

Министерство образования и науки Российской Федерации

УДК 535

ГРНТИ 29.31.15, 29.33.25, 29.35.03

Инв. №

УТВЕРЖДЕНО:
Исполнитель: Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»
От имени Руководителя организации _____/ <u>Чупрунов Е.В.</u> / М.П.

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОТЧЕТ

о выполнении 2 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 программа «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)

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 Ю. Н.
	подпись, дата

кандидат физико-математических наук, доцент	_____ 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 59 с., 1 ч., 13 рис., 0 табл., 48 источн., 0 прил.

Нелинейная конверсия волн , источники терагерцового излучения , электрооптические кристаллы , оптический пробой , лазерная плазма

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 2 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 теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности. Разработка метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

Компьютерное моделирование, теоретический анализ.

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

Подготовлен Аналитический отчет о проведении теоретических исследований. Разработана теория генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности.

Разработан метод генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

Опубликованы статьи в иностранных журналах и в трудах международных конференций.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	7
1 Аналитический отчет о проведении теоретических исследований	10
1.1 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности	10
1.1.1 Введение	10
1.1.2 Модель и основные уравнения генерации терагерцового поля лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности	14
1.1.3 Генерация терагерцового излучения в приближении планарного оптического импульса	19
1.1.4 Структура терагерцового поля и эффективность оптико-терагерцовой конверсии для лазерного импульса конечного поперечного размера	30
1.1.5 Выводы	34
1.2 Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред	35
1.2.1 Исследование процессов возбуждения и последующего переизлучения собственных дипольных колебаний атомного кластера, ионизируемого лазерными импульсами высокой интенсивности	35
1.2.1.1 Введение	35
1.2.1.2 Преобразование электромагнитного излучения в процессе пробоя атомного кластера ультракоротким лазерным импульсом	36
1.2.1.3 Выводы	45
1.2.2 Исследование процессов ускорения электронов и возбуждения низкочастотных терагерцовых токов в плазме оптического разряда, создаваемой в газе предельно короткими лазерными импульсами	46

1.2.2.1 Введение	46
1.2.2.2 Постановка задачи	47
1.2.2.3 Полуклассический подход	47
1.2.2.4 Аналитическая модель	48
1.2.2.5 Выводы	54
2 Результаты теоретических исследований	55
3 Публикация результатов НИР	58
Заключение	116
Список используемых источников	117

ВВЕДЕНИЕ

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 2 этапу Государственного контракта № П385 "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.

По 2 этапу были запланированы следующие работы:

1. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности.
2. Проведение расчетов и математического моделирования для разработки метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

Выполнение работ было направлено на достижение следующих целей:

1. Разработка теории генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности.
2. Разработка метода генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред.

В результате проведенных исследований разработана теория генерации терагерцовых волн фемтосекундным лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности, распространяющимся через электрооптический кристалл, имеющий типичную для экспериментов форму призмы. Разработанная теория учитывает переходные процессы на входной границе кристалла и, как следствие, позволяет описывать динамику формирования терагерцового поля в кристалле. В качестве важного параметра процесса формирования терагерцового поля в теории впервые

введена новая характерная длина - длина поперечного сноса (transverse walk-off length), учитывающая неколлинеарность распространения лазерного импульса накачки и пакета генерируемых терагерцовых волн. Показано, что в ряде случаев именно эта длина является определяющей для оценки эффективности оптико-терагерцового преобразования. Также впервые выяснена структура терагерцового поля, генерируемого лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности в электрооптическом кристалле. Показано, что терагерцовое поле состоит из ближнего поля, синхронизированной волны, черенковского конуса и переходного излучения. Определены пространственные области локализации этих полей. Разработанная теория применена для анализа двух типичных экспериментальных ситуаций – возбуждения кристалла LiNbO_3 импульсами титан-сапфирового лазера (с длиной волны 0.8 мкм) при комнатной и криогенной температурах, а также для изучения перспективности новой, предложенной участниками проекта, схемы оптико-терагерцового преобразования – возбуждения кристалла GaAs на длинах волн 1.8 и 3.5 мкм. Рассчитаны параметры лазерного импульса (поперечный размер, угол наклона фронта интенсивности, длительность импульса) и размеры кристаллов, которые максимизируют терагерцовый выход. Показано, что эффективность оптико-терагерцового преобразования в GaAs может быть существенно выше, чем в обычно используемом кристалле LiNbO_3 , что, однако, требует применения более толстых кристаллов.

В ходе расчетов и математического моделирования процессов оптико-терагерцового преобразования при лазерном пробое сплошных и нанодисперсных сред исследован эффект преобразования спектра оптического излучения при ионизации атомного кластера ультракороткими лазерными импульсами. Данный эффект обусловлен возбуждением собственных дипольных колебаний кластера передним фронтом лазерного импульса. Частота колебаний растет во времени по мере увеличения плотности плазмы, а их амплитуда сохраняется достаточно высокой даже после прохождения импульса через кластер. Высвечивание собственных колебаний из нестационарного плазмоида порождает свободное электромагнитное излучение с изменяющейся во времени частотой. Таким образом, возбуждение свободных плазмонных колебаний ультракоротким лазерным импульсом при ионизации газового

кластера приводит к увеличению передаваемой образующейся плазме энергии и сильному изменению спектра рассеянного излучения.

Исследовано также явление возбуждения низкочастотного (на терагерцовых частотах) остаточного тока в плазме, создаваемой при ионизации газа интенсивным предельно коротким (в несколько колебаний светового поля) лазерным импульсом циркулярной поляризации. Показано, что данное явление играет важную роль в процессе оптико-терагерцового преобразования, поскольку остаточный ток служит начальным толчком к возникновению поляризации в нестационарном плазменном образовании и к возбуждению в нем свободных колебаний, частоты которых определяются плотностью и геометрическими размерами плазмоида, а также частотой столкновений электронов с тяжелыми частицами и в широкой области параметров лазерного импульса и давлений ионизируемого газа лежат в терагерцовом диапазоне частот. На основе полуклассического подхода разработана аналитическая модель и получены приближенные аналитические формулы, позволяющие определить зависимость плотности остаточного тока от параметров лазерного импульса (интенсивности, длительности, длины волны) и потенциала ионизации атомов газа, с которым взаимодействует лазерный импульс. Проведенные численные расчеты по исследованию зависимости эффективности возбуждения остаточного тока от длительности и пиковой интенсивности лазерного импульса показали хорошее совпадение с результатами аналитического исследования. Исследованы спектрально-угловые и амплитудные характеристики терагерцового излучения, генерируемого остаточными токами, при различной геометрии плазменного образования.

Важным результатом 2 этапа является разработка и внедрение новых аналитических методов математического моделирования нелинейных волновых процессов, а также новых численных методов распараллеливания расчетов на современных многопроцессорных вычислительных кластерах.

1 Аналитический отчет о проведении теоретических исследований

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

1.1.1 Введение

На сегодняшний момент метод оптического выпрямления лазерных импульсов с наклонным фронтом интенсивности в электрооптических кристаллах обеспечивает рекордные эффективности оптико-терагерцовой конверсии. В этом методе оптический импульс накачки с фронтом интенсивности, наклоненным под углом α к фазовому фронту, распространяется с оптической групповой скоростью V по нормали к фазовым фронтам, при этом проекция скорости в направление перпендикулярное фронту интенсивности равно $V \cos \alpha$. Подбирая угол наклона, проекция скорости может быть равной фазовой скорости терагерцовых волн с некоторой частотой ω : $V \cos \alpha = v_{\text{THz}}(\omega)$ [1]. Таким образом, можно достичь фазового синхронизма с квази-плоской терагерцовой волной, распространяющейся в направлении нормали к фронту интенсивности. В частности, использование метода наклонна фронта интенсивности лазерного импульса позволяет преодолеть большой разброс скоростей между оптическим импульсом и терагерцовыми волнами в материалах с высокой нелинейностью LiNbO_3 и LiTaO_3 .

Принцип метода генерации ТГц излучения лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности был продемонстрирован в работе [2]. В данной работе в кристалле стехиометрического LiNbO_3 (sLN) легированного 2% Mg были получены субпикосекундные терагерцовые импульсы с энергией 30 пДж при комнатной температуре и 100 пДж при охлаждении кристалла до 77 К. Учитывая, что для возбуждения использовались лазерным импульсы с энергией 2.3 мкДж (на длине волны $\lambda \sim 0.8$ мкм); эффективность конверсии составила 1.3×10^{-5} и 4.3×10^{-5} , соответственно. При использовании кристалла sLN легированного 0.6% Mg,

обладающего меньшим поглощением на ТГц частотах, эффективность была увеличена до 1.7×10^{-4} при 77 К (с энергией терагерцового импульса 400 пДж) [3]. Также было продемонстрировано изменение центральной частоты терагерцового спектра между 1 ТГц и 4.4 ТГц при изменении угла наклона α в диапазоне $59^\circ - 64^\circ$ при 10 К [3]. Используя большие энергии лазерного импульса (вплоть до 0.5 мДж) и одновременно увеличивая размер лазерного пучка, энергия терагерцовых импульсов была увеличена до 240 нДж при комнатной температуре; максимальная эффективность конверсии 5×10^{-4} была получена при 0.3 мДж энергии лазерного импульса [4]. Дальнейшее увеличение энергии лазерной накачки до 20 мДж привело к генерации 10 мкДж терагерцовых импульсов с эффективностью конверсии 6×10^{-4} [5]. Ещё большая эффективность конверсии 7×10^{-4} была получена с 6 мДж импульсами накачки [6]. Недавно, 30 мкДж терагерцовые импульсы с одним периодом колебаний поля были сгенерированы, используя импульсы с наклонным фронтом от 28 мДж титан–сапфирового лазера с рекордной эффективностью конверсии $\sim 10^{-3}$ [7]. В другом недавнем эксперименте [8] для лазерной накачки были использованы импульсы Yb–лазера ($\lambda = 1.035$ мкм) и методом наклонного фронта в кристалле sLN при комнатной температуре были сгенерированы ТГц импульсы с шириной спектра до 2.5 ТГц и энергией 400 мДж при эффективности оптико–терагерцовой конверсии 2.5×10^{-4} .

Несмотря на большие значения эффективности оптико–терагерцовой конверсии, полученные с использованием наклонных фронтов, теория терагерцового излучения для таких импульсов до сих пор не была достаточно разработана. В работах [3, 4, 9, 10], были использованы две простые модели, чтобы проиллюстрировать механизм возбуждения наклонным фронтом и рассчитать генерируемое терагерцовое поле. Одна из моделей – двумерная (2D); представляет генерируемое терагерцовое поле как свёртку распределения оптической интенсивности двумерного импульса с наклонным фронтом и известного аналитического решения для черенковского излучения от движущегося линейного источника [4, 10]. Однако данная модель не учитывает дисперсии терагерцового излучения, и не может принципиально описать основы метода использования наклонного фронта интенсивности, т.е. синхронное возбуждение терагерцовой волны на заданной частоте ω . В другой, одномерной (1D) эвристической модели [3, 9, 10],

терагерцовое поле рассчитывается не через решение уравнений Максвелла с нелинейным источником, но представляется как сумма плоских волн приходящих к выходной границы кристалла из различных частей кристалла. Амплитуды плоских волн не рассчитаны строго и поэтому результаты представлены в условных единицах. Более того, одномерная модель не учитывает поперечный размер пучка и не может различить импульс с наклонным фронтом и обычный импульс с приведённой групповой скоростью. Вдобавок к этому, работы [3, 9, 10] не рассматривают прохождение терагерцового поля сгенерированного внутри кристалла через выходную границу этого кристалла. Трёхмерные расчёты в работе [11] также не включают ни наличие границ, ни такие важные эффекты как дисперсия и поглощения терагерцовых волн.

Строгая теория генерации терагерцового излучения лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности была недавно разработана для стационарного режима в бесконечном электрооптическом кристалле [12]. В теории также учитывается прохождение сгенерированного терагерцового поля через выходную границу кристалла. Теория основывается на строгом решении уравнений Максвелла и включает как конечные поперечные размеры двумерного оптического импульса, так и дисперсию материала и поглощение в терагерцовом диапазоне. Согласно теории, стационарная диаграмма направленности в общем случае представляет собой суперпозицию черенковского конуса, синхронизированной волны и ближнего поля нелинейного источника. Применение теории к типичным экспериментам с LiNbO_3 показало, что вклады в энергию терагерцовой волны от черенковского конуса и ближнего поля могут быть сравнимы или даже больше вклада от синхронизированной волны. Этот результат не мог быть получен в рамках простой одномерной модели [3, 9, 10]. Были получены определённые рекомендации как оптимизировать параметры оптической накачки и размер кристалла для увеличения эффективности терагерцовой генерации.

С общей точки зрения, стационарная теория [12] применима только для достаточно толстых кристаллов – с толщиной много большей длины, на которой спадает переходное излучение, сгенерированное на входной границы кристалла. Для более тонких кристаллов, очевидно, переходное излучение будет играть значительную роль в процессе формирования терагерцового поля, как это известно

для терагерцовой генерации импульсами с не наклонным фронтом [13]. В LiNbO_3 при комнатной температуре терагерцовое поглощение значительно ($\sim 20 \text{ см}^{-1}$ на 1 ТГц [10, 14, 15]) и ослабление переходного излучения происходит на длинах $\sim 1 \text{ мм}$. Таким образом, при комнатной температуре можно ожидать применимость стационарной теории к экспериментам начиная с толщины кристалла LiNbO_3 2 мм [2-8]. Однако стационарная теория становится неадекватной для экспериментов [2, 3] с криогенно охлаждёнными кристаллами LiNbO_3 , в которых терагерцовое поглощение почти на два порядка меньше чем при комнатной температуре [14]. Для описания этих экспериментов требуется динамическая теория, которая учитывает переходные процессы на границе кристалла. Необходимость в такой теории также возрастает из-за возможности применения метода генерации наклонным фронтом интенсивности для других кристаллов, обладающих малым поглощением, в частности, GaAs .

Кристалл GaAs является одним из немногих электрооптических кристаллов, обладающих малым поглощением на ТГц частотах. В данном кристалле коэффициент поглощения равен $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ на 1-2 ТГц при комнатной температуре [10, 14, 15]. Кроме того, GaAs имеет дополнительное преимущество, обусловленное большой восприимчивостью второго порядка и большой теплопроводностью [15]. Граница двух-фотонного поглощения в GaAs около 1.75 мкм , поэтому для более эффективной оптико-терагерцовой конверсии требуется длинноволновое излучение лазерной накачки. Для длины волны накачки $\lambda \sim 2 - 4 \text{ мкм}$, разница между оптическим групповым индексом n_g ($n_g \approx 3.4$ при $\lambda = 2 \text{ мкм}$) и показателем преломления на терагерцовых частотах $n_{\text{THz}} \approx 3.6$ мала. Таким образом, для достижения фазового синхронизма достаточны существенно меньшие, в сравнении с LiNbO_3 , углы наклона фронта интенсивности накачки ($\alpha \sim 10^\circ - 20^\circ$ для $\lambda \sim 2 - 4 \text{ мкм}$). Импульсы с меньшими углами наклона испытывают меньшие дифракционные искажения при распространении и, поэтому, могут действовать как эффективные источники терагерцовых волн на больших расстояниях (в LiNbO_3 , для $\alpha \sim 60^\circ$ это расстояние ограничено несколькими миллиметрами). Все вышеупомянутые преимущества GaAs делают его хорошим кандидатом для терагерцовой генерации импульсами ближнего ИК диапазона с наклонным фронтом интенсивности.

В методе генерации наклонным фронтом интенсивности для эффективного вывода сгенерированной терагерцовой волны из кристалла выходную границу

кристалла срезают параллельно терагерцовому волновому фронту, т.е. под углом α к входной границе [2-8]. В теории метода учитывается призмоподобная форма кристалла.

Мы развиваем полную динамическую теорию терагерцовой генерации импульсами с наклонным фронтом в призмоподобном кристалле произвольной толщины. Рассмотрены две типичные экспериментальной ситуации: генерация ТГц излучения в кристалле LiNbO_3 при накачке волны $\lambda = 0.8 \text{ мкм}$ при комнатной и криогенной температурах (10 К), а также в кристалле GaAs при накачке фемтосекундным лазерным импульсом на центральной длине $\lambda = 1.8 \text{ мкм}$ или $\lambda = 3.5 \text{ мкм}$.

Здесь, как и в работе [12], будем рассматривать двумерный случай, когда оптический импульс накачки бесконечен в одном направлении и имеет конечную ширину в другом. Двумерный случай не требует громоздких расчетов как трёхмерный случай фокусировки в пятно. В тоже время это позволяет изучить влияние поперечного размера импульса на динамику процесса формирования терагерцового поля и эффективность конверсии. На практике, импульс накачки сфокусированный в линию цилиндрической линзой часто используется из-за ряда преимуществ по сравнению с фокусировкой в пятно [13].

1.1.2 Модель и основные уравнения генерации терагерцового поля лазерным импульс с наклонным фронтом интенсивности

Будем предполагать, что фемтосекундный лазерный импульс с наклонным фронтом интенсивности распространяется вдоль оси x и падает нормально на входную границу $x = 0$ электрооптического кристалла призмоподобной формы (рисунок 1.1). Так как групповая скорость импульса в кристалле $V = c/n_g$ меньше, чем скорость света c , угол наклона импульса уменьшается при прохождении импульса в глубь кристалла. Будем считать, что внутри кристалла угол наклона равен α (рисунок 1.1). Выходная граница кристалла наклонена под тем же углом α , а толщина кристалла (вдоль центральной линии лазерного луча) равна L (рисунок 1.1).

