

Министерство образования и науки Российской Федерации

УДК 535

ГРНТИ 29.31.15, 29.33.25, 29.35.03

Инв. №

ПРИНЯТО:	УТВЕРЖДЕНО:
Исполнитель: Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского"	Государственный заказчик Министерство образования и науки Российской Федерации
От имени Руководителя организации _____/ Чупрунов Е.В. /	От имени Государственного заказчика _____/_____/

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОТЧЕТ

о выполнении 1 этапа Государственного контракта
№ ПЗ85 от 11 мая 2010 г.

Исполнитель: Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского"
Программа (мероприятие): Федеральная целевая программ «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг., в рамках реализации мероприятия № 1.2.1 Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук.
Проект: Разработка высокоэффективных методов генерации терагерцевого излучения ультракороткими лазерными импульсами
Руководитель проекта: _____/Бакунов Михаил Иванович (подпись) М.П.

Нижний Новгород
2010 г.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

**по Государственному контракту ПЗ85 от 11 мая 2010 на выполнение поисковых
научно-исследовательских работ для государственных нужд**

Организация-Исполнитель: Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского"

Руководитель темы:

доктор физико-математических наук, профессор	_____ Бакунов М. И.
	подпись, дата

Исполнители темы:

доктор физико-математических наук, профессор	_____ Гильденбург В. Б.
	подпись, дата

кандидат физико-математических наук, доцент	_____ Жуков С. Н.
	подпись, дата

кандидат физико-математических наук, доцент	_____ Захаров Н. Г.
	подпись, дата

кандидат физико-математических наук, без ученого звания	_____ Введенский Н. В.
	подпись, дата

кандидат физико-математических наук, без ученого звания	_____ Бодров С. Б.
	подпись, дата

кандидат физико-математических наук, без ученого звания	_____ Царев М. В.
	подпись, дата

без ученой степени, без ученого звания	_____ Агрба П. Д.
	подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Катичев А. Р.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Михайловский Р. В.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Машкович Е. А.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Семиков С. А.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Лобанов А. В.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Кюберис А. А.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Лобынцева В. В.
подпись, дата

без ученой степени, без
ученого звания

_____ Лаврентьев С. А.
подпись, дата

Реферат

Отчет 105 с., 1 ч., 8 рис., 0 табл., 168 источн., 0 прил.

Нелинейная конверсия волн , источники терагерцового излучения ,
поверхностные плазмоны , электрооптические кристаллы ,
оптический пробой

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 1 этапу Государственного контракта № ПЗ85 "Разработка высокоэффективных методов генерации терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами" (шифр "НК-530П") от 11 мая 2010 по направлению "Оптика. Лазерная физика и лазерные технологии" в рамках мероприятия 1.2.1 "Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук.", мероприятия 1.2 "Проведение научных исследований научными группами под руководством докторов наук и кандидатов наук" , направления 1 "Стимулирование закрепления молодежи в сфере науки, образования и высоких технологий." федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Цель работы - разработка новых высокоэффективных методов генерации терагерцового излучения 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 терагерцового излучения.

Компьютерное моделирование, теоретический анализ.

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

Подготовлен Аналитический обзор. Выбран и обоснован оптимальный вариант направления исследований. Разработан План проведения исследований. Проведены расчеты и математическое моделирование для разработки высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры 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.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	8
1 Аналитический обзор	10
1.1 Генерация терагерцового излучения в электрооптических средах	10
1.1.1 Общие замечания	10
1.1.2 Компактные источники терагерцового излучения на основе оптического выпрямления	12
1.1.3 Генерация в кристаллах импульсами с наклонным фронтом интенсивности	14
1.1.4 Генерация в волноводных структурах	16
1.2 Генерация терагерцовых поверхностных волн	18
1.2.1 Общие замечания	18
1.2.2 Метод прямого оптического возбуждения терагерцовых плазмонов	19
1.2.3 Возбуждение терагерцовых плазмонов на структурированной поверхности металла	19
1.3 Генерация терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред	21
1.3.1 Общие замечания	21
1.3.2 Пионерские эксперименты	21
1.3.3 Эксперименты с пробоем газов во внешнем электрическом поле	23
1.3.4 Эксперименты с пробоем газов в поле предельно коротких лазерных импульсов	26
1.3.5 Генерация гармоник падающего излучения в процессе ионизации атомного кластера лазерным импульсом высокой интенсивности	37
2 Выбор и обоснование оптимального варианта исследований	58
3 План проведения теоретических и экспериментальных исследований	62
4 Результаты теоретических исследований	66
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	66
4.1.1 Введение	66
4.1.2 Результаты расчетов	68
4.1.3 Выводы	74

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	74
4.2.1 Введение	74
4.2.2 Схема генерации. Основные уравнения	77
4.2.3 Расчет и анализ полей плазмонов	79
4.2.4 Спектральное распределение энергии плазмонов. Оптимизация параметров	85
4.2.5 Выводы	87
Заключение	88
Список использованных источников	89

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

LN – ниобат лития, LiNbO_3

ПП – плазмон-поляритон

ПВ – поверхностная волна

МЖС – модель жесткой сферы

ДУ – дипольное ускорение

ДНК – дезоксирибонуклеиновая кислота

ВВЕДЕНИЕ

Разработка эффективных методов генерации когерентного электромагнитного излучения в терагерцовом частотном диапазоне является одной из наиболее «горячих» проблем современной прикладной физики. Отсутствие в настоящее время эффективных и компактных (table-top) источников терагерцового излучения связано с неприменимостью к этому диапазону 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 излучения 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 терагерцового излучения для исследования быстропротекающих процессов.

Целью проекта является:

- разработка новых высокоэффективных методов генерации терагерцового излучения 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 терагерцового излучения.

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.

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 нелинейно-оптического 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 оптико-терагерцового преобразования.

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

1 Аналитический обзор

1.1 Генерация терагерцового излучения в электрооптических средах

1.1.1 Общие замечания

Терагерцовым излучением называются электромагнитные волны, частоты которых принадлежат диапазону от 3×10^{11} Гц до 3×10^{12} 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 фоновые 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 позволяет 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 помощью усовершенствованных ламп обратной волны и гиротронов с импульсным магнитным полем удастся генерировать частоты не выше 1 ТГц [1,35,36].

Наиболее распространенные в настоящее время методы «настошной» (table-top) 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 оптико-терагерцовой 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 диполлю [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 ($n_g > n_0$) из-за наличия дисперсии всегда находится частота ω_0 , на которой выполняется условие синхронизма между лазерным импульсом и попутно распространяющейся терагерцовой волной: $n_g = n(\omega_0)$, где $n(\omega_0)$ – 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 излучения приводит к синхронизованному возбуждению квазиплоской терагерцовой волны, распространяющейся попутно лазерному пучку.

