, M.** Cutting-edge terahertz technology // Nature Photon. – 2007. – Vol. 1. – Pp. 97–105.

55 **Hebling, J.** Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrasort laser pulses with tilted pulse fronts / Hebling J., Stepanov A.G., Almasi G., Bartal B., Kuhl J. // Appl. Phys. B. – 2004. – Vol. 78. – P. 593.

56 **Gallot, G.** Measurements of the THz absorption and dispersion of ZnTe and their relevance to the electro-optic detection of THz radiation / Gallot G., Zhang J., McGowan R.W., Jeon T. I., Grischkowsky D. // Appl. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 74, no. 23. – Pp. 3450–3452.

57 **Loffler, T.** Large-area electro-optic ZnTe terahertz emitters / T. Löffler, T. Hahn, M. Thomson, F. Jacob, H. Roskos // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – P. 5353.

58 **Bakunov, M. I.** Theory of terahertz generation in a slab of electro-optic material using an ultrashort laser pulse focused to a line / Bakunov M.I., Bodrov S.B., Maslov A.V., Hangyo M. // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – P. 085346.

59 Blanchard, F. Generation of 1.5 □J single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal / F. Blanchard, L. Razzari, H.C. Bandulet, G. Sharma, R. Morandotti, J. C. Kieffer, T. Ozaki, M. Reid, H. F. Tiedje, H. K. Haugen, F. A. Hegmann // Opt. Express. – 2007. – Vol. 15. – P. 13212.

60 **Palfalvi, L.** Temperature dependence of the absorption and refraction of Mgdoped congruent and stoichiometric LiNbO3 in the THz range / Pálfalvi L., Hebling J., Kuhl J., Péter A., Polgár K. // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 97. – P. 123505.

61 **Lee, Y.-S.** Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate / Y.-S. Lee, T. Meade, V. Perlin, H. Winful, T. B. Norris, A. Galvanauskas // Appl. Phys. Lett. – 2000. – Vol. 76. – P. 2505.

62 L'huillier, J. A. Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – Part 1: Theory / J. A. Lhuillier, G. Torosyan, M. Theuer, C. Rau, Y. Avetisyan, R. Beigang // Applied Physics B: Lasers Optics. – 2007. – Vol. 86. – P. 185–196.

63 L'huillier, J. A. Generation of THz radiation using bulk, periodically and aperiodically poled lithium niobate – Part 2: Experiments / J. A. Lhuillier, G. Torosyan, M. Theuer, C. Rau, Y. Avetisyan, R. Beigang // Applied Physics B: Lasers Optics. – 2007. – Vol. 86. – P. 197–208.

Hebling, J. Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation / Hebling J., Almasi G., Kozma I., Kuhl J. // Opt. Express. – 2002. – Vol. 10. – P. 1161.

Stepanov, A. G. Efficient generation of subpicosecond terahertz radiation by phase-matched optical rectification using ultrashort laser pulses with tilted pulse front / Stepanov A.G., Hebling J., Kuhl J. // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 83. – P. 3000.

Stepanov, A. G. Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification / A. Stepanov, J. Kuhl, I. Kozma, E. Riedle, G. Almási, J. Hebling // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – P. 5762.

Yeh, K. L. Generation of 10 mJ ultrashort terahertz pulses by optical rectification / Yeh K.L., Hoffman M.C., Hebling J., Nelson K.A. // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 90. – P. 171121.

Hoffmann, M. C. Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm / Hoffmann M.C., Yeh K.-L., Hebling J., Nelson K.A. // Opt. Express. – 2007. – Vol. 15. – P. 11706.

69 Yeh, K. L. Generation of high average power 1 kHz shaped THz pulses via optical rectification / Yeh K.L., Hebling J., Hoffman M.C., Nelson K.A. // Opt. Commun. – 2008. – Vol. 281. – P. 3567.

Stepanov, A. G. Generation of 30 mJ single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification / Stepanov A.G., Bonacina L., Chekalin S.V., Wolf J.-P. // Opt. Lett. – 2008. – Vol. 33, no. 21. – Pp. 2497–2499.

Bartal, B. Toward generation of □J range sub-ps THz pulses by optical rectification / B. Bartal, I. Z. Kozma, A. G. Stepanov, G. Almási, J. Kuhl, E. Riedle, J. Hebling // Appl. Phys. B. – 2007. – Vol. 86. – P. 419.

Шуваев, А. В. Черенковское излучение, возбуждаемое сверхкоротким лазерным импульсом с наклонным амплитудным фронтом / Шуваев А.В., Назаров М.М., Шкуринов А.П., Чиркин А.С. // Изв. вузов: Радиофизика. – 2007. – Т. 50. – С. 1020–1027.

Bakunov, M. I. Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phasematching versus Cherenkov effect / M. I. Bakunov, S. B. Bodrov, M. V. Tsarev // Journal of Applied Physics. – 2008. – Vol. 104. – P. 073105-1–073105-13. 74 Auston, H. Subpicosecond electro-optic shock waves / H. Auston // Applied Physics Letters. – 1983. – Vol. 43. – P. 713–715.

75 Auston, D. H. Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electrooptic media / D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, D. A. Kleinman // Physical Review Letters. – 1984. – V. 53. – P. 1555–1558.

76 Koehl, R. M. Direct visualization of Collective wavepacket dynamics / R. M.
Koehl, R. M. Koehl, S. Adachi, K. A. Nelson // The Journal of Physical Chemistry A. –
1999. – Vol. 103. – P. 10260–10267.

77 **Stoyanov, N. S.** Terahertz polariton propagation in patterned materials / N. S. Stoyanov, D. W. Ward, T. Feurer, K. A. Nelson // Nature Materials. – 2002. – Vol. 1. – P. 95–98.

78 Kleinman, D. A. Theory of electrooptic shock radiation in nonlinear optical media / D. A. Kleinman, D. H. Auston // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1984. – Vol. 20. – P. 964–970.

79 **Hu, B. B.** Free-space radiation from electro-optic crystals / B. B. Hu, X.-C. Zhang, D. H. Auston, P. R. Smith // Applied Physics Letters. – 1990. – Vol. 56. – P. 506–508.

80 **Theuer, M.** Efficient generation of Cherenkov-type terahertz radiation from a lithium niobate crystal with a silicon prism output coupler / M. Theuer, G. Torosyan, C. Rau, R. Beigang, K. Maki, C. Otani, K. Kawase // Applied Physics Letters. – 2006. – Vol. 88. – P.071122–1–3.

81 **Kawase, K.** Unidirectional radiation of widely tunable THz wave using a prism coupler under noncollinear phase matching condition / K. Kawase, M. Sato, K. Nakamura, T. Taniuchi, H. Ito // Applied Physics Letters. – 1997. – Vol. 71. – P. 753–755.

82 **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.

83 **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.

Nagel, M. Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics / Nagel M., Haring Bolivar P., Brucherseifer M., Kurz H. // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Vol. 80. – P. 154–156.

Kurt, H. Coupled-resonator optical waveguides for biochemical sensing of nanoliter volumes of analyte in the terahertz region / Kurt H., Citrin D.S. // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 87. – P. 24119–241121.