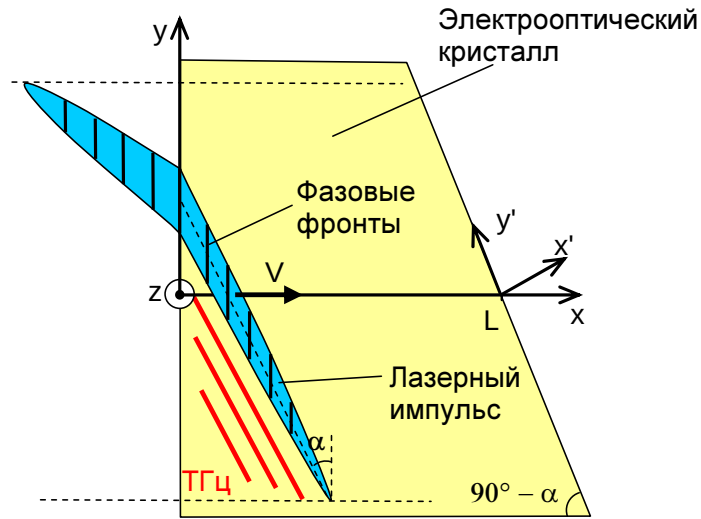


Рисунок 1.1 – Геометрия задачи. Фемтосекундный лазерный импульс со скошенным фронтом интенсивности проникает в электрооптический кристалл и генерирует ТГц излучение.

Будем пренебрегать искажениями импульса вследствие линейного поглощения, многофотонных процессов, дифракции и дисперсии. В этих приближениях, нелинейную поляризацию, наведённую в кристалле через оптическое выпрямление можно записать в виде

$$\mathbf{P}^{\text{NL}} = \mathbf{p} F\left(t - x/V - y/V_y\right) G(y), \quad (1.1)$$

где $V_y = V \cot \alpha$, функции $F(\xi)$ и $G(y)$ описывают временную огибающую и поперечный профиль оптической интенсивности, соответственно. Для определенности будем использовать функции Гаусса

$$F(\xi) = e^{-\xi^2/\tau^2}, \quad G(y) = e^{-y^2/l_\perp^2}, \quad (2.1)$$

где τ длительность импульса [длительность на уровне половины амплитуды (FWHM) $\tau_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2} \tau$] и $l_\perp$ поперечный размер импульса ($l_{\perp \text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2} l_\perp$). Абсолютное значение вектора $\mathbf{p}$ определяется выражением $p = d_{\text{eff}} E_0^2$, где d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент кристалла и E_0 – максимум огибающей оптического поля в кристалле. Ориентация $\mathbf{p}$ определяется поляризацией оптического импульса и ориентацией кристаллографических осей в кристалле. Далее будем рассматривать типичную экспериментальную конфигурацию: $p_x = p_y = 0$ и $p_z \neq 0$ [2-8]. В электрооптических материалах, таких как LiNbO_3 , такая конфигурация реализуется если оптическая ось кристалла и лазерная поляризация направлены вдоль оптической

оси, таким образом $d_{eff} = d_{33}$. Для LiNbO_3 , мы будем считать $d_{33} = 168$ пм/В [10]. Для электрооптических кристаллах, как GaAs, максимум p_z (при $p_{x,y} = 0$) достигается для $\langle 110 \rangle$ среза кристалла с $[001]$ кристаллографической осью ориентированной под углом $\approx 55^\circ$ к электрическому полю лазерного импульса, которое параллельно оси z [16]. Максимальное значение p_z определяется $d_{eff} = (4/3)^{1/2} d_{14}$ [16]. Для GaAs, мы будем считать $d_{eff} = 78$ пм/В.

Для описания кристалла на терагерцовых частотах, будем использовать формулу с одним фононным резонансом

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (1.3)$$

где ε_0 и ε_∞ низкочастотная и высокочастотная диэлектрические константы, ω_{TO} частота поперечного фононного резонанса, и γ - частота столкновений. Для LiNbO_3 при 10 К, будем использовать параметры 0.68 mol% SLN [3, 14, 17]: $\omega_{TO}/(2\pi) = 7.44$ ТГц, $\varepsilon_0 = 22.4$, $\varepsilon_\infty = 10$, и $\gamma/(2\pi) = 0.08$ ТГц. Для GaAs, будем считать $\omega_{TO}/(2\pi) = 8.2$ ТГц, $\varepsilon_0 = 12.9$, $\varepsilon_\infty = 11$, и $\gamma/(2\pi) = 0.07$ ТГц [18]. В LiNbO_3 при 300 К терагерцовое поглощение имеет более сложную частотную зависимость, чем это выражено в модели с одним фононным резонансом (1.3). Для описания поглощение более точно, мы будем использовать более реалистичные формулы для терагерцового коэффициента преломления и коэффициента поглощения полученные сопоставлением с экспериментальными данными [14] для 0.68 mol% SLN при 300 К.

В оптическом диапазоне, кристалл описывается наряду с групповым индексом преломления n_g ещё и фазовым индексом преломления n_{opt} . Для SLN на $\lambda = 0.8$ мкм, мы будем считать $n_g = 2.23$ и $n_{opt} = 2.16$ [3]. Для GaAs, $n_g = 3.5$ и $n_{opt} = 3.4$ при $\lambda = 1.8$ мкм и $n_g = 3.4$ и $n_{opt} = 3.3$ при $\lambda = 3.5$ мкм [18]. Для краткости мы будем записывать два последних случая в виде $\text{GaAs}^{(1.8)}$ и $\text{GaAs}^{(3.5)}$, соответственно.

Для нахождения терагерцового излучения генерируемого движущейся нелинейной поляризацией (1.1), будем использовать уравнения Максвелла

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_y}{\partial t}, \quad (1.4a)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_z}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P_z^{NL}}{\partial t}. \quad (1.4b)$$

Отношение между D_z и электрическим полем E_z в терагерцовом диапазоне можно легко записать в частотной области используя выражение (1.3).

Так как на практике (для $L > 100$ мкм) длительность сгенерированного терагерцового импульса обычно меньше, чем время полного обхода лазерного импульса в кристалле, удобно рассматривать последовательно процессы на входной и выходной границе кристалла. Для этого, мы сначала рассматриваем полубесконечный кристалл ($0 < x < \infty$). Применяя преобразование Фурье по отношению к t и y (ω и g соответствующие Фурье переменные; $\sim$ будут отмечены величины в Фурье области) и исключая магнитное поле, мы получим выражение для образа электрического поля $\tilde{E}_z(\omega)$

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial x^2} + \kappa^2(x) \tilde{E}_z = -\frac{4\pi\omega^2 p}{c^2} \tilde{F}(\omega) \tilde{G}\left(g - \frac{\omega}{V_y}\right) \eta(x) e^{-i\omega x/V}, \quad (1.5)$$

где $\kappa^2 = \kappa_v^2 \equiv (\omega/c)^2 - g^2$ для $x < 0$ и $\kappa^2 = \kappa_c^2 \equiv (\omega/c)^2 \varepsilon - g^2$ при $x > 0$, $\tilde{F}(\omega) = \tau(2\sqrt{\pi})^{-1} e^{-\omega^2 \tau^2/4}$ и $\tilde{G}(g) = l_\perp(2\sqrt{\pi})^{-1} e^{-g^2 l_\perp^2/4}$ Фурье образы $F(\xi)$ и $G(y)$, соответственно, и $\eta(x)$ функция Хевисайда. Для решения уравнения (1.5) найдем вначале решения в однородных областях $x < 0$ и $x > 0$, а затем сошьем эти решения граничными условиями непрерывности $\tilde{E}_z$ и $\tilde{B}_y = -(ic/\omega) \partial \tilde{E}_z / \partial x$ при $x = 0$. Это даёт

$$\tilde{E}_z(\omega, g, x) = A \begin{cases} \frac{\kappa_c - \omega/V}{\kappa_v + \kappa_c} e^{i\kappa_v x}, & -x < 0, \\ e^{-i\omega x/V} - \frac{\kappa_v + \omega/V}{\kappa_v + \kappa_c} e^{-i\kappa_c x}, & -x > 0, \end{cases} \quad (1.6)$$

где $A = 4\pi \tilde{F}(\omega) \tilde{G}(g - \omega/V_y) / (n_g^2 - \varepsilon + c^2 g^2 / \omega^2)$. Решение (1.6) в Фурье области может быть преобразовано в (t, y) область путем вычисления обратного преобразования в виде

$$E_z(t, y, x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg \tilde{E}_z(\omega, g, x) e^{i\omega t - igy}. \quad (1.7)$$

В выражении (1.6) первое слагаемое справа для случая $x > 0$ – отклик на вынужденной волне, которая изучалась в работе [12]. Отклик на вынужденной волне распространяется без изменения формы и, физически, это ближнее поле нелинейного источника и волны возбуждённые посредством фазового синхронизма. Второе слагаемое справа в выражении (1.6) для $x > 0$ – отклик на свободной волне, т.е.

переходное излучение распространяющееся от входной границы кристалла. Отклик на свободной волне изменяется по форме и уменьшается по амплитуде из-за наличия дисперсии и поглощения. Он может интерферировать с откликом на вынужденной волне и таким образом значительно влиять на общее терагерцовое поле и терагерцовый выход.

Чтобы описать эмиссию сгенерированного терагерцового излучения через выходную границу кристалла, введем вместо переменных x, y в выражения (1.6) и (1.7) новые координаты x' (нормаль к границе) и y' (касательная к границе) (рисунок 1.1). Исходя из развитого ранее подхода [19], введем обычный Френелевский коэффициент прохождения

$$T_F = 2\kappa'_c(\kappa'_v + \kappa'_c)^{-1} \quad (1.8)$$

для свободного излучения и новый коэффициент пропускания, представленный в [12],

$$T_N = [\omega n_g (c \cos \alpha)^{-1} + \kappa'_c + g' \tan \alpha] (\kappa'_v + \kappa'_c)^{-1} \quad (1.9)$$

для вынужденного излучения. В выражении (1.8) и (1.9), g' тангенциальная к выходной границе составляющая волнового вектора, $\kappa'_c = (\omega/c)(\epsilon - c^2 g'^2 / \omega^2)^{1/2}$ и $\kappa'_v = (\omega/c)(1 - c^2 g'^2 / \omega^2)^{1/2}$ нормальные компоненты волнового вектора в кристалле и вакууме, соответственно. В результате, поле, проходящее в вакуум, можно записать в виде

$$E_z^{(t)}(t, y', x') = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg' \tilde{E}_z^{(t)} e^{i\omega t - ig'y' - i\kappa'_v x'}, \quad (1.10)$$

где

$$\tilde{E}_z^{(t)}(\omega, g') = T_N A_1(\omega, g') - T_F A_2(\omega, g') \frac{\kappa'_v + \omega/V}{\kappa'_v + \kappa'_c}, \quad (1.11)$$

$A_{1,2}(\omega, g')$ – это $A(\omega, g)/\cos \alpha$ взятое с $g = g'/\cos \alpha + (\omega n_g/c)\tan \alpha$ и $g = g' \cos \alpha + \kappa'_c \sin \alpha$, соответственно; последняя формула также используется для выражения g через переменную g' в κ'_v и κ'_c .

Для расчёта терагерцовой энергии W излучаемой от выходной границы кристалла в свободное пространство (на единицу длины вдоль оси z), проинтегрируем x' компоненту вектора Пойтинга $S_{x'}$ в вакууме (при $x' = 0+$) на бесконечном

интервале времени $(-\infty < t < \infty)$. Для нахождения $S_{x'} = -c(4\pi)^{-1}E_z^{(t)}B_{y'}^{(t)}$, используем соотношение между электрическим и магнитным полем в вакууме $\tilde{B}_{y'}^{(t)}(\omega, g') = (c\kappa'_v/\omega)\tilde{E}_z^{(t)}(\omega, g')$ и обратное преобразование от $\tilde{B}_{y'}^{(t)}$. После интегрирования $S_{x'}$ получаем выражение для энергии

$$W = \int_0^\infty d\omega w_\omega(\omega), \quad (1.12)$$

где спектральная плотность энергии

$$w_\omega(\omega) = \int_{-\infty}^\infty dg' \frac{\text{Re } \kappa'_v}{\omega} \left| \tilde{E}_z^{(t)}(\omega, g') \right|^2. \quad (1.13)$$

1.1.3 Генерация терагерцового излучения в приближении планарного оптического импульса

Для того чтобы аналитически получить данные о динамике формирования терагерцовых импульсов, рассмотрим случай плоского оптического импульса $\ell_\perp \rightarrow \infty$. В этом приближении, функция $\tilde{G}(g - \omega/V_y)$ преобразуется в дельта функцию $\delta(g - \omega/V_y)$. Подстановка $\delta(g - \omega/V_y)$ в уравнение (1.8) дает для $x > 0$:

$$E_z(t, y, x) = 4\pi p \int_{-\infty}^\infty d\omega \frac{\tilde{F}(\omega) e^{i\omega(t-y/V_y)}}{(n_g/\cos\alpha)^2 - \varepsilon(\omega)} \times \left(e^{-i\omega x/V} - \frac{n_v + n_g}{n_v + n_c} e^{-in_c \omega x/c} \right), \quad (3.14)$$

где $n_v = (1 - n_g^2 \tan^2 \alpha)^{1/2}$ и $n_c = (\varepsilon - n_g^2 \tan^2 \alpha)^{1/2}$; знаки $\text{Im } n_{v,c}$ выбраны так, чтобы удовлетворить условию на излучение $\omega \text{Im } n_{v,c} < 0$.

Согласно уравнению (3.14) суммарное терагерцовое поле в планарном переделе зависит только от x и комбинации переменных $\xi = t - y/V_y$: $E_z(t, y, x) = E_z(\xi, x)$. Это означает, что динамика формирования терагерцового поля при разных y развивается одинаково – отличие состоит только во временной задержке y/V_y . Динамика сильно зависит от того, является ли α больше или меньше критического угла $\alpha_{cr} = \arccos(n_g/\sqrt{\varepsilon_0})$ [12]. Этот критический угол равен $\alpha_{cr} \approx 61.9^\circ, 20.7^\circ, 13^\circ$ для образцов 10 К LSN, GaAs^(3.5) и GaAs^(1.8) соответственно.

Для $\alpha < \alpha_{cr}$ (режим отсутствия фазового синхронизма) подынтегральное выражение (1.14) не имеет сингулярности. Следовательно, в первом приближении

можно пренебречь дисперсией и поглощением в терагерцовом диапазоне и рассматривать $\varepsilon(\omega)$ как вещественную постоянную ε_0 . Из аппроксимации получаем

$$E_z(\xi, x) = \frac{4\pi p}{n_{c0}^2 - n_g^2} \left[\frac{n_v + n_g}{n_v + n_{c0}} \times F\left(\xi - \frac{xn_{c0}}{c}\right) - F\left(\xi - \frac{x}{V}\right) \right], \quad (1.15)$$

- в случае вещественного n_v , т.е. для $0 < \alpha < \alpha_1$ где $\alpha_1 = \arctan n_g^{-1}$ и

$$E_z(\xi, x) = \frac{4\pi p}{n_{c0}^2 - n_g^2} \left\{ F\left(\xi - \frac{xn_{c0}}{c}\right) \times \left[\frac{n_g n_{c0} + |n_v|^2}{n_{c0}^2 + |n_v|^2} + |n_v| \frac{n_{c0} - n_g}{n_{c0}^2 + |n_v|^2} \operatorname{erfi}\left(\xi - \frac{xn_{c0}}{c}\right) \right] - F\left(\xi - \frac{x}{V}\right) \right\} \quad (1.16)$$

- в случае мнимого n_v т.е. для $\alpha_1 < \alpha < \alpha_{cr}$. В уравнениях (1.15) и (1.16), n_{c0} это n_c взятое при $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0$, в уравнении (1.16), $\operatorname{erfi}(\xi)$ это мнимая функция ошибок. Для образцов 10 K SLN и GaAs^(3.5), $\alpha_1 \approx 24^\circ$ и 16.6° соответственно, то есть $\alpha_1 < \alpha_{cr}$. Для образца GaAs^(1.8), $\alpha_1 \approx 16^\circ$, т.е. $\alpha_1 > \alpha_{cr}$ и, следовательно, выражение (1.15) справедливо для всего диапазона $\alpha < \alpha_{cr}$.

Для $\alpha < \alpha_1$ выражение (1.15) дает генерациях двух терагерцовых импульсов одного профиля (гауссова), которые повторяют огибающую оптической интенсивности, однако они имеют разные амплитуды и противоположные поляризации. Импульсы распространяются с разными скоростями в направлении оси x : вынужденный волновой отклик (второй член в квадратных скобках) распространяется со скоростью лазера накачки V , а отклик свободной волны (первый член) распространяется со скоростью c/n_{c0} . Вспоминая, что оба импульса имеют одну и ту же скорость V_y вдоль оси y , можно заключить, что импульсы ориентированы в плоскости xy под разными углами по отношению к оси y , т.е. α и $\beta = \arctan(n_g n_{c0}^{-1} \tan \alpha)$, $\beta < \alpha$ для вынужденной и свободной волны соответственно. С физической точки зрения, вынужденный волновой импульс это ближнее поле, а свободный волновой импульс это излучение в свободном пространстве. Рядом с входной плоскостью кристалла $x=0$ импульсы совпадают во времени и частично компенсируют друг друга, по мере распространения они разделяются и, следовательно, результирующее терагерцовое поле увеличивается. Следовательно, удобно ввести длину разбегания как расстояние от входной грани по оси x , при которой результирующее терагерцовое поле имеет два отдельных по времени импульса. Длина разбегания определяется формулой:

$$L_w = \frac{c\tau_{FWHM}}{n_{c0} - n_g} = \frac{c\tau_{FWHM}}{(\varepsilon_0 - n_g^2 \tan^2 \alpha)^{1/2} - n_g}. \quad (1.17)$$

Для $\alpha = 0$, L_w совпадает с длиной разбегания введенной в [13] и увеличивается с ростом α .

