

«ТЕРАГЕРЦОВАЯ ФОТОНИКА»

КОЛЛЕКТИВНАЯ МОНОГРАФИЯ

> МОСКВА 2023

УДК 539.1 ББК 22.33;22.34;22.36;22.379; 22.38 П16

Терагерцовая фотоника. Коллективная монография / М.: РАН, 2023. – с. 712

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	4
Генерация терагерцового излучения молекулами NH ₃ при оптической накачке CO ₂ лазером <i>А.А. Ионин, Ю.М. Климачев, Л.И. Кормашова, А.П. Шкуринов, В.Я. Панченко</i>	6
Широкополосное терягериовое излучение фемтосекунлного филамента	Ũ
для удаленного зондирования А.В. Балакин, Я.В. Грудцын, А.А. Ионин, О.Г. Косарева, Вейвей Лиу (Weiwei Liu), Д.В. Мокроусова, И.А. Николаева, Н.А. Панов, Д.В. Пушкарев, Г.Э. Ризаев, А.М. Салецкий, Л.В. Селезнев, Д.Е. Шипило, А.П. Шкуринов	30
Терагерцовая спин-фотоника и магноника С.А. Никитов, М.В. Логунов, С.С. Сафонов, А.С. Федоров, А.Р. Сафин, Д.В. Калябин	110
Генерация терагерцового излучения атомными системами в многочастотных лазерных полях С.Ю. Стремоухов, А.В. Андреев	152
Генерация терагерцового и микроволнового излучения в поле сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона А.В. Митрофанов, Д.А. Сидоров-Бирюков, А.А. Ланин, А.А. Воронин, М.В. Рожко, И.В. Савицкий, Е.А. Степанов, П.Б. Глек, М.М. Назаров, Е.Ф. Асташкин, Я.О. Романовский, Е.Е. Серебрянников, А.Б. Федотов,	-
А.М. Желтиков Нелинейная оптика терагерцового излучения	222
С.А. Козлов, М.В. Мельник, А.Н. Цыпкин Униполярные и квазиуниполярные терагерцовые и оптические импульсы Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов, А.В. Пахомов	328 360
Голография и дифракционная оптика терагерцового диапазона В.С. Павельев, В.В. Герасимов, К.Н. Тукмаков, М.С. Комленок, С.Н. Хонина, С.А. Дегтярев, А.Н. Агафонов, В.А. Сойфер, В.И. Конов, Н.Д. Осинцева, Ю.Ю. Чопорова	394
Сверхпроводниковые приемники, детекторы и генераторы терагерцового диапазона В.П. Кошелец, Л.В. Филиппенко, М.Ю. Фоминский, Н.В. Кинёв, А.В. Худченко, М.А. Тарасов, Р.А. Юсупов, А.М. Чекушкин, А.Б. Ермаков, А.А. Гунбина	486
Терагерцовая спектроскопия высокого разрешения для анализа многокомпонентных газовых смесей различного происхождения <i>В.Л. Вакс, Е.Г. Домрачева, М.Б. Черняева, В.А. Анфертьев, А.А. Айзенштадт,</i> <i>А.В. Масленникова, В.А. Атдуев</i>	576
Сверхпроводниковый болометр на горячих электронах: от открытия эффекта электронного разогрева к практическим применениям А.С. Шураков, Ю.В. Лобанов, А.И. Колбатова, И.А. Гайдученко, Р.В. Ожегов, К.А. Бакшеева, Н.В. Кинев, В.П. Кошелец, А. Кочнев, Н. Бецалел, А. Пузенко, П. Бен Ишай, Ю. Фельдман, Г.Н. Гольцман	633

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта книга посвящена одному из наиболее интригующих объектов современной физики электромагнитного излучения – фотонике терагерцового диапазона частот. Сегодня большая часть исследований в области терагерцовой фотоники проводится с использованием спектрометров, работающих с широкополосными ТГц-импульсами или узкополосного источниками излучения, для которых используется 0,1–10 ТГц в качестве универсального определения ТГц диапазона.

История терагерцовой фотоники не обижена вниманием исследователей. Начало применения в исследованиях первых источников и детекторов терагерцового излучения ознаменовало новую эру в истории науки и в первую очередь стоит упомянуть труды русских и советских ученых П.Н.Лебедева, А.А.Глаголевой-Аркадьевой, П.А.Черенкова и других. Предложенный ими новый инструментарий позволил наблюдать потрясающие явления недоступные органам чувств человека. Название нашей монографии «Терагерцовая фотоника» отражает общую тенденцию развития терагерцовой техники и технолгии: в последние годы диапазон 10–30 ТГц, который принято относить к среднему ИК-диапазону и в котором хорошо зарекомендовали себя фотонные технологии, стал доступным для стандартных терагерцовых спектрометров.

Сегодня мы наблюдаем мощную тенденцию развития терагерцовых технологий, которая изначально порождалась успехами в оптоэлектронике и нелинейной оптике. Но в последнее время наблюдается сдвиг модели ее развития, которая теперь может быть сформулирована в более общих понятиях: терагерцовая фотоника в настоящее время развивается благодаря тому, что продвижение в область коротких длин волн и малых энергий квантов связано с появлением новых, существенно важных физических явлений, которые могут быть использованы в будущих технологических прорывных приложениях.

В книге представлены результаты исследований авторов по нескольким актуальным научным направлениям. Она условно разделена на два раздела: к первому разделу относятся главы посвященные генерации терагерцового излучения в газовых и плазменных средах, к генерации терагерцового излучения атомными системами в многочастотных лазерных полях, оптике униполярных и квазиуниполярные терагерцовых и оптических импульсов. Ко второму разделу относятся работы по обсуждению терагерцовой спин-фотоники и магноники, нелинейной оптики терагерцового излучения и терагерцовой спектроскопии высокого разрешения.

Многие разделы монографии основаны на исследованиях, поддержанных Российским фондом фундаментальных исследований, Программами президиума Российской академии наук и российского научного фонда. Терагерцовая фотоника превратилась в очень активное исследовательское сообщество, и мы надеемся, что эта книга станет источником помощи для новых исследователей, а также справочником для более опытных его членов.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛАМИ NH₃ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКЕ СО, ЛАЗЕРОМ

А.А. Ионин, Ю.М. Климачев, Д.И. Кормашова, А.П. Шкуринов, В.Я. Панченко

введение

Среди многих методов, разработанных для генерации терагерцового излучения, наиболее широко используемые [1] включают в себя умножители гармоник перестраиваемых микроволновых источников [2], вакуумную электронику (генераторы обратной волны, гиротроны и канцеротроны) [3], суперконтинуумы, генерируемые фемтосекундными лазерами, фотопроводящие переключатели [4], и генерацию разностных частот перестраиваемых лазеров в непрерывном режиме генерации [5]. Коммерческие версии каждого из этих терагерцовых источников становятся все более доступными и мощными, но ни один из них не производит большую мощность вблизи 1 ТГц, а их стоимость мешает широкому распространению.

Терагерцовые квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [6] являются компактными и могут охватывать части терагерцового спектра, но в настоящее время они имеют ограниченную дробную перестройку частоты (<10 кГц) [7]. Несмотря на то, что полупроводниковые ТГц ККЛ были продемонстрированы в 2002 году, им все еще необходимо криогенное охлаждение [8].

Одними из доступных и достаточно распространенных терагерцовых лазеров являются газовые лазеры с накачкой импульсным электрическим разрядом [9]. Электрический разряд, необходимый для накачки таких лазеров, подразумевает сильное возмущение газовой среды, кроме того, невозможно ограничить возбуждение одним конкретным молекулярным уровнем. Процессы возбуждения, ионизации и диссоциации снижают эффективность лазера [10]. В то же время монохроматическая оптическая накачка обеспечивает возможность работы без нагрева лазерной среды и выборочное возбуждение определенного уровня энергии. Однако, применимость оптической накачки ограничена трудностью нахождения линий лазерной накачки, совпавших с достаточной точностью с подходящими переходами поглощения в молекулярном газе. Это ограничение преодолевается, путем использования перестраиваемых лазеров. Колебательные переходы в молекулах соответствуют инфракрасным частотам и потенциально пригодны для оптической накачки терагерцовых лазеров. Многие органические многоатомные молекулы имеют сильные колебательные полосы поглощения в диапазоне 9-10 мкм. Узкий интервал между колебательно-вращательными линиями предполагает высокую вероятность совпадения частот линий накачки и переходов поглощения. Необходимо отметить, что оптическая накачка излучением видимого или ультрафиолетового диапазона будет иметь низкую эффективность при преобразовании мощности накачки в терагерцовое излучение [10].

1.1. ГАЗОВЫЕ СРЕДЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

Впервые о лазерной генерации в терагерцовом диапазоне сообщили Gebbie H.A., Stone X.W. и Findlay F.D. в 1964 г. в газоразрядном лазере с использованием молекул цианистого водорода HCN и родственных ему молекул [11].

Первый терагерцовый лазер с оптической накачкой был реализован Chang и Bridges в 1970 г. [12]. Они сообщили о 6 линиях, полученных на молекулах газа CH_3F с оптической накачкой CO_2 -лазером с модуляцией добротности резонатора мощностью 2 кВт. Позднее Chang и Bridges опубликовали результаты исследования, в котором получили три линии в винилхлориде C_2H_3CI и несколько линий в метиловом спирте CH_3OH [13].

Для дальнейших исследований излучения в терагерцовом лазере и поиске его применения, было необходимо однозначно идентифицировать переходы поглощения и излучения. Наиболее подробно были изучены спектры молекул CH₃F и NH₃. Fetterman и др. исследовали терагерцовое излучение в молекулах CH₃CI, CH₃CHF₂, CH₃CF₃, CH₃OH, CH₃F и NH₃ [14]. В качестве оптической накачки использовались CO₂ и N₂O лазеры.

В [15] Веденов и др. привели краткий обзор газовых лазеров с оптической накачкой в дальнем ИК диапазоне, известных из научных работ того времени. В обзор вошли лазеры, использующие в качестве активной среды следующие газы: CH₃F, NH₃, CH₃OH, HF и D₂O.

Вероятность совпадения с линиями перестраиваемого лазера растет за счет увеличения количества возможных переходов в молекуле. Переходов тем больше, чем крупнее молекула. Примерами известных разновидностей газовых сред из больших молекул для терагерцовых лазеров являются метанол (CH₃OH), дифторметан (CH₂F₂), муравьиная кислота (HCOOH) и др. [16]. В то же время сила линий перехода существенно увеличивается для более легких молекул, таких как аммиак [17].

1.2. ГАЗ NH₃ КАК СРЕДА ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ

NH₃-лазер является эффективным и хорошо отработанным в техническом плане источником ТГц излучения. Аммиак – один из наиболее спектрографически изученных газов, в том числе благодаря строению молекулы, по форме напоминающей симметричный волчок. На сегодняшний день известно не ме-

нее 95 линий генерации NH₃ лазера [18], лежащих в диапазоне длин волн от ~21 мкм [19] до 2,14 мм [20].

1.2.1. Энергетические уровни молекулы NH₃

Хотя существует большое количество линий лазера CO₂ в средней инфракрасной области между 9 и 11 мкм, разница частот этих линий и линий поглощения молекулы аммиака может составлять несколько МГц.

Молекула NH₃ имеет 4 колебательные частоты $v_1 - v_4$ (таблица 1).

Табл. 1. Формы колебаний атомов в молекуле NH_3 Обозначения: v(s) – валентное симметричное колебание; $\delta(s)$ – деформационное симметричное колебание; v(as) – валентное асимметричное колебание; $\delta(as)$ – деформационное асимметричное колебание [21]

Частота	Форма колебания	Обозначение	Степень вырождения
ν ₁		v(s)	1
ν ₂	\sim	δ(s)	1
ν ₃		v(as)	2
ν ₄	\checkmark	δ(as)	2

Число колебательных степеней свободы для этой молекулы равно 6, однако из-за симметричного строения два колебания имеют одинаковую частоту, т.е. являются вырожденными (кратность вырождения равна 2). Вследствие этого молекула NH_3 имеет 4 колебательные частоты $v_1 - v_4$, из возможных уникальных форм колебания атомов в молекуле [21].

- v₁ 3340 см⁻¹
- $v_2 950 \text{ cm}^{-1}$

- v₃ 3410 см⁻¹
 v₄ 1630 см⁻¹

Все четыре частоты активны в ИК спектре поглощения. На рисунке 1 представлен ИК-спектр поглощения NH₃. На колебательной частоте v₃ поглощение наблюдается особенно сильно.



Рис. 1. Колебательно-вращательный ИК-спектр поглощения газообразного аммиака [21]

Основное колебательное состояние так же иногда обозначается как (G). Вращательные уровни энергии обозначены (J, K), где J и К – вращательный момент и проекция вращательного момента на ось симметрии молекулы, соответственно.

Колебательные уровни делятся на а и ѕ уровни: каждая полоса в ИК-спектре поглощения NH₂ расщепляется на две полосы вследствие так называемого «инверсионного удвоения» частот. Этот эффект возникает в пирамидальных молекулах, для которых равновероятны две конфигурации. Если потенциальный барьер между этими конфигурациями невелик, то молекула может переходить из одной конфигурации в другую. В результате каждый колебательный уровень расщепляется на два (положительный и отрицательный). «Инверсионное удвоение» частот в ИК-спектре поглощения является следствием переходов молекул NH, между двумя уровнями различных знаков. В невращающейся молекуле (J = K = 0) оба состояния полностью эквивалентны, но при вращении вырождение снимается, и уровни оказываются расщепленными надвое. Другими словами, молекула NH,, представляющая собой тетраэдр (в основании три атома H, в вершине – атом N) может занимать два различных положения относительно плоскости водородных атомов (Рисунок 2).



Рис. 2. Представление процесса инверсии NH₃ (зонтичный режим) [22]

Переходы между подуровнями соответствуют «продавливанию» атома N сквозь плоскость атомов H – инверсии молекулы относительно этой плоскости, поэтому такие переходы и называются инверсионными [23]. При этом разрешены переходы с уровня а на уровень s и наоборот при условии, что выполняются обычные правила отбора для дипольных радиационных переходов между уровнями одной колебательной моды: $\Delta K = 0$; $\Delta J = 0$; ± 1 .