Zhang, J. Waveguide terahertz time-domain spectroscopy of nanometer water layers / Zhang J., Grischkowsky D. // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29. – P. 1617–1619.

87 Агранович В. М. Поверхностные поляритоны / Агранович В.М., Миллс Д.Л. – Москва: Наука, 1985.

88 Liedberg, B. Biosensing with surface plasmon resonance – how it all started / Liedberg B., Nylander C., Lundstrom I. // Biosens. Bioelectron. – 1995. – Vol. 10, no. 8 – P. i.

Bussjager, R. J. Using surface plasmon resonances to test the durability of silver copper films / Bussjager R.J., Macleod H.A. // Appl. Opt. – 1996. – Vol. 35. – Pp. 5044–5047.

Saxler, J. Time-domain measurements of surface plasmon polaritons in the terahertz frequency range / J. Saxler, J. Gómez Rivas, C. Janke, H. P. M. Pellemans, P. Haring Bolívar, H. Kurz // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol. 69. – P. 155427.

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.

Bakunov, M. I. Optical-to-terahertz conversion for plasmon-polariton surface spectroscopy / Bakunov M.I., Maslov A.V., Bodrov S.B // Opt. Photon. News, special issue "Optics in 2005." – 2005. – Vol. 16, no. 12 – P. 29.

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.

94 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.

95 **Bakunov, M. I.** Phase-matched generation of a terahertz surface wave by a subluminous optical strip / Bakunov M.I., Maslov A.V., Bodrov S.B. // J. Appl. Phys – 2005. – Vol. 98. – P. 033101.

96 **Bakunov, M. I.** Below-band-gap excitation of a terahertz surface plasmonpolariton / Bakunov M.I., Maslov A.V., Bodrov S.B. // J. Appl. Phys. – 2006. – Vol. 100. – P. 026106.

97 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.

98 **Pendry, J. B.** Mimicking surface plasmons with structured surfaces / Pendry J.B., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F.J. // Science. – 2004. – Vol. 305. – Pp. 847–848.

99 Garcia-Vidal, F. J. Surfaces with holes in them: new plasmonic metamaterials / Garcia-Vidal F.J., Martin-Moreno L., Pendry J.B. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2005. – Vol. 7. – Pp. S97–S101.

100 **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.

101 **Hamster, H.** Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser–plasma interaction / H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, R. W. Falcone // Physical Review Letters. – 1993. – Vol. 71. – P. 2725–2728.

102 **Hamster, H.** Short–pulse terahertz radiation from high–intensity–laser– produced plasmas / H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, R. W. Falcone // Physical Review E. – 1994. – Vol. 49. – P. 671–677.

103 Löffler, T. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air. T. Löffler, F. Jacob, H. G. Roskos // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 77. – P. 453–455.

104 Löffler, T. Gas–pressure dependence of terahertz–pulse generation in a laser– generated nitrogen plasma / T. Löffler, H. G. Roskos // Journal of Applied Physics. – 2002. – Vol. 91. – P. 2611–2614.

105 **D'Amico, C.** Coherent and incoherent radial THz radiation emission from femtosecond filaments in air / C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz // Optics Express. – 2007. – Vol. 15. – P. 15274–15279.

106 Liu, Y. Amplification of transition–Cherenkov terahertz radiation of femtosecond filament in air / Y. Liu, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Diaw, V. T. Tikhonchuk // Applied Physics Letters. – 2008. – Vol. 93. – P. 051108–1–3.

107 **Sun W.-F.** External electric field control of THz pulse generation in ambient air / W.-F. Sun, Y.-S. Zhou, X.-K. Wang, Y. Zhang // Optics Express. – 2008. – Vol. 16. – P. 16573–16580.

108 Быстров, А. М. Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое газа / А. М. Быстров, Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург // Письма в ЖЭТФ. – Т. 82. – Вып. 12. – С. 852–857.

109 **Kostin, V. A.** Generation of terahertz radiation by superluminous ionization front / V. A. Kostin, N. V. Vvedenskii // Czechoslovak Journal of Physics. – 2006. – Vol. 56. – P. B587–B590.

110 **Kreß, M.** Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz–emission spectroscopy / M. Kreß, T. Löffler, M. D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshammer, U. Morgner, J. Ullrich, H. G. Roskos // Nature Physics.– 2006. – Vol 2, P. 327–331.

111 **Kreß, M.** Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second–harmonic wave / M. Kreß , T. Löffler, S. Eden, M. Thomson, H. G. Roskos // Optics Letters. – 2004. – VOL. 29. P. 1120–1122.

112 **Paulus, G. G.** A Meter of the "Absolute" Phase of Few– Cycle Pulses // G. G. Paulus / Laser Physics. – 2005. – Vol. – 15. –P. 843–854.

113 Wu, H.-C. Phase-sensitive terahertz emission from gas targets irradiated by few-cycle laser pulses / H.-C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn, Z.-M. Sheng // New Journal of Physics. – 2008. – Vol. 10, P. 043001–1–10.

114 Silaev, A. A. Residual-Current Excitation in Plasmas Produced by Few-Cycle Laser Pulses / A. A. Silaev, N. V. Vvedenskii // Physical Review Letters. – 2009. – Vol. 102. – P.115005–1–4.

115 **Silaev, A. A.** Quantum-mechanical approach for calculating the residual quasidc current in a plasma produced by a few-cycle laser pulse/ A. A. Silaev, N. V. Vvedenskii // Physica Scripta. – 2009. – Vol. T135. – P.014024–1–5.

116 **Введенский, Н. В.** Ускорение электронов и генерация квазипостоянного тока в процессе ионизации газа предельно коротким лазерным импульсом / Н. В. Введенский, А. А. Силаев // Вопросы атомной науки и техники, серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения». – 2008. – Вып. 4. – С. 231–236.

117 Sheng, Z.-M. Simulation of high power THz emission from laser interaction with tenuous plasma ad gas targets / Z.-M. Sheng, H.-C. Wu, W.-M. Wang, M. Chen, X.-G. Dong, J. Zheng, J. Zhang // Communications in computational physics. – 2008. – Vol. 4. – Iss. 5. – P. 1258–1278.

118 **Chen, M.** Theoretical analysis and simulations of strong terahertz radiation from the interaction of ultrashort laser pulses with gases / M. Chen, A. Pukhov, X.-Y. Peng, O. Willi // Physical Reviev E. – 2008. – Vol. 78. – Iss. 4. – P. 046406–1–7.

119 **Kress, M.** Few-Cycle Laser Pulses: The Carrier-Envelope Phase, Its Role in the THz Emission from Laser-Generated Plasmas and a New Way to Measure It / M. Kress, T. Löffler, M. D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshammer, U. Morgner, J. Ullrich, H. G. Roskos // Acta Physica Polonica A. – 2008. – Vol. 113. – No. 3. – P. 769–776.

120 **Kim, K.-Y.** Generation of coherent terahertz radiation in ultrafast laser-gas interactions / K.-Y. Kim // Physics of Plasmas. – 2009. – Vol. 16. – P. 056706–1–8.