Для $\alpha_1 < \alpha < \alpha_{cr}$ динамика генерации терагерцового поля, данная выражением (1.16), похожа на вышеописанную. Единственным отличием является немного негауссова форма свободного волнового импульса (первый член в фигурных скобках) из-за компоненты с нечетной функцией $erfi(\xi - xn_{c0}/c)$. С физической точки зрения, эта компонента связана с затеканием затухающих (с мнимым κ_v и вещественным κ_c) терагерцовых волн из вакуума в кристалл. Для образца 10 К SLN относительный вклад нечетной компоненты свободного волнового импульса невелик: он достигает максимума ≈ 0.3 при $\alpha = 45^\circ$.

Для α чуть меньшего чем α_{cr} , когда $n_{c0} \approx n_g$ свободные и вынужденные импульсы имеют, согласно выражениям (1.15) и (1.16), почти одинаковые амплитуды и практически компенсируют друг друга около $x = 0$. Результирующее терагерцовое поле постепенно растет при увеличении координаты x от нуля до момента разделения импульсов, т.е. на протяжении длины разбегания L_w . Последняя сравнительно велика в данном режиме из-за маленькой разницы между n_{c0} и n_g (см. уравнение (1.17)). Для $0 < x < L_w$ выражение (1.16) может быть упрощено:

$$E_z(\xi, x) \approx -2\pi p x (cn_g)^{-1} dF / d\eta, \quad (1.18)$$

где $\eta = \xi - x/V$. Для $x > L_w$ свободный и вынужденный волновые импульсы становятся полностью отделенными, их амплитуды, согласно выражениям (1.15) и (1.16) равны:

$$E_{max} = 4\pi p (n_{c0}^2 - n_g^2)^{-1}. \quad (1.19)$$

В пределе $n_{c0} \rightarrow n_g$ приближенные формулы (1.15)-(1.16) перестают быть применимыми – необходимо учитывать дисперсию и поглощение для терагерцового поля.

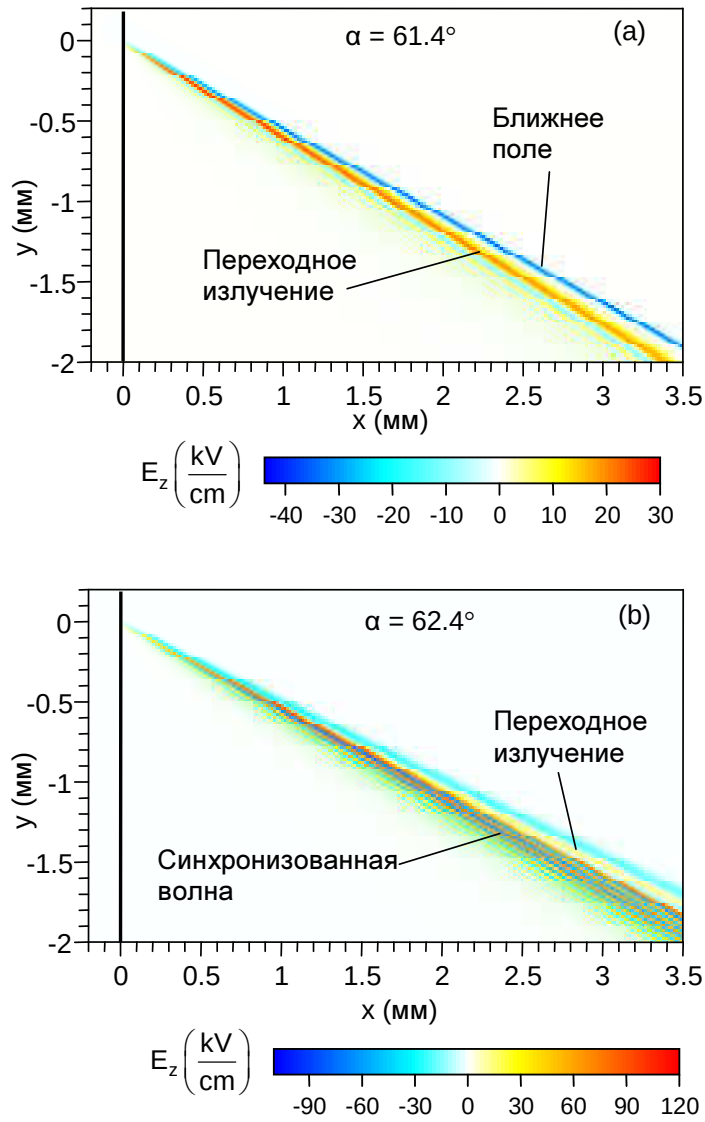


Рисунок 1.2 – Мгновенные снимки электрического поля $E_z(t, y, x)$ при $y=0$ для различных x при возбуждении в (а) режиме без фазового синхронизма ($\alpha = 61.4^\circ$) и (б) при фазовом синхронизме ($\alpha = 62.4^\circ$) для 10 К SLN при помощи титан-сапфирового лазера ($\lambda = 0.8$ мкм, $\tau_{FWHM} = 200$ фс и пиковая интенсивность $I_0 = c(8\pi)^{-1}n_{opt}E_0^2 = 10$ ГВт/см²)

Описанная динамика генерации терагерцового излучения проиллюстрирована на рисунках 1.2(а) и 1.3(а) на образце 10 К SLN, возбужденного титан-сапфировым лазером с $\lambda = 0.8$ мкм, $\tau_{FWHM} = 200$ фс и $\alpha = 61.4^\circ$ (чуть меньше чем $\alpha_{cr} \approx 61.9^\circ$). Для этого образца $\beta = 59.8^\circ$ и $L_w \approx 0.4$ мм. Мгновенные снимки поля излучения (рисунок 1.2(а)) и осциллограммы при разных x (рисунок 1.3(а)) были получены, численно решая уравнение (1.14), и они хорошо согласуются с предположениями, сделанными

при помощи приближенных выражений (1.15) и (1.16). Структура поля излучения (рисунок 1.2(a)) включает в себя в основном два пространственных импульса ориентированных под углами $\alpha = 61.4^\circ$ (вынужденный волновой импульс), $\beta = 59.8^\circ$ (свободный волновой импульс). С течением времени поле излучения смещается как целое со скоростью V_y в направлении y , следовательно, импульсы распространяются с разными скоростями в направлении x . На рисунке 1.3(a) терагерцовое поле сначала растет по x , в соответствии с уравнением (1.18), пока свободный и вынужденный волновые импульсы не станут разделенными при $L_w \approx 0.4$ мм. При $x > 0.4$ мм ведущий вынужденный волновой (положительный) импульс не испытывает никаких изменений, а свободный волновой (положительный) импульс испытывает поглощение и дисперсию, которые не учитываются в приближенном уравнении (1.16).

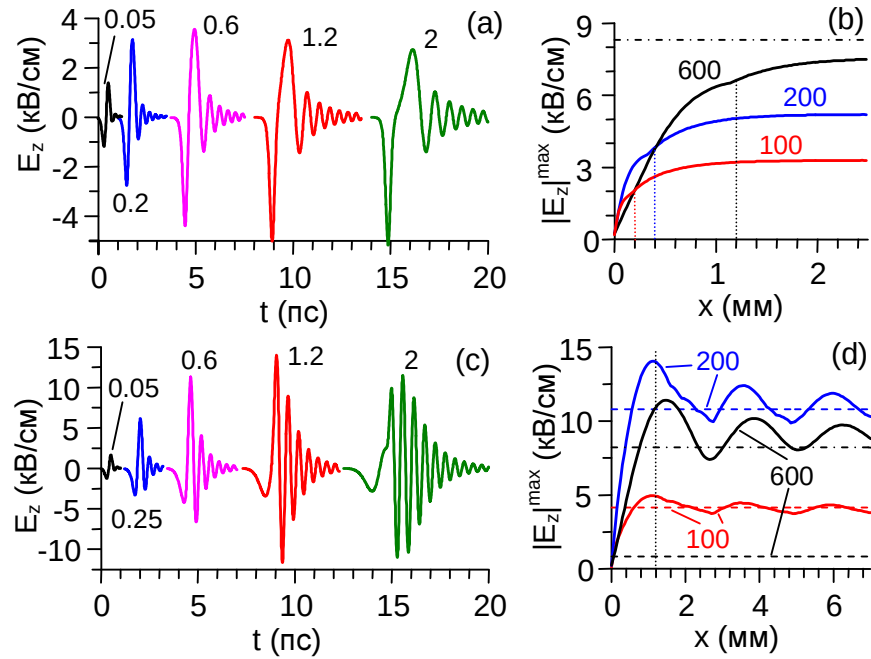


Рисунок 1.3 – (a),(c) Осциллограммы $E_z(t)$ при $y=0$ и разных x (показаны в мм вблизи соответствующих кривых) для возбуждения 10K SLN титан сапфировым лазером ($\tau_{FWHM} = 200$ фс) при (a) отсутствии фазового синхронизма($\alpha = 61.4^\circ$), (c) наличии фазового синхронизма ($\alpha = 62.4^\circ$). (b),(d) $|E_z|^{\max}$ как функция x для разных τ_{FWHM} (подписи рядом с кривыми) для режимов (b) отсутствия фазового синхронизма, (d) наличия фазового синхронизма. Горизонтальными линиями отмечены

$|E_{\max}|$, полученные из уравнений (1.19) – штрихи с точками, уравнений (1.20) – штрихи. Вертикальные линии изображают (b) длину выбегания и (d) длину формирования.

Для более подробного исследования эффектов дисперсии и поглощения мы построили на рисунке 3(b) максимальное терагерцовое поле в созданном импульсе $|E_z|^{\max}$, полученное численно на базе уравнения (1.14) как функция расстояния x для трёх разных τ_{FWHM} . Согласно рисунку 3(b), предельное значение $|E_z|^{\max}$ при больших x (амплитуда отрицательного свободного волнового импульса) меньше, чем получаемая из уравнения (1.19) в приближении отсутствия дисперсии: чем короче длительность лазерного импульса τ_{FWHM} , тем меньше предельное значение. Это можно объяснить уширением спектра сгенерированного терагерцового импульса с уменьшением τ_{FWHM} и, следовательно, увеличением $\varepsilon(\omega)$ в знаменателе уравнения (1.14) для высших спектральных компонент. Строго говоря, бездисперсионное приближение $\varepsilon(\omega) \approx \varepsilon_0$ применимо для длинных лазерных импульсов $\tau \gg (2/\omega_{TO})[1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)/(n_{c0}^2 - n_g^2)]^{1/2}$. Для параметров соответствующих рисунку 3(b) это условие дает $\tau_{FWHM} \approx 250$ фс, что хорошо согласуется с рисунком 3(b). Точно также можно ожидать, что для $\tau_{FWHM} \approx 250$ фс учет дисперсии должен приводить к уменьшению длины сноса L_w в сравнении с величиной, получаемой из уравнения (1.17). Однако этот эффект не заметен на рисунке 3(b) и становится ощутим только для $\tau_{FWHM} \approx 50$ фс.

Будем рассматривать случай $\alpha > \alpha_{cr}$ (режим фазового синхронизма). В этом случае, есть особенность в подынтегральном выражении в уравнении (1.14) $(n_g / \cos \alpha)^2 - \varepsilon(\omega) = 0$ и, следовательно, дисперсией пренебречь нельзя. С физической точки зрения, особенность связана с возбуждением режима фазового синхронизма. Стационарная форма волны при больших x , где свободный член уравнения (1.14) (второй член в квадратных скобках) полностью исчезает из-за поглощения, может быть оценена аналитически. Стационарная форма определяется остаточными вкладами полюсов $(n_g / \cos \alpha)^2 - \varepsilon(\omega) = 0$ и для $\varepsilon(\omega)$ из уравнения (1.3) может быть написано как в [12]:

$$E_z(\eta) = \frac{4\pi^{3/2} p\tau(\omega_{TO}^2 - \omega_0^2 - \gamma^2/4)^2}{\omega_0\omega_{TO}^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)} e^{-(\omega_0^2 - \gamma^2/4)\tau^2/4} \times e^{-\gamma\eta/2} \sin[\omega_0(\eta - \gamma\tau^2/4)] \quad (1.20)$$

где

$$\omega_0 = \omega_{TO} \sqrt{\frac{n_g^2 - \varepsilon_0 \cos^2 \alpha}{n_g^2 - \varepsilon_\infty \cos^2 \alpha} - \frac{\gamma^2}{4\omega_{TO}^2}}. \quad (1.21)$$

Уравнение (1.20) описывает квазимонохроматический волновой пакет, распространяющийся позади оптического импульса со скоростью $V \cos \alpha$ в направлении перпендикулярном фронту интенсивности оптического импульса (под углом α к оси y) и затухающий с декрементом $\gamma/(2V)$ с увеличением расстояния от импульса. Зависимость частоты ω_0 от $\alpha - \alpha_{cr}$ для образцов 10 К SLN, GaAs^(3.5) и GaAs^(1.8) показана на рисунке 1.4(a).

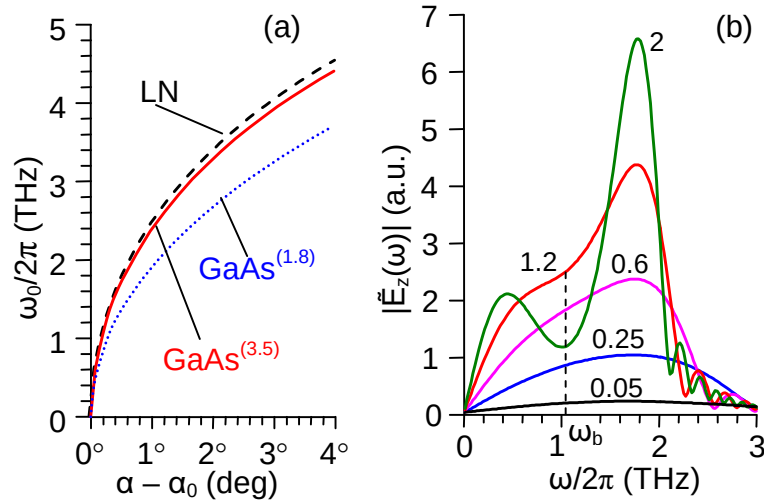


Рисунок 1.4 – (a) Частота синхронизованной волны ω_0 как функция $\alpha - \alpha_{cr}$ для 10 К SLN при лазерной накачке на длине волны 0.8 мкм (штриховая кривая), GaAs при лазерной накачке на длине волны 3.5 мкм (сплошная кривая) и 1.8 мкм (точечная кривая). (b) Спектр $|E_z(\omega)|$ при различных x (указан в мм рядом с кривыми) для таких же параметров, как и на рисунке 1.3 (c).

Для изучения динамики формирования предельного поля (1.20) в зависимости от x , свободная и вынужденная волновые части уравнения (1.14) должны быть учтены. Так как это невозможно сделать аналитически, мы исследовали интеграл

(1.14) численно. Мы использовали те же параметры что и для режима при отсутствии фазового синхронизма за исключением $\alpha = 62.4^\circ$. Соответствующие структура поля и осциллограммы при различных x изображены на рисунках 1.2(b) и 1.3(b), соответственно.

Пространственная структура поля (рисунок 1.2(b)) включает в себя синхронизованную волну (которая распространяется под углом $\alpha = 62.4^\circ$ к оси y и становится более выделенной с расстоянием x), ближнее поле нелинейного источника (который находится в области переднего фронта синхронизованной волны) и переходное излучение. Различные частотные компоненты переходного излучения распространяются под разными углами $\beta = \arctan[n_g n_c^{-1}(\omega) \tan \alpha]$ к оси y , согласно уравнению (1.14). Фронт излучения, сформированный низкочастотными компонентами с $\beta = \arctan(n_g n_{c0}^{-1} \tan \alpha) \approx 64.3^\circ$, распространяется впереди лазерного импульса (это отличается от режима отсутствия синхронизма на рисунке 1.2(a)). Остальные частотные компоненты переходного излучения распространяются под меньшими углами и взаимодействуют с синхронизованной волной. Переходное излучением затухает с x в связи с поглощением и дисперсионным расплыванием, следовательно, постепенно формируется предельная форма синхронизованной волны.

Осциллограммы при различных x (рисунок 1.3(c)) более подробно показывают динамику формирования терагерцового импульса. Согласно рисунку 1.3(c), динамика может быть разделена на два этапа. Во время первого этапа, у импульса растет амплитуда и нет заметных изменений в его форме (смотри осциллограммы при $x = 0.05, 0.25$, и 0.6 мм). Во время второго этапа, импульс удлиняется без заметных изменений в амплитуде (смотри осциллограммы для $x = 1.2$ и 2 мм). Для того чтобы понять динамику этих двух этапов и определить расстояние, при котором происходит переход от первой стадии ко второй, мы построили спектр поля $|\bar{E}_z(\omega)|$ на рисунке 1.4(b) в нескольких точках по оси x . Для $x < 1.2$ мм главная часть спектра растет с x . Это означает, что импульс также растет по ходу распространения без изменения формы. После $x = 1.2$ мм часть спектра в окрестности определенной частоты $\omega_b / (2\pi) \approx 1$ начинает уменьшаться с ростом x , в то время как другие частоты продолжают расти (наиболее быстро в окрестности частоты $\omega_0 / (2\pi) \approx 1.8$ ТГц, для которой выполняется условие синхронизма). Следовательно, спектр начинает

деформироваться. Соответственно, профиль импульса тоже меняется. Расстояние, на котором это начинает происходить было введено в [13] как длина формирования L_b . Эта длина характеризует динамику генерации терагерцового излучения в режиме фазового синхронизма для обыкновенных оптических импульсах (без наклона фронта интенсивности) в субсветовых ($n_g > \sqrt{\varepsilon_0}$) кристаллах. Мы обобщаем эту характеристическую длину на случай импульса с наклонным фронтом интенсивности. Аналитически, L_b может быть получена из уравнения $\partial |\bar{E}_z(\omega, x)| / \partial x = 0$. Это уравнение определяет длину когерентности $L_{coh}(\omega)$ как расстояние x , при котором произвольная спектральная компонента ω достигает максимума. Используя зависимость $L_{coh}(\omega)$ можно найти частоту ω_b , которая дает минимальное значение $L_{coh}(\omega)$ и определяет соответствующую длину формирования $L_b = \min L_{coh}(\omega) = L_{coh}(\omega_b)$ (частоты в части спектра $\omega \in \omega_0$ играют основную роль). Для выражения $|\bar{E}_z(\omega, x)|$, взятое из уравнения (1.14) получаем:

$$L_b = \pi c \omega_b^{-1} |n_c(\omega_b) - n_g|^{-1} \quad (1.22)$$

и $L_b \approx 1.2$ мм при $\omega_b \approx 1$ для $\alpha = 62.4^\circ$ и параметров 10 K SLN.