На рисунке 3 представлена диаграмма уровней энергии молекулы ¹⁴NH₃, показывающая основное колебательное и первое возбужденное колебательное состояния.

Усеченные вертикальные оси слева и справа показывают энергию уровней (E/k; K) и волновые числа (v = v/c; см⁻¹), соответственно; горизонтальная ось показывает квантовое число K. Целое значение рядом с каждым уровнем или дублетом инверсии показывает квантовое число J; буква «а» или «s» обозначает симметрию уровня. Дублеты инверсии основного состояния (K > 0) могут быть разрешены только при увеличении изображения из-за небольших разностей энергии. Изогнутые зеленые и пурпурные стрелки указывают терагерцовое излучение вращательной линии в основном и возбужденном состояниях соответственно; синими треугольниками отмечено излучение линии радио метастабильной инверсии в основном состоянии; а красные пунктирные стрелки вверх указывают на поглощение в ИК полосе v, [24].



Рис. 3. Диаграмма уровней энергии NH₃, показывающая основное (v = 0; нижняя половина) и первое возбужденное колебательное (v₂ = 1; верхняя половина) состояния [24]

1.2.2. Поглощение молекулы NH₃

На рисунке 4 представлен спектр поглощения молекулы аммиака, рассчитанный на основе базы данных HITRAN для следующих условий: температура T = 300 K, давление молекул NH₂ P = 10⁻⁵ атм.

«Терагерцовая фотоника»



Рис. 4. Спектр поглощения молекулы NH₃

Для того, чтобы накачать молекулу NH₃ и осуществить ее переход в возбужденное состояние с конкретным уровнем энергии, необходимо использовать излучение накачки максимально близкое по длине волны к линии поглощения молекулы NH₃, соответствующей этому переходу.

Соблюсти совпадение линий накачки и поглощения в пределах нескольких сотен ГГц не всегда возможно. Однако существуют методы, позволяющие обойти это ограничение.

Мищенко с соавторами провели теоретические расчеты и доказали, что добавление буферного газа – обычно азота или аргона – увеличивает эффективность накачки за счет уменьшения времени колебательно вращательной релаксации [23].

Интересную работу представил S.M. Fry [25]. Он показал, что лазер на NH₃ с лазерной накачкой позволяет работать при высоких давлениях буферного газа, что увеличивает ширину линии молекулярного перехода, обеспечивая возможность настройки большего числа линий накачки на частоты поглощения NH₃. Если было бы можно заставить NH₃-лазер генерировать при давлениях, составляющих несколько атмосфер, вращательные уровни слились бы в одну полосу, обеспечивая большую частотную перестройку лазера.

Еще один способ увеличить поглощение – помещение кюветы с аммиаком в постоянное электрическое поле [26]. За счет Штарк-эффекта происходит смещение колебательных линий поглощения до резонанса с излучением накачки. Как убедились авторы статьи, Штарк-эффект не только приводит к сдвигу линий поглощения в NH₃, оставляя почти не сдвинутыми линии генерации, но также и ослабляет строгость правил отбора в поглощении.

1.2.3. Лазеры ИК диапазона для накачки NH₃-лазера

В качестве накачки для получения множества линий генерации лазера на молекуле аммиака нужно использовать лазер, перестраиваемый в ИК области спектра таким образом, чтобы частота накачки была как можно ближе к частоте поглощения молекулой NH₃. При этом излучение должно быть достаточно мощным, чтобы началась генерация NH₃-лазера.

Одними из первых лазеров, использовавшихся в качестве источника инфракрасного излучения, для оптической накачки терагерцовых лазеров, были электроразрядные газовые лазеры. В самых ранних работах использовались лазеры на диоксиде углерода CO_2 и на закиси азота N_2O (см. например, [13, 14]). В основном использовался импульсный режим генерации лазеров накачки, однако были работы с использованием непрерывного N_2O -лазера [27]. Использовать непрерывный CO_2 -лазер удалось Fetterman и его соавторам [26].

Другим источником накачки терагерцового NH₃-лазера, является квантово-каскадный лазер среднего ИК диапазона (СИК-ККЛ), позволяющий совершать очень точную настройку длины волны излучения (см., например [22]). Сейчас СИК-ККЛ способны работать при комнатной температуре в непрерывном режиме. Мощность лазера при этом может варьироваться в диапазоне от 1 мВт до 1 Вт, а длина волны генерации настраиваться в диапазоне от 3 до 25 мкм [28].

Мощный инфракрасный CO₂-лазер, действующий на различных спектральных линиях на сегодняшний день является наиболее исследованным и технически хорошо отработанным источником накачки, который может быть пошагово настроен на большое число колебательно-вращательных линий CO₂ в 9 и 10 микронных полосах генерации (см., например, [29]).

1.3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СО₂-ЛАЗЕРА В КАЧЕСТВЕ НАКАЧКИ МОЛЕКУЛЫ NH₃

СО₂-лазер может быть пошагово настроен на большое число (> 100) колебательно-вращательных переходов молекулы диоксида углерода в 9- и 10-микронных полосах генерации, с расстоянием между вращательными подуровнями порядка нескольких обратных сантиметров. Диапазон генерации СО₂-лазера соответствует области наиболее сильного поглощения молекулы NH₃ с большим числом линий.

Точность настройки линий генерации CO_2 -лазера составляет несколько МГц. Тем не менее, этого недостаточно для точной настройки частоты излучения накачки на различные частоты поглощения аммиака. Несмотря на то, что поглощающие переходы из основного состояния NH₃ в полосе моды v_2 хорошо перекрываются с P и R-ветвями генерации CO_2 -лазера, нет близких совпадений, обеспечивающих работу оптически накачиваемого лазера в непрерывном режиме. Применение для накачки мощного импульсного TEA-CO₂-лазера

«Терагерцовая фотоника»

[10, 14], тем не менее, позволило получить генерацию на многих переходах в NH_3 вследствие уширения поглощающих переходов. Авторы смогли добиться так называемой «нерезонансной оптической накачки», когда максимумы спектров TEA-CO₂-лазера и линии поглощения NH_3 удалены друг от друга. Им удалось осуществить накачку с максимальной разницей резонанса (разница в частоте волны) в 950 МГц, однако поглощение не было обнаружено при низких давлениях NH_3 (от 0,3 до 0,8 торр).

Таким образом, для получения генерации излучения на молекуле NH₃ необходимо использовать мощное излучение накачки. Поэтому подавляющая часть исследований проводилась с использованием импульсного режима работы CO₂-лазера. Тем не менее, как уже говорилось выше, использовать непрерывное излучение все же удалось Fetterman и его соавторам [26], поместив кювету с аммиаком в постоянное электрическое поле.

Известно, что крайне негативное влияние на получение терагерцового излучения оказывают молекулы воды в атмосфере, через которую неминуемо проходит сгенерированное излучение. Спектр поглощения воды в терагерцовом диапазоне частично накладывается на спектр генерации излучения NH₃-лазера. Это обстоятельство может сильно мешать измерениям. Для предотвращения поглощения водой излучения необходимо поместить спектрограф с осушенным внутри воздухом или прокачивать через него чистый азот, как это делали, например, в [10].

1.3.1. Несколько слов о генерации NH₃-лазера в ИК диапазоне с накачкой излучением CO₂-лазера

Существует множество работ по получению инфракрасного излучения NH₃-лазера с помощью оптической накачки лазером на диоксиде углерода (см., например, работы, проводившиеся в ФИАНе, [30, 31] а также обзор [32]). Тем не менее, нас интересуют лишь работы, в которых авторы получали одновременную генерацию в ИК и ТГц диапазонах, а также работы, где удалось получить сразу много линий излучения.

В работе [25] экспериментаторам удалось получить 40 линий генерации NH_3 при накачке линией 9R(30) CO₂ лазера. Излучение NH_3 лазера лежало в диапазоне длин волн от 9,3 до 13,8 мкм. Только четыре из полученных линий наблюдались в чистом NH_3 . Для всех остальных требовался буферный газ, в качестве которого одинаково успешно использовались N_2 и Не. Различные линии генерации оказались чувствительны к давлению буферного газа. Как показала работа, генерация с верхних лазерных уровней с большими значениями J наблюдалась в узком диапазоне давлений буферного газа (около 40 торр). Линии с малыми значениями J генерировались при гораздо более высоких давлениях N_2 (до 650 торр). Более высокая эффективность накачки может позволить использование более высокого давления, что приведет к большему уширению.

Авторы работы [33] сообщили о восьми линиях ИК излучения длины волны порядка 12 мкм газа NH₃ с накачкой TE CO₂-лазером с использованием 4 различ-

ных линий накачки. Три линии излучения в Р-ветви колебательно-вращательной полосы ($v_2 \rightarrow G$) появлялись как при накачке линией 9R(30), так и линией 9R(16) CO₂-лазера. Выходная мощность и ширина импульса одиночной линии, выбранной в этом эксперименте, составляли примерно 200 ~ 400 кВт и примерно 0,5 мкс, соответственно, а частота повторения составляла 5 Гц. Лазерное излучение NH₃-лазера анализировалось монохроматором и регистрировалось фотопроводящим полупроводниковым детектором HgCdTe. Эта работа интересна тем, что в ней исследовалась и одновременная генерация в терагерцовом диапазоне (см. подробнее раздел 1.3.2).

В работе [34] газ NH₃ накачивался излучением CO₂ лазера на линии 9R(16) (9,29 мкм) до уровня s(7,0) первого возбужденного колебательного состояния. При этом наблюдалось три линии в среднем ИК диапазоне с уровней s(7,0), s(6,0), s(5,0) (Рисунок 5). Чтобы продемонстрировать влияние генерации терагерцового излучения на генерацию ИК переходов NH₃-лазера, внутрь резонатора поместили фильтр, который сильно поглощает терагерцовое излучение. В этом случае появлялась только линия aP(8,0), независимо от давления NH₃ газа или использованного буферного газа в смеси. Авторы предположили наличие каскадного механизма в NH₃ лазере, позволяющего наблюдать несколько линий близких переходов в молекуле NH₃, в то время как накачивается только один уровень энергии.



Рис. 5. Энергетические уровни NH₃ и соответствующие наблюдаемые оптически накаченные лазерные переходы среднего ИК диапазона [34]

1.3.2. Генерация NH₃-лазера в терагерцовом диапазоне

ТГц излучение NH_3 -лазера может происходить среди чисто вращательных уровней как в состоянии колебательного возбуждения (v_2 или $2v_2$), так и в основном состоянии (G) за счет эффекта «перезаполнения» уровней (Рисунок 6).

В последнем случае возможна генерация между уровнями основного состояния, когда вследствие перехода молекул за счет оптической накачки в первое возбужденное состояние возникает инверсная населенность между ранее «термически» заселенными уровнями.

С помощью линий 9R(16) ($\lambda = 9,29$ мкм) и 9R(30) ($\lambda = 9,22$ мкм) CO₂-лазера происходит накачка молекул с основного состояния в первое возбужденное состояние v₂ молекулы NH₃, откуда молекулы последовательно и излучательно переходят на более низкие уровни энергии того же состояния, образуя «каскады» генерации. Из-за малой энергетической разницы между уровнями частота линий излучения лазера оказывается в терагерцовом диапазоне.

Более того, генерация может быть и после того, как молекула «упадет» обратно с возбужденного состояния на основной за счет ИК излучения и опустится на энергетически близкий, еще более низкий уровень.



Рис. 6. Уровни энергии ¹⁴NH₃ (при накачке линиями 9R (30) и 9R (16) CO₂ лазера) и линии наблюдаемого излучения лазеров в ИК и ТГц диапазонах [33]

В какой-то степени каскадный механизм рассматривался в работах [33] и [10]. Авторы [33] наблюдали 26 линий дальнего ИК диапазона (26,45 мкм нужно 281,0 мкм) с использованием 12 различных линий CO₂-лазера. Они получили четыре линии лазерного излучения молекулы NH₃ для линии CO₂-лазера 9R(30) и пять линий – для линии 9R(16) (см. Таблица 2).

Лазерное излучение NH ₃		Накачка CO2 лазера		Поглощающий уровень NH ₃	
λ(мкм)	Переход	Линия	$\nu(cm^{-1})$	Переход	Линия
67.19	$\nu_2 \colon a(6,0) \to s(5,0)$	9R(30)	1084.635	$G \rightarrow \nu_2$	sR(5,0)
147.20	$\nu_2 \colon s(5,0) \to a(4,0)$				
88.85	$\nu_2 \colon a(4,0) \to s(3,0)$				
83.79	$G: a(6,0) \rightarrow s(5,0)$				
90.43	$\nu_2{:}s(7,0)\to a(6,0)$	9R(16)	1075.988	$G \rightarrow \nu_2$	aR(6,0)
67.19	$\nu_2: a(6,0) \rightarrow s(5,0)$				
147.2	$\nu_2:s(5,0)\to a(4,0)$				
72.76	$G:s(7,0)\to a(6,0)$				
63.25	$G:a(8,0)\to s(7,0)$				

Табл. 2. Наблюдаемые длины волн ТГц-излучения NH₃-лазера с оптической накачкой линиями CO₂-лазера [33]

Для обеих линий накачки три из полученных линий генерации образуют каскад между уровнями первого возбужденного состояния. При накачке линией 9R(30) одна из полученных линий генерации излучается между уровнями основного состояния, а при накачке линией 9R(16) – две линии, тоже связанные каскадом.

В работе [10] ТЕА СО₂-лазер использовался для внерезонаторной оптической накачки NH₃. Тринадцать линий CO₂ лазера, которые отстояли на 0,05 см⁻¹ или менее от переходов в NH₃, были эффективными при создании терагерцовых лазерных переходов. Энергия импульсов накачки достигала 50 мДж с длительностью 150 нс. Для регистрации терагерцовых линий использовался детектор Галлея с кристаллическим кварцевым окном. Большинство из 24 излучаемых линий ¹⁴NH₃ лежали в диапазоне длины волн от 70 до 400 мкм и представляли собой инверсионно-вращательные переходы в состоянии v₂ молекулы NH₃. Несколько коротковолновых линий (30–70 мкм) представляют собой переходы 2v₂, полученные накачкой из состояния v₂. Для линии накачки 9R(30) было получено пять линий генерации NH₃ в дальнем ИК диапазоне, четыре из которых появлялись на переходах состояния v₂ (Рисунок 7) и один на переходах основного состояния.