121 Leemans, W. P. Terahertz radiation from laser accelerated electron bunches /
W. P. Leemans, J. van Tilborg, J. Faure, C. G. R. Geddes, Cs. Tóth, C. B. Schroeder,
E. Esarey, G. Fubiani // Physics of Plasmas. – 2004. – Vol. 11. – N. 5. – P. 2899–2906.

122 **Scrinzi, A.** Ionization Above the Coulomb Barrier / A. Scrinzi, M. Geissler, T. Brabec // Physical Review Letters. – 1999. – Vol. 83. – P. 706–709.

123 **Bauer, D.** Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent Schrödinger-equation calculations / D. Bauer, P. Mulser // Physical Review A. – 1999. – Vol. 59. – P. – 569–577.

124 Saalmann, U. Mechanisms of cluster ionization in strong laser pulses / U. Saalmann, Ch. Siedschlag, J. M. Rost // Journal of Physics B. – 2006. – Vol. 39. – P. R39–R77.

125 Krainov, V. P. Cluster beams in the super-intense femtosecond laser pulse / V.
P. Krainov, M. B. Smirnov // Phys. Rep. – 2002. – Vol. 370. – P. 237–331.

126 **Shao, Y. L.** Multi-keV Electron Generation in the Interaction of Intense Laser Pulses with Xe Clusters / Y. L. Shao, T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, J. P. Marangos, M.H.R. Hutchinson // Physical Review Letters. – 1996. – Vol. 77. – P. 3343– 3346.

127 **Ditmire, T.** High-energy ions produced in explosions of superheated atomic clusters / T. Ditmire, J. W. G. Tisch, E. Springate, M. B. Mason, N. Hay, R. A. Smith, J. P. Marangos, M. H. R. Hutchinson // Nature (London). – 1997. – Vol. 386. – P. 54–56.

128 Lezius, M. Hot nanoplasmas from intense laser irradiation of argon clusters / M. Lezius, S. Dobosz, D. Normand, M. Schmidt // Journal of Physics B. – 1997. – Vol. 30. – P. L251–L258.

129 **Singhal, H.** Spectral blueshifts in laser light scattered from argon-gas-cluster plasmas / H. Singhal, V. Arora, P. A. Naik, P. D. Gupta // Physical Review A. – 2005. – Vol. 72. – P. 0432011–0432017.

130 **Bystrov, A. M.** Infrared to ultraviolet light conversion in laser-cluster interactions / A. M. Bystrov, V. B. Gildenburg // Physical Review Letters. – 2009. – Vol. 103. – P. 0834011–0834014.

131 **Donnelly, T. D.** High-Order Harmonic Generation in Atom Clusters / T. D. Donnelly, T. Ditmire, K. Neuman, M. D. Perry, R. W. Falcone // Physical Review Letters. – 1996. – Vol. 76. – P. 2472–2476.

132 **Kundu, M.** Harmonic generation from laser–irradiated clusters / M. Kundu, S. V. Popruzhenko, D. Bauer // Physical Review A. – 2007. – Vol. 76. – P. 0332011–0332015.

133 **Popruzhenko, S. V.** Harmonic emission from cluster nanoplasmas subject to intense short laser pulses / S. V. Popruzhenko, M. Kundu, D. F. Zaretsky, D. Bauer // Physical Review A.- 2008. – Vol. 77. – P. 0632011–06320111.

134 **McPherson, A.** Multiphoton–induced X–ray emission at 4–5 keV from Xe atoms with multiple core vacancies / A. McPherson, B. D. Thompson, A. B. Borisov, K. Boyer, C. K. Rhodes // Nature (London). - 1994. – Vol. 370. – P. 631–634.

135 **Ditmire, T.** Strong X–ray emission from high–temperature plasmas by intence irradiation of cluster / T. Ditmire, T. Donnelly, R.W. Falcone, M. D. Perry // Physical Review Letters. -1995. – Vol. 75. – P. 3122–3125.

136 **Parra, E.** X–ray and extreme ultraviolet emission induced by variable pulse– width irradiation of Ar and Kr clusters and droplets / E. Parra, I. Alexeev, J. Fan, K.Y. Kim, S.J. McNaught, H.M. Milchberg // Physical Review E.- 2000. – Vol. 62. – P. R5931–R5934.

137 **Sailaja, S.** Efficient absorption and intense soft X–ray emission from gas cluster plasmas irradiated by 25–ps laser pulses / S. Sailaja, R. A. Khan, P.A. Naik, P.D. Gupta // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2005. – Vol. 33. – P. 1006–1012.

138 Ditmire, T. Interaction of intense laser pulses with atomic clusters / T. Ditmire,
T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, M. D. Perry // Physical Review A.-1996.
Vol. 53. – P. 3379–3402.

139 **Milchberg, H. M.** Plasma hydrodynamics of the intense laser-cluster interaction / H. M. Milchberg, S. J. McNaught, E. Parra // Physical Review E.- 2001. – Vol. 64. – P. 564021–564027.

140 Parra, E. Hydrodynamic time scales for intense laser-heated clusters / E. Parra,
I. Alexeev, J. Fan, K. Y. Kim, S. J. McNaught, H.M. Milchberg // J. Opt. Soc. Am. B.2003. – Vol. 20. – P. 118–124.

141 Corkum, P. B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization /
P. B. Corkum // Physical Review Letters. – 1993. – Vol. 71. – P. 1994–1997.

142 Morisson Faria, C. F. High–order harmonic generation from a confined atom / C. F. de Morisson Faria and J. –M. Rost // Physical Review A.- 2000. – Vol. 62. – P. 0514021–0514024.

143 Véniard, V. Atomic clusters submitted to an intense short laser pulse: A density–functional approach / V. Véniard, R. Taïeb, A. Maquet // Physical Review A.-2001. – Vol. 65. – P. 0132021–0132027.

144 **Dromey, B.** High harmonic generation in the relativistic limit / B. Dromey , M. Zepf , A. Gopal , K. Lancaster , M. S. Wei , K. Krushelnick , M. Tatarakis , N. Vakakis ,

S. Moustaizis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, P. Norreys // Nat. Phys. – 2006. – Vol. 2. – P. 456–459.

145 Thaury, C. Plasma mirrors for ultrahigh–intensity optics / C. Thaury, F. Quéré,
J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. D'Oliveira,
P. Audebert, R. Marjoribanks, Ph. Martin // Nature Physics. – 2007. – Vol. 3. – P. 424–429.

146 **Fomichev, S. V.** Laser–induced nonlinear excitation of collective electron motion in a cluster / S.V. Fomichev, S.V. Popruzhenko, D.F. Zaretsky, W. Becker // J. Phys. B. – 2003. – Vol. 36. – P. 3817–3834.

147 **Tisch, J. W. G.** Investigation of high–harmonic generation from xenon atom clusters / J.W.G. Tisch, T. Ditmire, D.J. Fraser, N. Hay, M.B. Mason, E. Springate, J.P. Marangos, M.H.R. Hutchinson // J. Phys. B.– 1997. – Vol. 30. – P. L709–L714.