Для α , чуть большего чем α_{cr} , $n_{c0} \approx n_g$ и для $0 < x = L_b$ уравнение (1.14) может быть оценено аналитически. Действительно, аппроксимируя $(n_v + n_g) / (n_v + n_c) \approx 1$ и $\exp[-ix\omega(n_c - n_g)/c] \approx 1 - ix\omega(n_c - n_g)/c$ в уравнении (1.14) мы приходим к тому же уравнению (1.18), как и без режима фазового синхронизма для $0 < x = L_w$. Следовательно, динамика формирования терагерцового поля при маленьких расстояниях x схожа для $\alpha \in \alpha_{cr}$ и $\alpha \ll \alpha_{cr}$. Эта схожесть четко прослеживается на рисунках 1.3(a) и 1.3(c).

Если α существенно больше чем α_{cr} (частота синхронизованной волны ω_0 достаточно велика, рисунок 1.4(a)) и импульс лазера достаточно длинный для того чтобы выполнялось условие $\omega_0 \tau \gg 2$, то вклады от полюсов в уравнении (1.14) не существенны ввиду зарезания спектральной плотности функцией $\bar{F}(\omega)$. Следовательно, волна фазового синхронизма почти не возбуждается и её амплитудой можно пренебречь (см. уравнение (1.20)). Если дополнительно выполняется $\tau \gg (2 / \omega_{TO}) [1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) / (n_g^2 - n_{c0}^2)]^{1/2}$, то можно пренебречь также и дисперсией, тогда

уравнение (1.14) сводится к одному из уравнений (1.15) или (1.16) в зависимости от того $\alpha < \alpha_1$ или $\alpha > \alpha_1$, соответственно. Этот ограничивающий случай является аналогом сильно-досветового режима терагерцовой генерации обычным лазерным импульсом [20]. В этот режим динамика формирования терагерцового поля характеризуется длиной сноса L_w , получаемой из уравнения (1.17) с переставленными членами n_{c0} и n_g , а не длиной формирования L_b [20].

Рисунок 1.3(d) демонстрирует зависимость от x максимального поля в терагерцовом импульсе $|E_z|^{\max}$, полученную численно при помощи уравнения (1.14), для 10 К SLN, $\alpha = 62.4^\circ$, и разных τ_{FWHM} . Для $\tau_{FWHM} = 100$ фс и для 200 фс зависимость согласуется с описанной выше динамикой: $|E_z|^{\max}$ растет с x , пока x меньше чем L_b , получаемая из уравнения (1.22), и для $x > L_b$ практически совпадает с амплитудой в режиме фазового синхронизма, получаемой из уравнения (1.20). Для $\tau_{FWHM} = 600$ фс зависимость соответствует сильно досветовому режиму терагерцовой генерации: длина роста $|E_z|^{\max}$ равна $L_w \approx 1.2$ мм, а не L_b , и стационарное значение $|E_z|^{\max}$ для $x > L_w$ совпадает амплитудой ближнего поля $E_{\max}$, получаемой из уравнения (1.20) (с поменянными местами членами ε_0 и $(n_g / \cos \alpha)^2$), а не с амплитудой волны фазового синхронизма получаемой из уравнения (20) (амплитудой синхронизованной волны можно пренебречь в этом случае).

Интересно, что для $\alpha > \alpha_2$ с $\alpha_2 = \arctan(\sqrt{\varepsilon_0} / n_g)$ и $\tau \gg (2 / \omega_{TO})[1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) / (n_g^2 \tan^2 \alpha - \varepsilon_0)]^{1/2}$, n_c в уравнении (1.14) чисто мнимые для всех спектральных компонент внутри гауссова множителя $\tilde{P}(\omega)$ и, следовательно, переходное излучение в кристалле почти не возбуждается (нет излучения в вакуум также из-за $\alpha_2 > \alpha_1$). Для образцов 10 К SLN, GaAs^(3.5), и GaAs^(1.8) мы получаем $\alpha_2 \approx 64.8^\circ$, 46.9° и 45.7° соответственно.

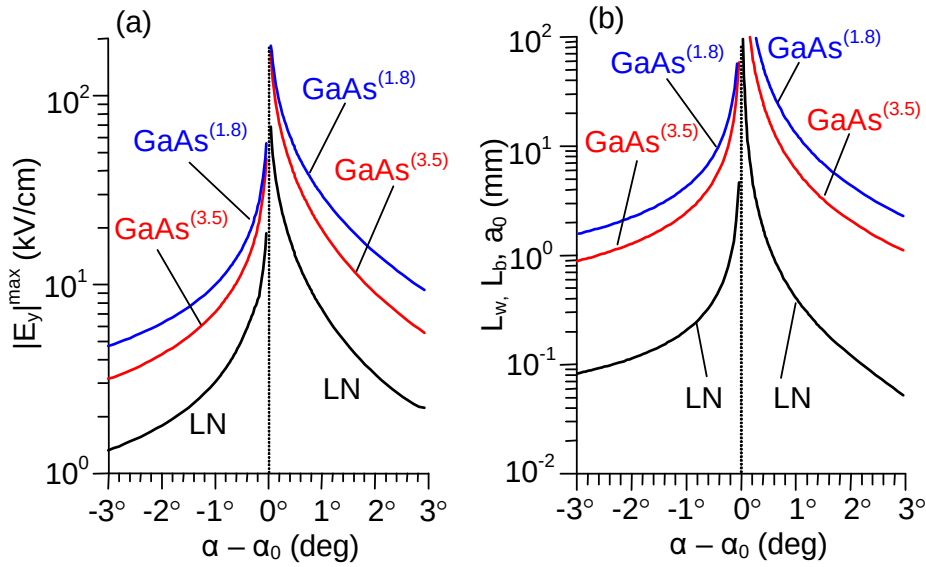


Рисунок 1.5 – (а) $|E_z|^{\max}$ как функция $\alpha - \alpha_{cr}$ для 10 К SLN, GaAs^(3.5) и GaAs^(1.8). Пиковая интенсивность лазера $I_0 = 1 \text{ ГВт/см}^2$ и $\tau_{FWHM} = 200 \text{ фс}$. (б) Линии изображают L_w ($\alpha - \alpha_{cr} < 0$) и L_b ($\alpha - \alpha_{cr} > 0$) как функции $\alpha - \alpha_{cr}$ (L_w при $\tau_{FWHM} = 200 \text{ фс}$).

Сравним теперь возможности генерации терагерцового излучения в случаях 10 К SLN, GaAs^(1.8) и GaAs^(3.5). Рисунок 1.5 изображает максимальное поле в сгенерированном терагерцовом импульсе $|E_z|^{\max}$ (рисунок 1.5(a)), полученное численно на базе уравнения (1.14), а также длины выбегания и формирования (рисунок 1.5(b)), полученные из уравнения (1.17) и (1.22) соответственно, как функции $\alpha - \alpha_{cr}$ для трех случаев. Несколько выводов можно сделать на основе рисунка 1.5. Во-первых, при одинаковой расстройке угла $|\alpha - \alpha_{cr}|$, $|E_z|^{\max}$ больше в режиме фазового синхронизма ($\alpha - \alpha_{cr} > 0$), чем при отсутствии синхронизма ($\alpha - \alpha_{cr} < 0$), см. также рисунок 3(a),(b). Во-вторых, $|E_z|^{\max}$ увеличивается с уменьшением $|\alpha - \alpha_{cr}|$. Так как длины L_b и L_w также увеличиваются с уменьшением $|\alpha - \alpha_{cr}|$, более толстые кристаллы необходимы для получения больших полей. В третьих, существенно большие поля $|E_z|^{\max}$ могут быть получены в GaAs чем в SLN при одинаковой интенсивности лазерной накачки. Это выглядит неожиданным, т.к. нелинейный коэффициент GaAs в 2.2 раза меньше чем у SLN. Для примера, L_b равен 10 мм в GaAs^(1.8) и только 0.3 мм в SLN при $\alpha - \alpha_{cr} = 1^\circ$ (рисунок 1.5(b)). Следует

заметить, что для расстояний больших нескольких миллиметров дифракция и дисперсия лазерного импульса с наклонным фронтом интенсивности может привести к уменьшению поля $|E_z|^{\max}$ в GaAs. Для оценки этого эффекта требуются более общие соображения, выходящие за пределы модели фиксированной нелинейной поляризации (1.1). В-четвертых, согласно рисунку 1.5(a) GaAs^(1.8) может обеспечивать большие $|E_z|^{\max}$ по сравнению с GaAs^(3.5), но опять при больших длинах взаимодействия между лазером накачки и терагерцовым пучком. Кроме того, значения на рисунке 1.5 (a) получены для фиксированной величины пика лазерной интенсивности I_0 . В тоже время, т.к. многофотонное поглощение менее значимо для GaAs^(3.5) чем для GaAs^(1.8), GaAs^(3.5) может быть лучшим кандидатом для получения больших $|E_z|^{\max}$ с большими I_0 .

1.1.4 Структура терагерцового поля и эффективность оптико-терагерцовой конверсии для лазерного импульса конечного поперечного размера

Для лазерного пучка конечного поперечного размера динамика формирования терагерцового поля в кристалле описывается уравнениями (1.6) и (1.7). Перед численными расчетами с использованием этих уравнений, рассмотрим качественно особенности конечного поперечного размера лазерного пучка. Можно выделить две основные особенности. Во-первых, лазерный импульс конечного поперечного размера генерирует черенковский клин терагерцовых волн (в двумерном приближении). Этот эффект отсутствует в планарном приближении. Во-вторых, генерируемое терагерцовое излучение испытывает поперечный вынос из области генерации, т.е. с течением времени выходит из области $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$, где распространяется лазерный импульс. Для описания данного эффекта введем новый параметр – длину поперечного выбегания.

Для переходного излучения эффект поперечного выбегания проиллюстрирован на рисунке 1.6(a). Поскольку импульс переходного излучения распространяется под углом β к оси x , этот импульс покидает область $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$ при $x = L_{tw}^{trans}$, где $L_{tw}^{trans} = 2\ell_{\perp} \cos \beta$ - длина поперечного выбегания переходного излучения. Закрашенная треугольная область на рисунке 1.6(a) отображает область, где генерируемое ТГц

поле (исключая черенковское излучение) может быть описано в планарном приближении. В области правее линии АВ, терагерцовое поле описывается развитой ранее стационарной теорией [12]. Если $L_{tw}^{trans} < L_w$, то динамика разделения ближнего поля и переходного излучения определяется поперечной длиной выбегания L_{tw}^{trans} , а не длиной L_w , определяющей их продольное разделение.

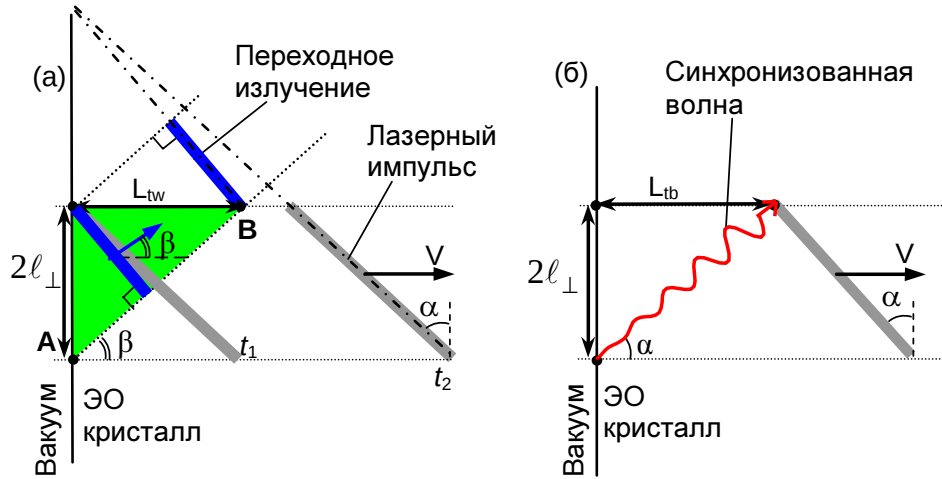


Рисунок 1.6 – Пояснение поперечного выбегания (а) переходного излучения и (б) синхронизированной волны.

Синхронизированная волна (с частотой ω_0) также испытывает эффект поперечного выбегания (см. рисунок 1.6(б)). В отличие от переходного излучения, синхронизированная волна генерируется лазерным импульсом непрерывно, не только на границе кристалла. Согласно принципу Гюйгенса, синхронизированная волна в определенный момент времени может быть представлена в виде суперпозиции парциальных волн, излученный из точек, которые были пройдены лазерным импульсом в предыдущий момент времени. Благодаря интерференции, парциальные волны только с волновым вектором, перпендикулярным фронту интенсивности лазерного импульса сохраняются и формируют синхронизированную волну. Поскольку синхронизированная волна распространяется под углом α к оси x , парциальные волны, генерируемые правым нижним концом лазерного импульса покидают область $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$ после прохождения расстояния $L_{tw}^{ph-m} = 2\ell_{\perp} \cos \alpha$ вдоль оси x . Длина L_{tw}^{ph-m} является поперечной длиной выбегания синхронизированной волны. При $x < L_{tw}^{ph-m}$ парциальная волна на частоте ω_0 распространяется синхронно с

лазерным импульсом по нормали к фронту интенсивности и постепенно дрейфует к верхнему краю импульса. Амплитуда парциальной волны растет линейно вследствие взаимодействия с лазерным импульсом. Когда парциальная волна покидает область $-\ell_{\perp} < y < \ell_{\perp}$, она испытывает поглощение и дифракционное распывание. Если $L_{tw}^{pm-m} < L_b$, то первая стадия формирования синхронизованной волны не успевает закончиться, в результате чего амплитуда лазерного импульса не достигнет предельного значения, определяемого выражением (1.20).

На практике, наибольший интерес представляют углы наклона фронта интенсивности вблизи критического значения $\alpha \approx \alpha_{cr}$. При таких углах $\beta \approx \alpha \approx \alpha_{cr}$, следовательно можно ввести одну поперечную длину выбегания

$$L_{tw} = 2\ell_{\perp} \cos \alpha_{cr} = \frac{n_g}{\sqrt{\epsilon_0}}. \quad (1.23)$$

вместо двух длин L_{tw}^{pm-m} и L_{tw}^{trans} .

Структура терагерцового поля, рассчитанная по точным формулам (1.6), (1.7), приведена на рисунке 1.7 и иллюстрирует рассмотренный выше качественный анализ. На рисунке можно выделить переходное излучение, распространяющееся под углом β относительно направления распространения лазерного импульса, ближнее поле, локализованное в области огибающей лазерного импульса, синхронизованную волну, распространяющуюся за лазерным импульсом, и черенковский конус низкочастотного излучения. Видно, что часть синхронизованной волны, вышедшей из области распространения лазерного импульса, испытывает затухание. Максимальное значение поля синхронизованной волны достигается около верхней границы лазерного пучка.

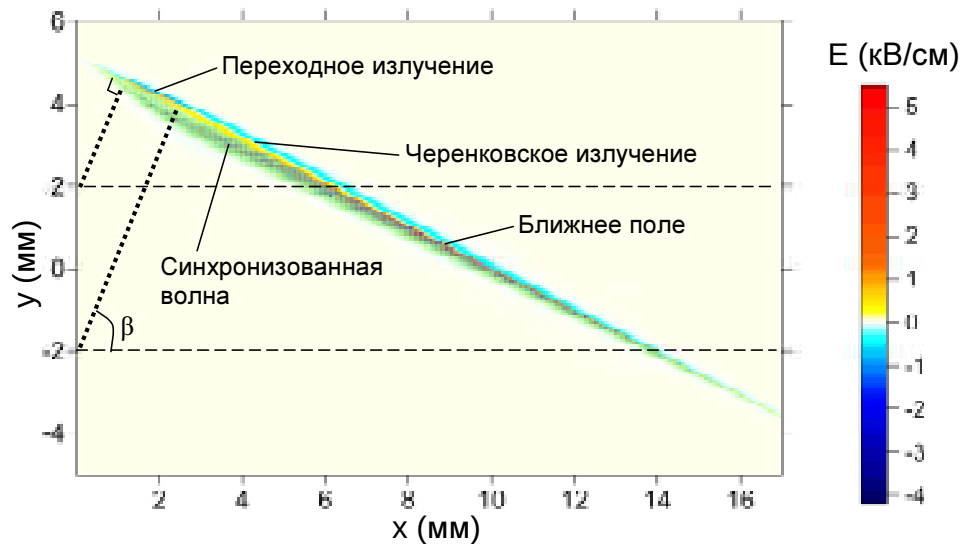


Рисунок 1.7 – Структура генерируемого терагерцового поля при конечном поперечном размере лазерного пучка. Поперечный размер $\ell_{\perp FWHM} = 4$ мм, интенсивность лазерного импульса 10 ГВт/см^2 , длительность 200 фс, угол наклона фронта интенсивности $\alpha = 62.9^\circ$.