Рис. 7. Вращательные уровни первого колебательного состояния v_2 молекулы 14NH₃. Линии излучения ¹⁴NH₃ при накачке перехода sG(5,0) – $av_2(6,0)$ с помощью линии 9R(30) CO, лазера [10]

Также было исследовано влияние давления NH₃, длины резонатора и коэффициента выхода на генерацию терагерцовых линий. Выбор параметров не был критичным для наблюдения линий, которые в целом имели высокий коэффициент усиления. Некоторые терагерцовые линии сохранялись до давления NH₃ 30–70 Торр или до 300–400 Торр в смеси NH₃ и He.

В работе [35] описывается результаты генерации NH_3 лазера, установленного в резонатор CO_2 лазера. В данной работе вдоль оси газовой ячейки с NH_3 был организован резонатор CO_2 лазера, а терагерцовое излучение возникало в поперечном многопроходном зигзагообразном резонаторе. Были использованы 16 различных линий накачки CO_2 лазера и получены 19 линий NH_3 лазера, из которых четыре линии не наблюдались ранее. Выходная мощность NH_3 лазера не зависела от малого углового смещения зеркал резонатора NH_3 лазера и была почти нечувствительна к настройке длины резонатора в пределах перемещения 200 мкм. Форма импульса линии с длиной волны 152 мкм регистрировалась пироэлектрическим детектором, имеющим временное разрешение 100 нс, была похожа на форму импульса CO_2 лазера. Была проведена аналогичная серия экспериментов с внерезонаторной схемой оптической накачки NH_3 лазера, которая дала следующие результаты. Количество полученных линий снизилось в два раза. Все новые линии, которые были найдены при внутрирезонаторной накачке, не наблюдались в данном случае. Наблюдалось значительное снижение выходной мощности во всех полученных линиях, кроме линии с длиной волны 90 мкм, которая, наоборот, увеличилась в мощности.

В работе [36] были уточнены результаты исследования NH_3 лазера на той же установке, что и в работе [35] на двух наиболее сильных линиях генерации 152 и 90 мкм для вне- и внутрирезонаторной схем оптической накачки NH_3 . На обеих длинах волн было получено увеличение мощности генерации NH_3 лазера в 3.5 раза во внерезонаторной схеме, по сравнению с внутрирезонаторной. Это было связано с тем, что в этом случае значительно расширился диапазон давлений NH_3 , при котором работал лазер, а оптимальные давления увеличились.

В работе [37] упомянутая выше научная группа [35, 36] использовала для стабилизации длины волны накачки непрерывный селективный СО, лазер. Его излучение направлялось во второй, уже импульсный ТЕ СО, лазер, длительность генерации которого лежала в диапазоне от 200 до 500 нс. Резонатор NH₂ лазера был многопроходным зигзагообразным, поперечным по отношению к оси резонатора ТЕ СО, лазера, и состоял из трех зеркал и металлической сетки, использованной в качестве выходного зеркала. Накачка была осуществлена на линии 10P(32) или 9R(16) CO₂-лазера, а генерация NH₃ лазера реализована на длинах волн 152 и 90 мкм, соответственно. Форма импульсов генерации NH₂ лазера повторяла форму импульсов СО₂-лазера, при несколько меньшей (в 1.5-2 раза) длительности, при этом задержка генерации достигала 100 нс. Максимальная мощность терагерцовой генерации достигала 20 кВт (энергия 5 мДж, длина волны 152 мкм) при вложенной энергии СО₂-лазера 0,3 Дж. Оптимальное давление в NH, лазере лежало в диапазоне 2.0-2.5 Торр. Необходимо отметить, что мощность генерации NH, лазера сильно зависела от длины его резонатора, и оптимальная длина подбиралась перемещением выходного зеркала.

В работе [19] были найдены 19 новых лазерных линий NH_3 терагерцового диапазона при накачке $TE-CO_2$ -лазером. Энергия импульсов накачки достигала 50 мДж с длительностью 150 нс. Резонатор NH_3 лазера состоял из сферических зеркал (r = 10 м), отстоящих на расстоянии 0.9 м, установленных на торцах медной трубки диаметром 14 мм. Ввод излучения накачки осуществлялся через отверстие диаметром 1.5 мм в одном из зеркал, а вывод терагерцового излучения через отверстие диаметром 1 мм в другом зеркале. Для регистрации терагерцовых линий использовался детектор Голлея. Полученные линии лежали в диапазоне длин волн от 20,9 до 148,7 мкм. Идентификация осуществляна для 17 линий, и три из них приписаны вынужденному комбинационному рассеянию. Были получены новые подтверждения каскадного механизма генерации NH_3 лазера. В частности, число линий его генерации при накачке линией $TE-CO_2$ -лазера 9R(30) составило 10.

В работе [38], в отличие от работ [35, 37], вдоль оси газовой ячейки с NH₃ был организован резонатор терагерцового излучения, а поперечный зигзагообразный резонатор обеспечивал оптическую накачку. Энергия импульса TEA CO₂-лазера составляла 375 мДж на линии 10P(32) с длительностью импульса примерно 200 нс. В реализованной оптической схеме использовалась модуля-

«Терагерцовая фотоника»

ция добротности резонатора (МДР) для терагерцового излучения с помощью кремниевого оптического переключателя удвоенным по частоте излучением Nd-YAG лазера. Пиковые значения мощности на длине волны 152 мкм приближались к 10 кВт при импульсах длительностью 5 нс (FWHM) и были получены при частоте повторения импульсов 12 Гц. Было исследовано оптимальное время включения МДР относительно начала импульса TEA CO₂-лазера, которое имело «удивительную» задержку 1.5–2.0 мкс, т.е. на порядок большую, чем длительность самого импульса накачки.

Две научные группы занимались решением задачи получения большой мощности в окне прозрачности атмосферы вблизи длины волны ~2 мм [20, 39] при оптической накачке линией 10R(14) ТЕА СО₂-лазера. Было показано [20], что длинные импульсы накачки СО₂-лазера (до ~1 мкс) необходимы для оптимальной генерации излучения на линии 2.14 мм, которая начинается примерно через 400 нс после начала импульса накачки и продолжается до его конца. В работе [39] терагерцовый резонатор представлял собой металлический волновод с 38-мм внутренним диаметром. Излучение накачки вводилось через окно BaF₂, соединенное с сеткой 125 линий/дюйм, которая выполняла роль терагерцового отражателя. Другой конец волновода был закрыт плоским медным зеркалом с отверстием 14 мм, используемым для отвода терагерцового излучения. Отверстие было закрыто окном из кристаллического кварца, также действующим в качестве фильтра для остаточного излучения накачки. Эксперименты были направлены в первую очередь на изучение эффективности системы для генерации линии 2.14 мм в аммиаке. Соответствующей линией поглощения был переход aR(1,1) с отстройкой 1,4 ГГц, намного превышающий ширину линии накачки. Внерезонансное ТГц-излучение может быть получено в виде рамановского перехода или перехода с оптической накачкой из-за большого молекулярного поглощения также в хвостах излучения накачки. Сильное терагерцового излучение возникало при прокачке 2 мбар NH, импульсом энергии 4 Дж, настроенным на линию CO₂ лазера 10R(14). Доминирующие излучения происходят на длине волны 257 мкм (7 мДж). Кроме этого наблюдалось излучение с длиной волны 281 мкм (2 мДж) и 2143 мкм (0,4 мДж). Временной профиль ТГц импульса показывал интересную последовательность: первоначально создавался короткий импульс с длиной волны 257 мкм с модуляцией неясного происхождения, хотя сужение отдельных импульсов подтверждало их комбинационное происхождение. Через несколько сотен нс наблюдался длительный импульс с длиной волны 2143 мкм, показывающий, по существу, структуру продольной моды ТГц резонатора с медленной модуляцией, типичной для суперфлуоресцентных процессов. Генерация происходила в квази-непрерывном режиме в хвостовой части накачки со средней ТГц мощностью 500 Вт при средней мощности накачки около 500 кВт.

В работе [40] получено терагерцовое излучение NH₃ лазера с энергией 1,35 мДж и длиной волны 90 мкм (3,33 ТГц), работающего при 1,09 кПа, накачиваемого TEA CO₂-лазером с линией 9R(16), достигавшее эффективности преобразования фотонов 6,5%. В данной работе реализовывалась продольная накачка через плоские металлические сетки, которые были использованы как зеркала резонатора NH₂ лазера.

Эффективный аммиачный лазер с терагерцовым резонатором был экспериментально исследован в работе [41]. Входным и выходным зеркалами служили герметичные окна ячейки, изготовленные путем нанесения никелевых емкостных металлических сеток на ZnSe, а кремниевые подложки с высоким удельным сопротивлением были сконструированы как резонатор Фабри – Перо. Были исследованы свойства терагерцового импульсного лазера, такие как профиль луча, задержка начала генерации, минимальная интенсивность накачки, терагерцовый порог генерации и терагерцовое атмосферное пропускание. Кроме этого, также обсуждались такие факторы, как интенсивность накачки и давление газа, влияющие на эффективность терагерцового лазера. Были получены достаточно высокая энергия выходного импульса 1,35 мДж на длине волны 90 мкм при давлении аммиака 1,09 кПа, накачиваемом ТЕА СО₂-лазером 402 мДж с линией 9R(16). Была достигнута эффективность преобразования фотонов 6,5%. Импульс накачки достигал длительности 100 нс с мощным пичком и очень слабым «хвостом». При этом генерация терагерцового излучения не имела явно выраженного первого пичка и начиналась через 200 нс после начала импульса накачки и имела длительность до 500 нс.

В работе [42] экспериментально исследована эффективность простого терагерцового лазера с оптической накачкой. Резонатор терагерцового лазера состоял только из трубки из кварцевого стекла, окна из Ge с просветляющим покрытием и окна из SiO₂. Кристалл Ge действует как зеркало с высоким коэффициентом отражения терагерцового излучения и входной элемент лазера накачки вместо сложных зеркал с металлической сеткой. Кристалл Ge имел толщину около 3 мм, точная толщина которого рассчитана с учетом эффектов эталона, чтобы максимизировать терагерцовую отражательную способность. Газ NH, заполнялся в данный герметичный резонатор в качестве активной среды и накачивался ТЕА СО, лазером. Было получено терагерцовое излучение до 25,9 мДж на длине волны 151,5 мкм при энергии накачки 1,76 Дж. Соответствующая эффективность преобразования фотонов этого терагерцового лазера достигает 41,5%. В качестве выходного зеркала также были использованы кристаллы GaAs толщиной 4,7 мм и ZnSe толщиной 6 мм. Экспериментальные результаты показывают, что эффективность окна Ge на 54% и 66% выше, чем у окон GaAs и ZnSe, соответственно.

Из теоретических работ, посвященных генерации терагерцового NH₃ лазера хотелось бы отметить публикацию [23]. В ней обсуждаются параметры лазера терагерцового диапазона, удовлетворяющие условиям проведения диагностики плазмы в электродинамических ускорителях и токамаках с сильным магнитным полем. В.А. Мищенко и др. исследовали теоретическую зависимость интенсивности терагерцового излучения NH₃-лазера от интенсивности излучения накачки CO₂-лазера для различных давлений газа внутри кюветы с чистым аммиаком (Рисунки 8 и 9), а также для смеси NH₃:Аг в соотношении 1 : 99. Выполнено численное моделирование генерации терагерцового излучения ла-

«Терагерцовая фотоника»

зера на аммиаке с длиной волны 151.5 мкм под действием мощной импульсной оптической накачки излучением CO_2 лазера на переходе 10P(32) с длительностью генерации t_{CO2} от 0.1 до 0.5 мкс. Для условий расчета, время колебательной релаксации составляло 0.2 мкс, а время вращательной релаксации – 0.01 мкс. Эти времена оказываются сравнимы с характерным временем импульса накачки $t_{CO2} = 0.1$ мкс, поэтому длительность генерации NH₃ лазера выше в два раза длительности оптической накачки.



Рис. 8. Временная зависимость интенсивности излучения накачки I_p (1) и терагерцового излучения I (2) для чистого аммиака. Давление 5 мм рт. ст., энергия излучения 5 Дж/см², длительности импульса накачки 0.1 мкс (слева), 0.7 мкс (справа) [23]



Рис. 9. Зависимость пиковой интенсивности терагерцового излучения I от пиковой интенсивности накачки I_р для различных давлений чистого аммиака: 1 − 0.2 мм рт. ст., 2 − 0.5 мм рт. ст., 3 − 1.0 мм рт. ст., 4 − 2.0 мм рт. ст., 5 − 5.0 мм рт. ст., 6 − 10.0 мм рт. ст. (а); для смеси аммиака с буферным газом: 1 − 0.5 мм рт. ст., 2 − 2.0 мм рт. ст. Длительность импульса 5 мкс (б) [23]

При увеличении длительности импульса накачки указанные времена релаксации становятся меньше характерного времени импульса накачки, поэтому временная зависимость интенсивности терагерцового излучения по форме повторяет излучение накачки. Проведенные расчеты показали, что добавление буферного газа, например, аргона или азота в смеси с аммиаком позволяет примерно в полтора раза увеличить эффективность преобразования, которая может достигать 4%. Таким образом, пик интенсивности излучения терагерцового лазера смещается тем ближе к пику интенсивности излучения накачки, чем больше длительность накачки.

Рисунок 9а ясно показывает, что величина интенсивности NH₃-лазера растет с увеличением интенсивности накачки и с увеличением давления газа. На рисунке 9б приведены результаты расчета интенсивностей для смеси аммиака с буферным газом, аргоном. Видно, что добавление аргона значительно повышает эффективность преобразования энергии.

В ИПЛИТ РАН проведены экспериментальные и теоретические исследования, а также создан проект отечественной мощной мобильной терагерцовой системы с использованием разработанного технологического волноводного CO₂–лазера ТЛ-300 с высоким качеством излучения и высокими технико-экономическим показателями, применяемого в области лазерных технологий прецизионной резке и медицине [43, 44]. Приведены результаты полученной терагерцовой генерации в диапазоне длин волн от 96.5 до 500 мкм при оптической накачке различных газов, в том числе и NH₃, (118.8 мкм).