148 **Vozzi, C.** Cluster effects in high–order harmonics generated by ultrashort light pulses / C. Vozzi, M. Nisoli, J–P. Caumes, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, M. Vecchiocattivi, D. Bassi, M. Pascolini, L. Poletto, P. Villoresi, G. Tondello // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 86. – P. 111121–1–3.

149 Shim, B. Enhanced Harmonic Generation from Expanding Clusters / B. Shim,
G. Hays, R. Zgadzaj, T. Ditmire, M. C. Downer // Physical Review Letters. – 2007. –
Vol. 98. – P. 1239021–1239024.

150 **Fomyts'kyi, M. V.** Harmonic generation in clusters / B.N. Breizman, A.V. Arefiev, C. Chiu // Physics of Plasmas. – 2004. – Vol. 11. – P. 3349–3359.

151 **Fomichev, S. V.** Classical molecular–dynamics simulations of laser–irradiated clusters: Nonlinear electrondynamics and resonance–enhanced low–order harmonic generation / S.V. Fomichev, D. F. Zaretsky, D. Bauer, W.Becker // Physical Review A. – 2005. – Vo. 71. – P. 0132011–01320113.

152 Kundu, M. Nonlinear Resonance Absorption in the Laser–Cluster Interaction /
M. Kundu, D. Bauer // Physical Review Letters. – 2006. – Vol. 96. – P. 1234011–
1234014.

153 Chen, Y. Characterization of terahertz emission from a dc-biased filament in air
/ Y. Chen, T. Wang, C. Marceau, F. Théberge, M. Châteauneuf, J. Dubois, O. Kosareva,
S. L. Chin // Applied Physics Letters. – 2009. – Vol. 95. – P. 101101–1–3.

154 **Rose–Petruck, C.** Ultrafast electron dynamics and inner–shell ionization in laser driven clusters / C.Rose–Petruck, K.J. Schafer, K.R. Wilson, C. P. J.Barty // Physical Review A. – 1997. – Vol. 55. – P. 1182–1190.

155 **Bauer, D.** Dynamical ionization ignition of clusters in intense short laser pulses / D. Bauer, A. Macchi // Physical Review A. – 2003. – Vol. 68. – P. 0332011–03320110.

156 **Mulser, P.** Collisionless absorption in clusters out of linear resonance / P. Mulser and M. Kanapathipillai // Physical Review A.- 2005. – Vol. 71. – P. 0632011– 06320112.

157 **Parks, P. B.** Model of neutron–production rates from femtosecond–laser– cluster interactions / P. B. Parks, T. E. Cowan, R. B. Stephens, E. M. Campbell // Physical Review A. – 2001. – Vol. 63. – P. 0632031–06320312.

158 **Rae, S. C.** Detailed simulations of plasma–induced spectral blueshifting / S.C. Rae, K. Burnett // Physical Review A. - 1992. – Vol. 46. – P. 1084–1090.

159 **Zaretsky, D. F.** Landau damping in thin films irradiated by a strong laser field / D.F. Zaretsky, Ph. A. Korneev, S. V. Popruzhenko, W. Becker // J. Phys. B.- 2004. – Vol. 37. – P. 4817–4830.

160 Zaretsky, D. F. Collisionless absorption of intense laser radiation in nanoplasma / D.F. Zaretsky, Ph. A. Korneev, S. V. Popruzhenko // Quantum Electron.-2007. – Vol. 37. – P. 565–574.

161 **Lippitz, M.** Third–Harmonic Generation from Single Gold Nanoparticles / M. Lippitz, M. A. van Dijk, M. Orrit // Nano Lett. – 2005. – Vol. 5. – P. 799–802.

162 **Popruzhenko, S. V.** Third harmonic generation by small metal clusters in a dielectric medium / S. V. Popruzhenko, D. F. Zaretsky, W. Becker // Journal of Physics B. -2006. – Vol. 39. – P. 4933–4943.

163 Antonsen, T. M. Resonant heating of a cluster plasma by intense laser light / T.
M. Antonsen, Jr., T. Taguchi, A. Gupta, J. Palastro, H.M. Milchberg // Physics of Plasmas.- 2005. – Vol. 12. – P. 0567031–0567038.

164 **Jungreuthmayer, C.** Microscopic Analysis of Large–Cluster Explosion in Intense Laser Fields / C. Jungreuthmayer, M. Geissler, J. Zanghellini, T. Brabec // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 92. – P. 1334011–1334014.

165 Cavalieri, A.L. 1.5-cycle near infrared laser waveforms and their use for the generation of ultra-broadband soft-x-ray harmonic continua / A.L. Cavalieri,

E. Goulielmakis, B. Horvath, W. Helml, M. Schultze, M. Fieß, V. Pervak, L. Veisz,
V.S. Yakovlev, M. Uiberacker, A. Apolonski, F. Krausz, R. Kienberger // New J. Phys. –
2007. – Vol. 9, № 7. – Art. no. 242.

166 **Грюбеле, М.** Сверхбыстрая динамика химических реакций / М. Грюбеле, А.Х. Зивейл // УФН. – 1991. – Т. 161, вып. 3. – С. 69—87.

167 Agostini, P. The physics of attosecond light pulses / P. Agostini, L.F. DiMauro
// Rep. Prog. Phys. – 2004. – Vol. 67, № 6. – P. 813—855.

168 **Corkum, P.B.** Attosecond science / P.B. Corkum, F. Krausz // Nature Phys. – 2007. – Vol. 3. – P. 381–387.

169 **Krausz, F.** Attosecond physics / F. Krausz, M. Ivanov // Rev. Mod. Phys. – 2009. Vol. 81, № 1. – P. 163–234.

170 **Lewenstein, M.** Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields / M. Lewenstein, Ph. Balcou, M.Yu. Ivanov, A. L'Huillier, P.B. Corkum // Phys. Rev. A. – 1994. – Vol. 49, № 3. – P. 2117—2132.

171 **Gaarde, M.B.** Spatiotemporal separation of high harmonic radiation into two quantum path components / M.B. Gaarde, F. Salin, E. Constant, Ph. Balcou, K.J. Schafer, K.C. Kulander, A. L'Huillier // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 59, № 2. P. 1367—1373.

172 Antoine, P. Attosecond pulse trains using high-order harmonics / P. Antoine, A. L'Huillier, M. Lewenstein // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77, № 7. – P. 1234—1237.

173 Bellini, M. Temporal coherence of ultrashort high-order harmonic pulses /
M. Bellini, C. Lyngå, A. Tozzi, M.B. Gaarde, T.W. Hänsch, A. L'Huillier, G. Wahlström
// Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 81, № 2. – P. 297—300.

174 López-Martens, R. Amplitude and phase control of attosecond light pulses /
R. López-Martens, K. Varjú, P. Johnsson, J. Mauritsson, Y. Mairesse, P. Salières,
M.B. Gaarde, K.J. Schafer, A. Persson, S. Svanberg, C.-G. Wahlström, A. L'Huillier //
Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94, № 3. – Art. no. 033001.

