

На правах рукописи



Бодров Сергей Борисович

**Нелинейно-оптическая генерация и диагностические
применения импульсного терагерцового излучения**

Специальность 1.3.19. Лазерная физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород – 2025

Работа выполнена в отделе сверхбыстрых процессов (330) Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»

Научный консультант: доктор физико-математических наук, профессор
Бакунов Михаил Иванович

Официальные оппоненты: **Китаева Галия Хасановна,**
доктор физико-математических наук, доцент,
профессор МГУ имени М.В. Ломоносова
(г. Москва)

Урюпин Сергей Александрович,
доктор физико-математических наук, главный
научный сотрудник Физического института имени
П.Н. Лебедева РАН (г. Москва)

Цыпкин Антон Николаевич,
доктор физико-математических наук, доцент,
директор научно-образовательного центра фото-
ники и оптоинформатики Университета ИТМО
(г. Санкт-Петербург)

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт спектроскопии Российской академии наук (ИСАН, г. Москва, г. Троицк).

Защита состоится 4 февраля 2026 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета 24.2.340.03 при Национальном исследовательском Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского по адресу: 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23, корп. 1, ауд. 420.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке Национального исследовательского Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского и на сайте диссертационного совета по адресу: <https://diss.unn.ru/1579>.

Автореферат разослан «_____» _____ 2025 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета 24.2.340.03
доктор физ.-мат. наук, доцент


Клюев Алексей Викторович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность и степень разработанности темы

Активное освоение в последние 20-30 лет терагерцового диапазона частот (0.3-10 ТГц, или в длинах волн от 30 мкм до 1 мм) связано прежде всего с бурным развитием лазерных технологий и разработкой на их основе разнообразных типов терагерцовых источников, в частности, основанных на оптико-терагерцовом преобразовании фемтосекундного лазерного излучения [1]. Ключевой особенностью таких источников является способность генерировать ультракороткие терагерцовые импульсы, длительность которых может составлять всего один период электромагнитного колебания, а ширина спектра превышать центральную частоту (при определенных условиях возможна также генерация и многопериодических импульсов с узким спектром). Столь короткие терагерцовые импульсы являются уникальным инструментом для исследования процессов пикосекундной длительности, и, благодаря их когерентности с возбуждающими оптическими импульсами, могут быть использованы для изучения разнообразных физических явлений методом оптической (или терагерцовой) накачки – терагерцовое (или оптическое) зондирование [2], а также для проведения терагерцовой спектроскопии во временной области с применением техники оптического стробирования [3].

Основной принцип оптико-терагерцовой конверсии ультракоротких лазерных импульсов основан на возбуждении в веществе всплесков нелинейной поляризации и/или тока суб-пикосекундной длительности, которые излучают затем короткие электромагнитные импульсы терагерцового диапазона частот. Наиболее распространенными методами возбуждения таких всплесков являются оптическое выпрямление лазерных импульсов в электрооптических кристаллах [1], [4], возбуждение фототока в фото-проводящих антеннах [5], оптический пробой газов (воздуха) двухцветными лазерными импульсами (т.е. импульсами, содержащими излучение на основной и второй гармониках лазера) [6]. Также активно исследуются и другие методы, в частности, оптический пробой жидкости [7], возбуждение спиновых токов [8], эмиссия из твердотельной плазмы [9] и др. Среди упомянутых методов можно выделить метод оптического выпрямления, основным достоинством которого является возможность генерации высокоэнергетических терагерцовых импульсов (суб-мДж или даже мДж уровня энергии [10]), при фокусировке которых возможно создание терагерцовых полей с напряженностью поля около десятка МВ/см [11]. Столь интенсивные импульсы могут быть использованы в таких современных направлениях как ускорение, управление и компрессия электронных пучков, сверхбыстрая манипуляция намагниченности в материалах, нелинейная терагерцовая спектроскопия [1] и др. Однако эффективность терагерцовой генерации в различных схемах оптико-терагерцовой конверсии с применением электрооптических материалов всё еще остается на довольно низком уровне, типично в диапазоне 0,01 – 1% [1], при этом не всегда даже столь невысокая эффективность может быть достигнута в доступных по цене кристаллах. В связи с этим поиск и разработка новых схем

оптико-терагерцового преобразования, а также оптимизация уже созданных, является актуальной задачей и в настоящее время. Решению именно этой задачи и посвящена значительная часть данной диссертации.

Можно выделить несколько подходов к генерации терагерцового излучения в электрооптических кристаллах. Наиболее распространенным и простым вариантом является генерация в режиме коллинеарного синхронизма, когда фазовая скорость терагерцовой волны совпадает с групповой скоростью лазерного импульса накачки. Однако для определенной длины волны лазерной накачки коллинеарный синхронизм может быть выполнен далеко не во всех кристаллах. Например, для титан-сапфирового лазера (с центральной длиной волны ~ 800 нм) он может быть реализован в кристалле ZnTe. Для иттербиевого (с длиной волны ~ 1030 нм) или волоконного (с длиной волны ~ 1560 нм) фемтосекундных лазеров близкий к синхронизму режим достигается в кристаллах GaP или GaAs соответственно. Типичная эффективность оптико-терагерцовой конверсии в таких кристаллах составляет всего $0,01\% - 0,001\%$ [12], что обусловлено сравнительно небольшим нелинейным коэффициентом (~ 60 пм/В для ZnTe) и большим коэффициентом многофотонного поглощения. Существенно большая эффективность, порядка $0,1\% - 1\%$ может быть достигнута в органических кристаллах (DAST, DSTMS, OH1, BNA и др.), обладающих большой квадратичной нелинейностью ($\sim 100-300$ пм/В) [13]. Однако данные кристаллы пока еще не находят широкого применения из-за их большой стоимости и слабой оптической стойкости для лазерных импульсов с высокой (более 100 Гц) частотой следования импульсов [14]. Небольшая ширина запрещенной зоны данных кристаллов (как у полупроводниковых кристаллов GaAs, ZnTe, GaP) ограничивает интенсивность лазерной накачки вследствие многофотонного поглощения.

Чтобы минимизировать нежелательный эффект многофотонного поглощения можно использовать кристаллы с большой шириной запрещенной зоны, такие как LiNbO₃, LiTaO₃, KTP, обладающие также большой квадратичной нелинейностью (~ 150 пм/В). Однако в данных кристаллах скорость лазерного импульса значительно (примерно в 2 раза) превышает скорость терагерцового излучения (на частотах ниже основного фононного резонанса), и для синхронизованной генерации уже необходимо использовать неколлинеарную геометрию. Для реализации такой геометрии Яношем Хеблингом были предложены так называемые «скошенные» лазерные импульсы [15]. У таких импульсов фронт интенсивности наклонен (скошен) под определенным углом к фазовым фронтам, что приводит к уменьшению проекции групповой скорости импульсов на направление, перпендикулярное фронту интенсивности, т.е. на направление вдоль которого и генерируются терагерцовые волны. Это позволяет достичь фазового согласования. Для создания скошенных лазерных импульсов можно использовать дифракционную решетку [16], а также эшелон – профилированное зеркало со ступенчатой структурой (шаг ступеней ~ 100 мкм [17]).

В настоящее время оптико-терагерцовая конверсия в кристалле LiNbO₃ с применением скошенных лазерных импульсов приобрела широкое распространение [18]. В стандартной геометрии кристалл LiNbO₃ используется в виде

прямоугольной призмы с углом 63° , равным углу скоса фронта интенсивности. Оптическая накачка вводится через катет призмы, а сгенерированное терагерцовое излучение выводится через гипотенузу (по нормали). Необходимый угол скоса лазерного импульса (63°) формируется за счет его дифракции на дифракционной решетке с последующем отображением в кристалл с помощью зеркального или линзового телескопа [19]. В такой геометрии эффективность оптико-терагерцовой конверсии достигает довольно больших значений 0,1%-0,3% [18], что ввиду большой оптической стойкости кристалла LiNbO_3 позволяет генерировать терагерцовые импульсы с энергий несколько десятков или сотен мкДж [20], вплоть до мДж уровня [10]. Несмотря на популярность и рекордные энергетические характеристики, стандартная геометрия обладает рядом недостатков. В частности, из-за сильной угловой дисперсии, возникающей при дифракции оптического излучения на решетке [16], высокая интенсивность накачки формируется только в небольшой области, где расположена плоскость изображения решетки. В результате только тонкий слой кристалла LiNbO_3 (толщиной ≤ 1 мм для лазерного импульса накачки ≤ 200 фс) вносит основной вклад в генерацию терагерцового излучения. Низкая эффективность использования объема кристалла становится особенно существенной при высокоэнергетической накачке, требующей применения широкого оптического пучка и призмы с большой апертурой [10]. Для преодоления этого недостатка были предложены и продемонстрированы гибридные схемы на основе использования плоскопараллельной пластины LiNbO_3 с эшелонированной структурой на входной поверхности [21], а также с отражательной решеткой на задней поверхности [22].

В настоящей диссертационной работе предлагается и экспериментально тестируется более простая схема, в которой пластина LiNbO_3 зажата между двумя согласующими призмами. Одна призма (из оптически прозрачного диэлектрика) используется для ввода накачки. Вторая призма, сделанная из материала с малым терагерцовым поглощением, выводит генерируемое в LiNbO_3 терагерцовое излучение. При использовании оптической накачки тераваттного уровня мощности (для увеличения энергии терагерцового излучения) предлагаемая схема может быть масштабирована путем использования коммерчески доступных пластин LiNbO_3 большого (~ 10 см) диаметра.

Еще один и наиболее простой способ достичь условия фазового синхронизма в кристаллах, где групповая скорость лазерного импульса превышает фазовую скорость терагерцового излучения, – это использовать механизм излучения Черенкова [23]. Для формирования черенковского излучения необходимо, чтобы оптический пучок был сфокусирован до размеров порядка и меньше длины волны терагерцового излучения. Некоторыми недостатками данного подхода являются сложность вывода сгенерированного терагерцового излучения из слоя кристалла ввиду большого угла падения на его выходную границу (что может привести к полному внутреннему отражению, как в случае LiNbO_3 , где этот угол равен 63°), в также повышенного терагерцового поглощения из-за большего пути распространения волн. Для преодоления полного внутреннего отражения, в работе [24] было предложено использовать кристалл LiNbO_3 в виде призмы, а

оптическое излучение накачки фокусировать цилиндрической линзой. В этом случае генерируется черенковский клин (а не конус) терагерцовых волн, который падает по нормали на выходную границу кристалла. Для уменьшения терагерцового затухания (существенного для LiNbO_3 из-за большого, около 20 см^{-1} для частоты 1 ТГц, коэффициента поглощения), в работе [25] было предложено использовать геометрию поверхностно-бокового вывода. В такой геометрии лазерная накачка распространяется параллельно боковой границе LiNbO_3 , а черенковское излучение выводится через прижатую к этой границе кремниевую призму, обладающую малым терагерцовым поглощением.

В диссертации предлагаются и экспериментально тестируются усовершенствованные оптико-терагерцовые преобразователи, основанные на геометрии поверхностно-бокового вывода черенковского излучения. Такие преобразователи состоят из тонкого (толщиной 30-50 мкм) слоя электрооптического материала (LiNbO_3) и кремниевой выводящей призмы, прижатой или приклеенной к одной стороне электрооптического слоя (возможно также наличие аналогичной призмы или подложки на противоположной стороне слоя). В таких сэндвич-структурах нелинейный слой является волноведущим для оптического излучения, что предотвращает дифракционное уширение лазерного пучка, тем самым увеличивая эффективную длину взаимодействия накачки и генерируемого излучения. Кроме того, малая толщина слоя минимизирует терагерцовое поглощение в LiNbO_3 . Предполагается, что лазерный пучок фокусируется в слой LiNbO_3 цилиндрической линзой. При этом создается сильно вытянутое оптическое пятно (в виде линии), что позволяет масштабировать энергию терагерцовых импульсов путем увеличения длины линии и использования лазерных импульсов с более высокой энергией.

Упомянутые выше максимальные значения эффективности в различных схемах терагерцовой генерации, обычно ограничены такими нелинейными эффектами как многофотонное поглощение, фотогенерация носителей, фазовая самомодуляция, самофокусировка, обратное воздействие терагерцового излучения [26], [27], доминирование которых зависит от условий эксперимента. Некоторые из этих эффектов были подтверждены экспериментальными измерениями, в частности продемонстрировано влияние многофотонного поглощения на насыщение эффективности генерации в кристалле ZnTe [12], а также зафиксировано красное смещение спектра накачки из-за обратного воздействия терагерцового излучения при генерации в кристалле LiNbO_3 скошенными лазерными импульсами [28].

В экспериментальных исследованиях, проведенных в диссертации, также обсуждается природа возникновения насыщения эффективности. В частности, в классической схеме генерации скошенными лазерными импульсами рассматривается влияние на насыщение длины и температуры кристалла, а также длительности лазерного импульса. Обсуждается влияние нелинейного набега фазы накачки. В схемах генерации с применением сэндвич-структур исследуется влияние многофотонного поглощения накачки, а также изменение спектра оптического излучения за счет обратного воздействия терагерцового поля.

Хотя многофотонное поглощение накачки обычно считается негативным эффектом, порождаемые им носители заряда могут играть положительную роль в генерации терагерцового излучения. Сразу после возникновения электроны испытывают ускорение выпрямленным электрическим полем лазерного импульса. Возникающий при ускорении этих электронов всплеск тока может генерировать электромагнитные поля дополнительно к полю нелинейной поляризации. Так, в теоретической работе [29] было показано, что в режиме черенковского излучения данный эффект может приводить к уширению спектра генерации в кристалле GaP при накачке фемтосекундным излучением на длине волны 1,7 мкм. В диссертации проводится экспериментальная проверка теоретических предсказаний с использованием кристалла LiNbO_3 при накачке излучением титан-сапфирового лазера (на длине волны 0,8 мкм).

Несмотря на большое количество экспериментальных результатов по оптической ректификации лазерных импульсов в различных кристаллах, строгая электродинамическая теория этого явления до последнего времени была недостаточно развита даже в пределе низких интенсивностей накачки (при которых вышеупомянутые нелинейные эффекты высшего порядка не существенны). Теоретические исследования коллинеарных режимов вблизи фазового синхронизма обычно ограничивались простой одномерной (1D) моделью или приближением плоской волны (см., например, [30]), что не учитывает возможный (при острой фокусировке) черенковский механизм генерации. Теория черенковского излучения терагерцовых волн рассмотрена в бесконечном кристалле [31], что не учитывает переходные процессы на входной и выходной границах кристалла. Во многих работах на входной поверхности кристалла предполагалось некорректное граничное условие зануления терагерцового поля (см., например, работу [30]). На выходной границе, генерируемые внутри кристалла и высвечивающиеся терагерцовые волны не были строго согласованы. Также недостаточно была развита теория генерации терагерцового излучения скошенными оптическими импульсами. Часто использовались простые модели, основанные на свертке распределения оптической интенсивности с известным аналитическим решением для черенковского излучения от движущегося нелинейного источника [32] или в виде суммы плоских волн, приходящих на выходную границу кристалла из различных его участков [33]. Проведенные в работах [26], [27] сложные численные расчеты, с учетом нелинейных эффектов, не позволяют детально разобраться в сути электродинамических эффектов, происходящих при генерации скошенным лазерным импульсом.

В диссертации развивается последовательная аналитическая теория генерации терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах как обычными, так и скошенными лазерными импульсами. Учитывается конечный поперечный размер пучка накачки (в рамках двумерной модели), толщина кристалла, фонон-поляритонная дисперсия материала, а также точные граничные условия на входной и выходной границах кристалла. Основное рассмотрение приводится в приближении заданного источника, что на практике реализуется при отсутствии многофотонного поглощения

накачки, самофокусировки и других типов нелинейного самовоздействия. При таком подходе удастся выявить особенности различных режимов генерации терагерцового излучения, а также предсказать оптимальные характеристики кристалла и лазерного импульса.

Помимо разработки эффективных источников излучения немаловажной задачей в освоении терагерцового диапазона является поиск новых направлений его применения. Одно из таких направлений может быть связано с диагностикой быстропротекающих процессов, например, рекомбинационного распада плазменного филамента, формируемого в газе достаточно мощным лазерным излучением. Важными параметрами формируемого плазменного канала (в том числе для таких возможных практических приложений как молниевая защита, зондирование атмосферы, ускорение частиц в поле кильватерной волны) являются: концентрация плазмы, температура, геометрические размеры, а также динамика распада электронной плотности. Согласно теоретическим расчетам, в результате филаментации может формироваться протяженный (длиной от десятка до сотен сантиметров) плазменный канал с начальной плотностью плазмы $10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и диаметром от несколько десятков до сотен микрометров (в зависимости от параметров лазерных импульсов) [34]. Измерение такой малой плотности плазмы, а также динамики ее распада является нетривиальной задачей. Тем не менее в ряде работ были проведены как прямые, так и относительные измерения концентрации плазмы различными методами. На субнаносекундном временном масштабе продемонстрирована возможность прямого измерения концентрации плазмы методами поперечной оптической интерферометрии [35], а также поперечной [36] и продольной дифрактометрии. На существенно больших временных интервалах, порядка десятка и более наносекунд, был предложен и успешно реализован метод, основанный на измерении проводимости плазмы [36]. В промежуточном (наносекундном) диапазоне экспериментальных измерений проведено не было.

В диссертационной работе предлагается и практически применяется новый метод диагностики плазмы, основанный на измерении рассеянной на филаменте энергии зондирующего терагерцового импульса. Демонстрируется возможность измерения динамики плотности плазмы в воздухе на наносекундном временном масштабе, который, как отмечено выше, труднодоступен для распространенных методов оптической интерферометрии/дифрактометрии и измерения проводимости плазмы.