Актуальной задачей является повышение эффективности оптико-терагерцовой 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 насыщению терагерцовой генерации на высоких уровнях интенсивности 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 для оптико-терагерцовой конверсии являются материалы с широкой запрещённой зоной, например, LN. Его коэффициент нелинейности в $\sim 2,5$ 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: $\sim 16\text{--}170\text{ см}^{-1}$ на 1-2,5 ТГц [55,60].

Чтобы компенсировать 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 $V \cos \alpha$. 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, распространяющейся в направлении нормали к фронту интенсивности. Работоспособность данной схемы была впервые продемонстрирована путем генерации субпикосекундных импульсов на частоте около 2 ТГц с эффективностью $4,3 \cdot 10^{-5}$ 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 $1,7 \cdot 10^{-4}$ 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 $2,5 \cdot 10^{-4}$ [68]. К настоящему времени с помощью данного метода получены рекордные значения эффективности оптико-терагерцовой конверсии – $7 \cdot 10^{-4}$ [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 электрооптических кристаллах фактически не разработана. 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 синхронизированной 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 своим 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 LiTaO_3 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 оптико-терагерцовую 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 фс [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 ~1,8 см [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 терагерцовом диапазоне подобны свойствам металлов в оптическом диапазоне, 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 полупроводников, является сравнительно небольшая (≤ 1 см) длина

распространения, ограниченная омическими 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 диапазоне 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 выше метод прямого оптического возбуждения терагерцовых ПП становится неэффективным на металлических поверхностях.

Недавно предложена и исследована схема [100], объединяющая преимущества прямого оптического возбуждения терагерцовых ПП на поверхности полупроводника [94–96] замечательными волноводными свойствами структурированных металлических поверхностей [97–99]. В 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 полосу. Было показано, что при облучении импульсом титан-сапфирового лазера полоски GaAs, нанесённой на гребенчатую поверхность идеального проводника, эффективность конверсии поверхностных плазмонов 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 всему миру получены впечатляющие результаты по генерации широкополосного терагерцового излучения при пробое различных газов с помощью сфокусированных лазерных импульсов (так называемые лазерно-плазменные методы генерации терагерцового излучения). Эти 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. В-третьих, имеются реальные перспективы получения сверхкоротких (содержащих всего один период электромагнитного поля) терагерцовых импульсов, обладающих гигантской пиковой мощностью, вплоть до гигаваттных значений. Наконец, в-четвёртых, 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 Пионерские 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 10^{12} 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 $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ 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 пирозлектрического 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 использовались 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 $\langle 110 \rangle$.

Результаты этого эксперимента сравнивались с результатами, полученными с помощью известного метода генерации терагерцового излучения, основанного на использовании освещаемого фемтосекундным лазерным 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.

В последующих работах [40,113-120] 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, сообщаящим 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 пространственно-временной 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 $L=b/\operatorname{tg}\theta_0$, 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 N создаваемой полем плазмы представлялись приближенно как функции запаздывающего времени $t'=t-(z/V_i)$ и расстояния r от оси z :

$$\mathbf{E}_L = \mathbf{e}_x E_0 \cos(\omega t' + \psi) \exp\left(-\frac{t'^2}{\tau^2}\right) J_0(k_p r), \quad (1.3.1)$$

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

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 ($\theta_0\ll 1$), так что продольная компонента электрического поля была пренебрежимо мала. Строго говоря, такая запись электрического поля $\mathbf{E}_L$ верна лишь при $\omega\tau\gg 1$, 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 $\mathbf{j}$ свободных электронов впервые использовались так называемые полуклассические уравнения:

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

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

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, ν - эффективная частота соударений электронов с тяжелыми частицами. В уравнении для концентрации свободных электронов использовалась вероятность ионизации атома в единицу времени, которая предполагалась 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

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

позволяющим рассчитывать поле $\mathbf{E}_p$ и плотность тока собственных (на частоте $\sim \omega_{pm}$) колебаний в каждом данном поперечном сечении $z = \text{const}$ 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.

При записанных условиях, все рассматриваемые процессы эволюции поля и плазмы были разделены на две стадии. На короткой первой стадии, в течение времени прохождения импульса через данную точку z (т.е. в пределах временного интервала $|t'| \sim \tau$), плотность плазмы и плотность тока быстро изменялись во времени. Поскольку радиус плазменного цилиндра a определялся поперечным масштабом бесселева пучка, первое из неравенств (1.3.5) эквивалентно условию $\omega_{pm} / \omega \ll \sin \theta$, означающему малость влияния плазмы на оптическое поле ($|\mathbf{E}_p| \ll E_0$)

[108]. Таким образом, на первой стадии эволюционные уравнения (1.3.3) и (1.3.4) были проинтегрированы при $\mathbf{E}=\mathbf{E}_L$:

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

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

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 $\phi(\mathbf{r}, t')$:

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

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 $N=N_m=\text{const}$ 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):

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

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]).

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

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 $\omega_{pm}\tau \ll 1$, в качестве начального момента для второй стадии процесса, описываемой уравнением (1.3.9), принималась точка $t'=\infty$, полагая

$$E_L \rightarrow E_L / E_0, \quad \frac{dP}{dt'}(0) = \iint j_x(r, \infty) ds = \frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau' \int_0^{\infty} E_{Lx}(r, \tau') N(r, \tau') 2\pi r dr \quad (1.3.11)$$

и решение уравнения для дипольного момента представлялось (при $\gamma < \omega_c$) в виде

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

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 τ 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 $P \sim 0,1$ 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 импульса, амплитуда генерируемого терагерцового излучения зависит от 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 E_{THz} генерируемого терагерцового излучения пропорциональна так называемому дипольному ускорению (ДУ),

$$\mathbf{E}_{\text{THz}} \propto d\mathbf{D}_{\perp} / dt, \quad (1.3.13)$$

Дипольное ускорение рассчитывалось по формуле

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

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

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

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 200λ , соответственно, где $\lambda=800\text{нм}$ - 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 импульса. Также пренебрегалось 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 представляла собой сумму квазипостоянной остаточной плотности 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,

$$j_{norm} = \frac{j_{RCD}}{j_{osc}}, \quad j_{osc} = eN_g V_{osc} = \frac{e^2 N_g E_0}{m \omega_L} \quad (1.3.16)$$

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 $\lambda=800$ 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 I . Оказалось, что j_{norm} является знакопеременной функцией φ , достигающей 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 I . 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 областью 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 $\sim 10^{16}$ Вт/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., например, [138]), 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 сравнительно коротком промежутке времени, когда плотность 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 согласуется 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 10^{17} Вт/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, c - 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 $10^{13} - 10^{14}$ 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 $10^{14} - 10^{16}$ Вт/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 $M\omega$ 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 вследствие кулоновского взрыва, либо гидродинамического расширения) определяется несколькими конкурирующими процессами. Концентрация электронов увеличивается вследствие ионизации атомов и ионов 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 лазерно-кластерного 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 $7,5 \cdot 10^{17}$ 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 гармоник 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