175 Kim, K.T. Single sub-50-attosecond pulse generation from chirp-compensated harmonic radiation using material dispersion / K.T. Kim, C.M. Kim, M.G. Baik,
G. Umesh, C.H. Nam // Phys. Rev. A. – 2004. – Vol. 69, № 5. – Art. no. 051805(R).
176 **Paul, P.M.** Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation / P.M. Paul, E.S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, Ph. Balcou, H.G. Muller, P. Agostini // Science. – 2001. – Vol. 292. – P. 1689–1692.

177 Hentschel, M. Attosecond metrology / M. Hentschel, R. Kienberger,
Ch. Spielmann, G.A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann,
M. Drescher, F. Krausz // Nature. – 2001. – Vol. 414. – P. 509–513.

178 **Goulielmakis, E.** Single-cycle nonlinear optics / E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V.S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A.L. Aquila, E.M. Gullikson, D.T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, U. Kleineberg // Science. – 2008. – Vol. 320. – P. 1614—1617.

179 **Christov, I. P.** High-harmonic generation of attosecond pulses in the "singlecycle" regime / I.P. Christov, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 78, № 7. – P. 1251—1254.

180 Kienberger, R. Steering attosecond electron wave packets with light /
R. Kienberger, M. Hentschel, M. Uiberacker, Ch. Spielmann, M. Kitzler, A. Scrinzi,
M. Wieland, Th. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher,
F. Krausz // Science. – 2002. – Vol. 297. – P. 1144—1148.

181 Drescher, M. Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy / M. Drescher,
M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi,
Th. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, F. Krausz // Nature. – 2002. – Vol.
419. – P. 803—807.

182 Baltuška, A. Attosecond control of electronic processes by intense light fields /
A. Baltuška, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle,
R. Holzwarth, V.S. Yakovlev, A. Scrinzi, T.W. Hänsch, F. Krausz // Nature. – 2003. –
Vol. 421. –P. 611—615.

183 Kienberger, R. Atomic transient recorder / R. Kienberger, E. Goulielmakis,
M. Uiberacker, A. Baltuška, V. Yakovlev, F. Bammer, A. Scrinzi, Th. Westerwalbesloh,
U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, F. Krausz // Nature. – 2004. – Vol. 427. –
P. 817—821.

184 **Corkum, P. B.** Subfemtosecond pulses / P.B. Corkum, N.H. Burnett, M.Yu. Ivanov // Opt. Lett. – 1994. – Vol. 19, № 22. – P. 1870—1872.

185 Tcherbakoff, O. Time gated high order harmonic generation / O. Tcherbakoff,
E. Mével, D. Descamps, J. Plumridge, E. Constant // Phys. Rev. A. – 2003. – Vol. 68, №
4. – Art. no. 043804.

186 **Платоненко, В. Т.** Генерация одиночного аттосекундного рентгеновского импульса / В.Т. Платоненко, В.В. Стрелков // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, вып. 9. – С. 771—772.

187 **Chang, Z.** Single attosecond pulse and xuv supercontinuum in the high-order harmonic plateau / Z. Chang // Phys. Rev. A. -2004. - Vol. 70, No 4. - Art. no. 043802.

188 Sola, I. J. Controlling attosecond electron dynamics by phase-stabilized
polarization gating / I.J. Sola, E. Mével, L. Elouga, E. Constant, V. Strelkov, L. Poletto,
P. Villoresi, F. Benedetti, J.-P. Caumes, S. Stagira, C. Vozzi, G. Sansone, M. Nisoli //
Nature Phys. – 2006. – Vol. 2. – P. 319–322.

189 Sansone, G. Isolated single-cycle attosecond pulses / G. Sansone, E. Benedetti,
F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci,
R. Velotta, S. Stagira, S. De Silvestri, M. Nisoli // Science. – 2006. – Vol. 314. –
P. 443—446.

190 **Mashiko, H.** Double optical gating of high-order harmonic generation with carrier-envelope phase stabilized lasers / H. Mashiko, S. Gilbertson, C. Li, S.D. Khan, M.M. Shakya, E. Moon, Z. Chang // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100, № 10. – Art. no. 103906.

191 Mauritsson, J. Attosecond pulse trains generated using two color laser fields /
J. Mauritsson, P. Johnsson, E. Gustafsson, A. L'Huillier, K.J. Schafer, M.B. Gaarde //
Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 97, № 1. – Art. no. 013001.

192 **Carman, R. L.** Visible Harmonic Emission as a Way of Measuring Profile Steepening / R. L. Carman, D. W. Forslund, J. M. Kindell // Physical Review Letters. – 1981. – Vol. 46. – P. 29–32.

193 **Bezzerides, B.** Plasma Mechanism for Ultraviolet Harmonic Radiation Due to Intense CO2 Light / B. Bezzerides, R. D. Jones, D. W. Forslund // Physical Review Letters. – 1982. – Vol. 49. – P. 202–205.

194 **Kohlweyer, S.** Harmonic generation from solid-vacuum interface irradiated at high laser intensities / S. Kohlweyer, G. D. Tsakiris, C.-G. Wahlström, C. Tillman, I. Mercer // Opt. Commun. – 1995. – Vol. 117. – P. 431–438.

195 von der Linde, D. Generation of high-order harmonics from solid surfaces by intense femtosecond laser pulses / D. von der Linde, T. Engers, G. Jenke, P. Agostini, G. Grillon, E. Nibbering, A. Mysyrowicz, A. Antonetti // Physical review A. – 1995. – Vol. 52. – P. R25–R27.

196 **Bulanov, S. V.** Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma / S. V. Bulanov, N. M. Naumova, F. Pegoraro // Physics of Plasmas. – 1994. – Vol. 1. – P. 745–757.

197 Lichters, R. Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity / R. Lichters, J. M. ter Vehn, A. Pukhov // Physics of Plasmas. – 1996. – Vol. 3. – P. 3425–3437.

198 Gibbon P. Harmonic Generation by Femtosecond Laser-Solid Interaction: A Coherent "Water-Window" Light Source? / P. Gibbon // Physical Review Letters. – 1996.
– Vol. 76. – P. 50–53.

199 **Zepf, M.** Role of the plasma scale length in the harmonic generation from solid targets / M. Zepf, G. D. Tsakiris, G. Pretzler, I. Watts, D. M. Chambers, P. A. Norreys, U. Andiel, A. E. Dangor, K. Eidmann, C. Gahn, A. Machacek, J. S. Wark, K. Witte // Physical Review E. – 1998. – Vol. 58. – P. R5253–R5256.

200 **Tarasevitch, A.** Generation of high-order spatially coherent harmonics from solid targets by femtosecond laser pulses / A. Tarasevitch, A. Orisch, D. von der Linde, P. Balcou, G. Rey, J.-P. Chambaret, U. Teubner, D. Klopfel, W. Theobald // Physical Review A. – 2000. – Vol. 62. – P. 023816.

201 Gordienko, S. Relativistic Doppler Effect: Universal Spectra and Zeptosecond Pulses / S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, T. Baeva // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 93. – P. 115002.