Одним из наиболее известных эффектов нелинейной оптики является генерация второй гармоники (ВГ). Такая генерация возможна в материалах, обладающих ненулевым тензором квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}$, а значит запрещена в средах, обладающих центром инверсии. Однако приложение постоянного электрического поля нарушает эту инверсию и снимает запрет на генерацию ВГ. В этом случае генерируемое поле ВГ уже связано с нелинейной восприимчивостью третьего порядка $\chi^{(3)}$. Генерация ВГ во внешнем электрическом поле может применяться для измерения тензора $\chi^{(3)}$, обнаружения сверхбыстрых электрических сигналов [37], визуализации электрических полей и

потенциала клеточной мембраны [38], исследования работы органических электронных устройств [39] и др. Перспективной модификацией метода является использование электромагнитного поля терагерцового импульса [40] вместо статического поля. Важным преимуществом использования коротких ($\sim$ пс) терагерцовых импульсов заключается в возможности приложения электрических полей, более сильных, чем порог пробоя материала в постоянном поле [41]. Это особенно важно ввиду упомянутых выше возможностей генерации терагерцовых импульсов с полями более МВ/см [1], [11]. Теория генерации ВГ в средах с квадратичной нелинейностью хорошо разработана (см., например [42], [43]) и может быть успешно применена для описания генерации ВГ в центрально-симметричных средах с приложенным постоянным полем E , как в квадратичной среде эффективной квадратичной нелинейностью $\chi_{\text{eff}}^{(2)} \propto \chi^{(3)}E$. Однако в случае применения терагерцового импульса, область $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ является движущейся, и, в связи с этим, могут возникать особенности в генерации ВГ. Некоторые теоретические расчеты генерации ВГ в поле терагерцового импульса в терминах длин когерентности проводились ранее лишь в работе [44].

В диссертации развивается строгая теория генерации второй гармоники фемтосекундного лазерного излучения в поле терагерцового импульса при их совместном распространении в центрально-симметричной прозрачной среде с учетом разных скоростей оптических и терагерцовых волн. Из-за различия в скоростях и времени относительной задержки, импульсы могут перекрываются как на границе среды, так и в объеме. Как показывается в теории и демонстрируется в эксперименте, при некоторых условиях перекрытие в объеме не приводит к излучению ВГ, тогда как перекрытие вблизи границы позволяет ВГ излучаться в свободное пространство. На основе данного эффекта в диссертации предлагается новая методика нелинейно-оптического обнаружения неоднородностей $\chi^{(3)}$, позволяющая детектировать границы сред даже тех в случаях, когда их линейные оптические свойства однородны или имеют низкий контраст. Также в диссертации проводятся измерения $\chi^{(3)}$ некоторых материалов, которые непрозрачны или частично прозрачны для оптического и терагерцового излучений, в частности это теллуридные и халькогенидные стекла, а также кристаллический кремний. Особенностью таких измерений является регистрация ВГ, отраженной от входной грани материала, и необходимость учета «паразитного» сигнала ВГ от окружающего образец газа.

Следует заметить, что из-за нарушения симметрии вблизи границы среды, генерация ВГ с поверхности центрально-симметричных материалов возможна и без приложения внешнего поля. Исследования такой поверхностной ВГ особо важны для диагностики кремния [45] ввиду важности поверхностных свойств данного материала в микроэлектронике. Так, традиционным методом характеристики встроенного поля и области пространственного заряда являются вольт-фарадные измерения [46]. Однако такие измерения требуют создания электродной структуры, которая может влиять на свойства границы раздела, вызывать дополнительный перенос и захват подвижных носителей через границу

кремния, приводить к пробое тонких диэлектрических плёнок (<10 нм), используемых в современных МОП-структурах. В отличие от этого, генерация ВГ, в том числе при наличии постоянного электрического поля, предлагает дополнительные преимущества неразрушающей бесконтактной диагностики [47], [48]. В диссертации предлагается использовать терагерцовые импульсы для такой диагностики и демонстрируется возможность измерения встроенного электрического поля в высокоомном кремнии. Использование коротких терагерцовых импульсов вместо постоянного поля потенциально позволяет избежать возможных эффектов перераспределения заряда, приводящих к изменению состояния исследуемой поверхности.

Еще одним известным нелинейным эффектом является квадратичный эффект Керра – изменение показателя преломления среды, пропорциональное квадрату внешнего электрического поля. В частности, этот эффект может приводить к индуцированному двулучепреломлению изначально изотропных сред (например жидкости) из-за различного изменения показателя преломления среды вдоль и поперек внешнему электрическому полю. Различают эффект Керра в постоянном поле [49] и оптический эффект Керра (ОЭК) [50], когда изменение показателя преломления наводится достаточно сильным постоянным (или низкочастотным) электрическим полем и электромагнитным полем квазинепрерывного оптического излучения соответственно. Нелинейные коэффициенты, соответствующие этим типам эффекта Керра, измерены для многих различных сред, включая газы, жидкости, растворы, кристаллы, стекла и др. Также выделяют еще сверхбыстрый (фемтосекундный) оптический эффект Керра, когда фемтосекундные лазерные импульсы используются как для возбуждения нелинейного отклика среды, так и для его зондирования [51], [52]. Это позволяет исследовать динамику нелинейного отклика среды (обычно исследуется динамика наведенной анизотропии показателя преломления). Так, было обнаружено, что в жидкостях, помимо мгновенного электронного нелинейного отклика присутствуют также и довольно быстрые релаксационных ядерные отклики, связанные с различными молекулярными движениями, такими как вибрация, либрация, ориентационная диффузия [52]. Аналогично фемтосекундному ОЭК в работе [53] было предложено использовать мощные короткие терагерцовые импульсы для возбуждения анизотропии среды, а зондирование этой анизотропии осуществлять фемтосекундными импульсами. С помощью такого терагерцового эффекта Керра были измерены быстрые и медленные (с характерным временем несколько пс) нелинейные отклики некоторых органических жидкостей с малым терагерцовым поглощением (CS_2 , CH_2I_2 , C_6H_6 , CCl_4 и CHCl_3). В последующих работах терагерцовый эффект Керра исследовался в газах, твердых телах, а также в других неполярных и полярных жидкостях [54], [55]. В работе [54] было показано, что постоянный молекулярный дипольный момент существенно влияет на ориентационное движение при терагерцовом возбуждении и приводит как к увеличению, так и уменьшению наведенной оптической анизотропии по сравнению с фемтосекундным ОЭК, что может быть использовано для получения дополнительной информации о динамике молекул полярных

жидкостей, включая воду [55].

В диссертации проводится исследование терагерцового эффекта Керра как в неполярных, так и полярных жидкостях, включая ацетон, который не был ранее исследован. В отличие от других работ в диссертации на основе экспериментальных данных рассчитываются не относительные, а абсолютные нелинейные коэффициенты Керра, а также проводится их сравнение с коэффициентами Керра в оптическом и постоянном полях.

Под действием электрического поля большой напряженности в веществе могут возникать пороговые (по напряженности поля) эффекты, например электролюминесценция. Впервые (в 1923 г.) в постоянном поле данный эффект наблюдал О.В. Лосев в кристаллах карбида кремния, а позднее (в 1936 г.) – Дестрио в микрокристаллах сернистого цинка (при этом использовалось переменное электрическое поле). Позднее электролюминесценцию в постоянном (или переменном) поле наблюдали и исследовали в различных материалах и структурах, в том числе в *p-n* переходах полупроводников, на основе которых созданы светодиоды. Люминесценцию, индуцированным полем интенсивного терагерцового излучения наблюдали в полупроводниках [56], квантовых точках [57], парах щелочных металлах [58]. В работе [59] люминесценцию в диапазоне 350–600 нм наблюдали из однослойного графена при воздействии терагерцового импульса с напряженностью поля 100–250 кВ/см. Для трактовки экспериментальных результатов была предложена аналитическая теория, в которой образование в графене электрон-дырочных пар, необходимых для последующей рекомбинационной люминесценции, объяснялось туннелированием Ландау-Зинера.

В диссертационной работе проводится более детальное исследование эффекта люминесценции, наведенного в графене полем интенсивного терагерцового импульса. Измерения проводятся в более широком спектральном диапазоне (300–1100 нм), что позволяет точнее определить форму спектра и его зависимость от напряженности терагерцового поля. Кроме того, на основе данного эффекта исследуется возможность визуализации терагерцового пучка, а также тестируется возможность детектирования локально-усиленного (на остриях или микро-структурах) электрического поля терагерцового импульса.

Цель и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы является разработка и экспериментальное апробирование высокоэффективных схем генерации терагерцового излучения на основе оптического выпрямления фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах, а также методов применения терагерцовых полей высокой (более 100 кВ/см) напряженности для исследования нелинейных свойств и структуры сред.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- разработка последовательной теории генерации терагерцового излучения при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах, учитывающей наличие границ кристалла, конечность поперечного размера лазерного пучка и дисперсию кристалла, в том числе для

лазерных импульсов со скошенным (по отношению к фазовым фронтам) фронтом интенсивности;

- разработка и экспериментальное исследование оптико-терагерцовых преобразователей черенковского типа, состоящих из тонкого слоя электрооптического материала и согласующих призм;

- развитие метода генерации терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами в призме из ниобата лития путем перехода к схеме с заменой призмы на слой ниобата лития, размещенный между двумя согласующими диэлектрическими призмами;

- теоретическое и экспериментальное исследование нелинейно-оптических эффектов, наведенных сильными терагерцовыми полями в жидкостях, полупроводниках, диэлектриках и графене;

- разработка метода диагностики динамики электронной концентрации в лазерно-плазменных филаментах по рассеянию терагерцовых импульсов.

Научная новизна работы

1. Впервые разработана последовательная электродинамическая теория генерации терагерцового излучения при оптическом выпрямлении лазерных импульсов в электрооптических кристаллах, учитывающая наличие границ кристалла, конечность поперечного размера лазерного пучка и дисперсию кристалла как в отсутствие, так и при наличии скоса фронта интенсивности у лазерных импульсов накачки.
2. Введены коэффициенты отражения и прохождения для падающего на границу электрооптического кристалла «вынужденного» электромагнитного поля, формируемого в области лазерного импульса при его оптическом выпрямлении.
3. Предложена и экспериментально апробирована новая схема генерации терагерцового излучения, основанная на оптическом выпрямлении скошенных лазерных импульсов в слое электрооптического материала, помещенного между двумя согласующими призмами для ввода оптической накачки и вывода генерируемого излучения.
4. Разработан новый класс высокоэффективных оптико-терагерцовых преобразователей на основе черенковского синхронизма, в которых тонкий слой нелинейного кристалла играет роль волновода для лазерной накачки, а генерируемое терагерцовое черенковское излучение выводится из слоя через кремниевый согласующий элемент.
5. Впервые экспериментально продемонстрирована генерация широкополосного терагерцового излучения в сильно поглощающем кристалле DKDP с эффективностью, сравнимой с распространенной схемой оптического выпрямления импульсов титан-сапфирового лазера в кристалле ZnTe.
6. Впервые проведено сопоставление значений нелинейных коэффициентов Керра полярных и неполярных жидкостей на терагерцовых частотах с их

значениями в постоянном и оптическом полях.

7. Предсказано и экспериментально подтверждено отсутствие генерации второй гармоники фемтосекундного оптического излучения в присутствии пикосекундного терагерцового импульса в объеме центрально симметричной среды в распространенном случае, когда длина когерентности между основной частотой и второй оптической гармоникой мала по сравнению с длиной разбегаания оптического и терагерцового импульсов.
8. Предложен новый метод диагностики неоднородностей (границ раздела) в прозрачных материалах путем регистрации второй оптической гармоники фемтосекундного лазерного импульса, генерируемой на неоднородностях в присутствии терагерцового импульса.
9. Впервые экспериментально показано, что для теллуридных и халькогенидных стекол нелинейные коэффициенты, ответственные за генерацию второй оптической гармоники в присутствии терагерцового поля и за эффект самовоздействия в оптическом диапазоне, имеют близкие значения.
10. Впервые экспериментально продемонстрирована возможность измерения встроенного электрического поля в приповерхностном слое полупроводника, в частности слаболегированного (111) Si, с помощью эффекта поверхностной генерации второй оптической гармоники в присутствии поля терагерцового импульса.
11. Продemonстрирована возможность визуализации терагерцового пучка и усиленного на металлическом острие ближнего терагерцового поля путем измерения оптической люминесценции, наведенной терагерцовым полем в графене.
12. Предложен и экспериментально реализован новый метод диагностики временной динамики концентрации электронов в газовой лазерно-плазменной филаменте, основанный на измерении энергии рассеянного на филаменте зондирующего терагерцового импульса.

Теоретическая и практическая значимости работы

В диссертации получен ряд результатов, имеющих общетеоретическое значение для нелинейной оптики. К этим результатам относится аналитическое описание генерации терагерцового излучения при оптической ректификации ультракоротких лазерных импульсов, в том числе со скошенным фронтом интенсивности, в кристаллах с квадратичной нелинейностью, формализм модифицированных формул Френеля и обобщенного закона Снелля применительно к описанию трансформации вынужденного электромагнитного поля (ближнего поля выпрямленного лазерного импульса) на границе нелинейного кристалла, а также теория генерации второй оптической гармоники при нелинейном взаимодействии фемтосекундного оптического и пикосекундного терагерцового импульсов в среде с кубичной нелинейностью.

Результаты по теоретическому исследованию генерации терагерцового излучения сильно сфокусированными лазерными импульсами титан-сапфирового лазера в кристалле GaP могут быть использованы для повышения пространственного разрешения ближнепольной безапертурной терагерцовой микроскопии.

Предложенная схема генерации терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами в слое кристалла LiNbO_3 , расположенного между согласующими призмами, может быть масштабирована для лазерных систем тераваттного уровня мощности, что позволит создать сверх-яркие терагерцовые источники.

На основе разработанных черенковских оптико-терагерцовых преобразователей с накачкой фемтосекундными лазерами с высокой частотой повторения и суб-миллиджоульной энергией импульса (например, лазерами на основе кристаллов иттербия) могут быть созданы терагерцовые источники высокой (на уровне мВт) средней мощности.

Метод измерения плотности плазменных филаментов по рассеянию терагерцовых импульсов может быть использован для диагностики лазерно-плазменных разрядов с масштабами от десятка до сотен микрометров, а также для решения задач по управлению молниевыми разрядами с помощью лазерных импульсов.

Результаты по генерации второй оптической гармоники в изотропных материалах в присутствии поля терагерцового импульса могут быть использованы для развития нового метода дефектоскопии.

Результаты по наведенной терагерцовым полем оптической люминесценции в графене могут быть использованы для разработки нового типа терагерцовых детекторов.

Выносимые на защиту основные положения

1. При генерации терагерцовой волны фемтосекундным лазерным импульсом в электрооптическом кристалле в условиях коллинеарного синхронизма динамика формирования волны состоит из двух стадий. На первой стадии растет амплитуда волнового пакета без существенного изменения его формы. На второй – растет длина пакета без существенного изменения амплитуды. Переход ко второй стадии происходит на длине, равной минимальной длине когерентности для частот генерируемого терагерцового спектра. Вторая стадия реализуется на длине, определяемой разницей оптического и терагерцового индексов группового запаздывания и коэффициентом поглощения терагерцовых волн. При неколлинеарной генерации терагерцовой волны скошенным лазерным импульсом формирование волнового пакета ограничивается длиной поперечного выбегания терагерцовой волны из области лазерного пучка.

2. При выходе из электрооптического кристалла лазерного импульса движущееся вместе с ним ближнее низкочастотное (выпрямленное) электромагнитное поле испытывает на границе трансформацию, которая по аналогии со свободно распространяющимся излучением может быть описана модифицированными формулами Френеля и законом Снелля, с включением в них оптического индекса группового запаздывания. В случае наклонного падения ближнего поля на границу возможны режимы трансформации с отсутствием отраженной волны, прошедшей волны или

обеих волн сразу.

3. В отличие от общепринятой схемы генерации терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами, где плоскость изображения дифракционной решетки и фронт интенсивности лазерного импульса выбираются параллельными друг другу и выходной грани призмы из электрооптического кристалла, высокая эффективность оптико-терагерцовой конверсии и хорошее качество терагерцового пучка могут достигаться и в условиях, когда фронт интенсивности не параллелен изображению решетки и грани кристалла. Такая конфигурация позволяет заменить призму плоским слоем кристалла с прикрепленной к нему диэлектрической призмой для вывода терагерцового излучения, что создает возможность масштабирования генерируемой терагерцовой энергии путем использования коммерчески доступных широкоапертурных пластин LiNbO_3 и высокоэнергетической лазерной накачки. При накачке слоя LiNbO_3 с кремниевой выводящей призмой импульсами титан-сапфирового лазера мДж уровня энергии эффективность оптико-терагерцовой конверсии может достигать 0,1%, что сравнимо с общепринятой схемой на основе LiNbO_3 в виде призмы.

4. Структура в виде слоя кристалла LiNbO_3 толщиной 30-50 мкм и длиной ~1 см, прикрепленного к кремниевой призме, может служить эффективным преобразователем фемтосекундных лазерных импульсов субмиллиджоульной энергии в черенковское излучение терагерцового диапазона. Эффективность преобразования может достигать 0,4% при накачке структуры излучением титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм и энергией импульса в десятки мкДж и возрастать до ~1% при увеличении длины волны накачки до 2 мкм. При использовании структуры шириной 5 см и накачки на длине волны 800 нм с энергией импульса 600 мкДж энергия генерируемых терагерцовых импульсов может достигать 1,2 мкДж, а напряженность сфокусированного терагерцового поля ~500 кВ/см.

5. При нелинейном взаимодействии фемтосекундного оптического и пикосекундного терагерцового импульсов в среде с кубичной нелинейностью генерация второй оптической гармоники локализована на границах среды, если выполнено типичное для большинства материалов условие, что длина когерентности между основной оптической частотой и ее второй гармоникой мала по сравнению с длиной разбегания оптического и терагерцового импульсов. В противном случае генерация может происходить и в объеме среды. Эффект локализации генерации второй гармоники на границах может быть использован для определения глубины залегания оптически малококонтрастных границ раздела сред и коэффициента кубичной нелинейности этих сред.

6. Оптическая люминесценция, наведенная в графене терагерцовым излучением с напряженностью электрического поля более 100 кВ/см, может быть использована для визуализации поперечного распределения поля в терагерцовом пучке.

7. Эффективным и доступным методом диагностики электронной концентрации в газовой лазерно-плазменной филаменте может служить регистрация рассеянного на филаменте зондирующего импульсного терагерцового излучения. Метод позволяет измерять значения концентрации ниже $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и проследивать динамику

концентрации на временах в несколько наносекунд.

Апробация результатов работы и публикации

Работа выполнена в отделе сверхбыстрых процессов (330) Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук» (ИПФ РАН).

По теме диссертации опубликовано 28 статей [A1 – A28] в рецензируемых высокорейтинговых научных журналах, рекомендованных ВАК и включенных в Белый список, а также несколько десятков тезисов в международных и всероссийских конференциях, таких как Conference on Lasers and Electro-Optics & Quantum Electronics and Laser Science Conference (CLEO/QELS), International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW), International Conference Laser Optics, Conference on Lasers and Electro-Optics/Europe (CLEO/Europe), Advanced Laser Technologies (ALT) и др.