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

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]

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

Здесь введены безразмерные координата y и сила $\mathbf{f}$. Уравнение движения примет вид

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

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 y при $y \leq 2$. 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):

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

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:

$$g_0(y) \rightarrow g_1(y) = \frac{\omega_{Mie}^2}{\omega_l^2 y^2} \left(\frac{1}{2} \left\{ (y^3 + 1) \operatorname{erf}[a(y+1)] - (y^3 - 1) \operatorname{erf}[a(y-1)] \right\} + \right. \\ \left. + \frac{1}{4\sqrt{\pi} a^3} \left\{ \exp(-a^2(y-1)^2) [1 - 2a^2(1+y+y^2)] - \exp(-a^2(y+1)^2) [1 - 2a^2(1-y+y^2)] \right\} \right), \quad (1.3.21)$$

где $a = R_0 / R_e > 1,1$ и $\text{erf}(x) = 2 / \sqrt{\pi} \int_0^x \exp(-z^2) dz$ - 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

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

где $A_1 = \text{erf}(a) - 2a / \sqrt{\pi} \exp(-a^2) > 0$ и $A_3 = -4a^5 / 5\sqrt{\pi} \exp(-a^2)$. Видно, что $A_1 \rightarrow 1$ при $a \rightarrow \infty$, 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

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

где $f(t)$ - зависящая от времени огибающая. Если частота Ми сильно превышает лазерную частоту, $\omega_{Mie} \gg \omega_l$, 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

$$\tilde{E}_0 \approx \frac{\omega_l^2 E_0}{\omega_{Mie}^2 - \omega_l^2} \ll E_0 \quad (1.3.24)$$

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 ω_l . В МЖС при условии $\omega_{Mie} \gg \omega_l$ полагалось, что смещение облака электронов равно $X(t) \approx -e\tilde{E}_0 f(t) \cos(\omega_l t + \alpha) / m(\omega_{Mie}^2 - \omega_l^2)$. 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 макрплазме, 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 $\hbar\omega_{Mie} \approx 6$ эВ. В импульсе титан-сапфирового лазера с интенсивностью $5 \cdot 10^{17}$ Вт/см² ($E_0 = 3$ а.е.) амплитуда поля в кластере, согласно (1.3.24), $\tilde{E}_0 \approx 0,2$

а.е., 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 η и $\bar{z}$. Именно, поле вблизи границы кластера равно $E_{sc}^{(II)} \approx \eta N \bar{z} e / R_0^2 \approx 3 \text{ а.е.}$, 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

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

и соответствующим уравнением Ньютона

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

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

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

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

$$\mu \equiv \frac{e\tilde{E}_0}{F_0} \ll 1, \quad F_0 = U_0 / R_0 \quad (1.3.28)$$

где F_0 - характерная квазистатическая сила, удерживающая электрон.

Динамика невозмущенной системы с гамильтонианом H_0 характеризуется зависимостью собственной частоты от энергии

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

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

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

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

$$d\Omega / d\varepsilon < 0 \quad (1.3.31)$$

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

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

где m и s – целые числа. В линейном осцилляторе имеет место только один резонанс $m = s = 1$. Резонансы $m = 2, 3, 4, \dots$ нелинейны по отношению к внешнему полю $\tilde{E}(t)$ (в квантовом подходе таким резонансам соответствуют многофотонные поглощение и излучение). Резонансы с $s = 2, 3, 4, \dots$ 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 $s = 1, 3, 5, \dots$. 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 $\tilde{E}_0$, 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

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

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

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

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):

$$H'_r(P, \psi) = -\frac{P^2}{2M} - B \cos \psi, \quad M = \frac{1}{\Omega_1 |\Omega'_1|} > 0, \quad B = \frac{eE_0 x_1(I_1)}{2} \quad (1.3.35)$$

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:

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

В энергетическом пространстве положение сепаратрисы первого резонанса определяется соотношениями

$$\varepsilon_1^{\pm} = \varepsilon(I_1 \pm P_{\max}) = \varepsilon_1 \pm \Delta\varepsilon_1, \quad \Delta\varepsilon_1 \approx U_0 \sqrt{\frac{x_1}{R_0} \frac{\mu}{\beta}} \quad (1.3.37)$$

Если энергия пересекает соответствующий порог, так что $|\varepsilon - \varepsilon_1| \leq \Delta\varepsilon_1$, электроны захватываются резонансной областью и испытывают колебания с частотой и амплитудой, пропорциональными $\sqrt{\mu}$. Благодаря появлению новых временных масштабов, определяемых частотой колебаний фазы (1.3.36), движение становится аperiодическим 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 лазерно-кластерного 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-полевному 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 определяют 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 $x = 0$, $\varphi \equiv \omega_l t = -40$, 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 представляют 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 $X(t)$, фурье-преобразование которого непосредственно связано со спектром. Эта величина может быть вычислена с помощью модели пробного электрона:

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

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 радиационные 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 импульса 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 следствием динамической стохастичности, свойственной нелинейным 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.

2 Выбор и обоснование оптимального варианта исследований

В направлении **генерации терагерцового излучения в электрооптических средах**, 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. 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 позволит разработать уникальные методы 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, а также в реальных перспективах получения сверхкоротких (содержащих всего один период электромагнитного поля) электромагнитных импульсов, обладающих гигантской (рекордной для указанных диапазонов в настоящее время) пиковой мощностью, вплоть до гигаваттных значений в

терагерцовом диапазоне и десятков гигаватт в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах 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 фоновым 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 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 интерес для физиков, занимающихся физикой плазмы, лазерной физикой, оптикой и радиофизикой.

3 План проведения теоретических и экспериментальных исследований

На основе проведенного анализа состояния предметной области выработан следующий план исследований.

В рамках первого этапа (2010 г.) НИР запланировано выполнение следующих работ.

1. Аналитический обзор научно-технической литературы, нормативно-технической документации и других материалов по теме проекта.

Начало работ: 12 мая 2010 г., окончание работ: 31 мая 2010 г.

2. Выбор и обоснование оптимального варианта направления исследований.

Начало работ: 1 июня 2010 г., окончание работ: 7 июня 2010 г.

3. Разработка плана проведения экспериментальных и теоретических исследований.

Начало работ: 8 июня 2010 г., окончание работ: 14 июня 2010 г.

4. 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.

Начало работ: 15 июня 2010 г., окончание работ: 30 июня 2010 г.

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

Начало работ: 15 июня 2010 г., окончание работ: 30 июня 2010 г.

6. Подготовка научно-технической документации о выполнении I этапа НИР для представления Заказчику.