На рисунке 1.8 показана эффективность генерации терагерцового рассчитанная по формулам (1.12), (1.13) для кристаллов GaAs и LiNbO₃. Расчет выполнен для лазерного пучка с поперечным размером 5 мм и фиксированной интенсивности. Видно, что эффективность оптико-терагерцовой конверсии выходит на насыщение при некоторой длине кристалла, при этом для каждого угла α длина, на которой это насыщение происходит, различна. Для случаев со слабым поглощением на терагерцовых частотах (рисунки 1.8(а) и 1.8(б)), максимум эффективности достигается при угле α , немного превышающем критический угол α_{cr} . При сильном поглощении (рисунок 1.8(в)) эффективность максимальна при $\alpha = \alpha_{cr}$. Можно отметить, что эффективность генерации ТГц излучения в GaAs в два раза превышает LiNbO₃ (при одинаковой интенсивности) и достигает 2 %. Однако для достижения такой эффективности требуются длинные кристаллы, порядка несколько сантиметров. Эффективность генерации в LiNbO₃ при комнатной температуре в 50 раз меньше, по сравнению с охлажденным кристаллом.

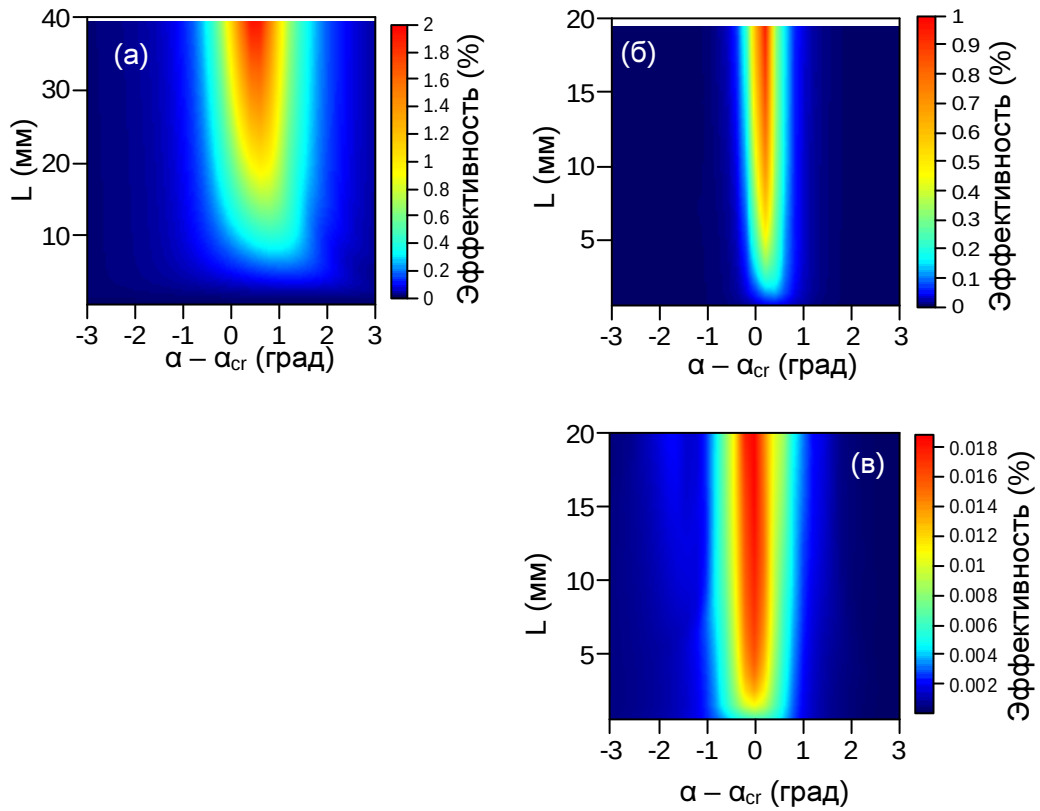


Рисунок 1.8 – Эффективность оптико-терагерцовой конверсии в зависимости от расстройки угла $\alpha - \alpha_{cr}$ и длины кристалла L для (а) GaAs при накачке лазерным излучением на длине волны 1.8 мкм, (б) и (в) LiNbO₃ при накачке лазерным излучением на длине волны 0.8 мкм при 10 К и комнатной температурах, соответственно. Поперечный размер лазерного пучка $\ell_{\perp FWHM} = 5$ мм.

1.1.5 Выводы

Развита теория генерации терагерцовых волн фемтосекундным лазерным импульсом с наклонным фронтом интенсивности, распространяющимся через электрооптический кристалл конечной толщины. Теория объясняет переходные процессы на входной границы кристалла и позволяет исследовать динамику терагерцовой генерации в кристалле. В теории введены продольные длины выбегания и формирования терагерцового поля, а также поперечная длина выбегания, являющиеся важными параметрами для понимания процесса генерации терагерцового поля. Рассмотрены две типичные экспериментальной ситуации генерации ТГц излучения: кристалл LiNbO₃ при накачке импульсами титан-сапфирового лазера (длина волны 0.8 мкм) при комнатной и криогенной

температурах, также предложена и исследована новая схема, в которой GaAs накачивается лазерными импульсами на длинах волн 1.8 и 3.5 мкм. Рассчитаны параметры лазерного импульса (поперечный размер, угол наклона и длительность импульса) и размер кристалла, которые максимизируют терагерцовое излучение.

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

1.2.1 Исследование процессов возбуждения и последующего переизлучения собственных дипольных колебаний атомного кластера, ионизируемого лазерными импульсами высокой интенсивности

1.2.1.1 Введение

Резонансы плазменных тел малых размеров в электромагнитных полях различных частотных диапазонов исследуются теоретически и экспериментально начиная с середины прошлого века. Эти исследования были связаны с разнообразными проблемами взаимодействия волн с плазмой: такими как резонансное рассеяние от ионизированных метеорных следов и лабораторной газоразрядной плазмы (так называемые резонансы Тонкса-Даттнера) [21-23], каналирование волн плазменными волноводами [24], оптические свойства малых металлических частиц [25] и так далее. В последнее десятилетие плазменный резонанс привлекают внимание как возможный физический механизм гигантской концентрации энергии оптического поля и ее эффективного вклада (сопровожаемого генерацией рентгеновского излучения высокоэнергичных частиц) в атомные кластеры, ионизируемые интенсивными лазерными импульсами [26]. Различные аспекты лазерно-кластерного резонансного взаимодействия исследовались на основе как линейного, так и нелинейного подходов в целом ряде работ (смотри [27-34] и цитированные там статьи). В исходных (линейных) теоретических моделях, рассматривавшихся до настоящего времени, резонанс проявляется как резкое возрастание амплитуды *вынужденных* колебаний поля скорости электронов при

прохождении частоты собственных дипольных колебаний кластера ω_s (пропорциональной квадратному корню из плотности плазмы $N(t)$), через значения, близкие к несущей частоте ω_0 лазерного импульса. Как правило, резонанс возникает и существует в течение достаточно большого промежутка времени только в сравнительно длинных импульсах на поздних стадиях эволюции кластера, когда плотность плазмы медленно снижается вследствие его расширения.

Однако описанная общая картина явления резонанса недостаточна полна. В частности, она не принимает во внимание *свободные* (собственные) колебания кластера, возбуждаемые в момент перехода плотности плазмы через точку резонанса. В случае не слишком сильного затухания эти колебания сохраняются в кластере сравнительно долго и после прохождения через резонанс и могут сильно повлиять на спектр рассеянного излучения и величину энергии, вкладываемой в кластерную плазму. Весьма существенно, что эти явления могут иметь место в импульсах малой длительности благодаря эффективному возбуждению свободных колебаний на короткой начальной стадии ионизации кластера.

Родственные явления ионизационно-индуцированного возбуждения низкочастотных плазменных колебаний лазерным импульсом сверхмалой длительности (содержащим лишь несколько периодов оптических колебаний) в газе низкой плотности в настоящее время привлекают внимание в связи с возможностью их использования для оптико-терагерцовой конверсии и фазовой диагностики оптических полей [32-33]. В применении к кластерной плазме (имеющей твердотельную плотность $N \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$) рассматриваемый эффект может очевидно обеспечить эффективную конверсию волн в широком диапазоне оптического спектра. Как показано ниже на основании простой плазменно-поляризационной модели, ионизация ксенонового кластера малоцикловым лазерным импульсом умеренной интенсивности может сопровождаться очень большим (от ближнего инфракрасного до ультрафиолетового) сдвигом частоты излучения, рассеиваемого одиночным кластером, и сравнительно большим энерговкладом в плазму.

1.2.1.2 Преобразование электромагнитного излучения в процессе пробоя атомного кластера ультракоротким лазерным импульсом

В рамках рассматриваемой модели исходные уравнения для внутреннего электрического поля $\mathbf{E}(t)$ и дипольного момента $\mathbf{p}(t)$ однородного сферического кластера малых размеров имеют вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_L - (\mathbf{p} / a^3) + (2\ddot{\mathbf{p}} / 3c^3), \quad (2.1)$$

$$\ddot{\mathbf{p}} + \nu_{eff} \dot{\mathbf{p}} + \omega_s^2(t) \mathbf{p} = a^3 \omega_s^2(t) (\mathbf{E}_L(t) + (2\ddot{\mathbf{p}} / 3c^3)). \quad (2.2)$$

Здесь $\mathbf{E}_L = \mathbf{e}_x E_0 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \exp(-t^2 / \tau^2)$ – заданное (невозмущенное) электрическое поле падающего (гауссового) лазерного импульса, $\tau = \tau_p / \sqrt{2 \ln 2}$, τ_p – длительность импульса (полная ширина на уровне половины максимума интенсивности $I(t)$), φ_0 – сдвиг фаз между несущей и огибающей; $\omega_s = \omega_p / \sqrt{3}$ – собственная частота поверхностного плазмона для шара (частота Ми), $\omega_p = (4\pi e^2 N / m)^{1/2}$, e и m – заряд и масса электрона соответственно, c – скорость света в вакууме. Эффективная частота соударений ν_{eff} определяется соударениями электронов с ионами и с границами кластера [25, 34]. Радиус кластера a предполагается малым по сравнению с длинами волн λ , отвечающими характерным частотам процесса ($\omega a / c \ll 1$, $\omega \sim \omega_0, \omega_s$), но большим по сравнению амплитудой $x_{\sim} = eE / m\omega^2$ электронных колебаний, вызванных электрическим полем.

Интересующие процессы возбуждения, переизлучения в окружающее пространство и поглощения свободных колебаний длятся только очень малое время (~ 3 – 10 фс) после начала процесса ионизации, в течение которого столкновительный нагрев электронов и последующая ионизация атомов электронным ударом еще не существенны. Поскольку тепловая скорость электронов V_T в это время остается порядка (или меньше) амплитуды их осцилляторной скорости $u_{\sim} \sim x_{\sim} / \omega_0$ [35], второе из сформулированных выше ограничений ($x_{\sim} \ll a$) означает, что дебаевская длина $\lambda_D \sim V_T / \omega_p$ на основной стадии процесса (исключая самое его начало, когда выполнено условие $\omega_p \ll \omega_0$, т.е. плазма фактически еще не образовалась) также мала по сравнению с радиусом a . Отсюда следует, что в интересующих нас условиях преобладающая часть электронов не может покинуть кластер и временная эволюция плотности плазмы $N(t)$ определяется в основном *внутренней* ионизацией, скорость которой определяется величиной самосогласованного электрического полям внутри

плазмы $|\mathbf{E}(t)|$, подчиненным уравнению (2.1). Заметим, что существование подобного ионизационного режима на начальной стадии эволюции кластеров больших размеров (при выполнении условий $x_{\sim}, \lambda_D \ll a$) подтверждается результатами детальных аналитических расчетов численного моделирования (смотри, например, [27, 36]). Следуя хорошо известной модельной аппроксимации, использовавшейся ранее для описания таких режимов [26, 27, 36], рассчитывалась функция $N(t)$, основываясь на теории Переломова, Попова, Терентьева и Амосова, Делоне, Крайнова с учетом как однократной, так множественной (двух- и трехкратной) туннельной ионизации атомов. Соответствующие уравнения для скорости ионизации dN/dt интегрировались численно совместно с уравнениями (2.1), (2.2) для ксенонового кластера (атомная плотность $N_a \approx 1.6 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$) с радиусом $a \sim 10 - 30$ нм, облучаемого лазерным импульсом ближне-инфракрасного диапазона ($\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0 = 800$ нм) с длительностью $\tau_p \sim 3 - 20$ фс и интенсивностью $I \sim 3 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$. Полное число атомов в кластере для указанных значений радиуса $N_{\Sigma} = (4\pi/3)N_a a^3 \sim 10^5 - 10^6$. Величина ν_{eff} в уравнении (2.2) рассчитывалась как сумма частот соударений электронов с ионами ($\nu_{ei} \propto V_T^{-3}$) и с границей кластера ($\nu_b = V_T / 2a$) при тепловой скорости электронов, аппроксимируемой выражением $V_T = eE_0 / (\sqrt{2}m\omega_0)$ [34]. Величины V_T и ν_{eff} , вычисленные таким образом, слабо отличаются от соответствующих значений, рассчитанных в работе [37] с учетом эффектов, обусловленных неидеальностью плазмы. Фактически, в нашем случае эти эффекты ослаблены благодаря меньшим значениям максимальной электронной плотности ($N_{\max} < 2N_a$). Интервал значений параметров, использованных в расчетах, примерно соответствует области применимости использованной модели. Результаты расчетов представлены на рисунках 2.1-2.3.

Общий сценарий эволюции поля и плазмы иллюстрируется кривыми на рисунке 2.1, где E , E_L и p обозначают x -компоненты соответствующих векторов, N_2 - плотность дважды ионизированных атомов (плотность однократной ионизации $N_1 = N - N_2$ не показана; трехкратная ионизация в рассмотренном примере пренебрежимо мала). Ионизация начинается фактически в некоторый момент

времени t_c , когда величина электрического поля на переднем фронте импульса достигает значения $E_c \approx 0.1E_a$, где $E_a = 5.14 \times 10^9 \text{ В/см}$ – атомная единица напряженности поля. При $t > t_c$ плотность плазмы быстро увеличивается и в некоторый момент времени t_1 (приблизительно через один оптический период) достигает своего верхнего предела (здесь $N_{\max} \approx 1.6 N_a$). Поскольку собственная частота ω_s поверхностного плазмона изменяется на этом временном интервале от нуля до значения $\omega_{s\max} = \omega_p(N_{\max}) / \sqrt{3} \approx 5.2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, превышающего несущую частоту импульса $\omega_0 = 2.35 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$, ионизация сопровождается большими отклонениями самосогласованного поля от невозмущенного поля $E_L(t)$ и происходит эффективное возбуждение колебаний дипольного момента. Сразу по завершении полевой ионизации (при $t \geq t_1$) эволюция поля и дипольного момента описывается аналитическим решением, легко определяемым из уравнений (1) и (2) как суперпозиция вынужденных и свободных (собственных) колебаний (здесь и далее

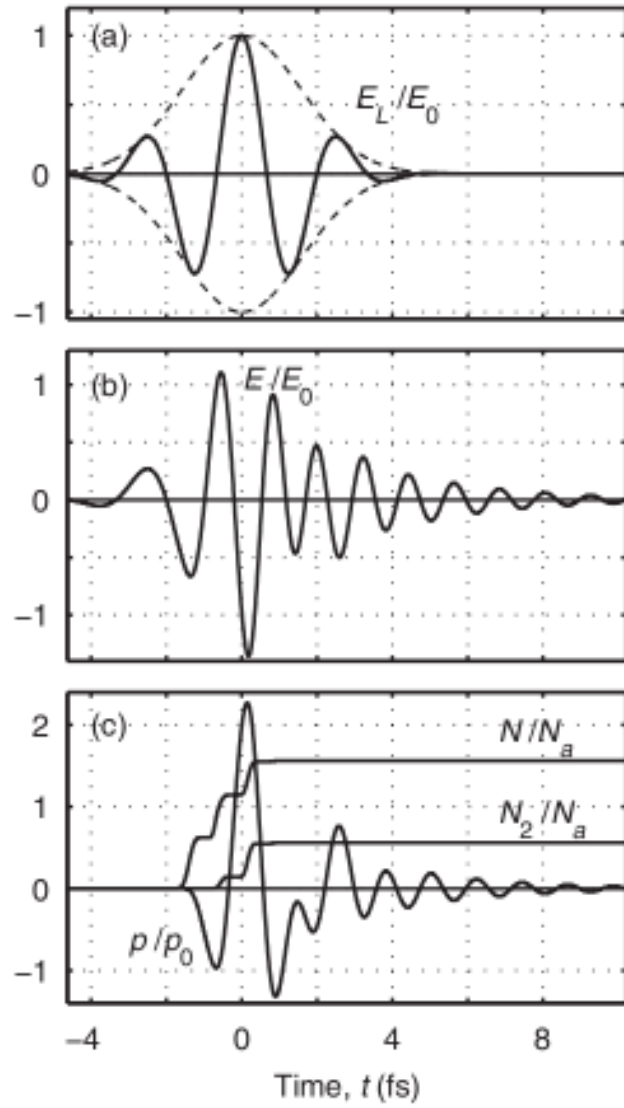


Рисунок 2.1 - Временные зависимости: (а) электрического поля E_L / E_0 и его огибающей (пунктирная кривая) в невозмущенном лазерном импульсе; (б) самосогласованного электрического поля E / E_0 в кластере; (с) дипольного момента кластера $p(t) / p_0$ ($p_0 = a^3 E_0$), полной плотности плазмы N / N_a и плотности дважды ионизированных атомов N_2 / N_a для ксенонового кластера радиуса $a = 20$ нм, облучаемого лазерным импульсом с длиной волны 800 нм, длительностью 2.7 фс и максимальной интенсивностью 7×10^{14} Вт/см².