Часть результатов по генерации терагерцового излучения с помощью оптико-терагерцовых преобразователей на основе черенковского синхронизма отмечены (в соавторстве) медалью Российской Академии Наук с премией для молодых ученых за работу "Разработка эффективных методов генерации и детектирования коротко-импульсного терагерцового излучения и их практическое приложение" (2013 г.). Также по результатам экспериментальных исследований в таких преобразователях получен патент № 2836612 «Оптико-терагерцовый преобразователь с полуконическими элементами вывода терагерцового излучения».

Достоверность результатов работы

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением апробированных экспериментальных, теоретических и численных методов, согласованием результатов диссертационной работы в частных случаях с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными других научных групп, а также апробацией результатов на международных и всероссийских конференциях и публикациями в высокорейтинговых международных рецензируемых журналах.

Методология и методы исследования

При проведении теоретических исследований генерации терагерцового излучения лазерными импульсами в электрооптических кристаллах аналитические выражения для полей и энергии генерируемого излучения находились из уравнений Максвелла с заданным источником в виде нелинейной поляризации, пропорциональной огибающей интенсивности лазерного импульса. Для решения уравнений Максвелла использовался метод преобразования Фурье с применением точных граничных условий на входной и выходной гранях кристалла. В ряде случаев использовался метод медленно меняющихся амплитуд для Фурье-образов терагерцовых полей.

В экспериментах по генерации и практическому применению терагерцового излучения использовались титан-сапфировые фемтосекундные лазерные системы миллиджоульного уровня энергии с длиной волны 800 нм, такие как Spitfire (Spectra Physics), Astrella (Coherent) и система, собранная в ИПФ РАН. Также использовался параметрический преобразователь к системе Spitfire (Spectra Physics), позволяющий преобразовывать длину волны фемтосекундных лазерных импульсов с 800 нм до 1-2 мкм.

В измерениях применялась апробированная экспериментальная методология терагерцовой спектроскопии во временной области, согласно которой лазерный импульс разделялся на две части: одна часть использовалась в качестве импульса накачки для терагерцовой генерации, другая – в качестве зондирующего импульса для детектирования терагерцового поля методом электрооптического стробирования [60] с применением различных детектирующих кристаллов (ZnTe, GaP). Для варьирования времени задержки между зондирующим оптическим и терагерцовым импульсами использовалась линия задержки, управляемая компьютером. Величина терагерцового поля рассчитывалась из электрооптического сигнала по известным величинам электрооптических коэффициентов детектирующих кристаллов [61], [62]. Спектр поля рассчитывался из зависимости электрооптического сигнала от времени задержки методом быстрого преобразования Фурье.

Энергия терагерцового излучения измерялась с помощью калиброванных детекторов: болометра, ячейки Голея, пиродетектора. Калибровка детекторов осуществлялась по калиброванным (от производителя) измерителям энергии оптического или СВЧ излучения. Энергия оптического излучения варьировалась с помощью поляризационного ослабителя (полуволновой пластины и поляризатора), а в некоторых экспериментах с помощью нейтральных светофильтров.

При исследовании наведенных терагерцовым полем эффектов генерации второй оптической гармоники в центрально-симметричных средах и оптической люминесценции в графене, а также терагерцового эффекта Керра интенсивное терагерцовое излучение генерировалось при накачке призмы из LiNbO_3 скошенными лазерными импульсами, создаваемыми с помощью дифракционной решетки и оптической системы переноса изображения решетки в призму. Терагерцовое излучение остро фокусировалось на исследуемые образцы с помощью системы внеосевых параболических зеркал. При исследовании генерации второй оптической гармоники основной оптический и терагерцовый импульсы падали на образец коллинеарно, а излучение второй гармоники измерялось с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Фоновое излучение и основная гармоника блокировались специальными фильтрами. При исследовании терагерцового эффекта Керра наведенная терагерцовым полем анизотропия показателя преломления измерялась с помощью зондирующего оптического импульса методом скрещенных поляризаторов. Наведенная терагерцовым полем оптическая люминесценция измерялась с помощью высокочувствительной охлаждаемой CCD камеры, экранированной от окружающего и лазерного света.

При исследовании динамики плотности плазмы в филаменте зондирующее терагерцовое излучение генерировалось в кристалле ZnTe, а энергия рассеянного

излучения регистрировалась с помощью охлаждаемого жидким гелием болометра.

Личный вклад автора

Все приведенные в диссертации результаты получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Вклад автора в ряд результатов, таких как создание и тестирование новых схем оптико-терагерцовых преобразователей, разработка оптико-терагерцового метода диагностики оптически малоконтрастных границ раздела сред, а также визуализация терагерцового пучка по эффекту оптической люминесценции в графене, является определяющим.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из оглавления, введения, пяти глав, заключения, списка литературы и списка публикаций по диссертации. Общий объем диссертации составляет 336 страниц, включая 107 рисунков, 3 таблицы, список литературы из 226 наименований на 24 страницах и список публикаций по диссертации из 28 наименований на 3 страницах.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FSWR-2020-0035).

Автор выражает благодарность своему научному консультанту зав. кафедрой ННГУ им. Н.И. Лобачевского Бакунову Михаилу Ивановичу – за ценные советы, мудрые наставления, а также неоценимую помощь в подготовке текста диссертации, зав. лабораторий 330 ИПФ РАН Степанову Андрею Николаевичу – за переданный уникальный экспериментальный опыт, своим родителям, жене и детям – за терпение, понимание и предоставленную возможность сосредоточиться на подготовке диссертации.

Краткое содержание диссертации

Во **введении** обосновывается актуальность диссертационной работы, формулируются цель и задачи исследования, указываются научная новизна, а также теоретическая и практическая значимости диссертации, приводятся основные положения, выносимые на защиту.

В **первой главе** развивается аналитическая теория генерации терагерцового излучения при оптическом выпрямлении фемтосекундных лазерных импульсов в слое электрооптического материала. В теории учитывается дисперсия и поглощение терагерцового излучения, а также точные граничные условия на входной и выходной границах нелинейного слоя. Рассмотрение проводится в рамках двумерной модели. Основные результаты главы опубликованы в работах [A1, A2, A6].

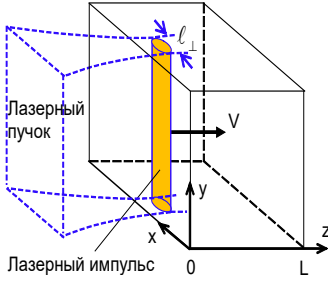


Рис. 1. Геометрия задачи генерации терагерцового излучения в плоском слое электрооптического кристалла.

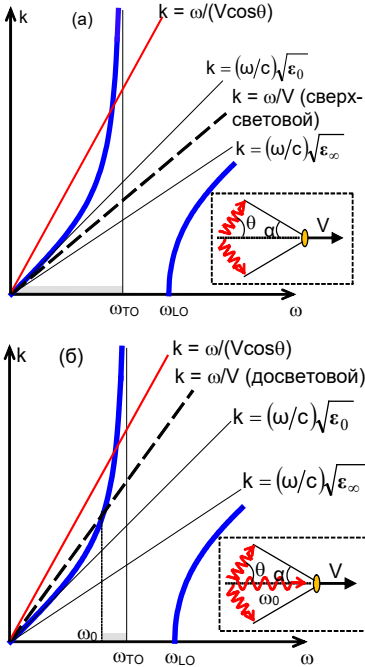


Рис. 2. Кинематические диаграммы для а) сверхсветового и б) досветового режимов терагерцовой генерации. На вставках показана генерация терагерцовых волн при черенковском ($\theta > 0$) и коллинеарном ($\theta = 0$) синхронизмах (см. текст).

генерация ($\theta = 0$) для терагерцовых волн на частоте ω_0 .

В п. 1.1 сформулирована модель, записана система основных уравнений, состоящая из уравнений Максвелла с источником в виде нелинейной поляризации

$$\mathbf{p}^{\text{NL}} = \mathbf{p}F(\xi)G(x)\Pi(z), \quad (1)$$

где $\mathbf{p}$ – амплитудный вектор, который определяется поляризацией оптического излучения и ориентацией кристаллографических осей электрооптического кристалла, функции $G(x)$ и $F(\xi)$ описывают поперечный профиль и временную огибающую оптического импульса соответственно, $\xi = t - z/V$ – бегущее время, $V = c/n_g$ – групповая скорость оптического импульса, n_g – групповой индекс (рис. 1). Функция $\Pi(z) = 1$ внутри электрооптического слоя $0 < z < L$ и $\Pi(z) = 0$ вне его. Путем применения Фурье преобразования к исходным уравнениям Максвелла и использования точных граничных условий (при $z = 0$ и $z = L$) получены общие выражения для генерируемых терагерцовых полей в кристалле и окружающем пространстве. С помощью кинематических диаграмм (рис. 2) качественно проиллюстрированы сверхсветовой и досветовой режимы генерации в кристаллах с фоновым типом дисперсии диэлектрической проницаемости $\epsilon_c(\omega)$ (синие линии на рис. 2). В сверхсветовом режиме (рис. 2а) групповая скорость оптического импульса превышает фазовую скорость самых быстрых (низкочастотных) терагерцовых волн. При этом реализуется черенковский механизм генерации терагерцовых волн под некоторым углом θ (с частотой $\omega < \omega_{T0}$, где ω_{T0} – частота поперечного фонованного резонанса). В досветовом режиме (рис. 2б), помимо черенковской генерации (в диапазоне $\omega_0 < \omega < \omega_{T0}$, где ω_0 – частота синхронизма) возможна также и коллинеарная синхронизованная

В п. 1.2 рассмотрен предельный случай полубесконечного кристалла ($L \rightarrow \infty$). Для случая бесконечно широкого пучка (п. 1.2.1) получено аналитическое выражение для полного поля в виде суммы свободного и вынужденного откликов. Свободный отклик, возникающий из-за появления нелинейного источника (нелинейной поляризации) на входной границе $z = 0$, распространяется с фазовой скоростью терагерцового излучения. Вынужденный отклик связан с источником и распространяется с групповой скоростью лазерного импульса. Проведен анализ полученного выражения для сверхсветового и досветового режимов. В сверхсветовом режиме в приближении малой фоновой дисперсии ($\sqrt{\varepsilon_c(\omega)} = n_t$) полное терагерцовое поле можно представить в виде суперпозиции свободного (переходного) и вынужденного импульсов, которые имеют противоположные знаки, повторяют огибающую лазерной накачки и распространяются с различными скоростями. Вначале импульсы накладываются друг на друга, а затем расходятся на характеристической *длине разбегания*

$$L_w = \frac{c}{n_t - n_g} \tau_{\text{FWHM}}, \quad (2)$$

где τ_{FWHM} – длительность лазерного импульса по полувысоте интенсивности. В слабо сверхсветовом режиме, когда $n_t \approx n_g$ амплитуда терагерцового импульса растет линейно при $z < L_w$, а временная форма повторяет производную от огибающей лазерного импульса. В досветовом режиме получено выражение для частоты ω_0 и поля синхронизованной волны на больших расстояниях z , когда переходное излучение полностью подавляется поглощением.

Для случая сфокусированного пучка накачки (п. 1.2.2) получено и проанализировано поле на черенковском клине (формирование клина, а не конуса, обусловлено двумерностью модели). Показано, что в досветовом режиме на клине присутствуют биения поля. В сверхсветовом режиме поле на черенковском клине в бездисперсионном приближении ($\sqrt{\varepsilon_c(\omega)} = n_t$) повторяет производную от огибающей лазерного импульса, при этом длительность импульса черенковского излучения зависит как от длительности, так и от поперечного размера $\ell_{\perp \text{WHNM}}$ накачки, что согласуется с аналитическими расчетами работы [31].

В п. 1.3 исследовано прохождение вынужденного импульса терагерцового поля из электрооптического кристалла в линейную среду (с терагерцовым показателем преломления n_0). Рассмотрен сильно сверхсветовой случай, когда n_t и n_g заметно отличаются. Получены модифицированные формулы Френеля для коэффициентов отражения и прохождения

$$R_N = \frac{n_g - n_0}{n_t + n_0} \text{ и } T_N = \frac{n_t + n_g}{n_t + n_0}, \quad (3)$$

а также обобщенный закон Снелля. Отмечено, что при прохождении границы энергия терагерцового излучения может не сохраняться из-за дополнительной работы источника (нелинейной поляризации). Показано, что в случае наклонного падения вынужденного терагерцового импульса на границу кристалла возможны режимы трансформации без генерации свободных терагерцовых волн: отраженной и/или прошедшей.

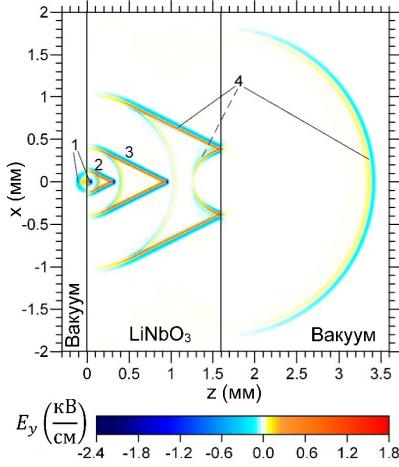


Рис. 3. Моментальные снимки терагерцового поля в LiNbO₃ в последовательные моменты времени ($\tau_{FWHM} = 150$ фс, $\ell_{FWHM} = 30$ мкм, $I_0 = 10$ ГВт/см²).

В п. 1.4.2 в аналогичном ключе рассмотрена динамика формирования поля в кристалле GaAs при $\lambda_{opt} = 1560$ нм, что соответствует слабо сверхсветовому режиму. Кроме того, для данного кристалла исследовано влияние параметров задачи (ℓ_{FWHM} , τ_{FWHM} , L) на эффективность и энергетический спектр терагерцового излучения. Даны рекомендации для достижения максимальной эффективности оптико-терагерцовой конверсии (при малой интенсивности накачки I_0).

В п. 1.5 исследована терагерцовая генерация в кристаллах, где реализуется досветовой режим. В п. 1.5.1 приведены расчеты поля и эффективности в кристалле ZnTe при накачке на длине волны 800 нм. На основании анализа пространственной динамики поля и спектра терагерцового импульса (рис. 4) введена характеристическая *длина нарастания амплитуды* L_b , определяемая как минимальная длина когерентности $L_{coh}(\omega) = \pi / (\omega |\sqrt{\epsilon_c(\omega)} - n_g|)$ возбуждаемых парциальных волн (рис. 4б)

$$L_b = \min L_{coh}(\omega) = L_{coh}(\omega_b). \quad (4)$$

В п. 1.4 проведены численные расчеты генерации терагерцового излучения в кристаллах, где реализуется сверхсветовой режим генерации. В п. 1.4.1 рассмотрен сильно сверхсветовой режим в кристалле LiNbO₃ при накачке на длине волны $\lambda_{opt} = 800$ нм. С учетом изложенной в п. 1.3 общей теории проведено обсуждение динамики формирования поля как при сильной (рис. 3), так и при слабой фокусировке накачки.

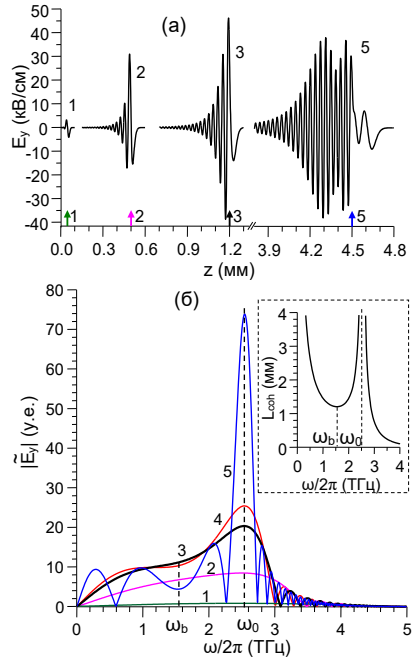


Рис. 4. а) Пространственная динамика и б) спектры (в точках, отмеченных стрелками вдоль z) поля при генерации в кристалле ZnTe (одномерный расчет). На вставке показана зависимость $L_{coh}(\omega)$.

На расстоянии меньше данной длины ($z < L_b$) амплитуда терагерцового импульса растет линейно (моменты 1-3 на рис. 4а), при этом форма импульса почти не изменяется, а при $z > L_b$ амплитуда сохраняется, но расчет длина волнового пакета (моменты 3-5 на рис. 4а). Для достижения максимальной эффективности оптико-терагерцовой конверсии даны рекомендации по выбору оптимальной толщины кристалла L и поперечного размера $\ell_{\perp\text{FWHM}}$ накачки.

В п. 1.5.2 рассмотрен сильно досветовой режим генерации в кристалле GaP при накачке на длине волны 800 нм. В данном режиме, при относительно большой длительности накачки ($\tau_{\text{FWHM}} > 150$ фс) синхронизированная волна (с частотой $\omega_0/(2\pi) = 7,4$ ТГц), а также черенковское излучение не возбуждаются. В результате генерируется только переходное (свободное) излучение на входной границе слоя и ближнее (вынужденное) поле. Описана динамика формирования полного поля. Путем «выключения» переходного излучения (например, при острой фокусировке накачки на выходную грань кристалла GaP) предложено использовать сильно досветовой режим генерации для повышения разрешения терагерцовой эмиссионной микроскопии (ТЭМ) [63]. Показано, что по сравнению с кристаллом ZnTe, где выполняется слабо досветовой режим генерации, использование сильно досветового режима в GaP (той же толщины) позволяет уменьшить размер терагерцового пятна в 3 раза, и тем самым достичь лучшего разрешения ТЭМ. Аналитически рассчитан минимально возможный размер пятна ближнего поля при предельно острой фокусировке накачки.

В п. 1.6 сделаны выводы по первой главе.

Вторая глава посвящена исследованию генерации терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами. Глава разделена на теоретическую и экспериментальную части. Основные результаты главы опубликованы в работах [A3, A9, A12, A13, A16, A19, A23].

Теоретическая часть (**п. 2.1**) состоит из пяти параграфов.

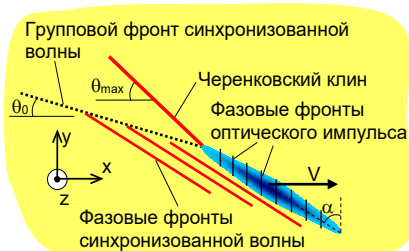


Рис. 5. Геометрия задачи и структура терагерцового поля при генерации скошенным (под углом α) лазерным импульсом.