Рис. 10. Дизайн-проект терагерцовой мобильной системы

1 – Дифракционная решетка, 2 – излучатель CO₂-лазера ТЛЗОО, 3 – просветленное окно ZnSe, 4 – юстировочный узел выходного окна, 5, 8 – поворотные зеркала, 6, 7 – зеркала телескопа, 9 – входное окно ZnSe, 10 – кювета терагерцовая, 11 – выходное окно SiO₂, 12 – измеритель терагерцового излучения, 13, 14 – баллоны, 15 - источник питания ТЛЗОО, 16 – плита, 17 – система газонапуска ТЛЗОО, 18 – система газонапуска кюветы, 19 – система автоматического управления. [44].

«Терагерцовая фотоника»

В ФИАНе реализована генерация терагерцового NH_3 -лазера с оптической накачкой «длинными» (~ 100 мкс) импульсами электроионизационного CO_2 -лазера, причем одновременно с наносекундным разрешением измерены как импульсы излучения NH_3 -лазера, так и импульсы CO_2 -лазера накачки [45]. Определены длительности генерации и задержки начала генерации NH_3 -лазера относительно начала импульса накачки в зависимости от энергии CO_2 -лазера. При одних и тех же значениях энергии накачки длительность импульсов NH_3 -лазера была больше при линии 9R(30), чем для линии 9R(16). В обоих случаях задержка начала генерации NH_3 -лазера уменьшалась, а длительность генерации NH_3 -лазера составила ~ 0.3–2.5 мкс для линии 9R(16) и ~ 0.2–0.6 мкс для линии 9R(30). Длительность генерации NH_3 лазера в зависимости от энергии импульса CO_2 -лазера лежала в диапазоне от 10 до 25 мкс и от 25 до 40 мкс для линий 9R(16) и 9R(30), соответственно. На рисунок 11 представлены импульсы излучения CO_2 -лазера и NH_3 -лазера при накачке линией 9R(16) и 9R(30).



Рис. 11. Импульсы излучения СО₂-лазера (нижний) и NH₃-лазера (верхний) при накачке линией 9R(16) (a) и 9R(30) (б) [45]

Генерация терагерцового излучения наблюдается в течение наиболее мощной части импульса CO_2 -лазера, когда при накачке излучением на линии 9R(16) пиковая мощность превышает ~ 15 кВт, а при накачке на линии 9R(30) – ~ 25 кВт. При накачке линией 9R(30) (рисунок 11б) наблюдались два явно выраженных максимума в генерации терагерцового излучения при достаточно стабильной мощности излучения CO_2 -лазера. Авторы предполагают, что это проявление каскадного механизма генерации NH₃-лазера, предложенного для объяснения многочастотной генерации при накачке излучением именно этой линией CO_2 -лазера, наблюдавшейся, в частности, в работе [10].

Продолжение данной работы [46] показало, что при накачке линией 9R(30) происходит генерация терагерцового излучения NH₃ как минимум на трех дли-

нах волн 67.2, 83.8 и 88.9 мкм, наиболее сильной из которых оказалась линия на 83.8 мкм (см. рисунок 12). Идентификация переходов проведена по результатам работы [10], названия переходов представлены на рисунке 12 над соответствующими столбцами диаграммы. В данных условиях накачки основная энергия терагерцового излучения получалась на так называемом «refilling» переходе, т.е. переходе между уровнями основного колебательного состояния молекул NH₃ за счет выравнивания неравновесности населенностей, вызванной забрасыванием молекул NH₃ излучением CO₂-лазера на первое возбужденное колебательное состояние v_2 . Увеличение давления NH₃ до 5.0 мбар привело к увеличению энергии терагерцового сигнала на длинах волн 67.2 и 88.9 мкм в 2 раза, а линия на 83.8 мкм пропала совсем.



Рис. 12. Спектр терагерцового излучения NH₃, полученный при накачке линией 9R(30) CO₂-лазера, давление аммиака 2.5 мбар [46]

При накачке линией 9R(16) CO₂-лазера из возможных линий генерации NH₃ была зафиксирована только линия с длиной волны 90.4 мкм (см. рисунок 13).



Рис. 13. Зависимость энергии излучения NH₃ с длиной волны 90.4 мкм от энергии импульса CO₂-лазера при накачке линией 9R(16) при давлении аммиака в ячейке 10.0, 5.5, 3.0 и 2.0 мбар [46]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате исследования генерация терагерцового излучения NH₃ при оптической накачке излучением CO₂ лазера было проведено как большое число экспериментальных, так и теоретических работ. Исследования показали:

• Терагерцовая генерация NH₃ лазера может быть получена, как при непрерывной, так и импульсной накачке с длительностями импульсов от нескольких наносекунд до десятков микросекунд.

• Существует около сотни лазерных линий генерации NH_3 лазера терагерцового диапазона при накачке излучением CO_2 -лазера в диапазоне от 21 до 2143 мкм.

• Обнаружено, что при накачке некоторыми линиями CO₂-лазера, генерация NH₃ лазера происходит на нескольких длинах волн терагерцового диапазона от 2 до 10 (линия CO₂-лазера 9P(30)).

• Исследование временной формы генерации NH₃ лазера по сравнению с формой импульсов излучения накачки проведено только в нескольких работах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lewis, R.A. A review of terahertz sources / R.A. Lewis // Phys. D Appl. Phys. – 2014. – V.47. – P. 374001. DOI 10.1088/0022-3727/47/37/374001

2. Maestrini, A.A frequency-multiplied source with more than 1 mW of power across the 840–900-GHz band / A. Maestrini, J.S. Ward, J.J. Gill, et al. // IEEE transactions on microwave theory and techniques. $-2010. - V.58. - N_{\odot}$. 7. - Pp. 1925-1932. DOI: 10.1109/TMTT.2010.2050171

3. Booske, J.H. Vacuum electronic high power terahertz sources / J.H. Booske, R.J. Dobbs, C.D. Joye, et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. – 2011. – V.1. – Pp. 54–75. DOI: 10.1109/TTHZ.2011.2151610

4. Shen, Y. Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature-grown GaAs photoconductive emitters / Y. Shen, P. Upadhya, E. Linfield, et al // Appl.Phys. Lett. – 2003. – V.83. – Pp. 3117–3119. https://doi.org/10.1063/1.1619223

5. McIntosh, K. Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperaturegrown GaAs / K. McIntosh, E.R. Brown, K.B. Nichols, et al. //Appl. Phys. Lett. – 1995. – V.67. – Pp. 3844–3846. https://doi.org/10.1063/1.115292

6. Köhler, R. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, et al. // Nature. – 2002. – V.417. – Pp. 156–159.

7. Chevalier, P. Widely tunable compact terahertz gas lasers / P. Chevalier, A. Armizhan, F. Wang, et al. // Science. – 2019. – V.366. – Pp. 856-860. DOI: 10.1126/ science.aay8683

8. Chassagneux, Y. Limiting factors to the temperature performance of THz quantum cascade lasers based on the resonant-phonon depopulation scheme / Y. Chassagneux, Q.J. Wang, S.P. Khanna, et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. – 2011. – V.2. – P. 83. DOI: 10.1109/TTHZ.2011.2177176

9. Дзюбенко, М.И. Газоразрядные лазеры терагерцевого диапазона / М.И. Дзюбенко, Ю.Е. Каменев, В.П. Радионов // Радіофізика та електроніка. – 2017. – Т.22. – № 3. С. 58–80.

10. Gullberg, K. Submillimeter emission from optically pumped 14NH₃ / K. Gullberg, B. Hartmann, B.Kleman // Phys. Scr. – 1973. – V.8. – P. 177. DOI 10.1088/0031-8949/8/5/001

11. Gebbie, H. A. Stimulated Emission Source at 0.34 Millimeter Wave-Length / H. A. Gebbie, X.W. Stone, F.D. Findlay // Nature. – 1964. – V.202. – № 4933. – P. 685. https://doi.org/10.1038/202685a0

12. Chang, T.Y. Laser action at 452, 496, and 541 μ m in optically pumped CH₃F / T. Y. Chang, T.J. Bridges // Opt. Commun. – 1970. – V.1. – I.9. – P. 423. https://doi.org/10.1016/0030-4018(70)90169-0

13. Chang, T.Y. cw submillimeter laser action in optically pumped methyl fluoride, methyl alcohol, and vinyl chloride gases / T.Y. Chang, T.J. Bridges, E.G. Burkhardt // Appl. Phys. Letters. – 1970. – V.17. – P. 249. https://doi.org/10.1063/1.1653386

14. Fetterman, H.R. Submillimeter lasers optically pumped off resonance / H.R. Fetterman // Optics communications. – 1972. – V.6. – № 2. – P. 156. https://doi. org/10.1016/0030-4018(72)90216-7

15. Веденов, А.А. Генерация когерентного излучения дальнего инфракрасного диапазона, основанная на применении лазеров / А.А. Веденов, Г.Д. Мыльников, Д.Н. Соболенко // Успехи физических наук. – 1982. – Т. 138. – вып. 3. С. 477–515. DOI: 10.3367/UFNr.0138.198211d.0477

16. Button, K.J. Reviews of infrared and millimeter waves, vol. 2, Optically Pumped Far-Infrared Lasers/ M. Inguscio, F. Struma, eds. – 1984.

17. Wienold, M. Laser emission at 4.5 THz from ${}^{15}NH_3$ and a mid-infrared quantum-cascade laser as a pump source / M. Wienold, A. Zubairova, H. Hübers // Optics express. – 2020. – V.28. – No 16. – P. 23114. – #395832. https://doi.org/10.1364/OE.395832

18. Marchetti, S. New FIR emissions in ammonia by pumping with a line narrowed high pressure CO_2 laser / S. Marchetti, R. Simili // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1999. – V.20. – No 12 – Pp. 2083-2090. https://doi.org/10.1023/A:1022690804027

19. Nishi, Yo. New laser emission from NH₃ optically-pumped by TE–CO₂ laser / Yo. Nishi, Ya. Horiuchi, S. Wada, et al. // Japanese J. of Applied Physics. – 1982. – V.21. – P. 719. DOI 10.1143/JJAP.21.719

20. Woskoboinikow, P.A high-power 140 GHz ammonia laser / P. Woskoboinikow, J. Machuzak, W. Mulligan // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1985. – V.21(1). – Pp. 14–17. DOI: 10.1109/JQE.1985.1072538

21. Гребенник А.В. Физическая химия. Спектрохимия. Лабораторный практикум: Ф505 учебно-методич. пособие / А.В. Гребенник, А.Ю. Крюков // М.: РХТУ им. Д.И. Менделеева. – 2017. – с. 80

22. Pagies, A. Low-threshold terahertz molecular laser optically pumped by a quantum cascade laser / A. Pagies, G. Ducournau, J-F. Lampin // APL Photonics. – 2016. – V.1. – P. 031302. https://doi.org/10.1063/1.4945355

23. Мищенко, В.А. Мощный NH₃-лазер с оптической накачкой в терагерцовом диапазоне для диагностики плазмы / В.А. Мищенко, Ю.В. Петрушевич, Д.Н. Соболенко, А.Н. Старостин // физика плазмы. – 2012. – Т. 38. – № 6. – с. 506–512

24. Wong, K.T. Circumstellar ammonia in oxygen-rich evolved stars / K.T. Wong, K.M. Menten, T. Kaminski, at al. // A&A. – V.612. – A48. https://doi. org/10.1051/0004-6361/201731873

25. Fry, S.M. Optically pumped multi-line NH_3 laser / S.M. Fry // Optics communications. – 1976. – V. 19. – No 3. – P. 320. https://doi.org/10.1016/0030-4018(76)90088-2

26. Fetterman, H.R. cw submillimeter laser generation in optically pumped Stark □tuned NH₃ / H.R. Fetterman, H.R. Schlossberg, C.D. Parker // Appl. Phys. Lett. – 1973. – V.23. – Pp. 684–686. https://doi.org/10.1063/1.1654790

27. Chang, T.Y. cw laser action at 81.5 and 263.4 μm in optically pumped ammonia gas / T.Y. Chang, T.J. Bridges, E.G. Burkhardt // Appl. Phys. Letters. – 1970. – V.17. – P. 357. https://doi.org/10.1063/1.1653432

28. Yu Yao. Mid-infrared quantum cascade lasers / Yao Yu, A.J. Hoffman, C.F. Gmachl // Nature Photonics. – 2012. – V.6. – Pp. 432–439

29. Виттеман, В. СО₂-лазер: Пер. с англ. – М.: Мир. – 1990. – 360 с. – ил. ISBN 5-03-001351-2

30. Васильев, Б.И. Мощный эффективный NH3-лазер с оптической накачкой, перестраиваемый в диапазоне 770–890 см-1 / Б.И. Васильев, А.З. Грасюк, А.П. Дядькин, А.Н. Суханов, А.Б. Ястребков // Квантовая электроника. – 1980. – Т.7. – № 1. – С 116–122

31. Васильев, Б.И. NH₃-лазер в качестве источника излучения двухчастотного лидара / Б.И. Васильев, Чо Чен Вхан // Квантовая электроника. – 2000. – Т.30. – № 12. – С 1105–1106

32. Грасюк, А.З. Молекулярные ИК лазеры с резонансной лазерной накачкой (обзор) / А.З. Грасюк, В.С. Летохов, В.В. Лобко // Квантовая электроника. – 1980. - Т.7. - № 11. - С. 2261–2298

33. Yoshida, T. Infrared and far-infrared laser emissions from a TE CO₂ laser pumped NH₃ gas / T. Yoshida, N. Yamabayashi, K. Miyazaki, K.Fujisawa // Optics communications. $-1978. - V.26. - N \odot 3. - P. 410.$ https://doi.org/10.1016/0030-4018(78)90234-1

34. Nelson, L.Y. Interaction of farinfrared and midinfrared laser transitions in the NH₃ laser / L.Y. Nelson, M.I. Buchwald, C.R. Jones // Applied Physics Letters. – 1980. – V. 37. – P. 765. https://doi.org/10.1063/1.92080

35. Hirose, H. High power FIR NH_3 laser using a folded resonator / H. Hirose, H. Matsuda, S. Kon // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1981. – V.2. – No. 6. – Pp. 1165–1176. https://doi.org/10.1007/BF01007081

36. Hirose, H. Compact, high power FIR NH_3 laser pumped in a three mirror CO_2 laser cavity / H. Hirose, S. Kon // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. $-1984. - V.5. - N_2. 12. - P. 1571.$ https://doi.org/10.1007/BF01040506