202 Gordienko, S. Coherent Focusing of High Harmonics: A New Way Towards the Extreme Intensities / S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, T. Baeva // Physical Review Letters. – 2005. – Vol. 94. – P. 103903.

203 **Baeva, T.** Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma / T. Baeva, S. Gordienko, A. Pukhov // Physical Review E. – 2006. – Vol. 74. – P. 046404.

204 **Dromey, B.** High harmonic generation in the relativistic limit / B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S.

Moustaizis, R. Kodama, M. Tampo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, P. Norreysand // Nature Physics. – 2006. – Vol. 2. – P. 456–459.

205 **Dromey, B.** Bright Multi-keV Harmonic Generation from Relativistically Oscillating Plasma Surfaces / B. Dromey, S. Kar, C. Bellei, D. C. Carroll, R. J. Clarke., J. S. Green, S. Kneip, K. Markey, S. R. Nagel, P. T. Simpson, L. Willingale, P. McKenna, D. Neely, Z. Najmudin, K. Krushelnick, P. A. Norreys, M. Zepf // Physical Review Letters. – 2007. – Vol. 99. – P. 085001.

206 **Dromey, B.** Diffraction-limited performance and focusing of high harmonics from relativistic plasmas / B. Dromey, D. Adams, R. Horlein, Y. Nomura, S. G. Rykovanov, D. C. Carroll, P. S. Foster, S. Kar, K. Markey, P. McKenna, D. Neely, M. Geissler, G. D. Tsakiris, M. Zepf // Nature Physics. – 2009. – Vol. 5. – P. 146–152.

207 **Boyd, T. J. M.** Anomalies in Universal Intensity Scaling in Ultrarelativistic Laser-Plasma Interactions / T. J. M. Boyd, R. Ondarza-Rovira // Physical Review Letters. – 2008. – Vol. 101. – P. 125004.

208 an der Brugge, D. Enhanced relativistic harmonics by electron nanobunching / D. an der Brugge, A. Pukhov // Physics of Plasmas. – 2010. – Vol. 17. – P. 033110.

209 **Quere, F.** Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas / F. Quere, C. Thaury, P. Monot, S. Dobosz, P. Martin, J.-P. Geindre, P. Audebert // Physical Review Letters. – 2006. – Vol. 101. – P. 125004.

210 **Brunel, F.** Not-so-resonant, resonant absorption / F. Brunel // Physical Review Letters. – 1987. – Vol. 59. – P. 52–55.

211 **Teubner, U.** Harmonic Emission from the Rear Side of Thin Overdense Foils Irradiated with Intense Ultrashort Laser Pulses / U. Teubner, K. Eidmann, U. Wagner, U. Andiel, F. Pisani, G. D. Tsakiris, K. Witte, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel, E. Forster // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 92. – P. 185001.

212 **Thaury, C.** Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics / C. Thaury, F. Quere, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Reau, P. d'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, P. Martin // Nature Physics. – 2007. – Vol. 2. – P. 424–429.

213 **Thaury, C.** Coherent dynamics of plasma mirrors / C. Thaury, H. George, F. Quere, R. Loch, J.-P. Geindre, P. Monot, P. Martin // Nature Physics. – 2008. – Vol. 4. – P. 631–634.

214 Plaja, L. Generation of attosecond pulse trains during the reflection of a very

intense laser on a solid surface / L. Plaja, L. Roso, K. Rzazewski, M. Lewenstein // Journal of the Optical Society of America B. – 1998. – Vol. 15. – P. 1904-1911.

215 **Pirozhkov, A. S.** Attosecond pulse generation in the relativistic regime of the laser-foil interaction: The sliding mirror model / A. S. Pirozhkov, S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, M. Mori, A. Sagisaka, H. Daido // Physics of Plasmas. – 2006. – Vol. 13. – P. 013107.

216 Tsakiris, G. D. Route to intense single attosecond pulses / G. D. Tsakiris, K.
Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, F. Krausz // New Journal of Physics. – 2006. – Vol. 8. – P.
19.

217 **Geissler, M.** 3D simulations of surface harmonic generation with few-cycle laser pulses / M. Geissler, S. Rykovanov, J. Schreiber, J. Meyer-ter-Vehn, G. D. Tsakiris // New Journal of Physics. – 2007. – Vol. 9. – P. 218.

218 **Naumova, N. M.** Relativistic Generation of Isolated Attosecond Pulses in a λ^3 Focal Volume / N. M. Naumova, J. A. Nees, I. V. Sokolov, B. Hou, G. A. Mourou // Physical Review Letters. – 2004. – Vol. 6. – P. 063902.

219 **Rykovanov, S. G.** Intense single attosecond pulses from surface harmonics using the polarization gating technique / S. G. Rykovanov, M. Geissler, J. Meyer-ter-Vehn, G. D. Tsakiris // New Journal of Physics. – 2008. – Vol. 10. – P. 025025.

220 **Nomura, Y.** Attosecond phase locking of harmonics emitted from laserproduced plasmas / Y. Nomura, R. Horlein, P. Tzallas, B. Dromey, S. Rykovanov, Zs. Major, J. Osterhoff, S. Karsch, L. Veisz, M. Zepf, D. Charalambidis, F. Krausz, G. D. Tsakiris // Nature Physics. – 2009. – Vol. 5. – P. 124–128.

221 Matthews, D.L. Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier / D. L. Matthews, P.
L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medecki, B. J.
MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M.
Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone, T. A.
Weaver // Physical Review Letters. – 1985. – Vol. 54. – P. 110–113.

222 **Suckewer, S.** Amplification of stimulated soft x-ray emission in a confined plasma column / S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane, D. Voorhees // Physical Review Letters. – 1985. – Vol. 55. – P. 1753–1756.

223 **Lemoff, B. E.** Demonstration of a 10-Hz Femtosecond-Pulse-Driven XUV Laser at 41.8 nm in Xe IX / B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty, S. E. Harris // Physical Review Letters. – 1995. – Vol. 74. – P. 1574–1577.

224 Sebban, S. Saturated Amplification of a Collisionally Pumped Optical-Field-Ionization Soft X-Ray Laser at 41.8 nm / S. Sebban, R. Haroutunian, Ph. Balcou, G.
Grillon, A. Rousse, S. Kazamias, T. Marin, J. P. Rousseau, L. Notebaert, M. Pittman, J.
P. Chambaret, A. Antonetti, D. Hulin, D. Ros, A. Klisnick, A. Carillon, P. Jaeglé, G.
Jamelot, J. F. Wyart // Physical Review Letters. – 2001. – Vol. 86. – P. 3004–3007.

225 **Spence, D. J.** Gas-filled capillary discharge waveguides / D. J. Spence, A. Butler, S. M. Hooker // Journal of Optical Society of America B. – 2003. – Vol. 20. – P. 138–151.

226 **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.

227 **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.

228 **Ku, R.T.** Long-Path Monitoring of Atmospheric Carbon Monoxide with a Tunable Diode Laser System / R.T.Ku, E.D.Hinkley, J.O.Sample, // Appl.Opt. – 1975. – Vol.14. -P.854-861.