В **п. 2.1.1** рассмотрен стационарный режим генерации. Рисунок 5 иллюстрирует геометрию задачи. Предполагается, что лазерный импульс, у которого фронт интенсивности скошен под углом α к фазовым фронтам, распространяется (вдоль оси x) в бесконечном кристалле без изменения формы. На основе математического подхода, развитого в первой главе, получено общее аналитическое выражение для терагерцового поля. В случае бесконечно широкого пучка накачки получены выражения для полей как в случае наличия синхронизма ($\alpha > \alpha_{\text{cr}}$, где $\cos \alpha_{\text{cr}} = n_g/\sqrt{\epsilon_c(0)} = n_g/\sqrt{\epsilon_0}$), так и при его отсутствии ($\alpha < \alpha_{\text{cr}}$). Показано, что для пучка накачки произвольного

размера $\ell_{\perp WNM}$ дополнительно формируется сильно асимметричный (по величине поля и его пространственному масштабу) черенковский клин с максимальным (для нулевой частоты) углом $\theta_{\max}$ равным $\sin \theta_{\max} = n_g / \sqrt{\epsilon_0}$. Кроме того, при $\alpha > \alpha_{cr}$ групповой фронт синхронизированной волны наклонен под углом θ_0 , меньшим, чем угол наклона фазовых фронтов, равный углу α (см. рис. 5). При разных параметрах задачи (α , $\ell_{\perp WNM}$) рассчитаны и проанализированы пространственные структуры терагерцового поля в кристалле LiNbO₃.

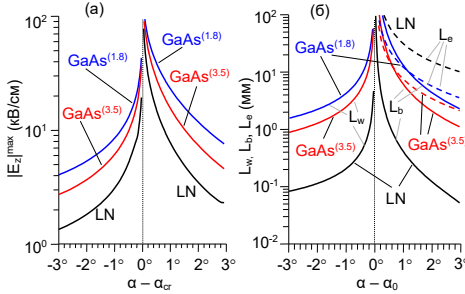


Рис. 6. а) Максимальное поле и б) характеристические длины для LiNbO₃ при $\lambda_{opt} = 0,8$ мкм (LN, $\alpha_{cr} = 63^\circ$), а также для GaAs при $\lambda_{opt} = 1,8$ мкм (GaAs^(1.8), $\alpha_{cr} = 13^\circ$) и 3,5 мкм (GaAs^(3.5), $\alpha_{cr} = 20,7^\circ$). Параметры накачки: $\tau_{FWHM} = 200$ фс, $I_0 = 1$ ГВт/см².

тельная характеристическая длина формирования волнового пакета L_e . Эта длина соответствует расстоянию, на котором происходит формирование стационарного решения для синхронизированной волны. Для кристалла LiNbO₃ при $\lambda_{opt} = 0,8$ мкм, а также для GaAs при $\lambda_{opt} = 1,8$ мкм и 3,5 мкм приведены расчеты максимального терагерцового поля и значений характеристических длин (рис. 6). Из рис. 6 видно, что GaAs может быть эффективно использован для генерации терагерцовых волн с применением скошенных лазерных импульсов, однако для этого требуются толстые (> 10 мм) кристаллы. Указано, что в реальных условиях конечного поперечного размера пучка накачки необходимо учитывать поперечное выбегание терагерцовых волн на длинах $L_{tw}^{trans} =$

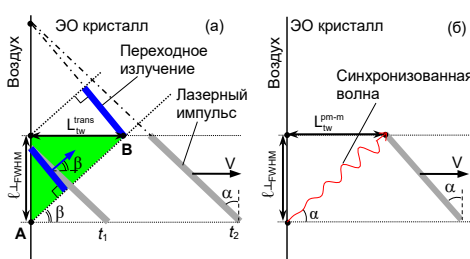


Рис. 7. Иллюстрация длин поперечного выбегания а) L_{tw}^{trans} и б) L_{tw}^{ph-m} .

В п. 2.1.2 рассмотрена пространственная динамика формирования терагерцового поля (учитывается наличие входной граница кристалла). Показано, что в случае бесконечно широкого пучка накачки динамика поля описывается аналогично генерации обычным лазерным импульсом с соответствующими характеристическими длинами: *длиной разбега* при отсутствии синхронизма ($\alpha < \alpha_{cr}$) и *длиной нарастания амплитуды* при наличии синхронизма ($\alpha > \alpha_{cr}$). При $\alpha > \alpha_{cr}$ также введена дополнительная

характеристическая длина $L_{tw}^{trans} = \ell_{\perp FWM} \cotg \beta$ (где β – угол распространения переходного излучения к оси x) при $\alpha < \alpha_{cr}$ и $L_{tw}^{ph-m} = \ell_{\perp FWM} \cotg \alpha$ при $\alpha > \alpha_{cr}$ (см. рис. 7). При $\alpha \approx \alpha_{cr}$ можно ввести общую характеристическую длину поперечного выбегания $L_{tw} \approx L_{tw}^{trans} \approx L_{tw}^{ph-m}$, равную

$$L_{tw} = \ell_{\perp FWM} \tg \alpha_{cr}. \quad (5)$$

Эта длина ограничивает длины

L_w , L_b и L_e , определяющие формирование поле терагерцового импульса, что подтверждено прямыми численными расчетами в кристаллах LiNbO_3 и GaAs .

В п. 2.1.3 проведено обобщение стандартной схемы генерации скошенными лазерными импульсами в призме кристалла LiNbO_3 . В такой стандартной схеме лазерный импульс направляется на дифракционную решетку, где в результате дифракции импульс приобретает скос фронта интенсивности (рис. 8). Затем, с

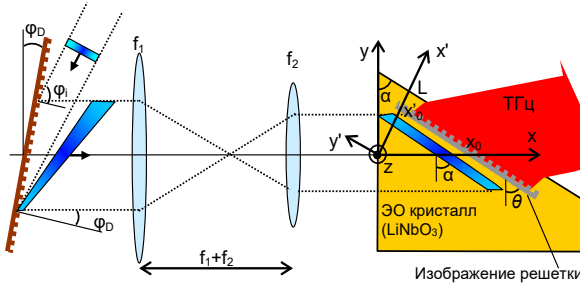


Рис. 8. Стандартная схема генерации в кристалле LiNbO_3 скошенными лазерными импульсами.

помощью оптической системы переноса изображения, скошенный импульс направляется в призму LiNbO_3 , где скос фронта интенсивности принимает заданное значение $\alpha \approx \alpha_{cr} \approx 63^\circ$. Терагерцовое излучение, генерируемое по нормали к фронту интенсивности, выводится

также по нормали через скошенную под углом α грань призмы. Предполагается, что угол переноса плоскости изображения решетки θ (где достигается минимальная длительность лазерного импульса) равен углу скоса α [19]. В диссертации проведено обобщение на случай произвольного угла θ . В отличие от пп. 2.1.1 и 2.1.2, данная задача решалась в более реалистичной модели – с учетом распыливания скошенного лазерного импульса вследствие угловой дисперсии.

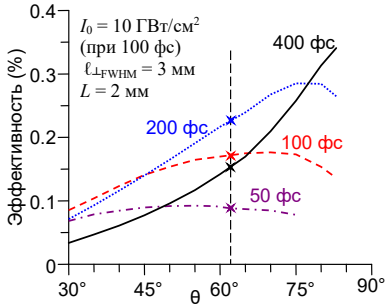


Рис. 9. Эффективность терагерцовой генерации в зависимости от угла переноса изображения решетки в обобщенной схеме применения скошенных лазерных импульсов. Длительность импульсов указана около соответствующих кривых. Энергия накачки фиксирована.

Для учета такого распыливания получено более корректное, в отличие от работы [64], аналитическое выражение для пространственной динамики длительности скошенного импульса. В результате расчетов показано, что при отклонении θ от $\alpha = 63^\circ$ эффективность генерации почти не зависит от θ при $\theta < \alpha$, и монотонно уменьшается при $\theta > \alpha$. При любом отклонении θ от 63° качество терагерцового пучка ухудшается. Для сохранения высокого качества терагерцового пучка предложена геометрия, когда выходная грань призмы параллельна плоскости изображения решетки. В данной геометрии генерируемое в LiNbO_3 терагерцовое излучение падает под углом к выходной грани, поэтому для минимизации френелевских потерь предложено прикладывать к этой грани выводящую кремниевую (Si) призму. Численные расчеты показали, что в такой геометрии возможна

генерация терагерцового излучения с длительностью импульса, близкой к пределу, заданному соотношением (1).

генерация терагерцового пучка с однородным распределением интенсивности и спектра. Более того, для достаточно длинных (~ 400 фс) терагерцовых импульсов эффективность оптико-терагерцовой конверсии может быть примерно в два раза выше, чем в стандартной схеме (рис.9).

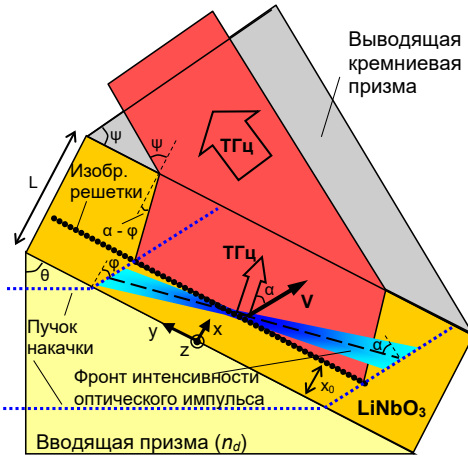


Рис. 10. Новый оптико-терагерцовый преобразователь скошенных лазерных импульсов с применением слоя LiNbO_3 вместо призмы.

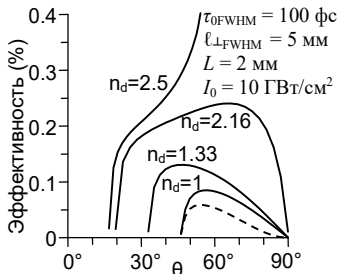


Рис. 11. Эффективность в зависимости от угла согласующей призмы (см. рис. 10) при разных ее показателях преломления n_d вводящей призмы.

кристалла (без применения оптической системы переноса изображения). Показана важность выбора оптимальной частотной модуляции лазерного импульса для достижения максимальной эффективности генерации. Для кристаллов LiNbO_3 и GaAs при накачке на длинах волн $0,8$ мкм и $1,8$ мкм соответственно, проведены расчеты структуры полей и эффективности конверсии при различных параметрах задачи: длины кристалла, ширины и длительности импульса оптической накачки. Предсказаны оптимальные параметры, при которых достигается максимальная эффективность и хорошее качество терагерцового пучка.

В п. 2.1.4 предложена и рассчитана новая схема оптико-терагерцового преобразователя скошенных лазерных импульсов. В отличие от стандартной схемы с кристаллом-преобразователем LiNbO_3 в виде призмы, предлагается использовать пластину LiNbO_3 , зажатую между двумя согласующими диэлектрическими призмами. Одна (вводящая) призма используется для ввода пучка накачки в пластину LiNbO_3 , другая (выводящая) призма (изготовленная из кремния) выводит сгенерированное терагерцовое излучение из пластины (рис. 10).

Проведены аналитические расчеты параметров схемы: угла выводящей призмы, а также плотности штрихов дифракционной решетки и коэффициента увеличения оптической системы переноса изображения для формирования требуемого угла скола. Численные расчеты продемонстрировали эффективность оптико-терагерцовой конверсии, сопоставимую со стандартной схемой (см. рис. 11 в сравнении с рис. 9).

В п. 2.1.5 приведена строгая теория генерации терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами, формируемыми дифракционной решеткой, расположенной на входной границе слоя электрооптического

Экспериментальная часть второй главы (п. 2.2) состоит из двух параграфов.

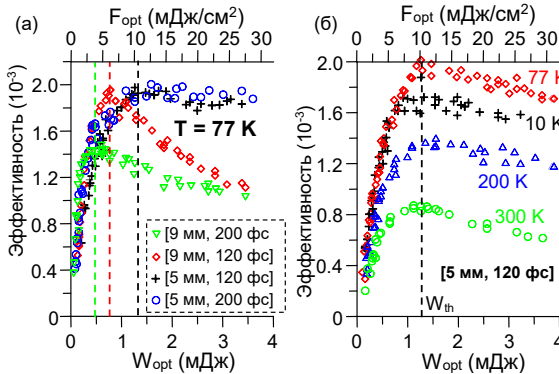


Рис. 12. Измеренная эффективность опико-терагерцовой конверсии скошенных лазерных импульсов в призме LiNbO_3 (стандартная геометрия) в зависимости от энергии накачки W_{opt} при а) разных $[L, \tau_{FWHM}]$ и б) разных T .

ного импульса τ_{FWHM} на эффективность генерации при различных энергиях накачки (рис.12). Показано, что независимо от температуры кристалла максимальный градиент роста эффективности с увеличением энергии накачки достигается при больших τ_{FWHM} (200 фс) и L (9 мм), что согласуется с теоретическими предсказаниями. Однако в режиме насыщения предпочтительным является использование меньших значений τ_{FWHM} (120 фс) и L (5 мм). Приведены оценки нелинейной фазы лазерного импульса, показавшие, что одно из возможных объяснений насыщения может быть связано с эффектом самовоздействия накачки. Установлено, что энергия накачки, при которой происходит насыщение эффективности, не зависит от температуры кристалла. Методом электрооптического стробирования измерены осциллограммы и спектры терагерцовых импульсов при большой и малой энергиях накачки. Продемонстрировано, что при большой энергии генерируется более низкочастотный терагерцовый импульс.

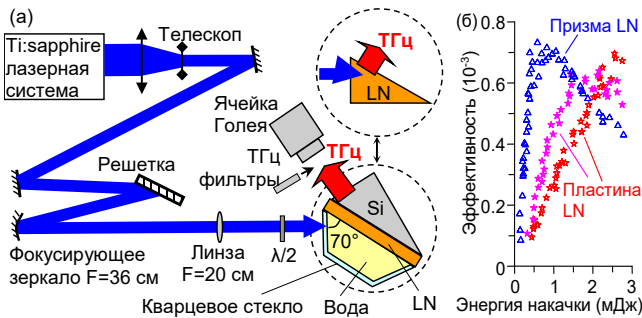


Рис. 13. а) Экспериментальная схема для сравнения терагерцовой генерации скошенными лазерными импульсами в пластине и призме LiNbO_3 (LN). б) Измеренная эффективность генерации в зависимости от энергии накачки.

В п. 2.2.1 экспериментально исследована генерация терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами в стандартной геометрии, когда оптическое выпрямление происходит в кристалле LiNbO_3 в виде призмы (рис. 8). Исследовано влияние температуры T , длины распространения в кристалле L и длительности лазерного

В п. 2.2.2 экспериментально исследован предложенный в п. 2.1.4 преобразователь скошенных лазерных импульсов, состоящий из слоя LiNbO_3 (толщиной 1 мм) и двух согласующих призм. В качестве вводящей призмы использована

заполненная водой (рис. 13а). Проведено сравнение со стандартной схемой (с использованием в качестве преобразователя призмы LiNbO_3). Измерены генерируемая энергия и энергетический спектр (с помощью ячейки Голлея и полосовых терагерцовых фильтров). При накачке структуры импульсами Ti:sapphire лазера мДж уровня энергии, продемонстрирована эффективность преобразования $\sim 0,07\%$, сопоставимая со стандартной схемой (рис. 13б).

В п. 2.3 сделаны выводы по второй главе.

В третьей главе представлены результаты исследований оригинальных оптико-терагерцовых преобразователей, основанных на механизме черенковского синхронизма в геометрии поверхностно-бокового вывода генерируемого излучения. Основные результаты главы опубликованы в работах [A4, A5, A7, A10, A17, A26 – A28].

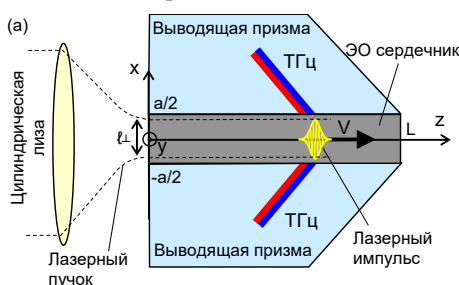


Рис. 14. Предложенный оптико-терагерцовый преобразователь на основе механизма черенковского излучения.

плоского волновода (рис. 14). При распространении, оптический импульс генерирует (за счет оптического выпрямления) черенковский клин терагерцовых волн, который выводится в окружающее пространство через боковые призмы линейного материала с малым терагерцовым поглощением. В пренебрежении переходными процессами на входной и выходной гранях сердечника получены аналитические выражения для поля и энергии (точнее, потока энергии) генерируемого терагерцового излучения. Исследовано влияние длительности лазерного импульса и толщины нелинейного слоя на генерируемый спектр и эффективность оптико-терагерцовой конверсии для $\text{Si-LiNbO}_3\text{-Si}$ сэндвич-структуры.

В п. 3.2 приведены результаты экспериментальных исследований генерации терагерцового излучения в различных модификациях сэндвич-структуры с сердцевинной из LiNbO_3 (см. рис. 15). Измерены временные формы терагерцовых импульсов и эффективность оптико-терагерцового преобразования при разных параметрах оптической накачки (энергия, длительность, частотная модуляция (чирп), центральная длина волны), а также при разных толщинах слоя LiNbO_3 ($a = 30\text{--}50$ мкм) и типах подложки (стекло, металл). Продemonстрирована максимальная эффективность на уровне $0,2\text{--}0,4\%$ при накачке фемтосекундным излучением на длине волны $0,8$ мкм, и около $1,2\%$ – на длине волны $\sim 2,1$ мкм (рис.

В п. 3.1 предложен и теоретически исследован преобразователь в виде сэндвич-структуры, состоящий из тонкого (толщиной несколько десятков мкм) слоя электрооптического материала (LiNbO_3), симметрично окруженного линейной средой (Si). Фемтосекундное оптическое излучение фокусируется в нелинейный сердечник с помощью цилиндрической линзы и распространяется в виде слабо-вытекающей моды

16). Такая высокая эффективность достигнута при энергии накачки всего 10-30 мкДж, что является рекордным (на момент публикации) значением для

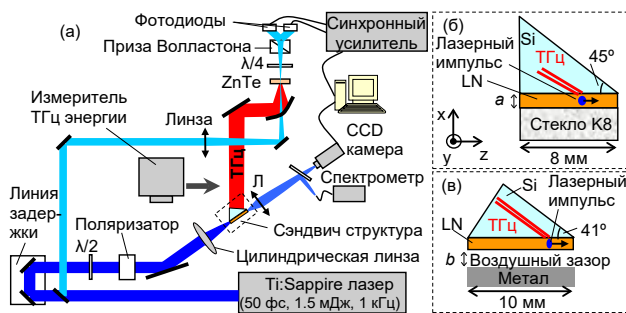


Рис. 15. а) Схема эксперимента и б), в) модификации используемых сэндвич-структур для генерации терагерцовых импульсов на основе черенковского механизма излучения.