Начало работ: 1 июля 2010 г., окончание работ: 8 июля 2010 г.

В рамках второго этапа (2010 г.) НИР запланировано выполнение следующих работ.

1. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности.

Начало работ: 3 сентября 2010 г., окончание работ: 28 сентября 2010 г.

2. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

Начало работ: 3 сентября 2010 г., окончание работ: 28 сентября 2010 г.

3. Подготовка научно-технической документации о выполнении II этапа НИР для представления Заказчику.

Начало работ: 29 сентября 2010 г., окончание работ: 5 октября 2010 г.

В рамках третьего этапа (2011 г.) НИР запланировано выполнение следующих работ.

1. Разработка и изготовление экспериментального образца сэндвич-структуры с сердцевинной из ниобата лития.

Начало работ: 26 ноября 2010 г., окончание работ: 1 марта 2011 г.

2. Разработка и изготовление экспериментального образца микроструктурированной металлической поверхности с нанесенной на нее полоской электрооптического материала.

Начало работ: 26 ноября 2010 г., окончание работ: 1 марта 2011 г.

3. Модернизация испытательного стенда для терагерцовых исследований.

Начало работ: 26 ноября 2010 г., окончание работ: 20 июня 2011 г.

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

Начало работ: 26 ноября 2010 г., окончание работ: 20 июня 2011 г.

5. Подготовка научно-технической документации о выполнении III этапа НИР для представления Заказчику.

Начало работ: 21 июня 2011 г., окончание работ: 8 июля 2011 г.

В рамках четвертого этапа (2011 г.) НИР запланировано выполнение следующих работ.

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

Начало работ: 3 сентября 2011 г., окончание работ: 28 сентября 2011 г.

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

Начало работ: 3 сентября 2011 г., окончание работ: 28 сентября 2011 г.

3. Подготовка научно-технической документации о выполнении IV этапа НИР для представления Заказчику.

Начало работ: 29 сентября 2011 г., окончание работ: 5 октября 2011 г.

В рамках пятого этапа (2012 г.) НИР запланировано выполнение следующих работ.

1. Проведение экспериментальных исследований по прямому нелинейно-оптическому возбуждению терагерцовых поверхностных плазмонов на микроструктурированной поверхности металла фемтосекундными лазерными импульсами, обработка данных.

Начало работ: 26 ноября 2011 г., окончание работ: 19 мая 2012 г.

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

Начало работ: 26 ноября 2011 г., окончание работ: 19 мая 2012 г.

3. Проведение экспериментальных исследований по генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред, обработка данных.

Начало работ: 26 ноября 2011 г., окончание работ: 19 мая 2012 г.

4. Сопоставление результатов экспериментов с результатами расчетов и математического моделирования.

Начало работ: 20 мая 2012 г., окончание работ: 20 июня 2012 г.

5. Подготовка научно-технической документации о выполнении V этапа НИР для представления Заказчику.

Начало работ: 21 июня 2012 г., окончание работ: 8 июля 2012 г.

В рамках шестого этапа (2012 г.) НИР запланировано выполнение следующих работ.

1. Обобщение и оценка результатов исследований.

Начало работ: 4 сентября 2012 г., окончание работ: 8 октября 2012 г.

2. Разработка рекомендаций по практическому использованию результатов НИР.

Начало работ: 4 сентября 2012 г., окончание работ: 8 октября 2012 г.

3. Разработка рекомендаций по использованию результатов НИР при разработке научно-образовательных курсов.

Начало работ: 4 сентября 2012 г., окончание работ: 8 октября 2012 г.

4. Разработка учебно-методических пособий, учебных курсов, лабораторных практикумов.

Начало работ: 4 сентября 2012 г., окончание работ: 8 октября 2012 г.

5. Подготовка научно-технической документации о выполнении VI этапа НИР для представления Заказчику.

Начало работ: 4 сентября 2012 г., окончание работ: 8 октября 2012 г.

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

Генерация терагерцовых (ТГц) волн при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов, сильно сфокусированных в кристаллы LiNbO_3 или LiTaO_3 , 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 LiNbO_3 было предложено фокусировать лазерный импульс около поверхности LiNbO_3 , к которой прикреплена кремниевая призма [80]. В такой геометрии черенковский конус терагерцовых волн, генерируемый в LiNbO_3 , 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 LiNbO_3 , 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 энергии генерируемого ТГц излучения по сравнению с генерацией в объеме, когда существенна дифракция лазерной накачки. В экспериментальных исследованиях с использованием $\text{Si-LiNbO}_3\text{-BK7}$ сэндвич-структуры длиной 8 мм и толщиной LiNbO_3 50 мкм была продемонстрирована рекордная эффективность конверсии ~ 0.1 % при энергии лазерного излучения накачки 40 мкДж (источник - Ti:Sapphire лазер, $\lambda \approx 0.8$ мкм) [83].

В симметричной $\text{Si-LiNbO}_3\text{-Si}$ сэндвич-структуре генерируемое терагерцовое излучение выводится симметрично через обе призмы. В ассиметричной $\text{Si-LiNbO}_3\text{-BK7}$ структуре только часть генерируемого ТГц излучения выводится через призму, примерно половина поглощается в подложке (стекле BK7). 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, отношению скорости света к групповой скорости) в LiNbO_3 . Такая подложка может обеспечивать полное внутренне отражение терагерцовых волн от границы LiNbO_3 –подложка.

В сэндвич структуре с полностью отражающей подложкой, терагерцовое поле в кремниевой призме формируется в результате суперпозиции волн, излученных непосредственно из LiNbO_3 , и волн, отраженных от подложки. Некоторые частоты интерferируют 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 LiNbO_3 и материала подложки. Поэтому представляет интерес исследовать свойства генерации ТГц излучения в ассиметричной сэндвич-структуре с полностью отражающей подложкой.

4.1.2 Результаты расчетов

Рассмотрим четырехслойную сэндвич-структуру Si- LiNbO_3 -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 слой LiNbO_3 ($|x| < a/2$, $a \sim 10 - 100$ мкм) прикреплен к призме ($x > a/2$), изготовленной из высокочистого кремния. Между LiNbO_3 и металлической подложкой имеется воздушный зазор толщины 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.

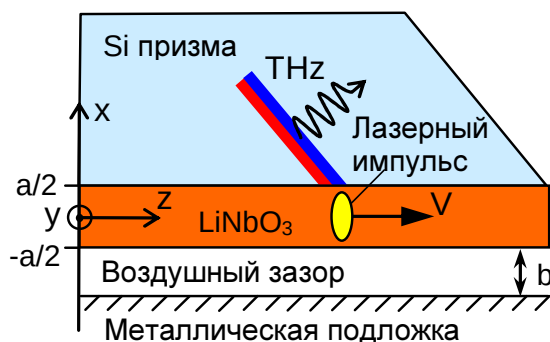


Рисунок 4.1.1 – Схема генерации: фемтосекундный лазерный импульс, сфокусированный в линию распространяется в слое LiNbO_3 и излучает черенковский клин ТГц волн в кремниевую призму. Слой LiNbO_3 расположен над металлической поверхностью с воздушным зазором ширины b .