229 **Reid, J.** Spectroscopic trace gas analysis using semiconductor diode lasers / J.Reid, J.Shewchun, B.S.Garside, A.E.Ballik // Appl.Opt.- 1978. - Vol.17. – P.300-306.

230 Schiff, H.I. Atmospheric Trace Gas Measurements by TDLAS / H.I. Schiff,G.I. Mackay, J. Bechara// Res. Chemical. Intermediates. – 1994. - Vol.20. – P.525-556.

231 Webster, C. Infrared laser absorption: theory and applications / C.Webster, R.Menzies, E.Hinkley // in Laser Remote Chemical Analysis, ed. R.Measures (Wiley, NY). – 1988.- P.163-272..

232 **Rothman, L.S.** The HITRAN molecular spectroscopic data base and HAWKS (HITRAN Atmospheric Work Station) : 1996 edition / L. S. Rothman, C.P. Rinsland, A. Goldman, S. T. Massie, D. P. Edwards, J.-M. Flaud, A. Perrin, C. Camy-Peyret, V. Dana,

J.-Y. Mandin, J. Schroeder, A. Mc. Cann, R. R. Gamache, R. B. Wattson, K. Yoshino, K.
V. Chance, K. W. Jucks, L. R. Brown, V. Nemtchinov, P. Varanasi, // J. Quant.
Spectrosc. Radiat. Transfer. – 1998. – Vol.60. - P.665-710.

Kroll, N.M. Parametric amplification in spatially extended media amplification to the design of tunable oscillator at optical frequencies // Phys. Rev. – 1962. – Vol.127. –P.1207-1211.

Ахманов, С.А. Об одной возможности усиления световых волн / Ахманов С.А., Хохлов Р.В. // ЖЭТФ. – 1962. - Т.43. - С. 351-353.

Kingston, R.H. Parametric amplification and oscillation at optical frequencies // Proc. IRE. – 1962. – Vol.50. - P.472.

236 Ахманов, С.А. Перестраиваемый ПГС на кристалле KDP / С.А.Ахманов, А.И.Ковригин, А.С. Пискарскас, В.В.Фадеев, Р.В.Хохлов // Письма в ЖЭТФ.- 1966. – Т.9. -С. 372-378.

Giordmaine, J.A. Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies / J.A. Giordmaine, R.C. Miller // Phys. Rev. Letts. – 1965. - Vol.14. - P. 973-976.

Ковригин, А.И. Параметрическая генерация при малых уровнях мощности накачки // В кн.: Нелинейные процессы в оптике. Новосибирск, «Наука». – 1970. – С. 159-169.

Цернике, Ф. Прикладная нелинейная оптика / Цернике Ф., Мидвинтер Д.Ж. // Пер. с англ. Под ред. С.А. Ахманова. – М.: Мир, 1976. – 262с.

Boyd, G.D. Parametric interaction of focused gaussian light beams / G.D.Boyd, D.A. Kleiman // J. Appl. Phys. – 1968. - V.39. - P.3597-3639.

Сущик, М.М. Оптимальная фокусировка накачки в однородных ПГС / М.М.Сущик, Г.И. Фрейдман // Изв. Вузов СССР. «Радиофизика». – 1973. - Т.16. - С. 898-902.

242 Armstrong, J. A. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric / J.
A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan // Phys. Rev.- 1962.- Vol. 127.
- P.1918–1939.

Yamada, M. First order quasi-phase matched LiNbO₃ waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second harmonic generation / M.

Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe // Appl. Phys. Lett. – 1993. – Vol.62. – P.435–437.

244 **Burns, W. K.** Second harmonic generation in field poled, quasi-phasematched, bulk LiNbO₃ / W. K. Burns, W. McElhanon, L. Goldberg // IEEE Photon. Technol. Lett. – 1994. – Vol.6. – P.252–254.

245 Webjörn, J. Quasi-phase-matched blue light generation inbulk lithium niobate, electrically poled via periodic liquidelectrodes / J.Webjörn, V. Pruneri, P. St. Russel, J. R. M. Barr, D.C. Hanna // Electron. Lett. – 1994 - Vol.30. – P.894–895.

246 **Myers, L. E.** Quasi phase matched 1.064-μm-pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled LiNbO₃ / L. E. Myers, G. D. Miller, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg // Opt. Lett. -1995. - Vol. 20. - P.52–54.

247 **Goldberg, L.** Difference frequency generation of tunable mid-infrared radiation in bulk periodically poled LiNbO₃/L. Goldberg, W. K. Burns, R. W. McElhanon // Opt. Lett. – 1995. - Vol.20. - P.1280–1282.

248 **Vodopyanov, K. L.** Broadly tunable noncritically phase-matched $ZnGeP_2$ optical parametric oscillator with a 2-µJ pump threshold / K. L. Vodopyanov, P. Schunemann // Optics Letters. – 2003. - Vol. 28. - P.441-443.

249 **Budni, P.A.** High-power/high-brightness diode-pumped 1.9-μm thulium and resonantly pumped 2.1-μm holmium lasers / P.A. Budni, M.L. Lemons, J.R. Mosto, E.P. Chicklis // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2000. – Vol.6. - P.629-634.

250 **Lippert, E.** Fibre laser pumped midinfrared source / E. Lippert, G. Rustad, S. Nicolas, G. Arisholm, K. Stenersen // in *SolidState Laser Technologies and Femtosecond Phenomena*, J. A. C. Terry ,W. A. Clarkson, eds. Proc. SPIE. – 2004. – Vol.5620. - P.56-62.

251 Сидоров, Ю. Г. Молекулярно-лучевая эпитаксия твердых растворов Cd-Hg-Te на «альтернативных» подложках / Ю. Г.Сидоров, С. А. Дворецкий, В. С. Варавин, Н.Н. Михайлов, М.В.Якушев, И.В. Сабинина // ФТП. - 2001.- Т. 35. - С. 1092-1101.

252 Алешкин, В.Я. Наблюдение излучения среднего инфракрасного диапазона в полупроводниковых лазерах, генерирующих две частотные полосы в ближнем инфракрасном диапазоне / В.Я.Алешкин, В.И. Гавриленко, С.В. Морозов, К.В. Маремьянин, Б.Н.Звонков, С.М.Некоркин // ФТП. – 2005. – Т.39. - С.153-156.

253 Алешкин, В.Я. Конкуренция мод, неустойчивость и генерация вторых гармоник в двухчастотных лазерах InGaAs/GaAs/InGaP / В.Я.Алешкин, Б.Н.Звонков, С.М.Некоркин, Вл.В.Кочаровский // ФТП. – 2005. – Т.39. - С.171-174.

254 **Ноздрин, Ю. Н.** Стимулированное излучение из CdxHg1-xTe на длине волны 3400 нм при 77 К / Ю.Н.Ноздрин, А.В. Окомельков, А.П. Котков, А.Н. Моисеев, Н.Д. Гришнова // Письма в ЖЭТФ. -2004. - Т.80, - С.29-31.