37. Hirose, H. Compact, high-power FIR NH_3 laser pumped in a CO_2 laser cavity / H. Hirose, S. Kon // IEEE J. of Quant. Elect. – 1986. – V.22. – No. 9. – Pp. 1600-1603. DOI: 10.1109/JQE.1986.1073151

38. Wilson, T.E. A high-power far-infrared NH_3 laser pumped in a three-mirror CO_2 laser cavity with optically-switched cavity-dumping / T.E. Wilson // International journal of infrared and millimeter waves. $-1993. - T.14. - N \ge 2. - C. 303-310$

39. Marchetti S. Efficient millimetre far infrared laser emissions in different molecular systems / S. Marchetti, M. Martinelli, R. Simili, R. Fantoni, M. Giorgi // Infrared Physics & Technology. – 2000. – V.41. – Pp. 197-204. DOI: 10.1016/S1350-4495(00)00038-4

40. QI Chun-Chao. An efficient photon conversion efficiency ammonia terahertz cavity laser / QI Chun-Chao, ZUO Du-Luo, LU Yan-Zhao, et al // Chinese Physics Letters. – 2009. – V. 26. – №. 12. – P. 124201. DOI 10.1088/0256-307X/26/12/124201

41. Qi, C.C. A 1.35 mJ ammonia Fabry–Perot cavity terahertz pulsed laser with metallic capacitive-mesh input and output couplers / C.C. Qi, D.L. Zuo, Y.Z. Lu, et al, // Optics and lasers in engineering. – 2010. – V.48(9). – Pp. 888–892. https://doi. org/10.1016/j.optlaseng.2010.03.018

42. Miao, L. An efficient optically pumped terahertz laser without metal-mesh mirrors / L. Miao, D. Zuo, Y. Lu, Z. Cheng // Proc. of SPIE. – 2010. – V.7854. – P. 78540F-1. https://doi.org/10.1117/12.871329

43. Васильцов, В.В. Оптическая накачка мощным CO₂ – лазером для получения терагерцового излучения / В.В. Васильцов, М.Г. Галушкин, В.Я. Панченко // Сборник научных трудов. «Лазеры в науке, технике, медицине». – 2017. – Т. 28. – С. 8–13

44. Vasiltsov, V. Powerful CO₂ – The Laser for Reception Terahertz Radiations / V. Vasiltsov, M. Galushkin, V. Panchenko, A. Semenov, E. Egorov, A. Solovev // Norwegian Journal of development of the International Science. – 2020. – № 52–1. – Pp. 20-25. DOI: 10.24412/3453-9875-2020-52-1-20-25

45. Zazymkina, D.A. Terahertz NH₃ Laser with Optical Pumping by "Long" (~100 μ s) Pulses of CO₂ Laser for Plasma Diagnostics / D.A. Zazymkina, A.A. Ionin, I.O. Kinyaevskiy, Yu.M. Klimachev, A.Yu. Kozlov, D.I. Kormashova, A.A. Kotkov, J.-F. Lampin, Yu.A. Mityagin, S.A. Savinov, A.M. Sagitova, D.V. Sinitsyn, M.V. Ionin, // Physics of Atomic Nuclei. – 2021. – V. 84, № 10. – Pp. 1765–1769. DOI: 10.1134/S1063778821090398

46. Ionin, A.A. NH₃ laser THz emission under optical pumping by «long» (~ 100 μs) CO₂ laser pulses / A.A. Ionin, I. O. Kinyaevskiy, Yu.M. Klimachev, A.Yu. Kozlov, D.I. Kormashova, A.A. Kotkov, Yu.A. Mityagin, S.A. Savinov, A.M. Sagitova, D.V. Sinitsyn, and M.V. Ionin // Chinese Optics Letters. – 2023. – V.21. – I.2. – Pp. 023701. DOI: 10.3788/COL202321.023701

ШИРОКОПОЛОСНОЕ ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФИЛАМЕНТА ДЛЯ УДАЛЕННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

А.В. Балакин¹, Я.В. Грудцын², А.А. Ионин², О.Г. Косарева^{1,2}, Вейвей Лиу (Weiwei Liu³), Д.В. Мокроусова², И.А. Николаева^{1,2}, Н.А. Панов^{1,2}, Д.В. Пушкарев², Г.Э. Ризаев², А.М. Салецкий¹, Л.В. Селезнев², Д.Е. Шипило^{1,2}, А.П. Шкуринов¹

 ¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991, Россия, Москва, Ленинские горы, 1
 ² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Россия, Москва, Ленинский проспект, 53
 ³ Institute of modern optics, Nankai University, China

ВВЕДЕНИЕ: ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Электромагнитное излучение с частотой от ~0.1 до ~10 ТГц (длиной волны от ~3 мм до ~30 мкм) [1], которое мы в дальнейшем будем называть терагерцовым (ТГц), является важным объектом исследований как с прикладной, так и с фундаментальной точек зрения. Малая энергия ТГц кванта (1 ТГц соответствует приблизительно 4.1 мэВ) открывает существенные возможности для биомедицинской диагностики без повреждения живой ткани [2]. Многие сухие диэлектрики, в т.ч. используемые в быту ткани, дерево, бумага, пластмассы, прозрачны в ТГц части спектра, что обеспечивает неразрушающий контроль материалов [3, 4] и получение изображений скрытых предметов [5, 6] с приемлемым разрешением около 300 мкм. Различные вещества, в т.ч. органические, имеют резонансы в ТГц области, и к настоящему времени ТГц спектроскопия стала важным средством исследований на стыке физики и химии [7–9]. Использование ТГц излучения в телекоммуникации на порядок и более поднимает скорость передачи информации по сравнению с развиваемой в настоящее технологией 5G [10].

С точки зрения фундаментальных исследований взаимодействия света с веществом в настоящее время развиваются исследования в области нелинейной ТГц фотоники [11–13]. Небольшая энергия ТГц фотонов может позволить эффективные манипуляции с кубитами в задачах квантовой информатики [14]. Кроме того, максимум спектра реликтового излучения соответствует 0.1604 ТГц [15], тем самым, ТГц излучение несет фундаментальную информацию о строении Вселенной. Таким образом, создание новых ТГц источников, а также исследование и оптимизация разработанных ранее, является важной научно-инженерной задачей. К настоящему времени реализованы радиофизические ТГц источники [16], в т.ч. класса *mega-science* [17], квантово-каскадные лазеры [18], различные нелинейно-оптические источники [19] и т.д.

Нелинейно-оптические методики ТГц генерации основаны на выпрямлении высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного импульса, которое обычно производится в кристаллах с квадратичной нелинейностью [1], причем рекордные ТГц поля зарегистрированы в органических кристаллах [11, 12]. Лазерный импульс длительностью $\tau \sim 100$ фс формирует в среде волну поляризации длительностью того же порядка, переизлучение которой формирует ТГц импульсо спектральной шириной порядка обратной длительности лазерного импульса $\tau^{-1} \sim 10$ ТГц, либо ограничена фононным поглощением нелинейного кристалла (обычно 3–7 ТГц [20]). Однако ТГц генерация, основанная на нелинейно-оптических взаимодействиях, возможна не только в кристаллах, но и других средах. Например, экспериментально наблюдалась эффективная ТГц генерация в воде [21] и в других жидкостях [22, 23].

Разработаны и экспериментально реализованы различные методики ТГц генерации в плазме фемтосекундного филамента в газах [24–28], в т.ч. в атмосферном воздухе [29]. Для увеличения конверсии в ТГц область частот к лазерному излучению подмешивают вторую гармонику основной лазерной частоты (двуцветная филаментация – *two-color filamentation* [30]), либо постоянное электрическое поле (филаментация во внешнем поле – *DC-biased filamentation* [31]). Следует отметить, что эффективность ТГц генерации в плазменном филаменте, возникающем в воздухе при возбуждении оптическими импульсами коммерчески доступного и поэтому наиболее часто используемого титан-сапфирового лазера (длина волны в окрестности 800 нм), отстает от таковой в случае конденсированных сред – даже для наиболее эффективной двуцветной схемы она составляет 0.35% [32] и менее. На уникальных фемтосекундных системах среднего инфракрасного диапазона эффективность оптико-терагерцовой конверсии возрастает до единиц процентов [33–35], сравниваясь с источниками на основе органических кристаллов.

Тем не менее, ТГц излучение, возникающее в плазменном филаменте при возбуждении газов фемтосекундными импульсами титан-сапфирового лазера (длина волны ~ 800-нм) и обладающее относительно низкой энергией, представляет большой интерес для множества приложений, обусловленный следующими факторами. Во-первых, отсутствие фононных линий поглощения в газовой плазме обеспечивает наиболее широкополосный спектр генерируемого в филаменте ТГц излучения, который простирается вплоть до 50–100 ТГц при использовании оптических импульсов в несколько колебаний поля [36–38]. Это позволяет реализовать схемы широкополосной ТГц спектроскопии [39]. Во-вторых, фемтосекундный филамент может быть создан на значительном удалении, вплоть до нескольких километров [40], от лазерной системы. Это позволяет перенести ТГц источник непосредственно к объекту спектроско-

«Терагерцовая фотоника»

пического исследования [41], избежав существенного поглощения резонансами водяного пара, и, тем самым, реализовать его удаленное зондирование ТГц излучением [42]. В-третьих, вместе с ТГц эмиссией филамент излучает сверхширокий континуум в оптическом диапазоне [43], его плазменный канал флуоресцирует [44] и даже является источником акустических волн [45]. Вся эта вторичная эмиссия вместе с ТГц излучением может обеспечить исследователей уникальным массивом информации об удаленном объекте.

Плазменный ТГц источник в воздухе обладает рядом особенностей, отличающих его от других нелинейно-оптических ТГц источников. Так, ТГц излучение генерируется в условиях нестационарного плазмообразования [46] при экстремально высокой интенсивности 100 ТВт/см² и более [47–49]. Поперечные размеры филамента в газах, составляющие ~100 мкм [50, 51], совпадают по порядку величины или даже меньше длины волны ТГц излучения λ_{THz} . В экспериментах по ТГц генерации в воздухе длина плазменного канала L обычно составляет от ~1 см [52, 53] до ~1 м [54–56]. Это ведет к существенной вариации ТГц диаграмм направленности, угловая ширина которых приближенно пропорциональна $\sqrt{\lambda_{THz}}/L$. При этом в различных экспериментальных условиях наблюдались как кольцевые – с минимумом на оси лазерного пучка угловые распределения ТГц эмиссии [38, 52–54, 57–71], так и колоколообразные – с максимумом на оси [52, 57, 58, 66, 71–77]. Более того, в режиме формирования лазерным пучком единственного филамента экспериментально зарегистрированы асимметричные диаграммы направленности [58, 70].

Тем самым, по состоянию на начало 2010-х годов, исследования ТГц генерации при филаментации в газах носили в общем фрагментарный характер, а физическая картина явления не была ясна. В настоящей главе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований ТГц генерации при филаментации фемтосекундного лазерного излучения, проведенных в Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова и Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН. Терагерцовое излучение в наших экспериментах регистрировалось в основном криогенными болометрическими детекторами, обладающими высокой чувствительностью в широком спектральном диапазоне от ~ 0.1 до 10–20 ТГц, что позволило получить уникальную информацию о спектрально-угловом составе и энергетике ТГц излучения филаментов в различных режимах генерации. Теоретические и численные исследования проведены на основе однонаправленного уравнения распространения [78] для электромагнитного поля, спектр которого меняется от ~ 0.01 ТГц до единиц петагерц (или в длинах волн от ~ 3 см до ~ 100 нм). Уравнение позволяет рассматривать непараксиальную расходимость ТГц излучения под углом к оси вплоть до 60-80°, ионизацию газовой среды сильным лазерным полем, нелинейность связанных и свободных электронов, материальную дисперсию в диапазоне от нулевой (терагерцовой) частоты до ультрафиолетового излучения. Предложенный подход моделирования распространения и взаимодействия излучения с веществом в трехмерном пространстве и времени позволил объяснить и предсказать наблюдаемые в экспериментах явления генерации терагерцового излучения филаментом, помещенным в электростатическое поле, и двуцветным филаментом.

Глава состоит из четырех разделов. Первые два раздела посвященны наиболее эффективной и практически важной схеме генерации ТГц излучения двуцветным филаментом. В третьем разделе рассмотрен и описан несколько менее эффективный механизм ТГц генерации при филаментации во внешнем электростатическом поле. И, наконец, в четвертом разделе представлены двумерные пространственные распределения слабого ТГц излучения одиночного плазменного канала (без примеси второй гармоники либо постоянного поля). Основные результаты исследований, представленные в главе, также опубликованы в работах [63, 70, 71, 77, 79, 80].

1. ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕ-НИЯ В ДВУЦВЕТНОМ ФИЛАМЕНТЕ

1.1. Влияние длительности фемтосекундного импульса на ширину спектра терагерцового излучения

Экспериментальное исследование процесса генерации терагерцового излучения в воздухе было проведено на установке, схематически показанной на рисунке 1.1.1 [79]. В экспериментах использовалось излучение регенеративного Ті:Sapphire усилителя Spectra Physics SpitFire Pro с центральной длиной волны 797 нм, длительностью импульсов от 30 до 120 фс, энергией в импульсе 2.7 мДж, при частоте следования импульсов 1 кГц. Излучение лазера фокусировалось линзой F1 с фокусным расстоянием 20 см. Для генерации второй гармоники в лазерный пучок между линзой и её фокусом помещался нелинейно-оптический кристалл BBO (бета-борат бария I типа) толщиной 100 мкм.



Рис. 1.1.1. Экспериментальная установка для исследования ТГц спектров

«Терагерцовая фотоника»

Плазменный канал в перетяжке линзы F1 является источником ТГц излучения, собираемого и коллимируемого парой металлических внеосевых параболических зеркал с фокусными расстояниями 3 и 2 дюйма (*PM*1 и *PM*2). Для отсечения оптического излучения от терагерцового использовалась плоская пластинка из высокоомного кремния толщиной 350 мкм (прозрачная для низкочастотного излучения), которая помещалась либо между фокусом линзы F1 и зеркалом *PM*1, либо между параболическими зеркалами (как показано на рисунке 1.1.1).