интерфейса LiNbO_3 -подложка (см. вставку на рис. 16). Отмечено, что такие провалы могут быть минимизированы или даже полностью исключены при использовании подложки с терагерцовым показателем преломления, близким к показателю преломления LiNbO_3 (например, теллуридного стекла). Показано, что варьирование воздушного зазора между металлической подложкой и кристаллом

(см. рис. 15в) позволяет частично перестраивать спектр (см. вставку на рис. 16). Проведено обсуждение влияния на насыщение эффективности таких нелинейных эффектов, как фазовая самомодуляция и многофотонное поглощение. Для широкомасштабной сэндвич-структуры (шириной 50 мм и длиной 25 мм) реализована генерация терагерцовых импульсов, обладающих энергией около 1,2 мкДж (при энергии накачки 0,6 мДж) и терагерцовым полем (в сфокусированном пучке) $\sim 300\text{-}500$ кВ/см. Экспериментально продемонстрирован

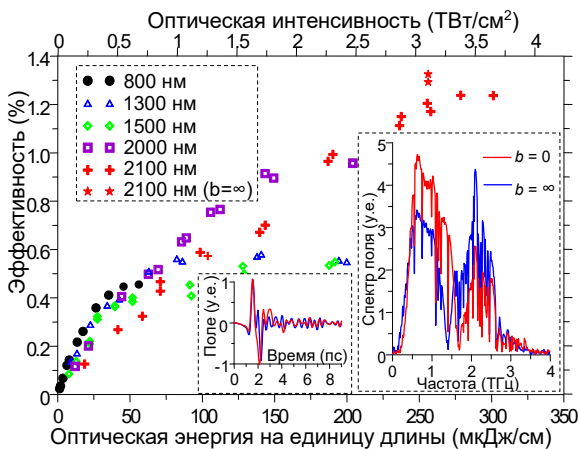


Рис. 16. Зависимость эффективности терагерцовой генерации от энергии накачки при разных $\lambda_{\text{опт}}$ для сэндвич-структуры, показанной на рис. 15(в) ($b = 0$). На вставках: характерные временная форма и спектр терагерцового импульса при $\lambda_{\text{опт}} = 0,8$ мкм, $b = 0$ и ∞ (осцилляции в осциллограмме на временах > 4 пс и узкие провалы в спектре являются следствием наличия паров воды в воздухе при измерениях).

теоретически предсказанный в работе [29] эффект уширения спектра генерации при многофотонном поглощении накачки.

В п. 3.3 исследована генерация терагерцового излучения в толстом (~ 1 см) кристалле DKDP в режиме поверхностно-бокового вывода черенковского излучения. Исследовано влияние угла ввода накачки в кристалл на эффективность и поле терагерцового импульса. Показано, что оптимальный угол ввода (относительно нормали к входной грани кристалла) составляет около 1° . Измерена эффективность оптико-терагерцовой конверсии в зависимости от направления поляризации поля и энергии накачки. Продемонстрирована максимальная эффективность 8×10^{-6} . Измерены временная форма и спектр терагерцового импульса. По сравнению с генерацией в Si-LiNbO₃ структуре, спектр является более низкочастотным: максимум находится около 0.5 ТГц, а ширина достигает ~ 3 ТГц. Тем не менее этого достаточно для проведения терагерцовой спектроскопии во временной области. Проведена оценка нелинейного коэффициента кристалла DKDP при оптическом выпрямлении, и полученное значение сопоставлено с известными нелинейными коэффициентами для оптического и низкочастотного (МГц) диапазона частот. Показано, что соотношение между нелинейными коэффициентами согласуется с правилом Миллера, учитывающим дисперсию ионного вклада в нелинейность.

В п. 3.4 сделаны выводы по третьей главе.

Четвертая глава посвящена исследованиям различных нелинейно-оптических эффектов, возникающих при совместном воздействии на среду оптических фемтосекундных и достаточно интенсивных пикосекундных терагерцовых импульсов, а также при воздействии отдельными интенсивными терагерцовыми импульсами. Основные результаты главы опубликованы в работах [A15, A18, A20-A22, A24, A25].

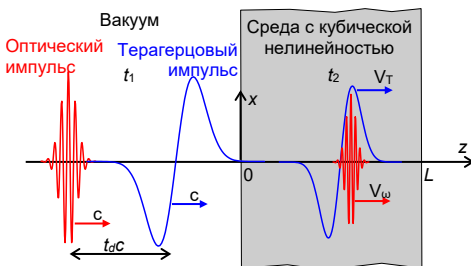


Рис. 17. Геометрия задачи генерации второй оптической гармоники при совместном распространении оптического и терагерцового импульсов в центрально-симметричной среде.

В п. 4.1 развивается одномерная теория генерации второй гармоники (ВГ) оптического излучения при коллинеарном распространении фемтосекундного оптического и пикосекундного терагерцового импульсов в прозрачной центрально-симметричной среде с кубичной нелинейностью. Описана модель, в рамках которой записано выражение для нелинейной поляризации второй гармоники с учетом

разных скоростей распространения оптического и терагерцового импульсов в среде, а также варьируемой взаимной временной задержки t_d (рис. 17). Приведено точное решение волнового уравнения, где источником ВГ является

данная нелинейная поляризация. Записано приближенное решение в условиях адиабатической генерации ВГ, когда длина когерентности (L_c) между основной оптической частотой и ее второй гармоникой мала по сравнению с длиной разбегания (L_w) оптического и терагерцового импульсов (т.е. $L_c \ll L_w$). Показано, что при таком, типичном для большинства материалов условии, ВГ излучается

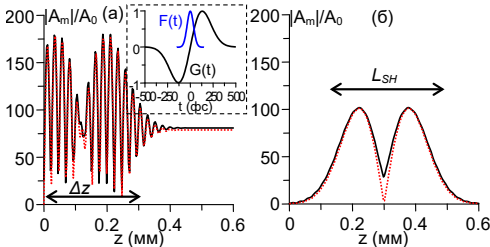


Рис. 18. Пространственная динамика нормированной амплитуды поля ВГ, когда оптический и терагерцовый импульсы накладываются а) на границе ($z = 0$) и б) в объеме среды. На вставке: $F(t)$ – огибающая оптического импульса и $G(t)$ – поле терагерцового импульса.

оптического и терагерцового импульсов в объеме среды, амплитуда поля ВГ пропорциональна интегралу от поля терагерцового импульса, и, соответственно, в реальном случае равна нулю. Для подтверждения теоретических предсказаний проведены экспериментальные исследования с использованием пластины плавленного кварца (толщиной 3 мм), где выполняется адиабатический режим генерации ВГ. Приведена и описана схема эксперимента, где в качестве фемтосекундного источника использован Ti:sapphire лазер (70 фс, 0,6 мДж, 600 Гц), а для создания терагерцовых импульсов использован метод оптического

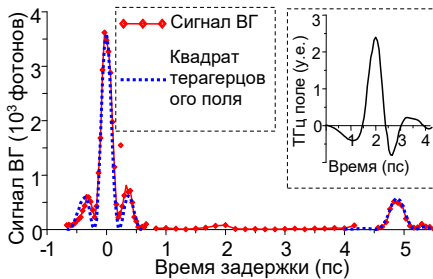


Рис. 19. Измеренный сигнала ВГ из пластины плавленного кварца толщиной 3 мм в зависимости от времени задержки между оптическим и терагерцовым импульсами (красная кривая). Синие кривые отображают квадрат терагерцового поля. На вставке показана характерная форма терагерцового импульса.

только когда оптический и терагерцовые импульсы накладываются на границах слоя (например, на входной границе, как показано на рис. 18а). Если же наложение импульсов происходит в объеме среды, то поле ВГ формируется только в локальной области длиной L_{SH} и не высвечивается в окружающее пространство (рис. 18б). Рассмотрены также случаи, когда $L_c \sim L_w$ и $L_c \gg L_w$. Показано, что в последнем случае, при наложении

выпрямления скошенных лазерных импульсов в кристалле LiNbO_3 в стандартной геометрии (см. главу 2). Характерная временная форма терагерцовых импульсов показана на вставке рис. 19. В ходе проведения эксперимента измерена зависимость энергии (сигнала) ВГ от времени задержки (рис. 19). Показано, что действительно, в адиабатическом режиме генерация ВГ происходит только тогда, когда оптический и терагерцовый импульсы накладываются на входной (при $t_d = 0$) и выходной (при $t_d = 4,8$ пс) гранях пластины. При этом временная форма сигнала ВГ повторяет

квадрат напряженности терагерцового поля в полном соответствии с теорией.

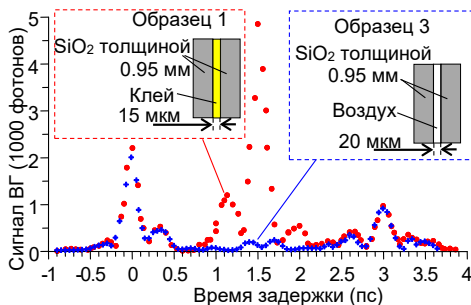


Рис. 20. Измеренный сигнала ВГ в зависимости от времени задержки между оптическим и терагерцовым импульсами для двух образцов, показанных на вставках (образец №3 - контрольный).

ваны образцы, представляющие собой две пластины плавленого кварца, склеенных оптическим клеем (толщиной 15-35 мкм). Из-за небольшой разности показателей преломления кварца и клея, последний представляет собой малококонтрастный («скрытый») для оптики объект. Задача состояла в обнаружении оптического клея предложенным нелинейным методом. В ходе эксперимента были измерены зависимости сигнала ВГ от времени задержки между оптическим и терагерцовым импульсами (рис. 20). Установлено, что промежуточный пик в измеренной зависимости (см. рис. 20) связан с наличием клея (при отсутствии клея в контрольном образце №3 данный пик исчезает). При этом амплитуда пика зависит от толщины слоя клея, а положение по времени задержки определяется толщиной кварцевой пластины. Для объяснения полученных результатов проведено обобщение развитой в п. 4.1 теории на случай трехслойной структуры, моделирующей использованные в эксперименте образцы. Из сопоставления теории и экспериментальных данных показано, что по величине вре-

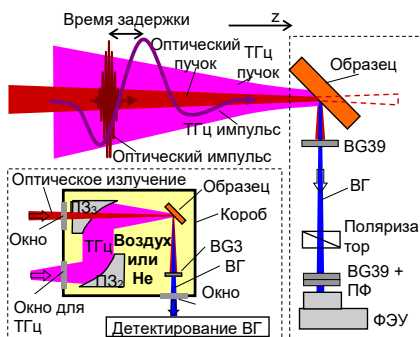


Рис. 21. Схема эксперимента для измерения кубичной нелинейности непрозрачных образцов методом наведенной терагерцовым полем ВГ.

В п. 4.2 предложен и экспериментально протестирован новый метод обнаружения оптически малококонтрастных границ раздела в прозрачных центрально-симметричных средах. Метод основан на установленном в п. 4.1 эффекте локализованной на границе раздела сред генерации ВГ фемтосекундного лазерного импульса в электрическом поле терагерцового импульса. Для демонстрации метода исследо-

ваны образцы, представляющие собой две пластины плавленого кварца, склеенных оптическим клеем (толщиной 15-35 мкм). Из-за небольшой разности показателей преломления кварца и клея, последний представляет собой малококонтрастный («скрытый») для оптики объект. Задача состояла в обнаружении оптического клея предложенным нелинейным методом. В ходе эксперимента были измерены зависимости сигнала ВГ от времени задержки между оптическим и терагерцовым импульсами (рис. 20). Установлено, что промежуточный пик в измеренной зависимости (см. рис. 20) связан с наличием клея (при отсутствии клея в контрольном образце №3 данный пик исчезает). При этом амплитуда пика зависит от толщины слоя клея, а положение по времени задержки определяется толщиной кварцевой пластины. Для объяснения полученных результатов проведено обобщение развитой в п. 4.1 теории на случай трехслойной структуры, моделирующей использованные в эксперименте образцы. Из сопоставления теории и экспериментальных данных показано, что по величине вре-

мени задержки промежуточного пика может быть измерена глубина залегания «скрытого» слоя (клея), а из амплитуды пика может быть определен коэффициент кубической нелинейности слоя (при известном нелинейном коэффициенте кварца).

В п. 4.3 методом наведенной терагерцовым полем ВГ проведены экспериментальные измерения кубичной нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}(2\omega; \omega, \omega, 0)$ непрозрачных для ВГ сред (кремния, халькогенидных и теллуридных стекол) и встроенного поверхностного поля в кремнии.

Приведена схема эксперимента (см. рис. 21), в котором, в отличие от пп. 4.1 и 4.2, измерялась не прошедшая, а отраженная от образцов ВГ. Для стеклянных образцов измерена зависимость ВГ от времени задержки между оптическим и терагерцовым импульсами. Показано, что для некоторых образцов форма данной зависимости заметно отличается от формы квадрата напряженности терагерцового поля, что связано с влиянием дополнительного («паразитного») поля ВГ, генерируемого в окружающем газе (гелии или воздухе). Для объяснения полученных зависимостей записаны выражения для энергии ВГ, в которых учтены вклады от образца и окружающего газа. В результате анализа экспериментальных данных получены соотношения между нелинейными коэффициентами образцов и плавленного кварца. Аналогичные соотношения получены для нелинейных коэффициентов $\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)$, измеренных в оптическом диапазоне методом z -сканирования [65]. Установлено, что значения нелинейностей $\chi^{(3)}(2\omega; \omega, \omega, 0)$ и $\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)$ отличаются незначительно. Для высокоомного кремния (111) n -типа, при разных поляризационных соотношениях взаимодействующих полей измерены зависимости сигнала ВГ от азимутального

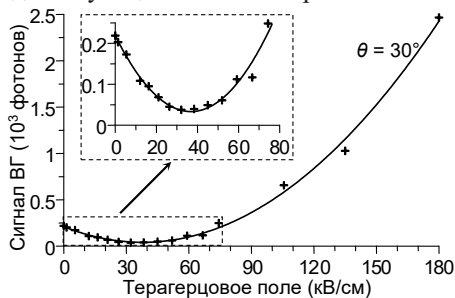


Рис. 22. Сигнала ВГ, генерируемый с поверхности кремния (111) в зависимости от напряженности терагерцового поля.

угла поворота (θ) образца относительно оси, ориентированной по нормали к поверхности. Измерения проведены как при наличии, так и при отсутствии терагерцового поля. Получена зависимость сигнала ВГ от напряженности терагерцового поля (при $\theta = 30^\circ$ и s -поляризации взаимодействующих полей, см. рис. 22). Приведено обсуждение полученных зависимостей с учетом влияния четырех возможных источников ВГ [45]: поверхностного, квадрупольного и двух объемных, формируемых за счет встроенного и внешнего терагерцового полей. В частности, показано, что подавление сигнала ВГ полем терагерцового импульса на рис. 22 свидетельствует о доминировании объемных источников. Из экспериментальных данных дана оценка встроенного поверхностного поля (~ 130 кВ/см) и нелинейной восприимчивости кремния $\chi_{1111}^{(3)}(2\omega; \omega, \omega, 0) = (1,2 \pm 0,5) \times 10^{-18} \text{ м}^2/\text{В}^2$.

В п. 4.4 исследован терагерцовый эффект Керра в жидкостях, таких как ацетон, хлороформ, четырёххлористый углерод и бензол, а также в плавленном кварце. В ходе эксперимента анизотропия показателя преломления в жидкостях (помещенных в кварцевую кювету) наводилась с помощью интенсивных терагерцовых импульсов (с пиковой напряженностью поля 300 кВ/см), генерируемых в кристалле LiNbO_3 скошенными лазерными импульсами (рис. 23). Диагностика динамики наведенной в образцах анизотропии осуществлялась с помощью зондирующего фемтосекундного оптического импульса, поляризация

которого была наклонена под углом 45° к поляризации терагерцового поля. По измеренной величине деполаризации зондирующего импульса (методом скре-

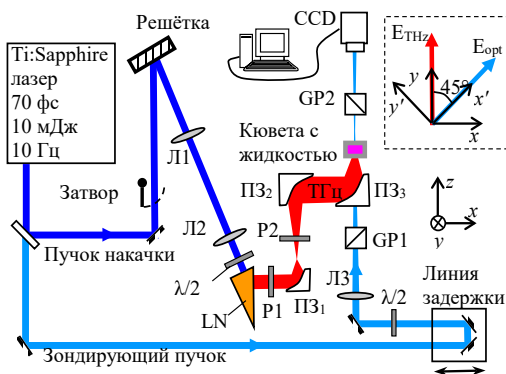


Рис. 23. Схема эксперимента для исследования терагерцового эффекта Керра (ПЗ_{1,2,3} – внеосевые параболические зеркала, P_{1,2} – терагерцовые поляризаторы, GP_{1,2} – призмы Глана).

щенных поляризаторов) определялся фазовый набег $\Delta\varphi$ между ортогональными x - и y -компонентами данного импульса. Приведено обсуждение полученных зависимостей $\Delta\varphi(\tau)$, где τ – время задержки между возбуждающим терагерцовым и зондирующим оптическим импульсами. Например, для ацетона зависимость $\Delta\varphi(\tau)$ состоит из быстрого отклика и медленного (релаксационного) отклика с характерным временем релаксации 1 пс (рис. 24). Быстрый отклик соответствует сумме мгновен-

ного электронного и быстрых (с характерным временем <500 фс) молекулярных движений, релаксационный – диффузной ориентации молекул. Из полученных зависимостей определены коэффициенты быстрой и медленной нелинейностей. Введен коэффициент Керра B_{THz} , как сумма данных коэффициентов. Проведено

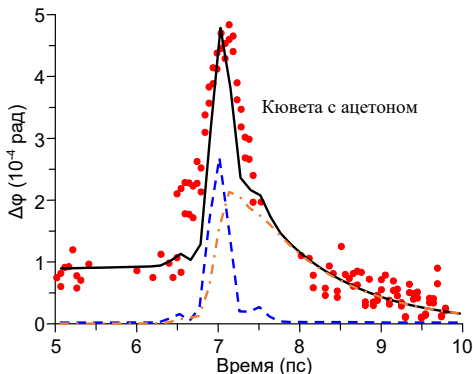


Рис. 24. Динамика наведенного терагерцовым импульсом фазового сдвига $\Delta\varphi$ между ортогональными компонентами поля зондирующего оптического импульса.