помечаемых индексами f и n , соответственно): $p = p_f + p_n$, $E = E_f + E_n$. При условиях $\omega_0 \tau_p \gg 1$, $\omega_s \gg \gamma_n$ приближенно имеем

$$p_f = \text{Re} \left[\frac{\omega_s^2 a^3 E_0}{\omega_s^2 - \omega_0^2 - 2i\omega_0 \gamma_f} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2} - i\omega_0 t\right) \right], \quad (2.3)$$

$$p_n = p_1 \cos(\omega_s t + \varphi_1 - \frac{2\gamma_n}{\omega_s}) \exp(-\gamma_n t), \quad (2.4)$$

где $\gamma_n = \gamma_a + \gamma_r$ – суммарная константа затухания свободных колебаний, $\gamma_a = \nu_{eff} / 2$ и $\gamma_r = \omega_s^4 a^3 / (3c^3)$ – константы столкновительного и радиационного затухания соответственно, $\gamma_f = (\nu_{eff} / 2) + \gamma_r (\omega_0 / \omega_s)^2$, p_1 и φ_1 – начальные амплитуда и фаза, которые могут быть найдены путем численного интегрирования исходных уравнений. Вообще говоря, детали кривых $E(t)$, $p(t)$ и положения крутых и пологих участков кривой $N(t)$ зависят от фазы несущей импульса φ_0 . Однако соответствующие огибающие и средние кривые, так же как описанные ниже спектры рассеянного излучения и поглощенная плазмой энергия в рассмотренной области параметров слабо зависят от этой фазы. Поэтому результаты расчетов представлены для её единственного значения $\varphi_0 = 0$.

Анализ представленных кривых показывает, что в рассмотренном случае амплитуды поля вынужденных и свободных колебаний сразу после завершения ионизации по порядку величины одинаковы ($E_1 \sim |E_f|$), однако их дальнейшее поведение (при $t > t_1$) существенно различно. Вынужденные колебания следуют огибающей гауссового импульса и существуют только в течение времени $t \sim \tau_p$. Амплитуды свободных колебаний уменьшаются в соответствии с выражением (2.4) благодаря их затуханию, вызванному потерями энергии и, будучи однажды возбужденными, не зависят от поля лазерного импульса E_L . Относительный вклад вынужденных и свободных колебаний в формирование спектров рассеянного излучения и в величины переизлученной и поглощенной энергии определяется очевидно значением параметра $\alpha = \gamma_n \tau_p$: чем меньше этот параметр, тем больше роль свободных колебаний. В интересующей нас области скорость затухания определяется в основном внутренними потерями, то есть равна $\gamma_n \approx \nu_{eff} / 2 \sim \omega_s / 10 \sim 0.5 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$, так что параметр α оказывается сравнительно небольшим лишь для малоцикловых импульсов. Кривые на рисунке 2.1 соответствуют одноцикловому импульсу с

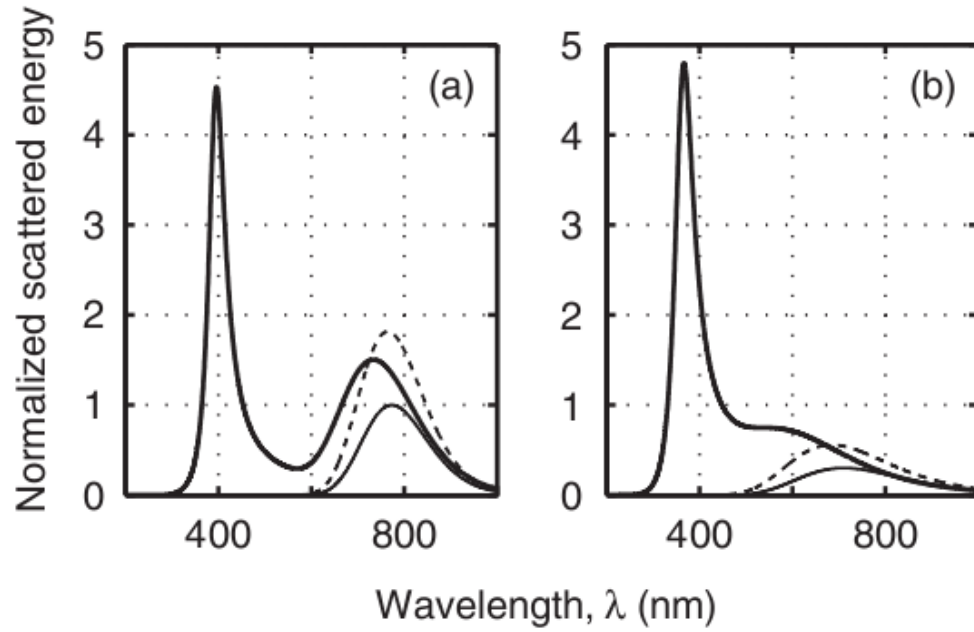


Рисунок 2.2 - Спектры энергии J_ω / J_0 (жирные сплошные линии), рассеянной ксеноновым кластером при тех условиях, как на рисунке 1, для двух длительностей импульса: 5.4 фс (a) и 2.7 фс (b). На рисунке также показаны аналогичные спектры, формируемые в случае, когда импульсы рассеиваются кластером с постоянной плотностью плазмы $N = N_a$ (пунктирные линии) и идеально проводящим шаром (тонкие сплошные линии) того же радиуса. Все спектры нормированы на максимум тонкой сплошной кривой в случае (a).

длительностью $\tau_p = 2.7$ фс, которая близка к минимальным значениям, достигнутым в настоящее время методами импульсной компрессии [38, 39]. В этом случае ($\alpha = 1.4$) свободные колебания достаточно существенны: поле внутри кластера и его дипольный момент сохраняются в течение достаточно большого промежутка времени после прохождения импульса.

Вычисление дипольного момента $p(t)$ позволяет найти основные энергетические характеристики процесса: переизлучённую (то есть рассеянную кластером) мощность $P(t) = 2(\ddot{p})^2 / (3c^3)$, ее частотный спектр J_ω , рассеянную энергию $W_r = \int J_\omega d\omega$, полную энергию, потерянную импульсом $W_t = \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{p} E_L dt$, и

энергию, поглощенную плазмой $W_a = W_t - W_r$. Спектры оптического излучения J_ω , рассеянного кластером, изображены для двух значений длительности импульса на рисунке 2 (сплошные кривые). Кривая на рисунке 2.2 (а) демонстрирует наличие двух пиков рассеянного спектра вблизи частот ω_s и ω_0 . Отношение их высот $J_{\omega_s} / J_{\omega_0}$ увеличивается с уменьшением длительности импульса. При $\tau_p = 2.7$ фс (рисунок 2.2 (b)) второй пик фактически исчезает и рассеянное излучение концентрируется в основном в сравнительно узкой спектральной полосе ($\sim \gamma_n$) вблизи частоты ω_s , то есть кластер, облучаемый импульсом ближне-инфракрасного диапазона (800 нм), рассеивает в основном как источник ультрафиолетового излучения (360 нм). Чтобы убедиться в том что этот сильный сдвиг частоты вверх действительно вызван изменением плотности плазмы в процессе ионизации (а не просто уширением спектра импульса при уменьшении его длительности), были рассчитаны спектры рассеянного излучения (смотри рисунок 2), формируемые тем же самым падающим импульсом, облучающим кластер с постоянной плотностью плазмы $N = N_{\max}$ (пунктирные кривые) и идеально проводящий шар (тонкие сплошные линии) того же радиуса. Оба эти спектра близки друг к другу и к спектру падающего импульса.

Подобные описанным выше спектры рассеяния малоцикловых лазерных импульсов умеренной интенсивности были получены недавно в результате моделирования лазерно-кластерного взаимодействия методом частиц в ячейках в работе [31], где эти спектры не вполне обоснованно связывались с явлением генерации гармоник несущей частоты лазерного импульса. По-видимому, близость первого (сильнейшего из наблюдаемых) спектральных пиков ко второй гармонике лазера при интенсивности $\sim 10^{14}$ Вт/см² была в этом моделировании чисто случайной, поскольку ангармонизм колебаний электронов в этом случае слишком слаб (нелинейный параметр $\chi_{\sim} / a \sim 0.1$). В то же время, наблюдавшиеся в [31] спектры могут быть легко объяснены и рассчитаны на основании описанной выше линейной схемы без привлечения нелинейных механизмов генерации гармоник. Следует также отметить, что рассмотренные нами эффекты частотной конверсии принципиально

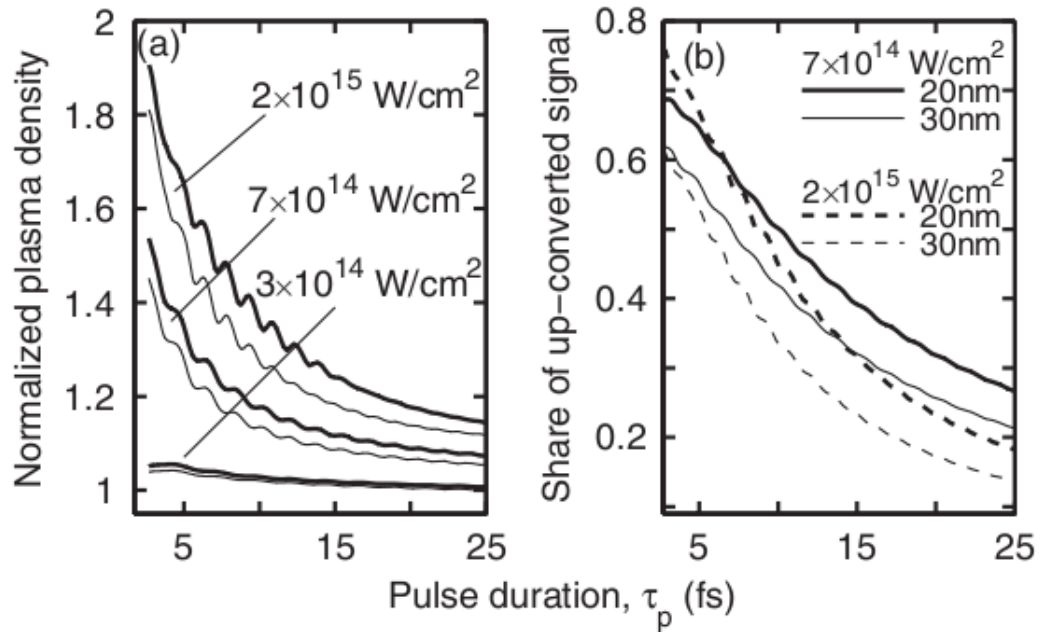


Рисунок 2.3 - Зависимости (а) максимальной плотности плазмы N / N_a и (b) доли конвертируемой в ультрафиолетовую область энергии рассеянного излучения $\eta = \Delta W_r / W_r$ в полосе $\Delta \omega / \omega_s = \pm 15\%$ для кластеров радиуса 20 нм (жирные кривые) и 30 нм (тонкие кривые).

отличаются от тех, которые обусловлены явлением фазовой в длинном импульсе, распространяющемся в однородной среде с переменным показателем преломления. В применении к кластеризованной среде данное явление дает наблюдаемый, но весьма малый ($\sim 1\%$) сдвиг частоты вверх [28].

На рисунке 2.3 представлены зависимости (а) максимальной плотности плазмы $N_{\max}$ и (b) относительной доли энергии $\eta = \Delta W_r / W_r$, рассеянной внутри узкого спектрального интервала ($\pm 15\%$) вблизи частоты ω_s , от длительности импульса. Малые квазипериодические колебания на этих кривых являются проявлением упомянутой выше слабого влияния фазы поля φ_0 . Примечательно, что уменьшение длительности импульса при постоянной интенсивности падающего излучения приводит не только к увеличению энергетической эффективности конверсии (пропорциональной доле конвертируемого сигнала η), но также и росту ионизирующей способности импульса $N_{\max} / N_a$, и, как следствие, к росту

коэффициента преобразования частоты $\omega_s / \omega_0 \propto \sqrt{N_{\max}}$. Причиной этого является увеличение начальной амплитуды $E_1 = -p / a^3$ свободных колебаний. Оценивая эту амплитуду в рамках использованной приближенной модели как величину максимума лазерного поля E_L в момент времени, когда плотность плазмы проходит через резонансное значение $N = 3m\omega^2 / (4\pi e^2)$, находилась величина $E_1 = E_c \exp(\tau_0 / \tau_p)$, где $\tau_0 = (2\pi / \omega_0) \sqrt{2 \ln 2 \ln(E_0 / E_c)}$. Далее, используя очевидные аппроксимации $\Delta W_r \sim \omega_s^4 a^6 E_1^2 / (\gamma_i c^3)$, $W_r \sim \Delta W_r + \omega_0^4 a^6 E_0^2 \tau_p / c^3$, получалось скейлинговое соотношение для эффективности конверсии: $\eta \propto \tau_p^{-1}$ при $\tau_p \gg \tau_0$. Для одноциклового импульса (при $\tau_p \sim \tau_0$) коэффициент η , в согласии с кривыми, показанными на рисунке 2(b), приближается к единице; рассеянная и поглощенная энергии могут быть оценены в этом случае как $W_{r,a} \sim [\gamma_{r,a} / (\gamma_r + \gamma_a)] W_1$, где величина $W_1 \sim |p_1 E_1| / 2 \sim a^3 E_1^3 / 2$ есть энергия, закачанная в собственные колебания. В рассмотренных примерах отношение $W_r / W_a \sim \gamma_r / \gamma_a$ весьма мало (~ 0.01 и 0.1), но оно быстро возрастает ($\sim a^3$) с увеличением радиуса кластера и приближается к единице при $a \approx 40$ нм ($\omega_s a / c = 0.7$), вблизи границы области применимости нашей квазистатической модели. Заметим, что даже для рассмотренных нами предельно коротких импульсов умеренной интенсивности ($I_0 \sim 10^{15}$ Вт/см²) поглощенная плазмой энергия, приходящаяся на один электрон, не очень мала: в конце рассмотренного процесса она составляет $W_a / N_\Sigma \sim 0.1-0.3$ КэВ, предопределяя с неизбежностью дальнейшую ионизацию кластера на последующих стадиях его эволюции.

1.2.1.3 Выводы

Найдено, что быстрая ионизация многоатомного ксенонового кластера предельно коротким (малоцикловым) лазерным импульсом должна сопровождаться возникновением свободных (собственных) колебаний, игнорировавшихся в предыдущих исследованиях лазерно-кластерного взаимодействия. Частота этих колебаний (возбуждаемых благодаря росту плотности плазмы на переднем фронте импульса) равна собственной частоте поверхностного плазмона ионизированного

кластера. Благодаря их сравнительно медленному затуханию свободные колебания продолжаются и после прохождения импульса через кластер, увеличивая таким образом энерговклад в образовавшуюся плазму и сильно воздействуя на спектр рассеянного излучения. Заметим, что генерация лазерных импульсов с длительностью около одного оптического периода в настоящее время является практически решенной задачей, так что возможность экспериментального наблюдения предсказанных эффектов представляется достаточно реалистичной.

1.2.2 Исследование процессов ускорения электронов и возбуждения низкочастотных терагерцовых токов в плазме оптического разряда, создаваемой в газе предельно короткими лазерными импульсами

1.2.2.1 Введение

В настоящее время уделяется достаточно большое внимание исследованиям явления возбуждения остаточного тока в плазме, создаваемой предельно короткими (содержащим малое число периодов оптического поля) лазерными импульсами [32, 33, 35, 36]. Интерес к этому явлению обусловлен проблемой эффективного преобразования интенсивных лазерных импульсов в более низкочастотное излучение, в частности, в излучение терагерцового диапазона [32, 33, 40-42], остающегося в настоящее время достаточно труднодоступным и освоение которого является весьма актуальной задачей. Остаточная плотность тока является начальным толчком к поляризации созданной плазмы и возбуждению в ней излучающих колебаний, частоты которых определяются, в общем случае, плотностью и геометрическими размерами плазмы, частотой столкновений электронов с тяжелыми частицами и в широкой области параметров лазерных импульсов и давлений ионизируемого газа лежат в терагерцовом диапазоне частот.

В ходе выполнения проекта были проведены аналитические и численные исследования процессов ускорения электронов и возбуждения низкочастотных токов в плазме оптического разряда, создаваемой в газе предельно короткими циркулярно поляризованными лазерными импульсами. Рассчитываются зависимости остаточной плотности тока от длительности и пиковой интенсивности лазерного импульса. На основе полуклассического подхода разрабатывается аналитическая модель и

выводятся приближенные аналитические формулы, позволяющие рассчитать зависимости остаточной плотности тока от интенсивности, длительности, и длины волны лазерного импульса, а также от потенциала ионизации атомов газа, с которым взаимодействует лазерный импульс.

1.2.2.2 Постановка задачи

Предполагалось, что электрическое поле лазерного импульса $E(t)$, действующее на атом, имеет циркулярную поляризацию в плоскости декартовых координат x и y и зависит от времени t следующим образом:

$$E(t) = E_0 (\mathbf{x}_0 \sin(\omega_L t) + \mathbf{y}_0 \cos(\omega_L t)) H(t/\tau_p), \quad (2.5)$$

где $H(t/\tau_p)$ - некоторая плавная функция, которая описывает огибающую лазерного импульса. Эта функция удовлетворяет следующим условиям: она имеет единственный максимум при $t = 0$,

$$H(0) = 1, H(1) = H(-1) = 1/\sqrt{2}, H(+\infty) = H(-\infty) = 0. \quad (2.6)$$

В формуле (2.5), ω_L - центральная частота, τ_p - полная длительность импульса по уровню интенсивности $1/2$, E_0 - максимум огибающей. Предполагалось, что пиковая интенсивность лазерного импульса $I = cE_0^2 / 4\pi$ (здесь c - скорость света) имеет сравнительно низкие значения $I \sim 10^{13} - 10^{16}$ Вт/см² и длина волны $\lambda_L = 2\pi c / \omega_L \sim 1$ мкм. При таких параметрах лазерного импульса можно пренебречь влиянием магнитного поля на движение электрона [43]. Предполагалось также, что создаваемая плазма имеет достаточно малую плотность, что позволяет пренебречь влиянием плазмы на лазерное поле, заданное в форме (2.5). Целью исследования было создание аналитического подхода к расчёту плотности электронного тока $\mathbf{j}_{\text{RCD}}$, остающегося в образованной плазме после прохождения ионизирующего лазерного импульса.