Регистрация импульсного ТГц излучения осуществлялась за счет генерации второй гармоники в присутствии постоянного электрического поля – так называемый ABCD (от англ. air biased coherent detection) метод [81]. Перетяжка терагерцового излучения создавалась параболическим зеркалом РМ2. В тракте детектирования перед параболическим зеркалом РМ2 была установлена собирающая линза F2, фокусирующая лазерное излучение, проходящее через отверстие в параболическом зеркале РМ2. Совместная перетяжка оптического и терагерцового пучков располагалась в пространстве между плоскими электродами из шлифованной листовой меди, каждый размером $\sim 1 \times 2$ см². Электроды были соединены двумя кабелями с сопротивлением 1 кОм (во избежание дугообразования при пробое воздуха между электродами) с высоковольтным модулятором Z-Omega HVM5K, генерирующим двухполярный меандр с амплитудой напряжения до 1.5 кВ. Перетяжки терагерцового и оптического излучения вместе с электродами формировали ТГц детектор. Излучение на частоте второй гармоники, формирующееся в перетяжке, отфильтровывалось от излучения на основной частоте и детектировалось фотоэлектронным умножителем (Hamamatsu R106). Линия задержки *DL* позволяла варьировать время прихода оптического импульса относительно терагерцового. В результате формировался набор точек, определяющих временную форму ТГц импульса, из которого с помощью преобразования Фурье можно получить информацию о спектральном составе излучения. Применение техники синхронного детектирования обеспечивало высокий уровень соотношения сигнал/шум.

В эксперименте исследовались особенности формирования спектра терагерцового излучения в зависимости от длительности импульса накачки. Измерения проводились на установке, расположенной в МГУ (со спектрально-ограниченным импульсом длительностью 120 фс), и трех установках, аналогичных ей, но с меньшей длительностью спектрально-ограниченного импульса 32 фс (University of Rochester, США), 40 фс (Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, КНР) и 85 фс (University of Rochester, США).

Экспериментально измеренные спектры терагерцового излучения представлены черными кривыми на рисунке 1.1.2. Их сопоставление позволяет сделать следующие выводы. Спектральная ширина терагерцового излучения определяется в основном длительностью лазерного импульса накачки, причем верхняя граница частоты соответствует приблизительно обратной длительности лазерного импульса. Положение максимума в спектре терагерцового импульса гораздо менее чувствительно к длительности. Так при четырехкратном увеличении длительности импульса лазерной накачки с 32 до 120 фс частота максимума в терагерцовом спектре уменьшается в 2.5 раза с (3.0 ± 0.2) ТГц до (1.2 ± 0.1) ТГц. Именно слабая зависимость частоты максимума в спектре позволит нам далее в разделе 1.2 определить физические механизмы ТГц генерации при двуцветной филаментации.



Рис. 1.1.2. Экспериментальные и теоретические спектры терагерцового излучения

1.2. Влияние нелинейного отклика связанных и свободных электронов на спектр терагерцового излучения

Имея достаточно большой массив спектров $T\Gamma\mu$ излучения двуцветного филамента (см. черные кривые на рисунке 1.1.2), сопоставим их со спектрами $T\Gamma\mu$ отклика связанных и освободившихся в актах нелинейной ионизации электронов [79]. Для этого воспользуемся локальной, зависящей только от времени 0D + *t* моделью явления. Учтем в ней как керровскую нелинейность связанных в атомах или молекулах электронов, так и нелинейный фототок [46] в условиях полевой (многофотонной, туннельной) ионизации среды.

При распространении высокоинтенсивного лазерного поля E(t) в газовой среде формируются свободные электроны в результате многофотонной или туннельной ионизации [82–85]. Рассмотрим классическое движение свободного электрона в поле фемтосекундного лазерного импульса E(t). Пусть отрыв электрона от атома в результате нелинейной ионизации произошел в момент времени t'. Тогда его средняя скорость V_e в момент времени t > t' может быть описана классическим уравнением движения [86]

$$\frac{d\mathbf{V}_{e}(t,t')}{tl} = \frac{e}{m_{e}} \mathbf{E}(t)\Theta(t-t') - \mathbf{i}_{c}\mathbf{V}_{e}(t,t')$$
(1)

где е и m_e – заряд и масса электрона соответственно, $\Theta(t)$ – функция Хевисайда, $v_c = 5 \text{ T}\Gamma \mathfrak{q}$ – частота столкновений электронов с нейтральными либо ионизированными атомами/молекулами [87]. Движение свободных зарядов определяет когерентный с электрическим полем фототок $\mathbf{J}_{free}(t)$, который есть сумма токов $e\mathbf{V}_e(t, t')dN_e(t')$ электронов, освободившихся в каждый из моментов времени t' < t

$$\mathbf{J}_{free}(t) = e \int_{-\infty}^{t} \mathbf{V}_{e}(t,t') dN_{e}(t'), \qquad (2)$$

где концентрация электронов N_e , оторвавшихся от атома в момент t', определяется выражением $dN_e(t') = w(\mathbf{E}(t'))(N_0 - N_e)dt'$, где w – скорость нелинейной ионизации, $N_0 = 2.7 \times 10^{19}$ см⁻³ – концентрация нейтральных частиц (число Лошмидта). Нами рассмотрен случай туннельной ионизации $w(\mathbf{E}) = 4\omega_{at}r_H^{5/2} \frac{E_{at}}{|\mathbf{E}|} \exp\left(-\frac{2}{3}r_H^{3/2}\frac{E_{at}}{|\mathbf{E}|}\right)$, где $E_{at} = 5.17$ ГВ/см и $\omega_{at} = 41.3$ фс⁻¹ – атомные поле и частота соответственно, r_H – отношение потенциала ионизации атома

поле и частота соответственно, r_{H} – отношение потенциала ионизации атома или молекулы к потенциалу ионизации атомарного водорода (13.6 эВ).

Дифференцируя (2) и подставляя (1) в (2), получаем уравнение для фототока

$$\frac{d\mathbf{J}_{free}(t)}{dt} = \frac{e^2}{m_e} N_e(t) \mathbf{E}(t) + e\mathbf{V}_e(t,t) \frac{dN_e(t)}{dt} - \mathbf{v}_c \mathbf{J}_{free}(t),$$
(3)

В формуле (3) первое слагаемое отвечает за взаимодействие ансамбля электронов с полем, во втором учтена начальная скорость $V_e(t, t)$, приобретаемая электроном в акте ионизации в момент времени t, а третье определяет затухание когерентных колебаний вследствии упругих соударений. В нашей работе рассматривается туннельная ионизация, поэтому $V_e(t, t) = 0$ [85], однако в работе [88] показано, что ненулевое значение $V_e(t, t)$ может оказывать влияние на поляризацию терагерцового излучения при двуцветном фемтосекундном пробое газа.

Излучательная часть фототока пропорциональна $d\mathbf{J}_{free}/dt$. Учитывая $V_e(t, t) = 0$ и применяя к (3) оператор преобразования Фурье $\hat{\mathcal{F}}$, имеем

$$\widehat{\mathcal{F}}\left[d\mathbf{J}_{free}/dt\right] = \frac{e^2}{m_e} \frac{\omega}{\omega - iv_c} \widehat{\mathcal{F}}\left[N_e\mathbf{E}\right],\tag{4}$$

где ω – циклическая частота излучения. Спектр излучения фототока может быть найден по формуле

$$S_{free}(\omega) = \left| \hat{\mathcal{F}} \left[d\mathbf{J}_{free} / dt \right] \right|^2 = \frac{\omega^2}{\omega^2 + v_c^2} \times S_{free}^{(0)}(\omega), \tag{5}$$

где $S_{free}^{(0)}(\omega) = \frac{e^4}{m_e^2} \left| \hat{\mathcal{F}}[N_e \mathbf{E}] \right|^2$ – спектральная интенсивность в отсутствии столкновений ($v_e = 0$).
Отклик связанных электронов можно описать в рамках феноменологического подхода [89–95]

$$\mathbf{P}_{inst}\left(t\right) = \chi^{(3)} \,|\mathbf{E}|^2 \,\mathbf{E},\tag{6}$$

где $\mathbf{P}_{inst}(t)$ – мгновенная нелинейная поляризация среды третьего порядка, $\chi^{(3)}$ – коэффициент кубической нелинейности. Излучательная часть поляризации пропорциональна $d^2\mathbf{P}_{inst}/dt^2$, поэтому

$$\widehat{\Phi}[d^2 \mathbf{P}_{inst}/dt^2] = -\omega^2 \chi^{(3)} \widehat{\Phi}[|\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}], \tag{7}$$

а ее спектр определяется выражением

$$S_{inst}(\omega) = \left|\widehat{\mathcal{F}}\left[d^2 \mathbf{P}_{inst} / dt^2\right]\right|^2 = \omega^4 S_{inst}^{(0)}(\omega), \tag{8}$$

где $S_{inst}^{(0)}(\omega) = \left| \chi^{(3)} \widehat{\mathcal{F}}[|\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}] \right|^2$ – спектр поляризации (6).

Зависимости $S_{free}^{(0)}(\omega)$ и $S_{inst}^{(0)}(\omega)$ могут быть легко найдены в вычислительном эксперименте. Затем, используя выражения (5) и (8), несложно определить спектр излучения фототока и поляризации. В качестве оптической накачки рассмотрим двуцветное поле

$$E(t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) \times \left[\mathbf{E}_{\omega}\sin(\omega_0\tau) + \mathbf{E}_{2\omega}\sin(2\omega_0\tau + \varphi)\right],\tag{9}$$

где $2\tau_0$ – длительность импульса, φ – сдвиг фаз между полями основной и второй гармоник лазерного излучения, амплитуды которых определяют соответственно вектора \mathbf{E}_{ω} и $\mathbf{E}_{2\omega}$. Интенсивность излучения основной гармоники выбрана 80 ТВт/см² согласно [48], интенсивность второй гармоники принята равной 8 ТВт/см². Угол между векторами \mathbf{E}_{ω} и $\mathbf{E}_{2\omega}$ составляет в моделировании 55°, как оптимальный для исследуемой однопучковой схемы [96]. Рассмотрены импульсы длительностью $2\tau_0$ от 15 до 200 фс. Сдвиг фаз φ варьировался от 0 до $\pi/2$.

На рисунке 1.2.1 показаны зависимости спектральной интенсивности (5), и (8) от частоты $v = \omega/2\pi$ в случае отклика фототока $S_{free}(v) - (a, б)$ и в случае нелинейного отклика связанных электронов $S_{inst}(v) - (B, \Gamma)$. Длительность импульсов по половине высоты составляет 32 фс (a, в) и 120 фс (б, г). Как видно из рисунка 1.2.1, спектральные компоненты, соответствующие основной и второй гармоникам лазерного излучения, а также ТГц сигнал изолированы друг от друга. Независимо от механизма генерации ширина спектра ТГц излучения составляет примерно половину от ширины спектра оптической накачки. Этот вывод проверен в широком диапазоне длительностей от 15 до 200 фс.



Рис. 1.2.1. Спектр излучения освободившихся в актах ионизации и связанных электронов при различных длительностях импульсов. Серая область изображает спектр ТГц излучения, красная и синяя – основной и второй гармоник, соответственно

Спектр в терагерцовом диапазоне частот приведен на рисунке 1.1.2 для длительностей оптической накачки 32 фс (а), 40 фс (б), 85 фс (в) и 120 фс (г). Красные кривые соответствуют терагерцовому спектру фототока S_{free} (v), синии – поляризации S_{inst} (v), черными показаны результаты эксперимента. Несложно видеть, что спектр ТГц излучения, обусловленного фототоком, лежит в низкочастотной области (1 – 10 ТГц), тогда как обусловленного поляризацией – в высокочастотной (более 10 ТГц). Спектр фототоковой ТГц эмиссии находится в отличном согласии с экспериментальными результатами как по значению частоты, соответствующей максимуму, и ширине спектра, так и по форме в целом. Такое согласие позволяет однозначно идентифицировать основной механизм генерации ТГц излучения при двуцветной филаментации, как нестационарный фототок в условиях полевой ионизации. В дальнейшем мы покажем, что поляризационный вклад в ТГц излучение оказывает существенное влияние на ТГц спектр на начальной стадии двуцветной филаментации.

Независимо от физического механизма генерации как ширина ТГц спектра, так и частота, соответствующая его максимуму, смещаются в высокочастотную область с уменьшением длительности импульсов оптической накачки. Рассмотрим характер такого смещения подробнее. Нами проведено исследование в широком диапазоне длительностей лазерных импульсов от 15 до 200 фс и установлено, что зависимости $S_{free}^{(0)}(\omega)$ и $S_{inst}^{(0)}(\omega)$ достигают максимума при $\omega = 0$ (по крайней мере, при оптимальной фазе). В результате их можно представить в окрестности $\omega \approx 0$ в виде

$$S_{free, inst}^{(0)}(\omega) = \alpha_{free, inst}(-\omega^2 + \beta_{free, inst}^2)$$
(10)

где α , β – положительные величины, зависящие от концентрации свободных электронов N_e и амплитуд поля \mathbf{E}_{ω} и $\mathbf{E}_{2\omega}$. Произведение $\alpha\beta^2$ определяет амплитуду сигнала, а β – ширину его спектра. Поскольку ширина спектра в ТГц диапазоне частот составляет примерно половину ширины спектра в оптическом диапазоне, то $\beta \propto \tau_0^{-1}$.

Максимум спектра ТГц излучения может быть найден в результате решения уравнения $dS_{free, inst}/d\omega = 0$. Для ТГц излучения, генерируемого фототоком в условиях нелинейной ионизации, максимум спектра достигается при

$$\omega_{free}^{(\max)} = \sqrt{v_c \sqrt{\beta^2 + v_c^2} - v_c^2}.$$
 (11)

Полагая импульс настолько коротким, что справедливо соотношение $v_c << \beta \propto \tau_0^{-1}$, и учитывая $\omega_{free}^{(\max)} = 2\pi v_{free}^{(\max)}$, несложно упростить выражение (11) до

$$v_{free}^{(\max)} \propto \sqrt{\beta v_c} \propto \sqrt{\frac{v_c}{\tau_0}}.$$
 (12)

Аналогичные выкладки для ТГц излучения связанных электронов дают частоту, соответствующую максимуму, равную

$$i_{inst}^{(\max)} \propto \beta \propto \frac{1}{\tau_0}.$$
 (13)

На рисунке 1.2.2 показаны зависимости частоты v^(max), при которой достигается максимум спектра в ТГц диапазоне, от длительности импульса: звезды соответствуют результатам эксперимента, кружки – численного моделирования с использованием модели фототока в условиях ионизации, сплошная кривая – аппроксимация выражением (12). Все зависимости находятся в отличном согласии, что подтверждает наш качественный вывод о том, что в эксперименте наблюдается ТГц сигнал именно фототока в условиях ионизации.