255 **Ноздрин, Ю.Н.** Индуцированное и спонтанное излучение структур CdxHg1-xTe в диапазоне 3.2-3.7 мкм при 77К / Ю.Н.Ноздрин, А.В. Окомельков, А.П. Котков, А.Н. Моисеев, Н.Д. Гришнова // ФТП. - 2004. - Т.38.- С.1419-1422.

256 **Андронов, А.А.** Спонтанное и стимулированное излучение из полупроводниковых пленок Cd_xHg_{1-x}Te / A.A. Андронов, Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков // ΦTΠ. - 2006. – T.40(11). – C.1300-1308.

257 **Krier, A.** (ed.) Mid-infrared Semiconductor Optoelectrinics / Krier, A. (ed.) // London: Springer. – 2006. – 428p.

258 **Cockburn, J.** Mid-infrared Quantum Cascade Lasers Springer series in Optical Sciences // Springer-Verlag London Limited. - 2006. - 739p.

259 **Hofstetter, D.** High Performance Quantum Cascade Lasers and Their Applications / Daniel Hofstetter, Jerome Faist // in Solid-State Mid-Infrared Laser Sources, Topics Appl. Phys. -2003. – Vol.89. – P.61–98.

260 Ebrahim-Zadeh, M. Mid-infrared Coherent Sources and Application / M.Ebrahim-Zadeh, I.T.Sorokina // Dordrecht: Springer. – 2008. – P.511-544.

261 **Zvonkov B. N.** Room-temperature intracavity difference-frequency generation in butt-joint diode lasers / B. N. Zvonkov, A. A. Biryukov, A. V. Ershov, S. M. Nekorkin, V. Ya. Aleshkin, V. I. Gavrilenko, A. A. Dubinov, K. V. Maremyanin, S. V. Morozov, A. A. Belyanin, V. V. Kocharovsky, Vl. V. Kocharovsky // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol.92 - P.021122.

262 **Guillotel E.** Parametric amplification in GaAs/AlO_x waveguide / E. Guillotel, M. Ravaro, F. Ghiglieno, C. Langlois, C. Ricolleau, S. Ducci, I Favero, G. Leo // Appl. Phys. Lett. -2009. – Vol.**94. – P.** 171110.

263 **De Rossi**, A. Counter propagating twin photons by parametric fluorescence / A. De Rossi, V.Begrer // Phys. Rev. Lett. – 2002. –Vol.88. – P.043901-1.

264 **Nishizawa**, **N.** Widely wavelength-tunable ultrashort pulse generation using polarization maintaining optical fibers / N.Nishizawa, T.Goto // IEEE J. Select. Topics Quantum Electron. – 2001. – Vol. 7. – P. 518–524.

265 **Желтиков, А.М.** Нелинейная оптика микроструктурированных волокон / А.М. Желтиков // Успехи Физических Наук. – 2004. – Вып. 174. – С. 73–105.

266 Dudley, J.M. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber /
J.M. Dudley, G. Genty, S. Coen // Reviews of Modern Physics. – 2006. – Vol. 78. –
P. 1135–1184.

267 Nishizawa, N. Widely Broadened Super Continuum Generation Using Highly Nonlinear Dispersion Shifted Fibers and Femtosecond Fiber Laser / N.Nishizawa, T.Goto // Japanese Journal of Applied Physics. – 2001. – Vol. 40. – P. L365–L367.

268 Дианов, Е.М. / Е.М. Дианов, А.Ю.Карасик, П.В.Мамышев и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 41. – С. 242–93.

269 **Mitschke, F.M.** Discovery of the soliton self-frequency shift / F.M.Mitschke, L.F.Mollenauer // Optics Letters. – 1986. – Vol. 11. – P. 659– 661.

270 **Ishii, N.** Widely tunable soliton frequency shifting of few-cycle laser pulses / N.Ishii, C.Y.Teisett, S.Kohler et al. // Physical Review E. – 2006. – Vol. 74. – P. 036617.

271 **Chen, J** / J.Chen, F.O.Ilday, F.X.Kartner // Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies 2006 Technical Digest (OSA, Washington, DC, 2006) CThEE3.

272 **Chernikov,S.V.** Picosecond soliton pulse compressor based on dispersion decreasing fiber / S.V.Chernikov, D.J.Richardson, E.M.Dianov, D.N.Payne // Electronics Letters. – 1992. – Vol. 28. – P. 1842.

273 Gordon, J.P. Theory of the soliton self-frequency shift / J.P.Gordon // Optics Letters. – 1986. – Vol. 11. – P. 662–664.

274 **Andrianov, A.V.** / A.V.Andrianov, A.V.Kim, S.V.Muraviov, A.A.Sysoliatin // Technical Digest of XII Conference on Laser Optics ("LO"2006), St. Petersburg, June 26-30, 2006. – P. 47.

275 Sergeev, A.M. Atoms in a superstrong laser field: towards subfemtosecond
XUV sources / A.M. Sergeev, A.V. Kim, E.V. Vanin, D. Farina, M. Lontano,
M.C. Downer // Proc. SPIE. – 1996. – Vol. 2770. – P. 36–45.

276 **Ким, А.В.** От фемтосекундных к аттосекундным импульсам / А.В. Ким, М.Ю. Рябикин, А.М. Сергеев // УФН. – 1999. – Т. 169, вып. 1. – С. 58—66.

277 **Emelin, M.Yu.** High-efficiency generation of attosecond pulses during atomic ionization from excited electronic states / M.Yu. Emelin, M.Yu. Ryabikin, A.M. Sergeev, M.D. Chernobrovtseva, T. Pfeifer, D. Walter, G. Gerber // Europhys. Lett. – 2005. – Vol. 69, № 6. – P. 913—919.

278 Емелин, М.Ю. Генерация одиночного аттосекундного всплеска при ионизации возбужденных атомов мощным сверхкоротким лазерным импульсом / М.Ю. Емелин, М.Ю. Рябикин, А.М. Сергеев // ЖЭТФ. – 2008. – Т. 133, вып. 2. – С. 243—259.

279 **Emelin, M.Yu.** Emission of an extremely short light pulse by an electron wave packet detached from an excited atom / M.Yu. Emelin, M.Yu. Ryabikin, A.M. Sergeev // Laser Physics. – 2005. – Vol. 15, N_{0} 6. – P. 903—908.

280 **Нефедов, Е.И.** Электродинамика периодических структур. / Нефедов Е.И., Сивов А.Н. – М.: Наука, 1977 – 209 с.

281 **Bakunov, M.I.** Si–LiNbO3–air–metal structure for concentrated terahertz emission from ultrashort laser pulses / M.I. Bakunov, S.B. Bodrov // Appl. Phys. B. – 2010. – Vol. 98. – P.1-4.

282 **Bakunov, M. I.** Fresnel formulas for the forced electromagnetic pulses and their application for optical-to-terahertz conversion in nonlinear crystals / Bakunov M.I., Maslov A.V., Bodrov S.B. // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 99. – P. 203904.

283 **Bakunov, M.I.** Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phasematching versus Cherenkov effect / Bakunov M.I., Bodrov S.B., Tsarev M.V. // J. Appl. Phys. – 2008. – Vol. 104. – P. 073105.