1.2.2.3 Полуклассический подход

Полуклассический подход к расчету остаточной плотности тока свободных электронов $\mathbf{j}_{\text{RCD}}$ основан на следующих трёх предположениях: (а) электрон переходит из основного состояния атома в состояние континуума за время, много меньше времени характерного изменения напряженности электрического поля, (б) в

момент отрыва от иона, электрон имеет нулевую скорость (или распределение электронов по скоростям изотропно), (в) движение свободного электрона под действием электрического поля лазерного импульса происходит по классическому закону, причем влиянием поля родительского иона пренебрегается. Поскольку в полуклассическом подходе не учитываются переходы электрона в возбуждённые состояния, полная плотность тока совпадает с плотностью тока свободных электронов. Величина остаточной плотности тока $\mathbf{j}_{\text{RCD}}$ находится из решения классического уравнения для плотности тока электронов в плазме с переменным числом частиц,

$$\mathbf{j}_{\text{RCD}} = \frac{e^2}{m} \int_{-\infty}^{\infty} N(t) \mathbf{E}(t) dt, \quad (2.7)$$

где

$$N(t) = N_g \left\{ 1 - \exp \left[- \int_{-\infty}^t w(|\mathbf{E}(t')|) dt' \right] \right\} \quad (2.8)$$

есть концентрация свободных электронов. В формуле (2.8) w есть вероятность ионизации атома в единицу времени в статическом электрическом поле [27, 30], совпадающим с мгновенным значением поля $\mathbf{E}(t)$.

1.2.2.4 Аналитическая модель

Для удобства вывода приближённого аналитического выражения для остаточной плотности тока, вводилась комплексная нормированная плотность тока j_c :

$$j_c = (j_{\text{RCDx}} + i j_{\text{RCDy}}) / j_{\text{osc}} \quad (2.9)$$

где i - мнимая единица, j_{RCDx} и j_{RCDy} - проекции $\mathbf{j}_{\text{RCD}}$ на оси x и y . Модуль величины j_c совпадает с модулем нормированной плотности тока

$$\mathbf{j}_{\text{norm}} = \mathbf{j}_{\text{RCD}} / j_{\text{osc}}, \quad (2.10)$$

где

$$j_{\text{osc}} = e N_g V_{\text{osc}} = \sqrt{2} e^2 N_g E_0 / m \omega_L \quad (2.11)$$

есть максимально возможное значение осцилляторной плотности тока. Нормированная плотность тока не зависит от начальной плотности атомов N_g и является безразмерным фактором, квадрат которого характеризует эффективность

преобразования энергии лазерного импульса в энергию, запасённую в остаточном токе [32, 45, 46].

Делалась замена $\tilde{t} = t/\tau_p$ и $\eta = \omega_L \tau_p$, где $\tilde{t}$ - безразмерное время, η - безразмерная длительность импульса. Вводилась функция

$$f(\tilde{t}) = i\tilde{t} - \frac{1}{\omega_L} \int_{-\infty}^{\tilde{t}} w(|E_0 H(t')|) dt' \quad (2.12)$$

Используя (2.7)-(2.9) и (2.12) получалось следующее выражение для комплексной нормированной плотности тока j_c :

$$\begin{aligned} j_c &= \frac{\eta}{\sqrt{2}} \left(- \int_{-\infty}^{\infty} e^{\eta f(\tilde{t})} H(\tilde{t}) d\tilde{t} + \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\eta \tilde{t}} H(\tilde{t}) d\tilde{t} \right) = \\ &= \frac{\eta}{\sqrt{2}} (-I_1(\eta) + I_2(\eta)) \end{aligned} \quad (2.13)$$

Делалась асимптотическая оценка интеграла $I_1(\eta)$ при $\eta \gg 1$. Вводилась комплексная переменная ξ , такая, что $\text{Re } \xi = \tilde{t}$. Вводились функции $f(\xi)$ и $H(\xi)$, являющиеся аналитическим продолжением функций $f(\tilde{t})$ и $H(\tilde{t})$ на плоскость комплексной переменной ξ . Предполагалось, что у функции $U(\xi) = \text{Re } f(\xi)$ в верхней полуплоскости переменной ξ имеются седловые точки ξ_k , где k - номер седловой точки. Контур интегрирования в интеграле $I_1(\eta)$ проходит по оси $\text{Im } \xi = 0$. Этот контур деформировался таким образом, чтобы новый контур C проходил через седловые точки ξ_k в направлении наибо́льшего изменения функции $U(\xi)$. При этом требовалось, чтобы все особые точки функции $H(\xi)$ лежали вне области комплексной плоскости, образованной новым и старым контуром. Предполагалось также, что точки ξ_k расположены на достаточно большом расстоянии друг от друга. Тогда, пользуясь методом перевала, получалась следующая асимптотическая оценка интеграла $I_1(\eta)$ при $\eta \gg 1$:

$$I_1(\eta) = \sqrt{\frac{2\pi}{\eta}} \sum_k e^{\eta f(\xi_k)} \left\{ \frac{H(\xi_k)}{\sqrt{|f''(\xi_k)|}} e^{i\varphi_{k,m}} + O(\eta^{-3/2}) \right\}. \quad (2.14)$$

В этой формуле,

$$\varphi_{k,m} = (\pi - \arg f''(z_k))/2 + m_k \pi, \quad (2.15)$$

где m_k может принимать значения $m_k = 0, 1$ в зависимости от направления интегрирования вдоль контура C в точке ξ_k .

Далее рассматривался интеграл $I_2(\eta)$, стоящий в формуле (2.13). Фактически, $I_2(\eta)$ есть Фурье преобразование от огибающей электрического поля $H(\tilde{t})$, которая является гладкой функцией. Следовательно, спектр функции $H(\tilde{t})$ спадает достаточно быстро. Далее считалось, что при $\eta \gg 1$, $I_2(\eta) \ll I_1(\eta)$. Таким образом, окончательное выражение для j_c при $\eta \gg 1$ есть

$$j_c \approx -\sqrt{\pi\eta} \sum_k e^{\eta f(\xi_k)} \frac{H(\xi_k)}{\sqrt{|f''(\xi_k)|}} e^{i\varphi_{k,m}}. \quad (2.16)$$

Полученная формула справедлива, вообще говоря, для произвольной огибающей электрического поля $H(\tilde{t})$ и произвольной зависимости вероятности ионизации от напряжённости поля $w(|\mathbf{E}|)$. Однако, далеко не для любых функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$ удаётся получить аналитические выражения для $f(\tilde{t})$ и седловых точек ξ_k , и, следовательно, для величины j_c . Был найден пример функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$, которые способны довольно точно аппроксимировать огибающую электрического поля и вероятность ионизации атома в единицу времени, и для которых удаётся получить окончательную аналитическую формулу для комплексной нормированной плотности тока j_c . Для этого предполагалось, что огибающая электрического поля лазерного импульса задаётся функцией Лоренца

$$H(\tilde{t}) = \frac{1}{1 + \chi \tilde{t}^2}, \quad (2.17)$$

где $\chi = 4(\sqrt{2} - 1)$, а вероятность ионизации атома в единицу времени задаётся формулой

$$w(|\mathbf{E}|) = a\Omega_a \frac{E_a}{|\mathbf{E}|} \exp\left(-b \frac{E_a}{|\mathbf{E}|}\right), \quad (2.18)$$

где $E_a = m^2 e^5 / \hbar^4 = 5.14 \times 10^9$ В/см - атомная напряженность поля, $\Omega_a = m e^4 / \hbar^3 = 4.13 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$ - атомная частота, a и b - безразмерные коэффициенты, значения которых зависят от ионизируемого атома. При $a = 4(I_p / I_H)^{5/2}$ и $b = 2(I_p / I_H)^{3/2} / 3$, где I_p - потенциал ионизации атома, формула (2.18) совпадает с

известной туннельной формулой для водородоподобных атомов [44-46]. Однако, как показывает сравнение с точными численными расчетами для атома водорода, туннельная формула обеспечивает количественную точность только при очень малых напряженностях электрического поля, $|\mathbf{E}| \ll 0.1E_a$. Поэтому были вычислены коэффициенты a и b , исходя из требования, чтобы $w(|\mathbf{E}|)$ даваемая формулой (2.18), совпадала с точной зависимостью, найденной численно из решения стационарного уравнения Шредингера [47] для атома водорода в широком диапазоне напряженностей электрического поля $|\mathbf{E}| \leq 0.3E_a$. Значения этих коэффициентов равны $a = 0.35$ и $b = 0.55$, соответственно. Далее для задания вероятности ионизации атома в единицу времени использовалась формула (2.18) с найденными значениями коэффициентов a и b .

При задании функций $H(\tilde{t})$ и $w(|\mathbf{E}|)$ в виде (2.17) и (2.18),

$$\begin{aligned} f(\xi) &= i\xi - \frac{1}{\omega_L} \int_{-\infty}^{\xi} w(|E_0 H(\xi')|) d\xi' = \\ &= i\xi + c\xi e^{-b\chi \frac{E_a}{E_0} \xi^2} - d \left(\operatorname{erf} \left(\sqrt{b\chi \frac{E_a}{E_0}} \xi \right) + 1 \right), \end{aligned} \quad (2.19)$$

где

$$c = (a/2b)(\Omega_a/\omega_L) \exp(-bE_a/E_0), \quad (2.20)$$

$$d = \frac{a\sqrt{\pi}}{4\sqrt{\chi}b^{3/2}} \frac{\Omega_a}{\omega_L} \sqrt{\frac{E_a}{E_0}} \left(2b + \frac{E_0}{E_a} \right) e^{-b\frac{E_a}{E_0}}. \quad (2.21)$$

Седловые точки ξ_k функции $U(\xi) = \operatorname{Re} f(\xi)$ есть

$$\xi_k = \frac{1}{\sqrt{\chi}} \sqrt{-1 - \frac{1}{b} \frac{E_0}{E_a} W \left(k, -i \frac{b}{a} \frac{\omega_L}{\Omega_a} \right)}. \quad (2.22)$$

где $W(k, \xi)$ есть W-функция Ламберта [48], обладающая бесконечным числом ветвей k . Поскольку нужно, чтобы точки ξ_k находились в верхней полуплоскости комплексной переменной, необходимо выбирать правильную ветвь при вычислении квадратного корня в формуле (2.22).

Можно показать, что при умеренно высоких значениях пиковой напряженности E_0 , вкладом в сумму (2.16) седловых точек с $k \neq 1$ можно пренебречь. Поскольку

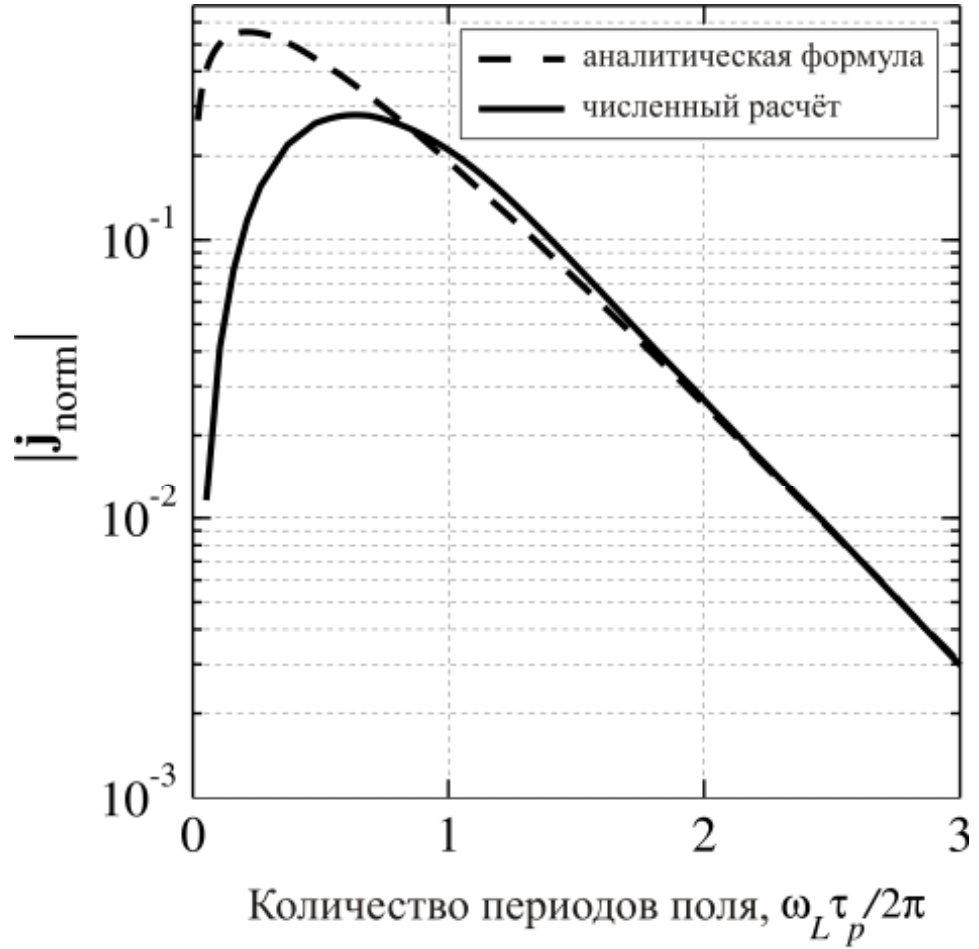


Рисунок 2.4 - Зависимости $|j_{\text{norm}}|$ от количества периодов поля в лазерном импульсе $K = \omega_L \tau_p / 2\pi$ для интенсивности $I = 7 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ при длине волны $\lambda_L = 800 \text{ нм}$.

члены суммы содержат множитель $e^{\eta f(\xi_k)}$, при достаточно большом значении η доминирующий вклад обеспечивается наибольшим значением $\text{Re } f(\xi_k)$. При анализе функции $f(\xi)$ было установлено, что при $E_0 \geq 0.05E_a$,

$$\text{Re } f(\xi_{k=1}) > \text{Re } f(\xi_{k \neq 1}), \quad (2.23)$$

Следовательно, для данных значений E_0 справедливо, что

$$|j_c| \approx \sqrt{\pi \eta} e^{\eta \text{Re } f(\xi_1)} \frac{|H(\xi_1)|}{\sqrt{|f''(\xi_1)|}}, \quad (2.24)$$

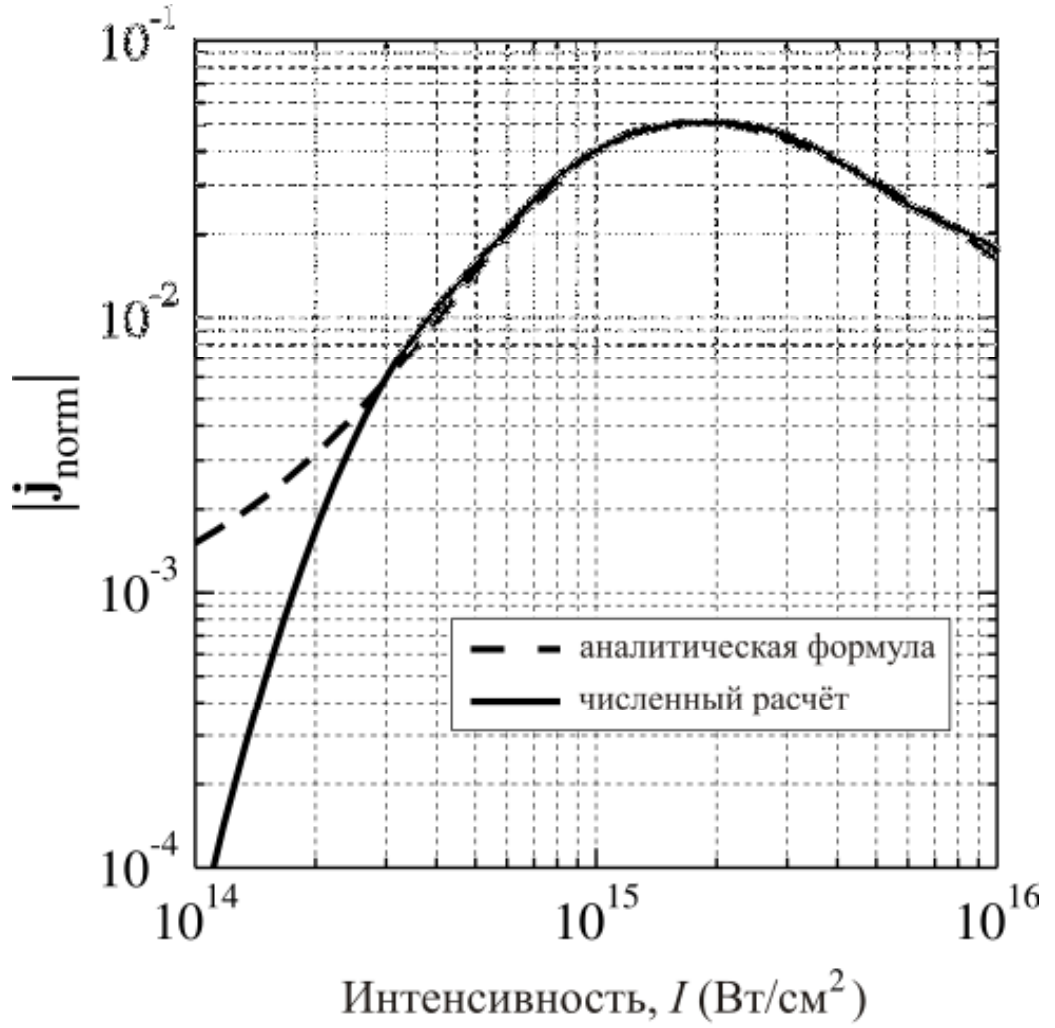


Рисунок 2.5 - Зависимости модуля нормированной плотности тока $|\mathbf{j}_{\text{норм}}|$ от интенсивности I при количестве периодов $K = \omega_L \tau_p / 2\pi = 2$.