сравнение B_{THz} с известными из литературных данных константами $B_{ОЭК}$ и B_{DC} для эффекта Керра в оптическом и постоянном полях соответственно. Показано, что для плавленого кварца и четыреххлористого углерода (обладающих только электронным нелинейным откликом), а также для неполярного бензола (с нулевым дипольным моментом, но ненулевой молекулярной анизотропией) $B_{THz} \approx B_{ОЭК} \approx B_{DC}$. Для полярных жидкостей (ацетона и хлороформа) получено промежуточ-

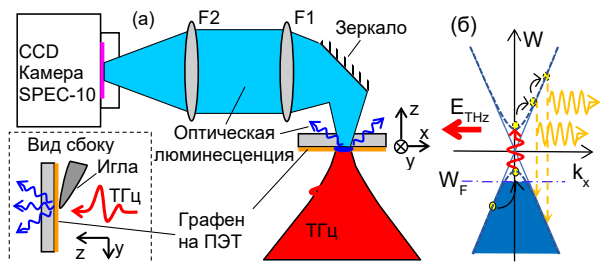


Рис. 25. а) Схема регистрации люминесценции, наводимой терагерцовым импульсом в графене. На вставке: геометрия расположения металлической иглы вблизи графена для демонстрации локально усиленной люминесценции. б) Энергетическая диаграмма для пояснения механизма возникновения люминесценции.

(рис. 25а) и механизм возбуждения люминесценции (рис. 25б), предложенный ранее в работе [59]. Под действием терагерцового поля электроны ускоряются, что приводит к перераспределению их импульсов в k -пространстве (пространстве волновых векторов) и переходу из валентной зоны (первоначально занятой ниже уровня Ферми $W_F \sim 350$ мэВ) в зону проводимости за счет эффекта Ландау-Зинера. После последующего нагрева и перераспределения в зоне проводимости эти электроны рекомбинируют с дырками валентной зоны, что приводит к оптическому излучению (люминесценции). В эксперименте, необходимые для

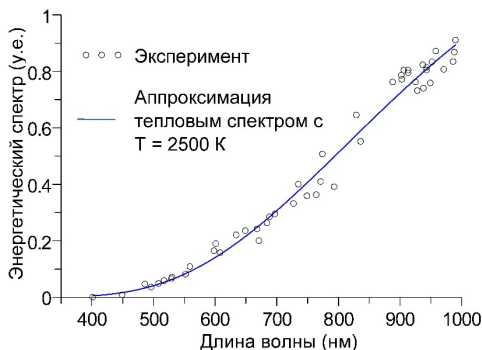


Рис. 26. Спектр люминесценции, наведенной терагерцовым полем в графене.

возбуждения люминесценции терагерцовые импульсы генерировались в кристалле LiNbO_3 скошенными лазерными импульсами (схема генерации аналогична рис. 23, но при этом использовался другой Ti:sapphire лазер: 1 мДж, 50 фс, 1 кГц). Терагерцовое излучение фокусировалось в образец однослойного графена на ПЭТ подложке. Максимальное поле составляло около 250 кВ/см. Возбуждаемая люминесценция регистрировалась высокочувствительной CCD камерой. В ходе эксперимента был измерен спектр люминесценции в диапазоне от 400 до 950 нм (рис. 26), что в несколько раз превышает спектральный диапазон (350-600 нм), измеренный ранее в пионерской работе [59]. Это позволило сделать вывод о характере спектра, который оказался близок к тепловому с температурой около 2500 К. Измерена энергия люминесценции в зависимости от пиковой напряженности электрического поля терагерцового импульса как для всего детектируемого спектра, так и для

В п. 4.5 исследована оптическая люминесценция, наведенная в графене интенсивными терагерцовыми импульсами, а также продемонстрирована возможность применения данного эффекта для визуализации пучка терагерцового излучения. Вначале параграфа описаны схема регистрации

возбуждения люминесценции терагерцовые импульсы генерировались в кристалле LiNbO_3 скошенными лазерными импульсами (схема генерации аналогична рис. 23, но при этом использовался другой Ti:sapphire лазер: 1 мДж, 50 фс, 1 кГц). Терагерцовое излучение фокусировалось в образец однослойного графена на ПЭТ подложке. Максимальное поле составляло около 250 кВ/см. Возбуждаемая люминесценция регистрировалась

определенных областей спектра. Показано, что в диапазоне 100-250 кВ/см зависимость для полного спектра хорошо аппроксимируется степенной функцией с показателем степени около 6. При уменьшении поля энергия высокочастотной части спектра падает быстрее, чем низкочастотной части. Это свидетельствует об уменьшении эффективной температуры излучаемого спектра. Проведено сравнение изображения области люминесценции с изображением терагерцового пучка, измеренного методом двумерного оптического стробирования [66].

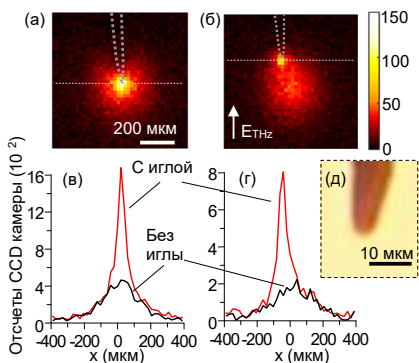


Рис. 27. а), б) Фотографии и в), г) профили области люминесценции при наличии иглы около графена (см. вставку на рис. 25). д) Фотография кончика иглы, сделанная оптическим микроскопом.

Показано, что оба метода дают близкие по форме профили пучка, однако люминесценция дает более сжатые изображения, что связано с резкой степенной зависимостью люминесценции от терагерцового поля. Пр продемонстрировано усиление люминесценции на металлической игле за счет локального усиления поля (рис. 27). Проведено обсуждение перспектив использования метода наведенной люминесценции в графене для визуализации терагерцового излучения, в том числе ближнего поля, формируемого на микроструктурах.

В п. 4.6 сделаны выводы по четвертой главе.

Пятая глава посвящена экспериментальному исследованию возможности применения терагерцовых импульсов для диагностики динамики электронной плотности в плазменной филаменте, создаваемой в газе мощным лазерным излучением. Основные результаты главы опубликованы в работах [A8, A11, A14].

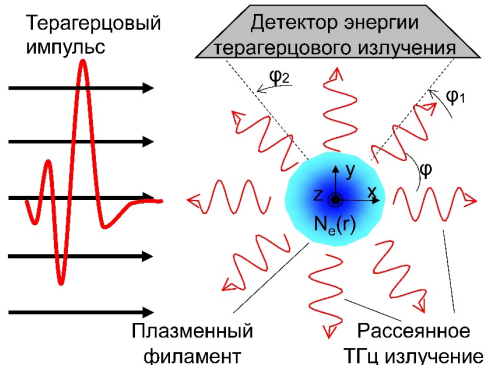


Рис. 28. Иллюстрация метода измерения плотности плазмы в филаменте путем измерения энергии рассеянного терагерцового излучения.

В п. 5.1 предложен и описан метод диагностики электронной плотности n_e в плазменной филаменте. Метод состоит в измерении энергии рассеянного терагерцового излучения, падающего на исследуемую филаменту по нормали (рис. 28). Предложена модель и получено выражение для энергии рассеянного излучения. Рассчитаны и проанализированы зависимости коэффициента рассеяния η от n_e при разных параметрах плазменного канала (рис. 29). Показано,

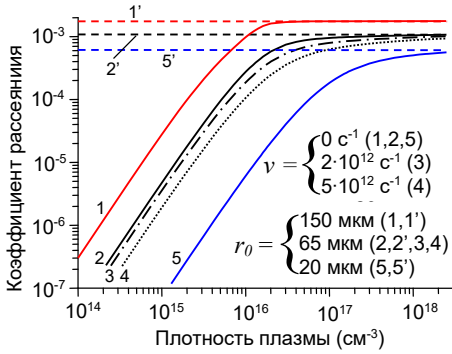


Рис. 29. Коэффициент рассеяния терагерцового импульса на цилиндрическом плазменном канале с различными r_0 и ν в зависимости от плотности плазмы. Спектр терагерцового импульса аппроксимирует экспериментальный, показанный на вставке рис. 30. Кривые 1', 2', 5' – расчет для металлических цилиндров.

получена из других методов (например, по фотографии светящейся области филаменты или методом оптической интерферометрии). Отмечено, что динамика плотности плазмы может быть измерена без привлечения дополнительных методов, если известно, что n_e в начальный момент времени принимает довольно большое значение $n_e > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (для этого необходимы дополнительные измерения в области насыщения $\eta(n_e)$, т.е. при $n_e > 10^{17} \text{ см}^{-3}$, и/или сравнение с рассеянием от металлического цилиндра известного радиуса).

В п. 5.2 предложенным методом терагерцового рассеяния исследована динамика плотности плазменной филаменты в атмосферном воздухе. Схема эксперимента показана на рис. 30. Интенсивное лазерное излучение (генерируемое титан-сапфировым фемтосекундным лазером) фокусировалось в воздухе длиннофокусным сферическим зеркалом (СЗ, $F = 125 \text{ см}$) и формировало плазмен-

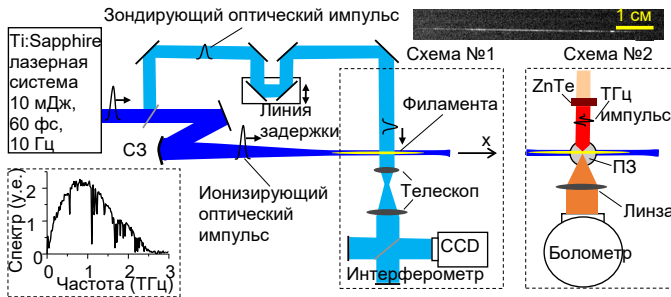


Рис. 30. Схема экспериментальной установки для исследования динамики плотности плазмы в филаменте. На вставке: спектр зондирующего терагерцового импульса. Сверху справа показана фотография светящейся области филаменты.

что предложенный метод позволяет при известном радиусе канала r_0 , частоте столкновений ν и коэффициенте рассеяния определить электронную плотность, если эта плотность меньше некоторой пороговой величины n_{th} ($\sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$), которая близка к критической плотности для центральной частоты ν_{THz} ($\sim 0.9 \text{ ТГц}$) зондирующего терагерцового импульса (см. вставку на рис. 30). Если $\nu < \nu_{\text{THz}}$, то частота столкновений слабо влияет на рассеяние и тогда для определения n_e достаточно знать лишь априорную информацию о радиусе канала, которая может быть

получена из других методов (например, по фотографии светящейся области филаменты или методом оптической интерферометрии). Отмечено, что динамика плотности плазмы может быть измерена без привлечения дополнительных методов, если известно, что n_e в начальный момент времени принимает довольно большое значение $n_e > 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (для этого необходимы дополнительные измерения в области насыщения $\eta(n_e)$, т.е. при $n_e > 10^{17} \text{ см}^{-3}$, и/или сравнение с рассеянием от металлического цилиндра известного радиуса).

В п. 5.2 предложенным методом терагерцового рассеяния исследована динамика плотности плазменной филаменты в атмосферном воздухе. Схема эксперимента показана на рис. 30. Интенсивное лазерное излучение (генерируемое титан-сапфировым фемтосекундным лазером) фокусировалось в воздухе длиннофокусным сферическим зеркалом (СЗ, $F = 125 \text{ см}$) и формировало плазмен-

ную филаменту длиной несколько сантиметров. Зондирующий оптический импульс использовался для диагностики плазмы методом оптической интерферометрии (схема № 1) и методом

терагерцового рассеяния (схема № 2). В схеме № 2 терагерцовое излучение генерировалось в кристалле ZnTe (толщиной 1 мм), где направлялось на плазменный филамент по нормали (перпендикулярно плоскости рисунка) с помощью внеосевого параболического зеркала (ПЗ, $F = 5$ см). Рассеянное на филаменте излучение собиралось тефлоновой линзой (в ряде случаев использовалась параболическое зеркало) и детектировалось болометром, охлаждаемым жидким гелием. Интерферометрические измерения позволили определить поперечное распределение электронной плотности филамента в момент ее создания, а

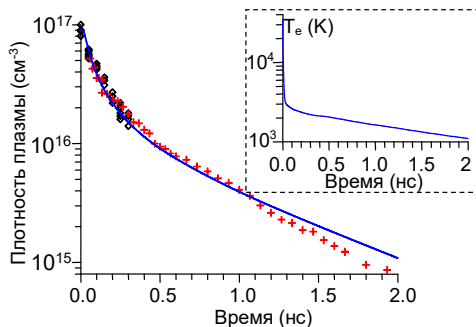


Рис. 31. Динамика плотность плазмы, полученная методами терагерцового рассеяния (крестики) и оптической интерференции (ромбики). Сплошная кривая - теоретический расчет. На вставке: рассчитанная зависимость температуры электронов T_e от времени.

0.3 нс). В результате удалось проследить распад плазмы на интервале времени ~ 2 нс, за который концентрация уменьшалась до $\sim 0.9 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (рис. 31). Экспериментальные результаты распада плазмы были сопоставлены с численными расчетами, в которых учитывалась диссоциативная и трехчастичная рекомбинации электронов с ионами O_2^+ (формируемыми в момент ионизации), а также диссоциативные рекомбинации электронов с комплексными ионами N_2O_2^+ , O_4^+ и $\text{H}_2\text{O} \cdot \text{O}_2^+$ (формируемыми в результате ион-молекулярных реакций при распаде плазмы) [67]. Важно, что скорости упомянутых реакций сильно зависят от температуры электронов T_e . Поэтому в расчетах была учтена динамика T_e (см. вставку на рис. 31) путем записи балансного уравнения с учетом потерь энергии электронов при упругих столкновениях с молекулами и изменения их энергии в ходе процессов рекомбинации [68]. Показано, что численные расчеты плотности плазмы (синяя кривая на рис. 31) хорошо совпадают с экспериментальными результатами.

В п. 5.3 исследовано влияние на распад электронной плотности внешнего электрического поля, а также пониженного давления газа. Электрическое поле создавалось вдоль филамента с помощью двух круглых (диаметром 25 см) электродов с отверстиями (диаметром 2 мм) в центре для прохождения лазерного излучения. Было обнаружено, что филаментация лазерного импульса во

внешнем поле E_{DC} сопровождалась генерацией терагерцового излучения, энергия которого имела примерно квадратичную зависимость от E_{DC} , что согласуется с более ранними публикациями [69]. Путем выделения рассеянного терагерцового сигнала, была измерена динамика распада плазмы при $E_{DC} = 3$ кВ/см и $E_{DC} = 7$ кВ/см (при больших полях происходил стимулированный филаментной пробой межэлектродного пространства). Показано, что при $E_{DC} = 7$ кВ/см время жизни плазмы с плотностью выше 10^{16} см $^{-3}$ увеличивается с 0.5 до 1 нс, что объясняется дополнительным разогревом электронов в электрическом поле и, как следствие, уменьшением скорости рекомбинационных процессов. Для

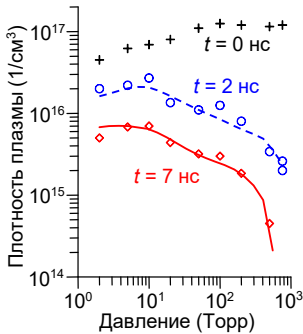


Рис. 32. Плотность плазмы филаменты в определенные моменты времени в зависимости от давления газа. Символы – эксперимент, линии – теория.

согласования между теорией и экспериментом.

В п. 5.4 сделаны выводы по пятой главе.

В заключении представлены основные результаты диссертации.

Основные результаты

1. Разработана последовательная двумерная теория, описывающая генерацию терагерцового излучения при оптическом выпрямлении обычных и скошенных фемтосекундных лазерных импульсов в слое электрооптического кристалла. Получены аналитические выражения для поля и энергии генерируемого излучения, которые включают параметры импульса (ширину, длительность, групповую скорость), а также свойства материала (дисперсию и поглощение терагерцовых волн в кристалле, а также длину кристалла). Введены характеристические длины, позволяющие адекватно описать динамику формирования терагерцового поля.

2. Записаны модифицированные формулы Френеля и закон Снелля для описания трансформации ближнего (вынужденного) терагерцового поля лазерного импульса при выходе импульса из электрооптического кристалла. Показано, что в случае наклонного падения импульса на границу кристалла возможны режимы

трансформации без генерации свободных терагерцовых волн – отраженной, прошедшей или обеих сразу.

3. Сделано обобщение теории генерации терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами, формируемыми в призме из LiNbO_3 с помощью дифракционной решетки и оптической системы переноса изображения, на случай, когда фронт интенсивности формируемого импульса наклонен под произвольными углами к плоскости изображения решетки и выходной грани призмы. Показано, что высокая эффективность оптико-терагерцовой конверсии и хорошее качество терагерцового пучка могут быть достигнуты без считавшейся ранее необходимой параллельности фронта интенсивности и плоскости изображения решетки.

4. Экспериментально выяснена зависимость эффективности генерации терагерцового излучения от энергии оптической накачки в распространенной схеме оптического выпрямления скошенных лазерных импульсов в призме из кристалла LiNbO_3 при различных значениях длительности лазерного импульса (120 и 200 фс), длины распространения импульса в призме (5 и 9 мм) и температуры кристалла (от 10 К до 300 К). Показано, что независимо от температуры кристалла эффективность в отсутствие насыщения растет с энергией накачки быстрее при больших значениях длительности импульса (200 фс) и длины распространения (9 мм), что согласуется с теоретическими предсказаниями. В режиме насыщения эффективность выше при более коротких импульсах (120 фс) и длинах распространения (5 мм). На основе оценок нелинейной фазы показана существенность эффекта самовоздействия накачки в режиме насыщения. Обнаружено, что энергия накачки, при которой происходит насыщение эффективности, не зависит от температуры кристалла. Это демонстрирует слабое влияние на насыщение эффекта поглощения терагерцового излучения носителями, генерируемыми при многофотонном поглощении накачки, в отличие от того, что предполагалось в других работах.