Рис. 1.2.2. Зависимость частоты $v^{(max)}$ максимума в ТГц спектре от длительности лазерного импульса $2\tau_0$

Таким образом, прямым сопоставлением достаточно большого массива ТГц спектров, зарегистрированных при двуцветной филаментации спектральноограниченных импульсов различной длительности в диапазоне 32–120 фс, с результатами расчетов на базе 0D + t модели показано, что основным механизмом ТГц генерации в этих условиях является нелинейный отклик электронов, освободившихся в актах нелинейной ионизации. Установлено, что положение максимума в ТГц спектре $v^{(max)}$ является медленно меняющейся функцией длительности $2\tau_0$ импульса фемтосекундной накачки и не превышает нескольких терагерц. Конкретно, в рамках 0D + t модели показано, что частота, соответствующая максимуму в ТГц спектре, пропорциональна квадратному корню из обратной длительности импульса накачки.

Несмотря на хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими результатами, утверждение о зависимости $v^{(max)} \propto \tau_0^{-1/2}$ не является достаточно обоснованным. Во-первых, одномерная (0D + t) модель воспроизводит лишь спектр локальных источников ТГц излучения и не учитывает эффекты распространения. Во-вторых, методика регистрации ABCD имеет достаточно сложную спектральную чувствительность, обусловленную тем, как перекрываются в пространстве регистрируемый ТГц и пробный оптический пучки [97]. В результате чувствительность ABCD падает как для высоких частот, так и для низких относительно оптимума, определяемого геометрией фокусировки пробного пучка и сбора ТГц излучения.

1.3. Интерферометр Майкельсона для регистрации широкополосных спектров терагерцового излучения двуцветного филамента

Как уже было отмечено в предыдущем разделе, метод когерентной регистрации ABCD теряет чувствительность как в низко-, так и в высокочастотной области $v > \tau_0^{-1}[81]$. Использование интерферометра Майкельсона с подвижным зеркалом для измерения спектра широкополосного терагерцового излучения дает возможность устранить этот недостаток. Следует заметить, что измерение спектра с помощью интерферометра Майкельсона не позволяет проводить когерентное ТГц детектирование (т.е. восстанавливать волновые формы ТГц поля), однако такой подход обеспечивает наиболее широкополосную регистрацию ТГц спектров [98]. Для исследования сверхширокого (до 10–100 ТГц) спектра ТГц излучения двуцветного филамента была создана система [63] на основе интерферометра Майкельсона и высокочувствительного болометрического детектора, см. рисунок 1.3.1.



Рис. 1.3.1. Экспериментальная установка для генерации терагерцового излучения и его регистрации с помощью интерферометра Майкельсона и болометра. 1 – собирающая линза с фокусным расстоянием 15 см; 2 – кристалл ВВО; 3 – комбинированный фильтр; 4, 5 – параболические зеркала (апертура 2 дюйма); 6 – делитель пучка из высокоомного кремния; 7, 8 – зеркала; 9 – болометр LN-6/C

В эксперименте импульс регенеративного усилителя Spectra Physics SpitFire Рго длительностью 130 фс с энергией до 1.4 мДж фокусируется при помощи линзы (1) с фокусным расстоянием 15 см. Кристалл BBO (2) располагается в сходящемся пучке так, чтобы максимизировать энергию ТГц излучения, возникающего в плазме оптического пробоя. Терагерцовое излучение коллимируется внеосевым параболическим зеркалом (4) с фокусным расстоянием 100 мм и апертурой 50.8 мм (2 дюйма) и направляется в интерферометр Майкельсона (6, 7, 8). С помощью делительной пластинки (6), имеющей низкое поглощение в ТГц диапазоне частот и коэффициент отражения, близкий к 50%, исходный ТГц пучок в интерферометре разделяется на два пучка. Апертура зеркал (7, 8), установленных в двух плечах интерферометра составляет 45 × 90 мм², причём зеркало (7) закреплено на линейном трансляторе Standa 8MT193-100

с минимальным шагом перемещения 2.5 мкм и диапазоном перемещения 100 мм. Терагерцовое излучение на выходе из интерферометра фокусируетсявнеосевым параболическим зеркалом (5) с фокусным расстояние 150 мм и апертурой 50.8 мм (2 дюйма) и направляется во входное окно кремниевого болометра Infrared laboratories LN-6/C (9).

В эксперименте излучение оптической накачки отфильтровывалось от терагерцового с помощью комбинированного фильтра (3) (пластины из полипропилена и из кремния толщиной 3 мм и 300 мкм соответственно), что позволяло избежать генерации ТГц излучения на поверхности кремния и не допустить попадания оптического излучения на детектор. Верхняя частота среза такого фильтра обусловлена поглощением в кремнии и составляет около 30 ТГц. Входное окно болометра изготовлено из пластика, частота верхней границы полосы пропускания которого равна 25 ТГц.

Измерение интерферограмм, представляющих собой автокорреляционные функции ТГц сигнала, производилось путем сканирования подвижного зеркала итерферометра (7) с шагом 2.5 мкм, что соответствует временной задержке 17 фс. Согласно теореме Винера-Хинчина, вычисление Фурье-образа автокорреляционной функции сигнала позволяет восстановить его спектральную плотность мощности. Следует заметить, что максимальная частота в получаемых с помощью Фурье-преобразования спектрограммах, определяется шагом сканирования (шаг задержки 17 фс соответствует максимальной частоте 29 ТГц), а разрешение по спектру – длиной выборки. Длина выборки в эксперименте была ограничена как конечным отношением сигнал/шум, так и низкочастотными шумами болометра и регенеративного усилителя. Для увеличения отношения сигнал/шум применялся метод синхронного детектирования – регистрация сигнала осуществлялась на частоте повторения импульсов регенеративного усилителя (1 кГц) с постоянной времени 50 мс. Для компенсации низкочастотных шумов (медленный дрейф величины сигнала с характерным временем порядка минуты достигал 10-20%), применялось усреднение нескольких записанных интерферограмм.



Рис. 1.3.2. (а) – типичный вид измеренной интерферограммы, (б) – спектры: восстановленный с помощью Фурье-преобразования из интерферограммы, показанной на (а) (черная кривая) и измеренный с помощью ABCD метода (красная кривая)

На рисунке 1.3.2(а) представлена типичная интерферограмма, измеренная с помощью экспериментальной установки, показанной на рисунке 1.3.1. Интерферограмма имеет ярко выраженный максимум при нулевой задержке. При единичном измерении низкочастотные шумы могут привести к несимметричной относительно центрального пика зависимости, однако усреднение по 5–10 выборкам позволяет существенно подавить этот паразитный эффект.

Спектр мощности ТГц излучения, полученный с помощью Фурье-преобразования измеренной интерферограммы, представлен на рисунке 1.3.2(б) кривой черного цвета. Для сравнения на том же рисунке 1.3.2(б) показан спектр ТГц излучения, зарегистрированный на установке [63] методом ABCD, ему соответствует кривая красного цвета. Ширина спектра, измеренного методом ABCD, не превышает 6 ТГц, в то время как ширина спектра, полученного с помощью интерферометрических измерений достигает 15 ТГц.

Для выяснения физических причин формирования столь широкого спектра мы провели самосогласованное моделирование двуцветной фемтосекундной филаментации в условиях эксперимента.

1.4. Однонаправленное уравнение распространения для излучения от ультрафиолетовых до миллиметровых длин волн, расходящихся под большими углами

Однонаправленное уравнение распространения (Unidirectional pulse propagation equation, UPPE [78]) широко используется для моделирования генерации ТГц излучения при двуцветной филаментации [63, 99, 100]. UPPE описывает нелинейную эволюцию оптического и терагерцового полей самосогласованно, включая плазменную дефокусировку полей накачки, кросс-фокусировку второй гармоники, а также другие пространственно-временные эффекты. При умеренной фокусировке (числовая апертура $NA \le 10^{-1}$ [101, 102]) фемтосекундного лазерного излучения с пиковой мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки (для воздуха около 10 ГВт [103]) в небольшое число раз, т.е. в режиме одиночного филамента, для описания нелинейного распространения лазерного излучения достаточно использовать осесимметричное скалярное приближение.

Рассмотрим линейно поляризованное аксиально симметричное поле $E(\tau,r,z)$, зависящее от поперечной r и продольной z координат, а также от времени τ в системе координат, движущейся с групповой скоростью импульса с центральной длиной волны 800 нм. Его пространственно-временная гармоника

$$\hat{E}(\omega,k_r,z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \ e^{-i\omega\tau} \int_{0}^{\infty} r dr \ E(\tau,r,z) \Im_0(k_r r), \tag{14}$$

где \mathfrak{J}_0 – функция Бесселя нулевого порядка, распространяется в положительном направлении оси *z* и подчиняется однонаправленному уравнению распространения

$$\frac{\partial E(\omega, k_r, z)}{\partial z} = -ik_z \hat{E}(\omega, k_r, z) -i\frac{2\pi\omega}{c^2 k_z} \Big(\hat{J}(\omega, k_r, z) + i\omega \hat{P}(\omega, k_r, z) \Big),$$
(15)

где $k_z = \sqrt{\omega^2 n^2(\omega)/c^2 - k_r^2}$ – продольная компонента волнового вектора, c – скорость света в вакууме, $\hat{P}(\omega, k_r, z)$ и $\hat{J}(\omega, k_r, z)$ обозначают пространственно-временные гармоники нелинейных поляризации и тока соответственно, а показатель преломления воздуха в окне прозрачности может быть найден по формуле Коши

$$n(\omega) = 1 + b_0 + b_2 \omega^2,$$
 (16)

где $b_0 = 1.993 \times 10^{-4}$ и $b_2 = 5.58 \times 10^{-7}$ фс² [104].

В скалярном приближении выражение для нелинейной поляризации (6) упрощается до

$$P(\tau, r, z) = \chi^{(3)} E^3(\tau, r, z), \tag{17}$$

где нелинейная восприимчивость $\chi^{(3)}$ соответствует коэффициенту керровской нелинейности $n_2 = 10^{-19}$ см²/Вт [103]. Материальный ток $J(\tau,r,z)$ описывает нелинейные эффекты, связанные с ионизацией газа. Он может быть представлен в виде суммы тока свободных электронов J_{free} [см. векторное выражение (3) с учетом $V_e(t,t) = 0$]

$$\frac{dJ_{free}(\tau)}{dt} = \frac{e^2}{m} N_e(\tau) E(\tau) - v_c J_{free}(\tau), \qquad (18)$$

и тока поглощения J_{abs} [105]

$$J_{abs}(\tau) = \sum_{\alpha} \frac{U_i^{(\alpha)}}{E(\tau)} \frac{\partial N_e^{(\alpha)}(\tau)}{\partial \tau},$$
(19)

где $U_i^{(\alpha)}$ – потенциал ионизации молекулы кислорода или азота, α – O_2 или N_2 . Концентрация свободных электронов $N_e(\tau) = \sum_{\alpha} N_e^{(\alpha)}(\tau)$ рассчитывалась из скоростных уравнений:

$$\frac{\partial N_e^{(\alpha)}(\tau)}{\partial \tau} = w^{(\alpha)}(E) \Big[\eta_{\alpha} N_0 - N_e^{(\alpha)}(\tau) \Big], \tag{20}$$

где $w^{(a)}$ – скорость ионизации компоненты воздуха, $\eta_{O2} = 0.21$, $\eta_{N2} = 0.79$.

1.5. Обогащение спектрального состава терагерцового излучения при филаментации в газе атмосферной плотности: эксперимент и трехмерное в пространстве нестационарное численное моделирование

Пиковая мощность импульса в эксперименте (см. раздел 1.3) составляет около 10 ГВт, что позволяет проводить моделирование в условиях эксперимента в осесимметричном приближении (см. раздел 1.4 и работу [63]). Будем полагать огибающую двуцветного лазерного поля на входе в нелинейную среду гауссовой по пространству и времени:

$$E(\tau, r, z = 0) = \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2}\right) \times \left(E_1 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_1^2}\right) \cos(\omega_0 \tau) + E_2 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_2^2}\right) \cos(2\omega_0 \tau)\right).$$
(21)

Параметры излучения выбраны в соответствии с условиями эксперимента: длительность импульса на основной (частота ω_0 соответствует длине волны 800 нм) частоте излучения по уровню e^{-1} от максимума интенсивности составляла $2\tau_1 = 150 \text{ фc}$ (т.е. 130 фс по уровню 1/2); длительность импульса на частоте второй (частота $2\omega_0$) гармоники равна $2\tau_2 = 220 \text{ фc}$; диаметр пучка по уровню e^{-1} от максимума интенсивности составлорой (частота $2\omega_0$) гармоники равна $2\tau_2 = 220 \text{ фc}$; диаметр пучка по уровню e^{-1} от максимума интенсивности $2a_0 = 3 \text{ мм}$; амплитуды основной и второй гармоник E_1 и E_2 определены исходя из энергий 1.4 и 0.01 мДж. Геометрическая фокусировка описывалась домножением в (ω, r) пространстве выражения (21) на $\exp[i\omega r^2/(2cf)]$ с фокусным расстоянием f = 15 см.



Рис. 1.5.1. Зависимости пиковой интенсивности (черная кривая) и пиковой концентрации свободных электронов (красная кривая) от расстояния распространения *z*

На рисунке 1.5.1 представлены зависимости пиковой интенсивности (черная кривая) и пиковой концентрации свободных электронов (красная кривая)

от расстояния распространения z. В окрестности фокуса $z \approx f = 15$ см формируется филамент длиной около 1 см, что находится в разумном согласии с результатами эксперимента.

В начале филамента при z = 14.24 см концентрация лазерной плазмы незначительна, и керровская нелинейность доминирует. В результате в спектре ТГц излучения присутствует в основном высокочастотный отклик связанных электронов [рисунок 1.5.2 (а), красная кривая]. Частота, соответствующая максимуму спектральной плотности мощности, достигает 10 ТГц, что находится в разумном согласии с результатами 0D + *t* модели, см. рисунок 1.1.2(г).