где

$$f''(\xi_1) = \frac{2a\chi E_a}{E_0} \frac{\Omega_a}{\omega_L} \xi_1 \left(\frac{bE_a}{E_0} (1 + \chi \xi_1^2) - 1 \right) e^{-b \frac{E_a}{E_0} (1 + \chi \xi_1^2)}. \quad (2.25)$$

На рисунках 2.4, 2.5 показано сравнение результатов, даваемых аналитической формулой (2.24) с результатами численного решения уравнений (2.5) и (2.6), в которых вероятность ионизации и огибающая лазерного импульса задаётся с помощью формулы (2.17) при $a = 0.35$ и $b = 0.55$. На рисунке 2.4 показаны зависимости $|\mathbf{j}_{\text{норм}}| = |j_c|$ от количества периодов поля в лазерном импульсе $K = \eta / 2\pi$ при максимуме огибающей $E_0 = 0.1E_a$ ($I = 7 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$) и длине волны

$\lambda_L = 800 \text{ нм}$. Как видно, результаты аналитических и численных расчётов совпадают с высокой точностью для $K \geq 0.5$, и отличаются при меньших длительностях лазерных импульсов, когда значение параметра $\eta < 3$. На рисунке 2.5 показаны зависимости $|\mathbf{j}_{\text{norm}}|$ от интенсивности I для импульса с числом периодов поля $K = 2$ и такой же длиной волны. Существенные отличия аналитических и численных результатов видны только при низких значениях интенсивности, $I < 2 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, когда становится важным вклад от седловых точек с $k \neq 1$ в сумму (24).

1.2.2.5 Выводы

Было исследовано явление возбуждения остаточного тока в плазме, создаваемой предельно коротким циркулярно поляризованным лазерным импульсом. Построена аналитическая модель рассматриваемого явления и показано хорошее согласие даваемых ею результатов с результатами численных расчётов. Показано, что эффективность генерации остаточного тока в оптимальных условиях может достигать значений порядка 10%, при использовании лазерных импульсов, содержащих менее двух периодов оптического поля.

2 Результаты теоретических исследований

В ходе выполнения второго этапа проекта исследована генерация терагерцового излучения при оптическом выпрямлении в электрооптическом кристалле фемтосекундного лазерного импульса с наклонным фронтом интенсивности, а также при ионизации атомного кластера лазерным сверхмалой (несколько периодов поля) длительности, с учетом возбуждения собственных дипольных колебаний кластера.

Развитая теория генерации терагерцового излучения лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности позволяет учитывать переходные явления на входной границе кристалла, что имеет важное значение для кристаллов со слабым поглощением на терагерцовых частотах, таких как GaAs или LiNbO₃, охлажденный до криогенной температуры. В теории получены аналитические выражения для расчета структуры поля и исследована ее динамика. Введены характерные длины, на которых происходит формирование поля терагерцового излучения. Эти длины позволяют оценить оптимальную длину кристалла и поперечный размер лазерного пучка. Проведены расчеты эффективности оптико-терагерцовой конверсии для кристаллов GaAs и LiNbO₃, находящегося при комнатной и криогенной температурах. Показано, что при экспериментально реализуемых параметрах лазерной накачки, эффективность генерации терагерцового излучения может достигать несколько процентов.

При ионизации атомного кластера лазерным сверхмалой длительности исследовано явление возбуждения низкочастотного остаточного терагерцового тока в плазме, создаваемой интенсивным предельно коротким лазерным импульсом, обладающим циркулярной поляризацией. Найдены зависимости эффективности возбуждения остаточного тока от длительности и пиковой интенсивности лазерного импульса. Разработана аналитическая модель и получены приближенные аналитические формулы, позволяющие определить зависимость величины плотности остаточного тока от параметров лазерного импульса и потенциала ионизации атомов газа.

Результаты проведенных исследований достаточно полно отображают поставленные в проекте цели по разработке эффективных источников терагерцового излучения. В частности, развитая теория генерации терагерцового излучения

лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности, позволяет предсказать оптимальные для эксперимента параметры лазерного излучения и длины кристалла.

Проведенные исследования являются развитием предыдущих работ по генерации терагерцового излучения. Так, метод генерации ТГц излучения лазерными импульсами с наклонным фронтом был предложен в работе [1], а затем продемонстрирован в работе [2]. В дальнейшем усовершенствование этого метода позволило повысить эффективность оптико-терагерцовой конверсии до 10^{-4} и осуществить перестройку частоты генерации между 1 ТГц и 4.4 ТГц [3]. Используя большие энергии лазерного импульса (вплоть до 30 мДж) были получены высокоэнергетичные ТГц импульсы с рекордной эффективностью конверсии $\sim 10^{-3}$ [7]. Теоретическое описание генерации терагерцового излучения для таких импульсов до последнего времени не было достаточно разработано. В работах [3, 4, 9, 10], были использованы две простые модели, в первой модели генерируемое терагерцовое поле представляется как свёртка распределения оптической интенсивности двумерного импульса с наклонным фронтом и известного аналитического решения для черенковского излучения от движущегося линейного источника [4, 10]. Во второй – предлагается одномерная эвристическая модель [3, 9, 10], где терагерцовое поле рассчитывается не через решение уравнений Максвелла с нелинейным источником, но представляется как сумма плоских волн приходящих к выходной границы кристалла из различных частей кристалла. Недавно была разработана строгая теория генерации, учитывающая конечный поперечный размер лазерного импульса, дисперсию и поглощение среды, однако только для стационарного режима в бесконечном электрооптическом кристалле [12]. В результате данных исследований разработана более полная – динамическая теория генерации, необходимая для расчета генерации ТГц излучения в кристаллах со слабым поглощением на терагерцовых частотах.

Также в настоящее время уделяется достаточно большое внимание исследованиям явления возбуждения остаточного тока в плазме, создаваемой предельно короткими (содержащим малое число периодов оптического поля) лазерными импульсами [32, 33, 35, 36]. Интерес к этому явлению обусловлен проблемой эффективного преобразования интенсивных лазерных импульсов в более низкочастотное излучение, в частности, в излучение терагерцового диапазона [32, 33,

40-42], остающегося в настоящее время достаточно труднодоступным и освоение которого является весьма актуальной задачей. В ходе выполнения проекта получены новые результаты при исследовании процессов ускорения электронов и возбуждения низкочастотных токов в плазме оптического разряда, создаваемой в газе предельно короткими циркулярно поляризованными лазерными импульсами. Показано, что эффективность генерации остаточного тока в оптимальных условиях может достигать значений порядка 10%, при использовании лазерных импульсов.

Областью практического использования и применения результатов выполнения НИР является разработка новых методов генерации электромагнитного излучения в труднодоступных и плохо освоенных областях частотного спектра, в частности в терагерцовом диапазоне. Получены принципиально новые результаты, позволяющие определить оптимальные условия и разработать эффективные схемы для последующей экспериментальной реализации исследованных явлений и создания на их основе источников и детекторов терагерцового излучения с целью их использования для развития методов спектроскопии, терагерцового видения, диагностики вредных веществ и др.

ПУБЛИКАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ НИР

По результатам выполнения задач 2 этапа опубликовано 3 статьи в иностранных журналах, сделано 6 докладов на международных и всероссийских конференциях и семинарах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поставленные на 2 этап задачи выполнены полностью. Разработана теория генерации широкополосного терагерцового излучения в электрооптических кристаллах лазерными импульсами с наклонным фронтом интенсивности. Разработан метод генерации терагерцового излучения при оптическом пробое сплошных и нанодисперсных сред. Важным дополнительным результатом 2 этапа является разработка оригинальных подходов к решению точных трехмерных уравнений Максвелла и к решению трехмерного нестационарного уравнения Шредингера, а также разработка уникальных методов распараллеливания расчетов на современных многопроцессорных вычислительных кластерах. Разработанные методы будут использованы и при выполнении последующих этапов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 **Hebling, J.** Velocity matching by pulse front tilting for large area THz-pulse generation / J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma, and J. Kuhl // Opt. Express – 2002. – Vol. 10. – Issue 21 - P. 1161-1166.
- 2 **Stepanov, A.G.** Efficient generation of subpicosecond terahertz radiation by phase-matched optical rectification using ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts / A.G. Stepanov, J. Hebling, J. Kuhl // Appl. Phys. Lett. – 2003 – Vol. 83 – Issue 15 – P. 3000-3002.
- 3 **Hebling, J.** Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts / J. Hebling, A. G. Stepanov, G. Almási, B. Bartal, J. Kuhl // Appl. Phys. B – 2004 – Vol. 78 – Number 5 – P. 593-599.
- 4 **Stepanov, A. G.** Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification / A. G. Stepanov, J. Kuhl, I. Z. Kozma, E. Riedle, G. Almási, J. Hebling // Opt. Express – 2005 – Vol. 13 – Issue 15 – P. 5762-5768.
- 5 **Yeh, K.-L.** Generation of 10 μ J ultrashort terahertz pulses by optical rectification / K.-L. Yeh, M. C. Hoffman, J. Hebling, and K. A Nelson // Appl. Phys. Lett. – 2007 – Vol. 90 – 171121.
- 6 **Yeh, K.-L.** Generation of high average power 1 kHz shaped THz pulses via optical rectification / K.-L. Yeh, J. Hebling, M. C. Hoffmann, K. A. Nelson // Opt. Commun. – 2008 – Vol. 281 – Issue 13 - P. 3567-3570.
- 7 **Stepanov, A. G.** Generation of 30 μ J single-cycle terahertz pulses at 100 Hz repetition rate by optical rectification / A.G. Stepanov, L. Bonacina, S. V. Chekalin, J.-P. Wolf // Opt. Lett. – 2008 – Vol. 33 – Issue 21 - P. 2497-2499.
- 8 **Hoffmann, M. C.** Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm / M.C. Hoffmann, K.-L. Yeh, J. Hebling, and K. A. Nelson // Opt. Express – 2007 – Vol. 15 - Issue 18 – P. 11706-11713.
- 9 **Bartal, B.** Toward generation of μ J range sub-ps THz pulses by optical rectification / B.I. Bartal, Z. Kozma, A. G. Stepanov, G. Almási, J. Kuhl, E. Riedle, J. Hebling // Appl. Phys. B – 2006 - Vol. 86 - Number 3 – P 419-423.

- 10 **Hebling, J.** Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities / J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal K. A. Nelson // J. Opt. Soc. Am. B – 2008 – Vol. 25 – Issue 7 - P.B6-B19.
- 11 **Shuvaev, A. V.** Čerenkov radiation excited by an ultrashort laser pulse with oblique amplitude front / A.V. Shuvaev, M. M. Nazarov, A. P. Shkurinov, A. S. Chirkin // Radiophys. Quantum Electron. – 2007 - Vol. 50 – P. 922-928.
- 12 **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 // J. Appl. Phys. – 2008 – Vol. 104 – 073105.
- 13 **Bakunov, M. I.** Theory of terahertz generation in a slab of electro-optic material using an ultrashort laser pulse focused to a line / M.I. Bakunov, S. B. Bodrov, A. V. Maslov, M. Hangyo // Phys. Rev. B – 2007 – Vol. 76 – 085346.
- 14 **Pálfalvi, L.** Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range / L. Pálfalvi, J. Hebling, J. Kuhl, Á. Péter, K. Polgár // J. Appl. Phys. – 2005 – Vol. 97 – 123505.
- 15 **Vodopyanov, K. L.** Optical THz-wave generation with periodically-inverted GaAs // Laser Photon. Rev. – 2008 – Vol. 2 – Issue 1-2 - P. 11-25.
- 16 **Chen, Q.** Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications / Q. Chen, M. Tani, Z. Jiang, X.-C. Zhang // J. Opt. Soc. Am. B – 2001 – Vol. 18 – Issue 6 - P. 823-831.
- 17 **Stoyanov, N. S.** Direct Visualization of a Polariton Resonator in the THz Regime / N. S. Stoyanov, T. Feurer, D. W. Ward, E. R. Statz, K. A. Nelson // Opt. Express – 2004 – Vol. 12 – Issue 11 - P. 2387-2396.
- 18 **Nagai, M.** Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56 μm fiber laser pulses / M. Nagai, K. Tanaka, H. Ohtake, T. Bessho, T. Sgiura, T. Hirosumi, M. Yoshida // Appl. Phys. Lett. – 2004 – Vol. 85 – 3974.
- 19 **Bakunov, M. I.** Fresnel Formulas for the Forced Electromagnetic Pulses and Their Application for Optical-to-Terahertz Conversion in Nonlinear Crystals / M.I. Bakunov, A. V. Maslov S. B. Bodrov // Phys. Rev. Lett. – 2007 - Vol. 99 – 203904.

- 20 **Bakunov, M. I.** Strongly subluminal regime of optical-to-terahertz conversion in GaP / M. I. Bakunov, M. V. Tsarev, S. B. Bodrov, M. Tani // J. Appl. Phys. – 2009 – Vol. 105 – 083111.
- 21 **Tonks, L.** Plasma-Electron Resonance, Plasma Resonance and Plasma Shape / L. Tonks // Physical Review. - 1931. – Vol. 38. - P. 1219-1223.
- 22 **Гильденбург, В. Б.** О резонансных свойствах неоднородных плазменных объектов / В.Б. Гильденбург // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1963. – Т. 45. – С. 1978-1987.
- 23 **Nickel, J. C.** Resonance Oscillations in a Hot Non-uniform Plasma Columns / J. C. Nickel, J. V. Parker, R. W. Gould // Physical Review Letters. – 1963. – Vol. 11. – P. 183-185.
- 24 **Shlüter, H.** Travelling wave-sustained discharges / H. Shlüter, A. Shivarova // Physics Reports. – 2007. – Vol. 443. – P. 121-255.
- 25 **Kreibig, U.** Optical Properties of Metal Clusters / U. Kreibig, M. Vellmer - Springer, Berlin, 1995. - P. 1-530.
26. **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.
- 27 **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.
- 28 **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.
- 29 **Liu, J.** Modified hydrodynamics model and its application in investigation of laser-cluster interaction // J. Liu, R. Li, P. Zhu, Z. Xu, J. Liu // Physical Review A. – 2001. - Vol. 64. – P. 033426-1-7.
- 30 **Mulser, P.** Two Very Efficient Nonlinear Laser Absorption Mechanizms in Clusters / P. Mulser, M. Kanapathipillai, D. H. H. Hoffmann // Physical Review Letters. – 2005. - Vol. 95. - P. 103401-1-4.

- 31 **Kundu, M.** Harmonic generation from laser-irradiated clusters / M. Kundu, S. V. Popruzhenko, D. Bauer // *Physical Review A*. – 2007. – Vol. 76. – P. 0332011–0332015.
- 32 **Gildenburg, V. B.** Optical-to-THz Wave Conversion via Excitation of Plasma Oscillations in the Tunneling-Ionization Process / V. B. Gildenburg, N. V. Vvedenskii // *Physical Review Letters*. – 2007. – Vol. 98. – P. 245002–1–4.
- 33 **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.
- 34 **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.
- 35 **Corkum, P. B.** Above-threshold ionization in the long-wavelength limit / P. B. Corkum, N. H. Burnett, F. Brunell // *Physical Review Letters*. – 1989. – Vol. 62. – P. 1259-1262.
- 36 **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.
- 37 **Ramunno, L.** Probing attosecond kinetic physics in strongly coupled plasmas / L. Ramunno, C. Jungreuthmayer, H. Reinholz, T. Brabec // *Journal of Physics B*. – 2006. – Vol. 39. – P. 4923-4931.
- 38 **Cavalieri, A. L.** Intense 1.5-cycle near infrared laser waveforms and their use for the generation of ultra-broadband soft-x-ray harmonic continua / A. L. Cavalieri, E. Goulielmakis, B. Horvath, W. Heiml, M. Schultze, M. Fies, V. Pervak, L. Veisz, V. S. Yakovlev, M. Uiberacker, A. Apolonski, F. Krausz, R. Kienberger // *New Journal of Physics*. – 2007. – Vol. 9. – P. 242-1-12.
- 39 **Mysyrowicz, A.** Self-compression of optical laser pulses by filamentation / A. Mysyrowicz, A. Couaron, U. Keller // *New Journal of Physics*. – 2008. – Vol. 10. – P. 025023-1-14.
- 40 **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.

- 41 **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.
- 42 **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.
- 43 **Reiss, H. R.** Dipole–approximation magnetic fields in strong laser beams / H. R. Reiss // *Physical Review A*. – 2000. – Vol. 63. – P. 013409–1–4.
- 44 **Ландау, Л. Д.** Квантовая механика (нерелятивистская теория) / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.:Физматлит, 1989. – 768 с.
- 45 **Келдыш, Л. В.** Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л. В. Келдыш // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1964. - Т. 47. - С. 1945-1956.
- 46 **Амосов, М. В.** Туннельная ионизация сложных атомов и атомарных ионов в переменном электромагнитном поле / М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. - 1986. - Т. 91. С. 2008–2013.
- 47 **Ivanov, M. V.** Complex rotation in two-dimensional mesh calculations for quantum systems in uniform electric fields / M. V. Ivanov // *Journal of Physics B*. – 2001. Vol. 34. - P. 2447-2473.
- 48 **Дубинов, А. Е.** W-функция Ламберта и её применение в математических задачах физики / А. Е. Дубинов, И. Д. Дубинова, С. К. Сайков - Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2006. - 160 с.