5. Предложена, теоретически описана и экспериментально апробирована новая схема преобразования скошенных лазерных импульсов в терагерцовое излучение, в которой лазерный импульс вводится в пластину из LiNbO_3 через диэлектрическую призму, а генерируемое терагерцовое излучение выводится из пластины с противоположной стороны через другую призму. В эксперименте с накачкой пластины LiNbO_3 толщиной 1 мм и поперечными размерами 1 см × 2 см, расположенной между призмами из воды (в специальной кювете) и кремния, импульсами фемтосекундного титан-сапфирового лазера мДж уровня энергии получена высокая эффективность оптико-терагерцового преобразования ~0,1%. Указано, что предложенная схема имеет потенциал масштабирования генерируемой терагерцовой энергии за счет использования коммерчески доступных широкоапертурных пластин LiNbO_3 и лазерной накачки тераваттного уровня мощности.

6. Предложены, теоретически описаны и экспериментально апробированы высокоэффективные оптико-терагерцовые преобразователи в виде

прикрепленного к кремниевой призме тонкого (толщиной 30-50 мкм) слоя электрооптического кристалла (LiNbO_3), в которых оптическая накачка распространяется вдоль кристаллического слоя в виде волноводной моды и в результате оптического выпрямления генерирует черенковский конус терагерцового излучения, выходящий через призму в свободное пространство. Экспериментально продемонстрировано, что при накачке преобразователя сфокусированными в линию импульсами титан-сапфирового лазера (длина волны ~ 800 нм) длительностью 50-200 фс и энергией до нескольких сотен мкДж могут генерироваться терагерцовые импульсы с максимумом спектра на частоте 1-2 ТГц и шириной спектра до 5-6 ТГц при эффективности преобразования до 0,2-0,4%. Продemonстрировано также, что увеличение длины волны накачки до ~ 2 мкм позволяет повысить эффективность преобразования до $\sim 1\%$. В преобразователях с большой (5 см) шириной слоя LiNbO_3 при накачке широким лазерным пучком с энергией лазерного импульса 0,6 мДж достигнута генерация терагерцовых импульсов с энергией 1,2 мкДж и напряженностью терагерцового поля (при острой фокусировке) 350-500 кВ/см.

7. Экспериментально продемонстрирована возможность генерации широкополосного терагерцового излучения фемтосекундными лазерными импульсами в кристалле DKDP, обладающим сильным поглощением в терагерцовом диапазоне частот ($> 200 \text{ см}^{-1}$ на частотах более 1 ТГц). Генерация основана на черенковском механизме излучения в геометрии поверхностного вывода, когда оптическая накачка распространяется вблизи боковой грани кристалла, а вывод генерируемого излучения происходит через кремниевую призму, прижатую к этой боковой поверхности. В эксперименте получены терагерцовые импульсы со спектром шириной 3-4 ТГц и частотой максимума 0,5 ТГц. Достигнута эффективность оптико-терагерцовой конверсии 8×10^{-6} . Из экспериментальных данных определен нелинейный коэффициент кристалла DKDP при оптическом выпрямлении фемтосекундных импульсов $d_{36}^{\text{OR}} \sim 3 \text{ пм/В}$, что на порядок выше соответствующего нелинейного коэффициента для генерации второй оптической гармоники, но в тоже время на порядок меньше значения, которого можно было бы ожидать, исходя из электрооптического коэффициента r_{63} для МГц диапазона частот. Полученное значение согласуется с правилом Миллера, учитывающим дисперсию ионного вклада в нелинейность.

8. Разработана теория генерации второй оптической гармоники при коллинеарном распространении фемтосекундного оптического и пикосекундного терагерцового импульсов в прозрачной центрально-симметричной среде с кубичной нелинейностью. Показано, что вторая оптическая гармоника генерируется только на границах среды, если выполнено типичное для большинства материалов условие малости длины когерентности между основной оптической частотой и ее второй гармоникой по сравнению с длиной разбегания оптического и терагерцового импульсов. Теоретические предсказания подтверждены в экспериментах с пластиной плавленого кварца.

9. Предложен метод обнаружения оптически малоконтрастных границ раздела

в прозрачных центрально-симметричных средах, основанный на пространственно локализованной генерации второй оптической гармоники в присутствии электрического поля терагерцового импульса. Экспериментально продемонстрировано обнаружение слоя оптического клея толщиной 10-20 мкм между двумя пластинами плавленого кварца, а также измерены глубина залегания слоя и нелинейный коэффициент клея.

10. Путем измерения энергии второй оптической гармоники, излученной с поверхности непрозрачного материала в присутствии электрического поля терагерцового импульса найдены нелинейные восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}(2\omega; \omega, \omega, 0)$ теллуридных и халькогенидных стекол, а также кремния. Показана необходимость учета паразитного сигнала второй гармоники, генерируемой в окружающем газе. Для стекол продемонстрировано близкое значение измеренных восприимчивостей с восприимчивостями $\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)$, отвечающими за эффект самовоздействия. В результате измерения зависимости энергии второй оптической гармоники от ориентации кремниевого образца и от напряженности терагерцового поля определено встроенное (приповерхностное) электрическое поле в высокоомном кремнии (111) n -типа.

11. Измерена динамика анизотропии оптического показателя преломления, наведенной субпикосекундными терагерцовыми импульсами в плавленом кварце, полярных (ацетон, хлороформ) и неполярных (бензол, четыреххлористый углерод) жидкостях. Для плавленого кварца и четыреххлористого углерода (обладающих только электронным нелинейным откликом), а также для неполярного бензола (с нулевым дипольным моментом, но ненулевой молекулярной анизотропией) получены константы Керра B_{THz} , совпадающие с известными константами $B_{\text{ОЭК}}$ и B_{DC} для эффекта Керра в оптическом и постоянном полях ($B_{\text{THz}} \approx B_{\text{ОЭК}} \approx B_{\text{DC}}$). Для полярных жидкостей (ацетона и хлороформа) получено промежуточное между $B_{\text{ОЭК}}$ и B_{DC} значение B_{THz} , что объяснено вкладом постоянного дипольного момента молекул и его инерционностью на субпикосекундном временном масштабе воздействия терагерцового импульса.

12. Показано, что при воздействии терагерцового импульса с пиковой напряженностью электрического поля 250 кВ/см на монослой графена, расположенный на подложке из полиэтилентерефталата (ПЭТ), возбуждается оптическая люминесценция со спектром, имеющим в диапазоне длин волн 400-1000 нм тепловой характер с температурой около 2500 К. Энергия люминесценции растет с увеличением напряженности терагерцового поля от 100 кВ/см до 250 кВ/см по степенному закону с показателем степени около 6.

13. Показано, что оптическая люминесценция, наводимая в графене терагерцовым излучением, может быть использована для визуализации терагерцовых пучков с напряженностью электрического поля более 100 кВ/см при регистрации люминесценции охлаждаемой CCD камерой с кремниевой матрицей. Продemonстрировано локальное усиление люминесценции графена вследствие увеличения терагерцового поля вблизи кончика металлической иглы с радиусом кривизны около 2 мкм. Предложено использовать данный эффект для

картирования ближнего терагерцового поля в микроструктурах.

14. Предложен и экспериментально продемонстрирован метод диагностики электронной концентрации в плазменной филаменте, создаваемой в газе мощным лазерным излучением, который основан на измерении энергии рассеянного на филаменте зондирующего импульсного терагерцового излучения. Путем калибровки по данным интерферометрических измерений предложенным методом измерена динамика электронной концентрации в созданной в воздухе филаменте на наносекундных временах, когда применение других диагностических методов затруднено. Показано, что в хорошем соответствии с численными расчетами при атмосферном давлении концентрация плазмы уменьшается от начального значения $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ за 2 нс, а при уменьшении давления скорость распада плазмы замедляется: при 50 Торр концентрация за ~ 8 нс падает от 10^{17} см^{-3} до $\sim 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а при 2 Торр за то же время падает от $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $\sim 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В присутствии направленного вдоль филаменты внешнего электрического поля с напряженностью 7 кВ/см время жизни плазмы с плотностью выше 10^{16} см^{-3} увеличивается при атмосферном давлении с 0,5 до 1 нс, что объяснено дополнительным разогревом электронов в электрическом поле и уменьшением вследствие этого скорости рекомбинационных процессов.

Список литературы

- [1] Fülöp J. A. Laser-driven strong-field terahertz sources / J. A. Fülöp, S. Tzortzakis, T. Kampfrath // *Advanced Optical Materials*. – 2020. – V. 8. – №. 3. – P. 1900681.
- [2] Hwang H. Y. A review of non-linear terahertz spectroscopy with ultrashort tabletop-laser pulses / H. Y. Hwang, S. Fleischer, N. C. Brandt, B. G. Perkins Jr., M. Liu, K. Fan, A. Sternbach, X. Zhang, R. D. Averitt & K. A. Nelson // *Journal of Modern Optics*. – 2015. – V. 62. – №. 18. – P. 1447-1479.
- [3] Koch M. Terahertz time-domain spectroscopy / M. Koch, D.M. Mittleman, J. Ornik, E. Castro-Camus // *Nature Reviews Methods Primers*. – 2023. – V. 3. – №. 1. – P. 48.
- [4] Zhu X. High field single-to few-cycle THz generation with lithium niobate / X. Zhu, D.R. Bacon, J. Madéo, K.M. Dani // *Photonics*. – Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2021. – P. 8. – №. 6. – V. 183.
- [5] Isgandarov E. Intense terahertz generation from photoconductive antennas / E Isgandarov, X Ropagnol, M Singh, T Ozaki // *Frontiers of Optoelectronics*. – 2021. – V. 14. – P. 64-93.
- [6] Oh T. I. Intense terahertz generation in two-color laser filamentation: energy scaling with terawatt laser systems / T.I. Oh, Y.S. You, N. Jhajj, E.W. Rosenthal, H.M. Milchberg, K.Y. Kim // *New Journal of Physics*. – 2013. – V. 15. – №. 7. – P. 075002.
- [7] Dey I. Highly efficient broadband terahertz generation from ultrashort laser filamentation in liquids / I. Dey, K. Jana, V.Y. Fedorov et al. // *Nature Communications*. – 2017. – V. 8. – №. 1. – P. 1184.

- [8] Ilyakov I. Efficient ultrafast field-driven spin current generation for spintronic terahertz frequency conversion / I. Ilyakov, A. Brataas, T. V. A. G. de Oliveira, et al. // *Nature Communications*. – 2023. – V. 14. – №. 1. – P. 7010.
- [9] Liao G. Multimillijoule coherent terahertz bursts from picosecond laser-irradiated metal foils / G. Liao, Y. Li, H. Liu et al. // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. – 2019. – V. 116. – №. 10. – P. 3994-3999.
- [10] Wu X. Generation of 13.9-mJ terahertz radiation from lithium niobate materials / X. Wu, D. Kong, S. Hao, et al. // *Advanced Materials*. – 2023. – V. 35. – №. 23. – P. 2208947.
- [11] Ovchinnikov A. V. Generation of strong-field spectrally tunable terahertz pulses / A.V. Ovchinnikov, O.V. Chefonov, M.B. Agranat, V.E. Fortov, M. Jazbinsek, C.P. Hauri // *Optics Express*. – 2020. – V. 28. – №. 23. – P. 33921-33936.
- [12] Blanchard F. Generation of 1.5 μ J single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal / F. Blanchard, L. Razzari, H.C. Bandulet, et al. // *Optics Express*. – 2007. – V. 15. – №. 20. – P. 13212-13220.
- [13] Sinko A. Perspective on terahertz applications of molecular crystals / A. Sinko, I. Ozheredov, E. Rudneva, et al. // *Electronics*. – 2022. – V. 11. – №. 17. – P. 2731.
- [14] Roeder F. THz generation by optical rectification of intense near-infrared pulses in organic crystal BNA / F. Roeder, M. Shalaby, B. Beleites, F. Ronneberger, A. Gopal // *Optics Express*. – 2020. – V. 28. – №. 24. – P. 36274-36285.
- [15] Hebling J. Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation / J. Hebling, G. Almasi, I. Z. Kozma, J. Kuhl // *Optics Express*. – 2002. – V. 10. – №. 21. – P. 1161-1166.
- [16] Martinez O. E. Pulse distortions in tilted pulse schemes for ultrashort pulses / O. E. Martinez // *Optics Communications*. – 1986. – V. 59. – №. 3. – P. 229-232.
- [17] Ofori-Okai B. K. THz generation using a reflective stair-step echelon / B.K. Ofori-Okai, P. Sivarajah, W. Ronny Huang, K. A. Nelson // *Optics Express*. – 2016. – V. 24. – №. 5. – P. 5057-5068.
- [18] Tóth G., Polónyi G., Hebling J. Tilted pulse front pumping techniques for efficient terahertz pulse generation / G. Tóth, G. Polónyi, J. Hebling // *Light: Science & Applications*. – 2023. – V. 12. – №. 1. – P. 256.
- [19] Tokodi L. Optimization of the tilted-pulse-front terahertz excitation setup containing telescope / Tokodi L., Hebling J., Pálfalvi L. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. – 2017. – V. 38. – P. 22-32.
- [20] 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 // *Optics Letters*. – 2008. – V. 33. – №. 21. – P. 2497-2499.
- [21] Pálfalvi L. Hybrid tilted-pulse-front excitation scheme for efficient generation of high-energy terahertz pulses / L. Pálfalvi, Z. Ollmann, L. Tokodi, J. Hebling // *Optics Express*. – 2016. – V. 24. – №. 8. – P. 8156-8169.
- [22] Tóth G. Single-cycle scalable terahertz pulse source in reflection geometry / G.

- Tóth, L. Pálfalvi, Z. Tibai, L. Tokodi, J.A. Fülöp, Z. Márton, G. Almási, J. Hebling // Optics Express. – 2019. – V. 27. – №. 21. – P. 30681-30691.
- [23] Auston D. H. Subpicosecond electro-optic shock waves / D. H. Auston // Applied Physics Letters. – 1983. – V. 43. – №. 8. – P. 713-715.
- [24] Stepanov A. G. THz generation via optical rectification with ultrashort laser pulse focused to a line / A. G. Stepanov, J. Hebling, J. Kuhl // Applied Physics B. – 2005. – V. 81. – P. 23-26.
- [25] Theuer M. Efficient generation of Cherenkov-type terahertz radiation from a lithium niobate crystal with a silicon prism output coupler / M. Theuer, G. Torosyan, C. Rau, R. Beigang, K. Maki, C. Otani, and K. Kawase // Applied Physics Letters. – 2006. – V. 88. – №. 7. – P. 071122.
- [26] Ravi K. Limitations to THz generation by optical rectification using tilted pulse fronts / K. Ravi, W.R. Huang, S. Carbajo, X. Wu, F. Kärtner // Optics Express. – 2014. – V. 22. – №. 17. – P. 20239-20251.
- [27] Ravi K. Theory of terahertz generation by optical rectification using tilted-pulse-fronts / K. Ravi, W.R. Huang, S. Carbajo, et al. // Optics Express. – 2015. – V. 23. – №. 4. – P. 5253-5276.
- [28] Huang S. W. High conversion efficiency, high energy terahertz pulses by optical rectification in cryogenically cooled lithium niobate / S.W. Huang, E. Granados, W.R. Huang, et al. // Optics Letters. – 2013. – V. 38. – №. 5. – P. 796-798.
- [29] Efimenko E. S. Strong spectral broadening of Cherenkov-type terahertz radiation by free carrier generation / E. S. Efimenko, N. A. Abramovsky, M. I. Bakunov // Physical Review A – 2023. – V. 107. – P. 013526.
- [30] Wynne K. An integrated description of terahertz generation through optical rectification, charge transfer, and current surge / K. Wynne and J. J. Carey // Optics Communications. – 2005. – V. 256. – №. 4-6. – P. 400-413.
- [31] Kleinman D. A. Theory of electrooptic shock radiation in nonlinear optical media / D. A. Kleinman and D. H. Auston // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1984. – V. 20. – P. 964.
- [32] 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, and J. Hebling // Optics Express. – 2005. – V. 13. – №. 15. – P. 5762-5768.
- [33] Bartal B. Toward generation of μJ range sub-ps THz pulses by optical rectification / B. Bartal, I. Z. Kozma, A. G. Stepanov, G. Almási, J. Kuhl, E. Riedle, and J. Hebling // Applied Physics B. – 2007. – V. 86. – P. 419-423.
- [34] Couairon A. Femtosecond filamentation in transparent media / A. Couairon and A. Mysyrowicz // Physics Reports – 2007. – V. 441. – P. 47.
- [35] Bodrov S. Plasma filament investigation by transverse optical interferometry and terahertz scattering / S. Bodrov, V. Bukin, M. Tsarev, A. Murzanev, S. Garnov, N. Aleksandrov, and A. Stepanov // Optics Express. – 2011. – V. 19. – №. 7. – P. 6829-6835.

- [36] Tzortzakis S. Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air / S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, and A. Mysyrowicz // *Optics Communications*. – 2000. – V. 181. – №. 1-3. – P. 123-127.
- [37] Xiao D. Optical probing of a silicon integrated circuit using electric-field-induced second-harmonic generation / D. Xiao, E. Ramsay, D. T. Reid, B. Offenbeck, and N. Weber // *Applied Physics Letters*. – 2006. – V. 88. – №. 11. – P. 114107.
- [38] Theer P. Second-harmonic generation imaging of membrane potential with retinal analogues / P. Theer, W. Denk, M. Sheves, A. Lewis, and P. B. Detwiler // *Biophysical Journal*. – 2011. – V. 100. – №. 1. – P. 232-242.
- [39] Manaka T. Optical second-harmonic generation measurement for probing organic device operation / T. Manaka, M. Iwamoto // *Light: Science & Applications*. – 2016. – V. 5. – №. 3. – P. e16040.
- [40] Nahata A. Detection of freely propagating terahertz radiation by use of optical second-harmonic generation / A. Nahata and T. F. Heinz // *Optics Letters*. – 1998. – V. 23. – №. 1. – P. 67-69.
- [41] Ovchinnikov A. V. Second harmonic generation in the bulk of silicon induced by an electric field of a high power terahertz pulse / A. V. Ovchinnikov, O. V. Chefonov, E. D. Mishina, and M. B. Agranat // *Scientific Reports*. – 2019. – V. 9. – №. 1. – P. 9753.
- [42] Armstrong J. A. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric / J. A. Armstrong, N. Blgemeergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan // *Physical Review*. – 1962. – V. 127. – №. 6. – P. 1918.
- [43] Hu C. Y. Theoretical solution to second-harmonic generation of ultrashort laser pulse / C.-Y. Hu, H.-J. He, B.-Q. Chen, Z.-Y. Wei, and Z.-Y. Li // *Journal of Applied Physics*. – 2017. – V. 122. – №. 24. – P. 243105.
- [44] Chen J. Terahertz-field-induced second-harmonic generation in a beta barium borate crystal and its application in terahertz detection / J. Chen, P. Han, and X.-C. Zhang // *Applied Physics Letters*. – 2009. – V. 95. – №. 1. – P. 011118.
- [45] Акципетров О.А. Нелинейная оптика кремния и кремниевых наноструктур / О.А. Акципетров, И.М. Баранова, К.Н. Евтюхов // М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2012. – С. 544.
- [46] Nicollian E. H. MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology / E. H. Nicollian and J. R. Brews // JohnWiley & Sons, Somerset. – 1982.
- [47] Alles M. L. Second harmonic generation for noninvasive metrology of silicon-on-insulator wafers / M. L. Alles, R. Pasternak, X. Lu, N. H. Tolk, R. D. Schrimpf, D. M. Fleetwood, R. P. Dolan, and R. W. Standley // *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*. – 2007. – V. 20. – №. 2. – P. 107-113.
- [48] Aktsipetrov O. A. DC-electric-field-induced and low-frequency electromodulation second-harmonic generation spectroscopy of Si (001)–SiO₂ interfaces / O. A. Aktsipetrov, A. A. Fedyanin, A. V. Melnikov, E. D. Mishina, A. N. Rubtsov, M. H. Anderson, P. T. Wilson, M. ter Beek, X. F. Hu, J. I. Dadap, and M. C. Downer //

Physical Review B. – 1999. – V. 60. – №. 12. – P. 8924.