Для расчета генерации ТГц излучения в четырехслойной структуре мы использовали следующие приближения (обсуждение см. в работе [82]). Сэндвич-структура, оптический импульс и терагерцовые поля предполагаются двумерными (не зависящие от y). Оптический импульс распространяется вдоль слоя LiNbO_3 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_g (волноводной дисперсией пренебрегается): $V = c/n_g$ (c - 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 y , а кристаллографическая ось LiNbO_3 $\langle 001 \rangle$ направлена вдоль той же оси. Такая ориентация оптимальна для генерации ТГц излучения [82]. Тогда вектор $\vec{p}(\omega)$ направлен вдоль оси y и его значение равно $p(\omega) = d_{33}(\omega)E_0^2$, где d_{33} - соответствующая компонента тензора квадратичной нелинейности LiNbO_3 , E_0 - максимальная амплитуда поля лазерного импульса в слое LiNbO_3 .

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:

$$E_y(\xi, x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega C(\omega) e^{i\omega\xi - i\kappa_p(x-a/2)} \quad (4.1.1)$$

$$C(\omega) = \frac{2\pi\omega^2 p_y \tilde{F}(1 - e^{-i\kappa_c a})}{\kappa_c c^2 [(\kappa_c a)^2 / (2\pi)^2 - 1] (\kappa_c + \kappa_p)(\kappa_c - iK) - (\kappa_c - \kappa_p)(\kappa_c + iK) e^{-2i\kappa_c a}} \quad (4.1.2)$$

Поперечные волновые числа в слое LiNbO_3 (κ_c) и Si призме (κ_p) определяются выражением $\kappa^2 = (\omega/c)^2 (\varepsilon - n_g^2)$, диэлектрическая проницаемость ε выбирается, соответственно, для LiNbO_3 (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 $w(\omega) = c |C(\omega)|^2 \text{Re}(\sqrt{\varepsilon_p - n_f^2})$, а полный поток энергии, из слоя LiNbO_3 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 LiNbO_3 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 осциллограммой в симметричной Si- LiNbO_3 -Si сэндвич-структуре. Дополнительные осцилляции соответствуют парциальным ТГц волнам, которые генерируются в слое LiNbO_3 , 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.

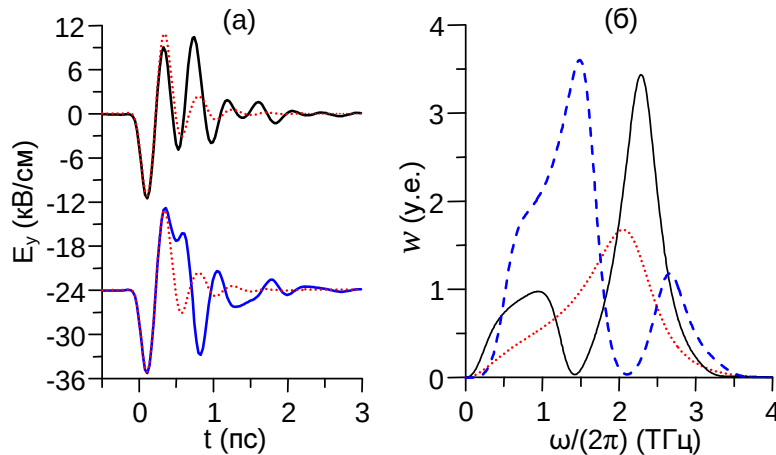


Рисунок 4.1.2 – (а) Осциллограммы электрического поля в Si призме, $b = \infty$ (верхний рисунок, сплошная кривая) и $b = 0$ (нижний рисунок, сплошная кривая). Для симметричной Si-LiNbO₃-Si сэндвич-структуры поле показано пунктирной кривой. (б) Спектральная плотность энергии при $b = \infty$ (сплошная 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 ассиметричном 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 LiNbO_3 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

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

а для воздушной подложки

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

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.

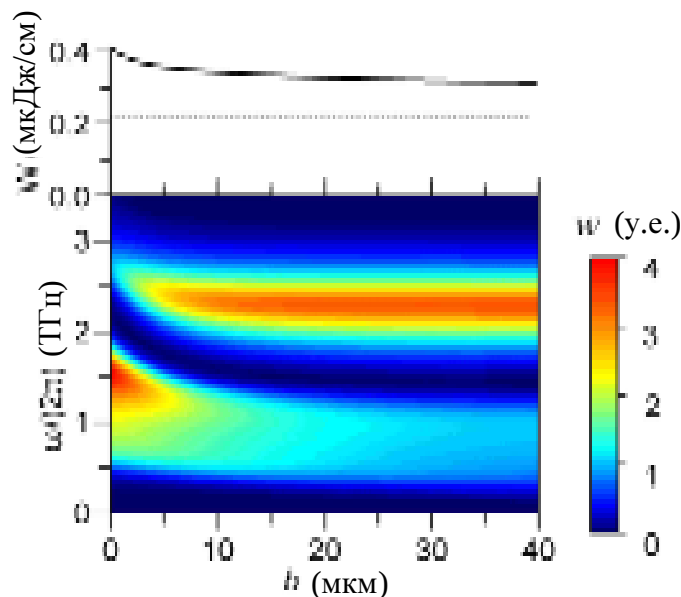


Рисунок 4.1.3 – Изменение спектра плотности энергии в зависимости от толщины воздушного зазора. Сверху приведена зависимость плотности потока энергии W от толщины воздушного зазора (сплошная кривая). Плотность потока энергии (в одном

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 $\sim 25\%$) 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 . Во-вторых, поглощение ТГц излучения в LiNbO₃ увеличивается с частотой. И, в-третьих, излучательная способность нелинейной поляризации зависит от диэлектрического окружения.

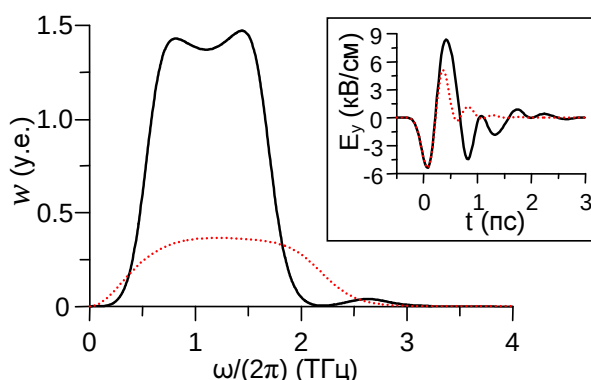


Рисунок 4.1.4 – Спектральная плотность энергии для Si-LiNbO₃-metal (сплошная кривая) и Si-LiNbO₃-Si (пунктирная кривая) структур. Толщина слоя LiNbO₃ – 30 мкм, длительность лазерного импульса 270 фс. Во вставке приведены осциллограммы для соответствующих

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– LiNbO_3 –Si позволяет потенциально повысить эффективность оптико-терагерцовой конверсии в 2 раза по сравнению с ранее предложенной симметричной сэндвич структурой $\text{Si-LiNbO}_3\text{-Si}$ [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 (ПП) 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 Au при длине волны 800 нм).

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

Хорошей локализацией обладают терагерцовые ПП на поверхностях легированных полупроводников, диэлектрические свойства которых в терагерцовом диапазоне подобны свойствам металлов в оптическом диапазоне [92,93]. В 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 волноводные структуры (см., например, [91]), не требуется внешний терагерцовый источник и удастся избежать неизбежных при вводе потерь.

Недостатком терагерцовых ПП 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].

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 полосу электрооптического материала и освещать ее сфокусированным в линию фемтосекундным лазерным импульсом. Наводимый при этом в полоске импульс нелинейной поляризации движется вдоль полосы со сверхсветовой скоростью и генерирует черенковский конус терагерцовых ПП на поверхности. Как показано в работе [100], при облучении импульсом титан-сапфирового лазера полосы GaAs, нанесенной на гребенчатую поверхность идеального проводника, эффективность конверсии в терагерцовые ПП может быть на порядок выше, чем на гладкой поверхности GaAs.

В работе [100] рассмотрение ограничивается случаем перпендикулярной ориентации нелинейной полосы по отношению к бороздкам гребенчатой структуры. Между тем, естественно ожидать, что изменение ориентации полосы 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

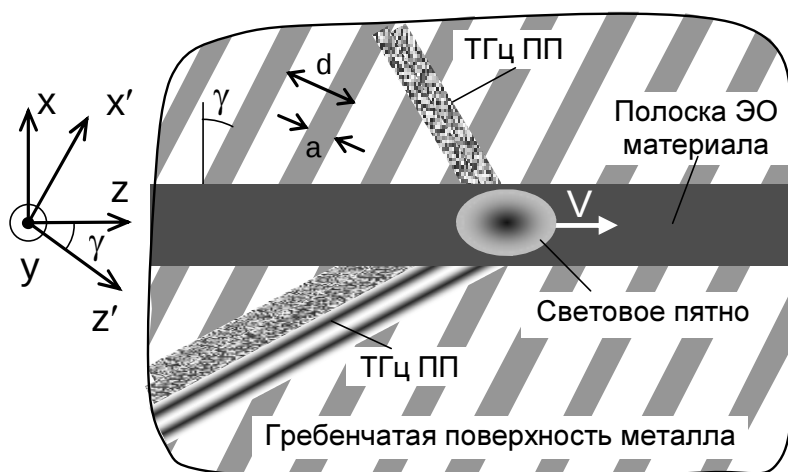


Рисунок 4.2.1 – Схема генерации. Световое пятно, создаваемое наклонно падающим фемтосекундным лазерным импульсом, движется со скоростью $V > c$ вдоль полоски электрооптического (ЭО) материала, нанесенной на гребенчатую поверхность металла. Наводимая в пятне нелинейная поляризация возбуждает асимметричный конус терагерцовых ПП.

Ориентация полоски относительно бороздок гребенки задается углом γ .

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.

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

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

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 $F(\xi) = \exp(-t^2/\tau^2)$ и $G(x) = \exp(-x^2/\ell_\perp^2)$, где τ – длительность лазерного импульса (стандартная полная длительность на половине максимума (FWHM) равна $\tau_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2}\tau$), а $\ell_\perp$ – ширина лазерного пучка ($\ell_{\perp\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2}\ell_\perp$). Направление амплитудного вектора $\mathbf{p}$ в формуле (4.2.1) определяется ориентацией кристаллографических осей материала полосы и поляризацией лазерного излучения. Будем предполагать оптимальную (согласно [100] и нашему общему анализу) с точки зрения эффективности генерации ориентацию вектора $\mathbf{p}$ – вдоль оси y : $\mathbf{p} = (0, p, 0)$. В случае p -поляризации лазерного пучка (с вектором электрического поля в плоскости падения y,z), обеспечивающей лучшее (по сравнению с s -поляризацией) проникновение лазерного излучения в полосу, и полупроводникового материала полосы со структурой цинковой обманки (например, GaAs) для максимизации p_y полупроводник должен иметь ориентацию $\langle 100 \rangle$ 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 z даже 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 $\ell_y = 1$ мкм. Величина E_t связана с пиковой амплитудой падающего лазерного импульса E_0 формулой Френеля.

Для расчета терагерцовых полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$, возбуждаемых движущейся нелинейной поляризацией (1), будем использовать уравнения Максвелла в виде

$$\begin{aligned} \text{rot}_\xi \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \xi}, \\ \text{rot}_\xi \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{P}^{NL}}{\partial \xi}, \end{aligned} \quad (4.2.2)$$

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 Фурье-сопряженные переменные – частота ω и поперечное волновое число g ; знак $\sim$ 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

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

и s -поляризованных волн

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

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]

$$\tilde{E}_{z'} = -\frac{\omega}{c g'} \tilde{B}_y = A \sin k_y (y + h), \quad \tilde{B}_{x'} = i \frac{c}{\omega} k_y A \cos k_y (y + h), \quad (4.2.5)$$

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 $h > 2d$ [165]. При уменьшении отношения a/d требование к глубине бороздки ослабляется [165].

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

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

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

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

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

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

$$E_y(\xi, x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} dg \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \tilde{E}_y(\omega, g, y) e^{i\omega\xi - igx} \quad (4.2.9)$$

(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. $\kappa - (a/d)k_y \operatorname{tg} k_y h = 0$. 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, $g = (\omega/V) \operatorname{ctg} \varphi$, находим зависимость частоты ω_s парциальной волны от φ :