[49] Buckingham A. D. A molecular theory of the electro-optical Kerr effect in liquids / A. D. Buckingham, R. E. Raab // Journal of the Chemical Society (Resumed). – 1957. – P. 2341-2351.

[50] Coles H. J. Laser-induced birefringence in pure liquids / H. J. Coles and B. R. Jennings // Philosophical Magazine. – 1975. – V. 32. – №. 5. – P. 1051-1061.

[51] Etchepare J. Third-order electronic susceptibilities of liquids measured by femto-second kinetics of optical Kerr effect / J. Etchepare, G. Grillon, I. Thomazeau, A. Migus, A. Antonetti // Journal of the Optical Society of America B. – 1985. – V. 2. – №. 4. – P. 649-653.

[52] McMorow D. Femtosecond optical Kerr studies on the origin of the nonlinear responses in simple liquids / D. McMorow, W.T. Lotshaw, and G. A. Kenney-Wallace // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1988. – V. 24. – №. 2. – P. 443-454.

[53] Hoffmann M. C. Terahertz kerr effect / M. C. Hoffmann, N. C. Brandt, H. Y. Hwang, K.-L. Yeh, and K. A. Nelson // Applied Physics Letters. – 2009. – V. 95. – №. 23. – P. 231105.

[54] Sajadi M. Terahertz-field-induced optical birefringence in common window and substrate materials / M. Sajadi, M. Wolf, and T. Kampfrath // Optics Express. – 2015. – V. 23. – №. 22. – P. 28985-28992.

[55] Zhang M. Terahertz kerr effect of liquids / M. Zhang, W. Xiao, C. Zhang, L. Zhang // Sensors. – 2022. – V. 22. – №. 23. – P. 9424.

[56] Hirori H. Extraordinary carrier multiplication gated by a picosecond electric field pulse / H. Hirori, K. Shinokita, M. Shirai, S. Tani, Y. Kadoya, K. Tanaka // Nature Communications. – 2011. – V. 2. – №. 1. – P. 594.

[57] Shi J. A room-temperature polarization-sensitive CMOS terahertz camera based on quantum-dot-enhanced terahertz-to-visible photon upconversion / J. Shi, D. Yoo, F. Vidal-Codina, et al. // Nature Nanotechnology. – 2022. – V. 17. – №. 12. – P. 1288-1293.

[58] Wade C. G. Real-time near-field terahertz imaging with atomic optical fluorescence / C. G. Wade, N. Šibalić, N. R. De Melo, J. M. Kondo, C. S. Adams, K. J. Weatherill // Nature Photonics. – 2017. – V. 11. – №. 1. – P. 40-43.

[59] Oladyshkin I. V. Optical emission of graphene and electron-hole pair production induced by a strong terahertz field / I. V. Oladyshkin, S. B. Bodrov, Yu. A. Sergeev, A. I. Korytin, M. D. Tokman, and A. N. Stepanov // Physical Review B. – 2017. – V. 96. – №. 15. – P. 155401.

[60] Wu Q. Free-space electro-optic sampling of terahertz beams / Q. Wu, X. C. Zhang // Applied Physics Letters. – 1995. – V. 67. – №. 24. – P. 3523-3525.

[61] Wu Q. 7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor/ Q. Wu and X.-C. Zhang // Applied Physics Letters. – 1997. – V. 70. – №. 14. – P. 1784-1786.

[62] Hirori H. Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO₃ / H. Hirori, F. Blanchard, K. Tanaka //

Applied Physics Letters. – 2011. – V. 98. – №. 9. – P. 091106.

[63] Lecaue R. THz emission Microscopy with sub-wavelength broadband source / R. Lecaue, S. Gréssillon, and C. Boccara // Optics Express. – 2008. – V. 16. – №. 7. – P. 4731-4738.

[64] Wang L. Full 3D+ 1 modeling of tilted-pulse-front setups for single-cycle terahertz generation / L. Wang, T. Kroh, N. H. Matlis, and F. Kärtner // Journal of the Optical Society of America B. – 2020. – V. 37. – №. 4. – P. 1000-1007.

[65] Sheik-Bahae M. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam / Sheik-Bahae, M.; Said, A.A.; Wei, T.-H.; Hagan, D.J.; van Stryland, E.W. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1990. – V. 26. – №. 4. – P. 760-769.

[66] Bodrov S. B. Terahertz generation by tilted-front laser pulses in weakly and strongly nonlinear regimes / S. B. Bodrov, A. A. Murzanev, Y. A. Sergeev, Y. A. Malkov, and A. N. Stepanov // Applied Physics Letters – 2013. – V. 103. – P. 251103.

[67] Kossyi I. A. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures / I.A. Kossyi, A.Yu. Kostinsky, A.A. Matveyev, and V. P. Silakov // Plasma Sources Science and Technology. – 1992. – V. 1. – №. 3. – P. 207.

[68] Aleksandrov N. L. Mechanism of ultra-fast heating in a non-equilibrium weakly ionized air discharge plasma in high electric fields / N. L. Aleksandrov, S. V. Kindysheva, M. M. Nudnova, and A. Yu. Starikovskiy // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – V. 43. – №. 25. – P. 255201.

[69] Liu Y. Amplification of transition-Cherenkov terahertz radiation of femtosecond filament in air / Y. Liu, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Diaw, and V. T. Tikhonchuk // Applied Physics Letters. – 2008. – V. 93. – №. 5. – P. 051108.

Список публикаций по диссертации

- A1. 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 // Physical Review B. – 2007. – V.76. – P. 085346.
- A2. 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 // Physical Review Letters. – 2007. – V. 99. – P. 203904.
- A3. Bakunov M. I. Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phase-matching versus Cherenkov effect / M. I. Bakunov, S. B. Bodrov, M. V. Tsarev // Journal of Applied Physics. – 2008. – V. 104. – P. 073105.
- A4. Bodrov S. B. Efficient Cherenkov emission of broadband terahertz radiation from an ultrashort laser pulse in a sandwich structure with nonlinear core / S. B. Bodrov, M. I. Bakunov, M. Hangyo // Journal of Applied Physics. – 2008. – V. 104. – P. 093105.
- A5. Bodrov S. B. Highly efficient optical-to-terahertz conversion in a sandwich structure with LiNbO₃ core / S. B. Bodrov, A. N. Stepanov, M. I. Bakunov, B. V.

- Shishkin, I. E. Ilyakov, and R. A. Akhmedzhanov // Optics Express. – 2009. – V. 17. – P. 1871-1879.
- A6. Bakunov M. I. Strongly subluminal regime of optical-to-terahertz conversion in GaP / M. I. Bakunov, M. V. Tsarev, S. B. Bodrov, M. Tani // Journal of Applied Physics. – 2009. – V. 105. – P. 083111.
- A7. Bakunov M. I. Si–LiNbO₃–air–metal structure for concentrated terahertz emission from ultrashort laser pulses / M. I. Bakunov, S. B. Bodrov // Applied Physics B. – 2010. – V. 98. – P. 1–4.
- A8. Bodrov S. Plasma filament investigation by transverse optical interferometry and terahertz scattering / S. Bodrov, V. Bukin, M. Tsarev, A. Murzanev, S. Garnov, N. Aleksandrov, A. Stepanov // Optics Express. – 2011. – V. 19. – P. 6829-6835.
- A9. Bakunov M. I. Terahertz generation with tilted-front laser pulses: dynamic theory for low-absorbing crystals / M. I. Bakunov, S. B. Bodrov, E. A. Mashkovich // Journal of the Optical Society of America B. – 2011. – V. 28. – P. 1724-1734.
- A10. Bodrov S. B. Efficient terahertz generation by optical rectification in Si–LiNbO₃–air–metal sandwich structure with variable air gap / S. B. Bodrov, I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin, and A. N. Stepanov // Applied Physics Letters. – 2012. – V. 100. – P. 201114.
- A11. Bodrov S. Effect of an electric field on air filament decay at the trail of an intense femtosecond laser pulse / S. Bodrov, N. Aleksandrov, M. Tsarev, A. Murzanev, I. Kochetov, and A. Stepanov // Physical Review E. – 2013. – V. 87. – P. 053101.
- A12. Bodrov S. B. Terahertz generation by tilted-front laser pulses in weakly and strongly nonlinear regimes / S. B. Bodrov, A. A. Murzanev, Y. A. Sergeev, Y. A. Malkov, and A. N. Stepanov // Applied Physics Letters. – 2013. – V. 103. – P. 251103.
- A13. Bakunov M. I. Terahertz generation with tilted-front laser pulses in a contact-grating scheme / M. I. Bakunov and S. B. Bodrov // Journal of the Optical Society of America B. – 2014. – V. 31. – P. 2549-2557.
- A14. Aleksandrov N. L. Decay of femtosecond laser-induced plasma filaments in air, nitrogen, and argon for atmospheric and subatmospheric pressures / N. L. Aleksandrov, S. B. Bodrov, M. V. Tsarev, A. A. Murzanev, Yu. A. Sergeev, Yu. A. Malkov, and A. N. Stepanov // Physical Review E. – 2016. – V. 94. – P. 013204.
- A15. Bodrov S. Terahertz induced optical birefringence in polar and nonpolar liquids / S. Bodrov, Yu. Sergeev, A. Murzanev, and A. Stepanov // Journal of Chemical Physics. – 2017. – V. 147. – P. 084507.
- A16. Bodrov S. B. Generalized analysis of terahertz generation by tilted-pulse-front excitation in a LiNbO₃ prism / S. B. Bodrov, A. N. Stepanov, and M. I. Bakunov // Optics Express. – 2019. – V. 27. – P. 2396-2410.
- A17. Bodrov S. B. Highly efficient Cherenkov-type terahertz generation by 2 μm wavelength ultrashort laser pulses in a prism-coupled LiNbO₃ layer / S. B. Bodrov, I. E. Ilyakov, B. V. Shishkin, and M. I. Bakunov // Optics Express. – 2019. – V. 27. –

P. 36059-36065.

- A18. Bodrov S. B. Terahertz pulse induced femtosecond optical second harmonic generation in transparent media with cubic nonlinearity / S. B. Bodrov, Yu. A. Sergeev, A. I. Korytin, E. A. Burova, and A. N. Stepanov // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2020. – V. 37. – P. 789-796.
- A19. Bakunov M. I. Full 3D+1 modeling of tilted-pulse-front setups for single-cycle terahertz generation: comment / M. I. Bakunov and S. B. Bodrov // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2021. – V. 38. – P. 2587-2589.
- A20. Bodrov S. Terahertz-field-induced optical luminescence from graphene for imaging and near-field visualization of a terahertz field / S. Bodrov, A. Murzanev, A. Korytin, and A. Stepanov // *Optics Letters*. – 2021. – V. 46. – P. 5946-5949.
- A21. Bodrov S. B. Terahertz-field-induced second harmonic generation for nonlinear optical detection of interfaces buried in transparent materials / S. B. Bodrov, A. N. Stepanov, E. A. Burova, Yu. A. Sergeev, A. I. Korytin, and M. I. Bakunov // *Applied Physics Letters*. – 2021. – V. 119. – P. 221109.
- A22. Bodrov S. Cubic nonlinearity of tellurite and chalcogenide glasses: terahertz-field-induced second harmonic generation vs. optical Kerr effect / S. Bodrov, Y. Sergeev, E. Burova, A. Korytin, A. Murzanev, A. Romashkin and A. Stepanov // *Applied Sciences* – 2022. – V. 12. – P. 11608.
- A23. Bodrov S. B. Scalable optical-to-terahertz converter with a prism-coupled plane-parallel lithium niobate plate / S. B. Bodrov, N. A. Abramovsky, E. A. Burova, A. N. Stepanov, and M. I. Bakunov // *Optics Express*. – 2022. – V. 30. – P. 35978-35987.
- A24. Bodrov S. B. Terahertz-field-induced second optical harmonic generation from Si(111) surface / S. B. Bodrov, Yu. A. Sergeev, A. I. Korytin, and A. N. Stepanov // *Physical Review B*. – 2022. – V. 105. – P. 035306.
- A25. Oladyshkin I. V. Polarized light emission from graphene induced by terahertz pulses / I. V. Oladyshkin, S. B. Bodrov, A. V. Korzhimanov, A. A. Murzanev, Yu. A. Sergeev, A. I. Korytin, M. D. Tokman, and A. N. Stepanov // *Physical Review B*. – 2022. – V. 106. – P. 205407.
- A26. Abramovsky N. A. Generation of sub-MV/cm terahertz fields with large-size Cherenkov-type optical-to-terahertz converters / N. A. Abramovsky, S. B. Bodrov, A. I. Korytin, A. N. Stepanov, and M. I. Bakunov // *Optics Letters*. – 2023. – V. 48. – P. 3203-3206.
- A27. Abramovsky N. A. Increasing bandwidth of Cherenkov-type terahertz emitters by free carrier generation / N. A. Abramovsky, S. B. Bodrov, E. S. Efimenko, Y. Avetisyan, and M. I. Bakunov // *Optics Letters*. – 2023. – V. 48. – P. 4921-4924.
- A28. Bodrov S. B. Cherenkov-type terahertz generation by optical rectification in KD_2PO_4 (DKDP) crystal / S. B. Bodrov, N. A. Abramovsky, G. S. Paramonov, S. N. Belyaev, A. P. Prokhorov, A. N. Stepanov, and M. I. Bakunov // *Journal of Applied Physics*. – 2023. – V. 134. – P. 213102.

Оглавление диссертации

Введение

Глава 1. Теория генерации терагерцового излучения при оптическом выпрямлении лазерных импульсов в слое электрооптического материала

- 1.1. Модель и общий формализм
- 1.2. Структура и динамика формирования генерируемых полей
 - 1.2.1. Случай широкого пучка накачки
 - 1.2.2. Случай сфокусированной накачки
- 1.3. Формулы Френеля для вынужденного электромагнитного поля
- 1.4. Сверхсветовой режим генерации
 - 1.4.1. Сильно сверхсветовой режим генерации в кристалле LiNbO_3 при накачке на длине волны 800 нм
 - 1.4.2. Слабо сверхсветовой режим генерации в кристалле GaAs при накачке на длине волны 1560 нм
- 1.5. Досветовой режим генерации
 - 1.5.1. Синхронизированная генерация в кристалле ZnTe при накачке на длине волны 800 нм
 - 1.5.2. Сильно досветовой режим генерации в кристалле GaP при накачке на длине волны 800 нм
- 1.6. Выводы по главе 1

Глава 2. Генерация терагерцового излучения скошенными лазерными импульсами

- 2.1. Теоретическое исследование
 - 2.1.1. Стационарный режим генерации в однородной среде
 - 2.1.2. Динамика формирования терагерцового поля
 - 2.1.3. Обобщенный анализ стандартной схемы генерации в призме из LiNbO_3
 - 2.1.4. Масштабирование генерации в схеме с пластиной LiNbO_3 и двумя диэлектрическими призмами
 - 2.1.5. Анализ схемы со скапчиванием импульса накачки при помощи дифракционной решетки на границе кристалла
- 2.2. Экспериментальное исследование
 - 2.2.1. Оптико-терагерцовая конверсия в призме из LiNbO_3
 - 2.2.2. Оптико-терагерцовая конверсия в пластине LiNbO_3 с согласующими призмами
- 2.3. Выводы по главе 2

Глава 3. Оптико-терагерцовые преобразователи на основе черенковского синхронизма

- 3.1. Теория черенковского излучения терагерцовых волн лазерными импульсами в плоском диэлектрическом волноводе с нелинейной сердцевинной

- 3.2. Экспериментальные исследования оптико-терагерцовой конверсии в сэндвич-структурах со слоем LiNbO_3
- 3.3. Оптико-терагерцовая конверсия в кристалле DKDP с сильным терагерцовым поглощением
- 3.4. Выводы по главе 3

Глава 4. Наведенные нелинейно-оптические эффекты в присутствии сильных терагерцовых полей

- 4.1. Генерация второй оптической гармоники при совместном распространении фемтосекундного лазерного и пикосекундного терагерцового импульсов в центрально-симметричной среде
- 4.2. Обнаружение скрытых неоднородностей в прозрачных материалах по наведенной генерации второй оптической гармоники
- 4.3. Диагностика свойств непрозрачных материалов по наведенной генерации отраженной второй оптической гармоники
- 4.4. Терагерцовый эффект Керра в жидкостях
- 4.5. Наведенная терагерцовым полем оптическая люминесценция в графене и возможности ее применения для визуализации терагерцового пучка
- 4.6. Выводы по главе 4

Глава 5. Диагностика электронной плотности в плазменном филаменте по рассеянию терагерцовых импульсов

- 5.1. Описание метода
- 5.2. Экспериментальная демонстрация в воздухе при нормальных условиях
- 5.3. Влияние внешнего поля и пониженного давления на распад плазмы в филаменте
- 5.4. Выводы по главе 5

Заключение

Список литературы

Список публикаций по диссертации

Подписано в печать __.__.____ г. Формат 60×84 1/16.

Бумага офсетная. Печать цифровая.

Уч.-изд. л. 1. Заказ № _____. Тираж 100 экз.

Отпечатано с готового оригинал-макета
в типографии ННГУ им. Н.И. Лобачевского.
63000, г. Нижний Новгород, ул. Б. Покровская, 37