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

Как видно из формулы (4.2.10), зависимость $\omega_s(\varphi)$ является, вообще говоря, различной при $\varphi > 0$ (что соответствует области $x > 0$) и $\varphi < 0$ ($x < 0$). 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 $\omega_s(\varphi)$ является четной. Согласно выражению (4.2.10) угол φ изменяется в пределах $\varphi_{\min}^{\pm} < |\varphi| < \varphi_{\max}$, где $\sin \varphi_{\max} = \beta^{-1}$ и, следовательно, $\varphi_{\max}$ равен углу падения α ($\varphi_{\max} = \alpha$), а $\operatorname{ctg} \varphi_{\min}^{\pm} = (\beta \mp \sin \gamma) / \cos \gamma$, причем $\varphi_{\min}^+$ соответствует $\varphi > 0$ ($x > 0$), а $\varphi_{\min}^-$ соответствует $\varphi < 0$ ($x < 0$). При уменьшении $|\varphi|$ от $\varphi_{\max}$ до $\varphi_{\min}^{\pm}$ 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 $\varphi_{\min}^- = \varphi_{\min}^+$ и $\operatorname{ctg} \varphi_{\min}^{\pm} = \beta$ (ср. с [100]). В особом случае $\gamma = \pi/2$ имеем $\varphi_{\min}^{\pm} = 0$, и ω_s при уменьшении $|\varphi|$ возрастает от нуля до конечного значения $\pi c / (2h\sqrt{1 - \beta^{-2}})$. Интересен также предельно асимметричный случай $\gamma = \alpha$, в котором $\varphi_{\min}^+ = \varphi_{\max}$ и, следовательно, парциальные плазмоны всех частот ($0 < \omega_s < \infty$) распространяются в области $x > 0$ под одним и тем же углом $\varphi = \alpha$. Данный угол соответствует направлению бороздок структуры, а плазмоны оказываются нелокализованными ($k = 0$). Указанные выше закономерности иллюстрирует рисунок 4.2.2, где представлены зависимости $\omega_s(\varphi)$ 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 $y > 0$

$$E_y^s(\xi, x, y) = \frac{16\pi^2 p}{c^2} \int_0^\infty d\omega \tilde{F}\omega^2 \sum \frac{\tilde{G}k_z'^2}{|\Lambda_g' k_y^2|} e^{-ky} \sin(\omega\xi - gx), \quad (4.2.11)$$

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 $x \rightarrow \pm\infty$ (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 $V dg/d\omega = \text{ctg}$. На рисунке 4.2.2 показана зависимость $\omega_0(\phi)$ для различных γ . Области определения этой функции определяют секторы углов ϕ , в которых сосредоточены поля ПП в дальней зоне.

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,

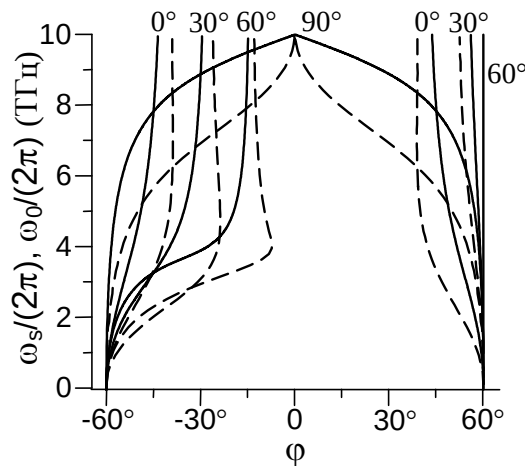
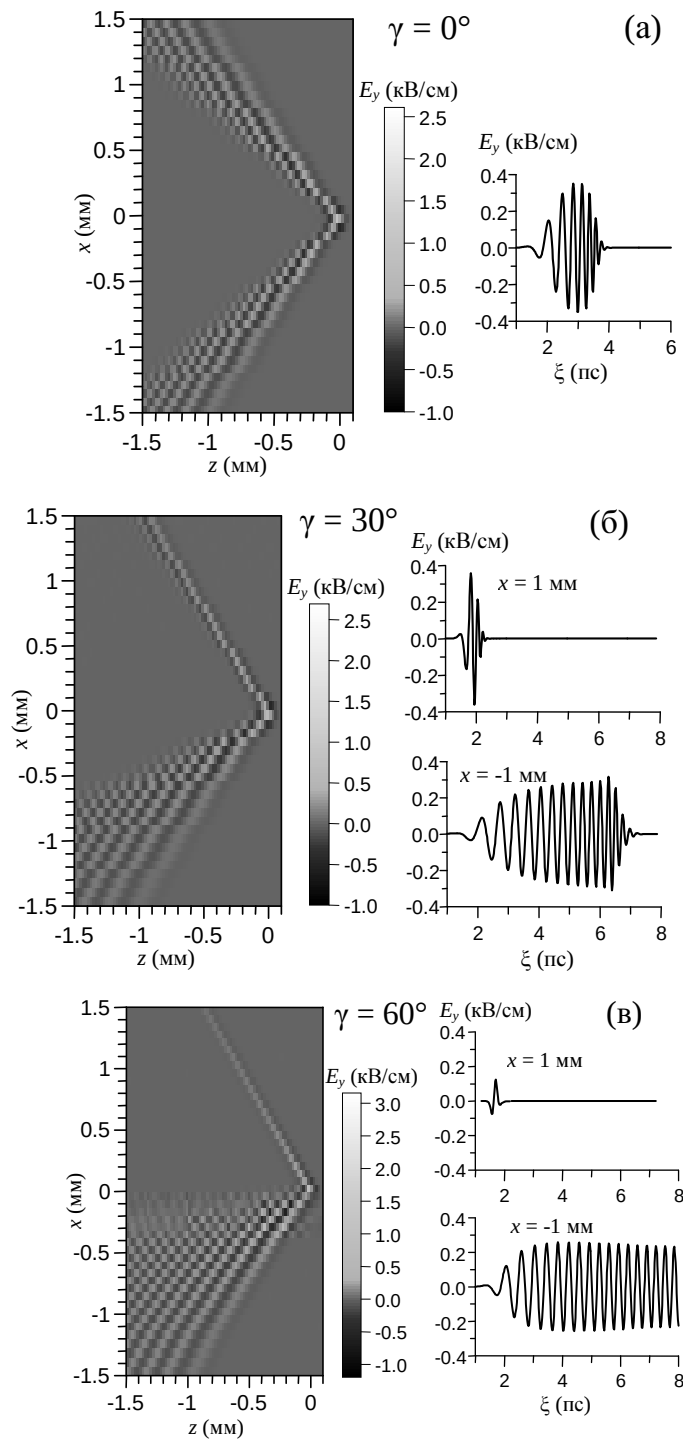


Рисунок 4.2.2 – Зависимости $\omega_s(\phi)$ (сплошные кривые) и $\omega_0(\phi)$ (пунктирные кривые) при $a/d = 0.5$, $h = 15$ мкм, $\beta = 1.15$ ($\alpha = 60^\circ$) и $\gamma = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$.

освещаемой под углом $\alpha = 60^\circ$ импульсом титан-сапфирового лазера с $\tau_{\text{FWHM}} = 150$ фс, $\ell_{\perp\text{FWHM}} = 30$ мкм



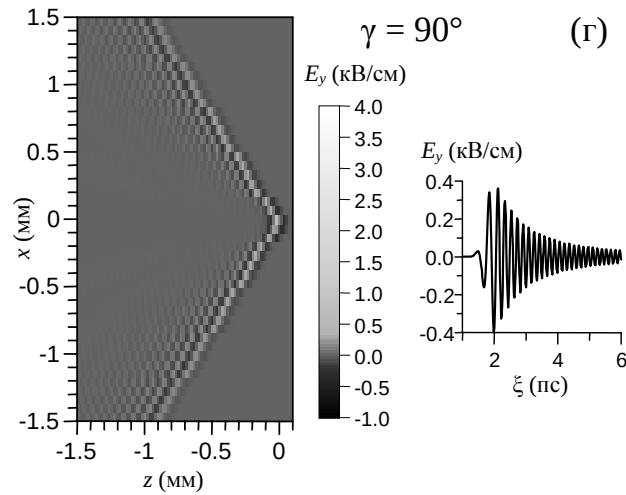


Рисунок 4.2.3 – Моментальные снимки поля $E_y(\xi, x)$ при $y = 0+$ и осциллограммы $E_y(\xi)$ при $x = \pm 1$ мм для различных γ : (а) 0° , (б) 30° , (в) 60° и (г) 90° . Параметры a/d , h и α те же, что на рисунке 4.2.2.

и пиковой интенсивностью $I_0 = cE_0^2/(8\pi) = 50$ ГВт/см². Картины полей излучения соответствуют рассмотренным выше зависимостям $\omega_s(\varphi)$ и $\omega_0(\varphi)$. При $\gamma = 0$ (рисунок 4.2.3 (а)) 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 γ и направления излучения (кроме особого случая $\gamma = 60^\circ$ и $x > 0$, рисунок 4.2.3 (в)), вид же генерируемого терагерцового импульса сильно меняется в зависимости от γ и знака x – от короткого (в несколько осцилляций поля) при $\gamma = 30^\circ$ и $x > 0$ (рисунок 4.2.3 (б)) до 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

$$W_{\pm} = \int_0^{\infty} d\omega w_{\omega}^{\pm}(\omega), \quad (4.2.12)$$

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

$$w_{\omega}^{\pm}(\omega) = \pm 32\pi^4 \omega \left(\frac{p\tilde{F}\tilde{G}\omega k'_z}{ck_y \Lambda'_g} \right)^2 \left[g \frac{\omega^2 k_z'^2 + g'^2 c^2 \kappa^2}{k_y^2 \kappa (\omega^2 + c^2 \kappa^2)} + \right. \\ \left. + g' \frac{(a/d)h \cos \gamma}{\cos^2 k_y h} \left(1 - \frac{\sin 2k_y h}{2k_y h} \right) \right], \quad (4.2.13)$$

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.

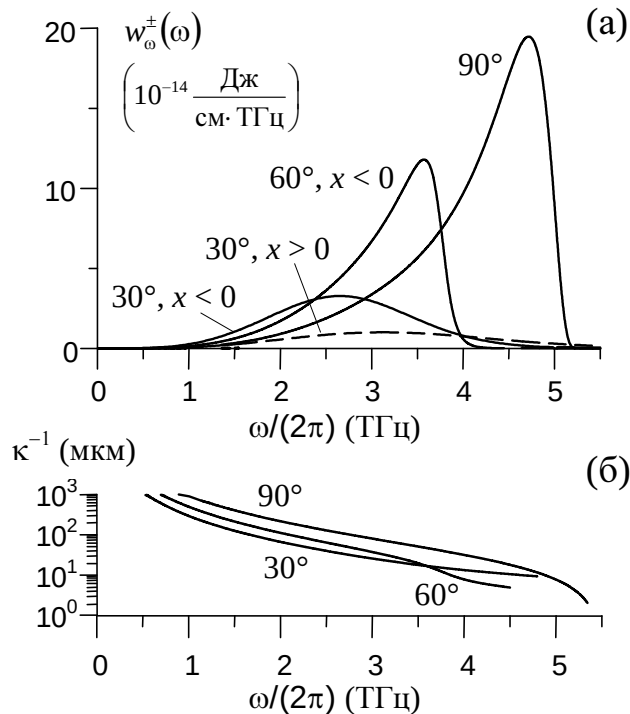


Рисунок 4.2.4 – Спектральная плотность энергии $w_{\omega}^{\pm}(\omega)$ (а) и частотная зависимость масштаба локализации ПП κ^{-1} (б) при $a/d = 0.5$, $\gamma = 30^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$ и оптимальных параметрах α и h : $\alpha = 60^{\circ}$, $h = 15$ мкм при $\gamma = 30^{\circ}, 60^{\circ}$ и $\alpha = 70^{\circ}$, $h = 40$ мкм при $\gamma = 90^{\circ}$. Параметры накачки – $\tau_{FWHM} = 150$ фс, $\ell_{\perp FWHM} = 30$ мкм, $I_0 = cE_0^2/(8\pi) = 50$ ГВт/см².

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

На рисунке 4.2.4 (а) показана спектральная плотность энергии $w_{\omega}^{\pm}(\omega)$ при различных углах ориентации полоски $\gamma = 30^{\circ}, 60^{\circ}, 90^{\circ}$ и оптимальных значениях параметров α и h (для $\gamma = 0^{\circ}$ соответствующий график приведен в работе [100]). 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 [100]), 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 бороздок. Исследованный в работе метод прямой оптической генерации терагерцовых поверхностных плазмонов перспективен для целей поверхностной терагерцовой спектроскопии.

Заключение

Таким образом, в рамках первого этапа НИР подготовлен аналитический обзор научно-технической литературы, нормативно-технической документации и других материалов по теме проекта. Выбран и обоснован оптимальный вариант направления исследований. Разработан План проведения исследований. Проведены расчеты и математическое моделирование для разработки высокоэффективного источника широкополосного терагерцового излучения на основе сэндвич-структуры 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 time-domain terahertz sensing / M. Brucherseifer, M. Nagel, P. Haring-Bolivar, 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-infrared semiconductor 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. Dobroiub, 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 **Аскар'ян, 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 ultrashort 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 **Löffler, 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 μJ 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 **Pálfalvi, L.** Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped 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.

64 **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.

65 **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.

66 **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.

67 **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.

68 **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.

70 **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.

71 **Bartal, B.** Toward generation of μ 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.

72 **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.

73 **Bakunov, M. I.** Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phase-matching 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 electro-optic 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.

84 **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.

85 **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.

86 **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.

89 **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.

90 **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.

91 **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.

92 **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.

93 **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 subluminal 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 plasmon-polariton / 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. Moshhammer, 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 quasi-dc 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 Review 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. Moshhammer, 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 intense 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. Moustazis, 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 electrodynamics 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 **Нефедов, Е.И.** Электродинамика периодических структур. / Нефедов Е.И., Сивов А.Н. – М.: Наука, 1977 – 209 с.

166 **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.

167 **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.

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