Рис. 1.5.2. Спектры ТГц излучения на ряде расстояний распространения *z*, полученные в численном моделировании. На (б) вместе с расчетным показан спектр, полученный в эксперименте [см. рисунок 1.3.2(б), черная кривая]. Частотное разрешение в эксперименте и моделировании составляет около 50 ГГц

С увеличением расстояния концентрация плазмы растет, что ведет к формированию низкочастотного ТГц сигнала, связанного с фототоком в условиях ионизации [см. рисунок 1.5.2], и положение максимума в спектре смещается в низкочастотную область. В конце филамента при z = 14.85 см оно составляет ~1 ТГц. При этом высокочастотный отклик в окрестности 10 ТГц не исчезает, его плотность мощности примерно на порядок ниже максимальной.

На рисунке 1.5.2(б) вместе с результатами моделирования (z = 14.85 см, конец филамента) синими точками показан спектр ТГц излучения, измеренный экспериментально [соответствует рисунку 1.3.2(б), черная кривая]. Вплоть до 10 ТГц экспериментальный и теоретический спектры находятся в хорошем согласии. Это говорит о высокой степени адекватности модели (14)–(20) физическому эксперименту.

Таким образом, 3D + t моделирование показало, что в начале филаментации основным механизмом генерации ТГц излучения является нелинейный отклик связанных электронов, и его спектр является высокочастотным (в нашем конкретном случае около 10 ТГц). По мере распространения вдоль филамента растет концентрация самонаведенной лазерной плазмы, и, как следствие, нелинейный отклик фототока в условиях ионизации. В результате формируется мощный низкочастотный ТГц сигнал, и спектральный максимум смещается в низкочастотную область ~1 ТГц в соответствии с предсказаниями 0D + *t* модели. Расчетный спектр ТГц излучения после окончания филаментации отлично воспроизводит результаты эксперимента.

1.6. Частотно-угловой состав терагерцового излучения двуцветного филамента

Для измерения частотно-углового распределения ТГц изучения двуцветного филамента экспериментальная установка для регистрации спектров ТГц излучения, представленная на рисунке 1.3.1, была несколько модифицирована [63]. После комбинированного фильтра (3) была размещена вертикальная щель шириной 1.5 мм. Восстанавливая спектр ТГц излучения двуцветного филамента для различных положений щели в горизонтальной плоскости, удалось получить частотно-угловое распределение ТГц излучения, см. рисунок 1.6.1(а).



Рис.1.6.1. Частотно-угловые распределения ТГц излучения филамента, полученные в (а) эксперименте и (б) численном моделировании. Штриховая вертикальная прямая показывает положение максимума ТГц сигнала. Эксперимент и моделирование выполнены в условиях, описанных детально в разделах 1.3 и 1.5

Также было выполнено численное моделирование на основе описанной в разделе 1.4 модели в условиях эксперимента (см. раздел 1.5). Частотно-угловые распределения, полученные в эксперименте [рисунок 1.6.1(а)] и численном моделировании [рисунок 1.6.1(б)], хорошо согласуются друг с другом. Действительно, в них можно выделить яркие кольцевые структуры, распространяющиеся в конус с углом раствора, равным ~ 4.5° в эксперименте и 6.2° в моделировании.

В кольцах в основном сосредоточены относительно высокочастотные (выше 2 ТГц) компоненты ТГц излучения. На оси оптического излучения спектральная интенсивность также отлична от нуля, однако она ниже на порядок и более, чем в случае распространения в конус. Кольцевые структуры в низкочастотной области (менее 2 ТГц) практически не выражены, хотя излучение распространяется в широкий диапазон углов вплоть до десятков градусов. Однако говорить об унимодальной форме ТГц излучения двуцветного филамента в низких частотах [75] представляется преждевременным, поскольку как частотное, так и угловое разрешение в эксперименте и моделировании может быть недостаточным для уверенной идентификации кольцевых структур.

1.7. Выводы по разделу 1

В серии натурных и вычислительных экспериментов исследовано спектральное и частотно-угловое распределение ТГц излучения при двуцветной фемтосекундной оптической накачке. Для изучения спектральных характеристик ТГц излучения двуцветного филамента собран интерферометр Майкельсона с кремниевым болометром в качестве приемника излучения, для численного моделирования разработан программный код на основе однонаправленного уравнения распространения UPPE. В эксперименте и моделировании показано, что спектр ТГц излучения простирается до 15 ТГц, достигая максимума при частоте около 1 ТГц (при оптической накачке импульсами длительностью 150 фс с энергией 1.5 мДж).

Экспериментально и теоретически исследован частотно-угловой состав ТГц излучения. Для этого после интерферометра ТГц пучок частично блокировался с помощью щели, что позволило выделить в нем только компоненты, распространяющиеся под определенным углом. Установлено, что для частот выше 2 ТГц пространственный профиль ТГц пучка имеет коническую структуру с углом раствора около 5°.

В численном моделировании удалось разделить основные механизмы ТГц генерации по спектру: в области низких частот (~1 ТГц) доминирует отклик фототока в условиях ионизации, тогда как в высокочастотной части спектра (~10 ТГц) доминирующим фактором является ангармонизм связанных электронов. В вычислительном эксперименте, выполненном на основе однонаправленного уравнения распространения, показано, что в начале филамента доминирует высокочастотный нелинейный отклик связанных электронов, который на несколько порядков превышает вклад связанных.

2. ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ. ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАНЕТАРНЫХ АТМОСФЕР

2.1. Оптимизация энергии терагерцового излучения двуцветного филамента

Характерной особенностью генерации ТГц излучения при двуцветной филаментации, наблюдаемой как в эксперименте, так и в 0D + t моделировании [46, 106, 107], является синусоидальная зависимость его энергии от относительной фазы φ между импульсами основной $E_1(\tau) \cos(\omega_0 \tau)$ и второй $E_2(\tau) \cos(2\omega_0 \tau + \varphi)$ гармоник:

$$W_{\rm TH_2}(\varphi) = A + B\sin(2\varphi - \varphi_0), \qquad (22)$$

где τ – время в бегущей системе координат, φ_0 , A, B – константы, зависящие от условий эксперимента или моделирования, причем $A \ge B > 0$. Вариация фазы φ между импульсами оптических гармоник, осуществляемая в эксперименте смещением кристалла – удвоителя частоты (обычно β -BBO), обеспечивает возможность оптимизации энергетики ТГц излучения двуцветного филамента. Эта оптимизационная процедура является рутинной при проведении экспериментов по двуцветной ТГц генерации, однако в 3D + t численном моделировании такая оптимизация [35, 80] оказывается чрезвычайно ресурсоёмкой, поскольку требует множество расчетов, каждый из которых может длиться несколько дней [56, 108]. В настоящем разделе описана методика оптимизации энергии ТГц излучения двуцветного филамента, требующая трех расчетов с различными начальными условиями [80, 109, 110].

В качестве начальных условий выбиралось линейно поляризованное двуцветное поле в достаточно общем виде:

$$E(\tau, r, z = 0) = \exp\left(-\frac{r^2}{2a_0^2}\right) \times \left(E_1 \exp\left(-\frac{\tau^2}{2\tau_1^2}\right) \cos(\omega_0 \tau) + E_2 \exp\left(-\frac{(\tau + \tau_g)^2}{2\tau_2^2}\right) \cos(2\omega_0 \tau + \varphi)\right).$$
(23)

где E_1 и E_2 – амплитуды электрического поля, соответствующие энергиям 1.4 мДж и 10 мкДж, $2\tau_1 = 125$ фс и $2\tau_2 = 85$ фс – длительности основной и второй гармоник соответственно, τ_{gd} – задержка между ними, φ – относительная фаза между гармониками; начальный диаметр пучка $2a_0 = 3$ мм. Геометрическая фокусировка описывалась умножением электрического поля, в пространстве (ω ,r) на фазовый множитель $\exp[i\omega r^2/(2cf)]$ с фокусным расстоянием f = 15 см. Данные начальные условия разумно соответствуют условиям эксперимента, описанного в разделе 2.2.



Рис. 2.1.1. Принципиальная схема двух основных экспериментальных установок для исследования генерации ТГц излучения двухцветного филамента в газе: однопучковая (а) и двухпучковая (б)

Для генерации ТГц излучения при двуцветной филаментации в газах используются две основные экспериментальные схемы [111]: однопучковая [см. рисунок 2.1.1(а)] и двухпучковая [см. рисунок 2.1.1(б)]. Наиболее часто применяется однопучковая схема: удваивающий частоту кристалл помещается непосредственно в лазерный пучок между линзой и началом плазменного канала [рисунок 2.1.1(а)]. Изменение относительной фазы φ между первой и второй гармониками осуществляется за счет перемещения кристалла вдоль направления распространения излучения вследствии дисперсии фазовых скоростей, что позволяет максимизировать ТГц сигнал.

Для проведения 3D + t моделирования в оптимальных условиях эксперимента необходимо знать начальную относительную фазу φ , соответствующую максимальной энергии ТГц излучения. Однако её определение с помощью 0D + tмодели не представляется возможным, поскольку относительная фаза между импульсами первой и второй гармоник в области генерации ТГц излучения в окрестности фокуса отличается от начальной фазы φ вследствие распространения излучения в нелинейной диспергирующей среде [108]. Таким образом, для получения оптимальной фазы между импульсами в области генерации в трёхмерном моделировании должны быть исследованы несколько начальных фаз φ .

В результате 3D + *t* моделирования генерации ТГц излучения при двуцветной филаментации в воздухе при давлении 1 бар на основе однонаправленного уравнения распространения (15) согласно описанной в разделе 1 модели были получены значения энергии ТГц излучения W_{THz} для 22 различных начальных относительных фаз φ между импульсами первой и второй гармоник [чёрные точки на рисунке 2.1.2, 2.1.3(а)] при $\tau_{gd} = 0$, что соответствует однопучковой схеме эксперимента [см. рисунок 2.1.1(а)]. Красная кривая на рисунках 2.1.2, 2.1.3(а) изображает аппроксимацию формулой (22) зависимости энергии ТГц излучения W_{THz} от начальной фазы φ , восстановленную из трёх расчётов с различными фазами: $\varphi = \phi_j = \varphi_a + j \times 60^\circ$, j = -1, 0, 1 (маркированные точки на рисунке 2.1.2):

$$A = \frac{1}{3} \sum_{j=-1}^{1} W_{\text{THz}}(\phi_j);$$

$$B = \sqrt{2 \left(\frac{1}{3} \sum_{j=-1}^{1} W_{\text{THz}}^2(\phi_j) - A^2 \right)};$$

$$\varphi_0 = 2\varphi_a - \operatorname{asin}\left(\frac{W_{\text{THz}}(\varphi_a) - A}{B}\right),$$
(24)

где φ_a – произвольная относительная фаза между первой и второй гармониками. Отличное согласие восстановленной по трём значениям кривой и результатов трёхмерного моделирования (ср. красную кривую и чёрные точки на рисунке 2.1.2) говорит о возможности определения максимальной энергии ТГц излучения $W_{\text{THz}}^{(\text{max})} = A + B$ в моделировании на основе любых трёх расчётов с начальными относительными фазами φ , сдвинутыми на 60°. Для независимого контроля поляризации оптических гармоник [112], формирующих двуцветный импульс, при двуцветной филаментации в газовых кюветах, вместо однопучковой используется двухпучковая схема. Она позволяет одновременно оптимизировать конверсию во вторую гармонику и добиться параллельной поляризации излучения гармоник, а также с помощью линии задержки компенсировать групповое разбегание между ними [рисунок 2.1.1(б)]. Для экспериментов в газовых кюветах именно последнее обстоятельство является определяющим, т.к. разбегание импульсов гармоник при прохождении через входное окно кюветы [113] может превосходить длительность фемтосекундного импульса. Поэтому при использовании однопучковой схемы кристалл ВВО необходимо располагать внутри кюветы [114], что несколько усложняет экспериментальную установку.



Рис. 2.1.2. К расчёту максимальной энергии ТГц излучения в условиях однопучковой схемы эксперимента [рисунок 2.1.1(а)]: чёрные точки соответствуют энергии ТГц излучения, полученной при решении полной задачи распространения в воздухе для выбранных значений начальной относительной фазы φ между импульсами основной и второй гармоник. Красная кривая соответствует синусоидальной аппроксимации (22) зависимости энергии ТГц излучения от начальной фазы φ по трём расчётам с начальными относительными фазами φ, сдвинутыми на 60° (три точки, отмеченные красными окружностями)

Без специальных систем стабилизации относительной фазы между оптическими гармониками величина φ случайным образом флуктуирует от одного выстрела лазерной системы к другому [115], что согласно формуле (22) ведет к случайным от выстрела к выстрелу флуктуациям энергии ТГц излучения. Тем самым, интерес представляет не конкретное значение энергии ТГц излучения, генерируемого филаменте при воздействии конкретного лазерного импульса, а ее значение, усредненное по многим импульсам и по всем возможным значениям фазы φ от 0 до 2π . В моделировании для нахождения средней по φ энергии ТГц излучения $W_{\text{THz}} = A$ [синяя прямая на рисунке 2.1.3(a)] достаточно двух расчётов с относительными фазами, сдвинутыми на полпериода [маркированные точки на рисунке 2.1.3(a)]:

$$A = \frac{1}{2} \left(W_{\text{TH}_z}(\varphi_a) + W_{\text{TH}_z}(\varphi_a + 90^\circ) \right)$$
(25)

Оптимизация энергетики ТГц излучения двуцветного филамента при использовании двухпучковой схемы осуществляется вариацией задержки τ_{gd} [см. формулу (23)] между импульсами основной и второй гармониками. Поэтому, чтобы учесть особенности двухпучковой схемы эксперимента [рисунок 2.1.1(б)] необходимо провести три расчёта на основе однонаправленного уравнения распространения (15). В первом расчёте импульсы основной и второй гармоник задаются с нулевой групповой задержкой $\tau_{gd} = 0$ и произвольной относительной фазой φ . Найденная в максимуме плазмы временная задержка τ_{gd} [см. рисунок 2.1.3(б), (в)] импульса второй гармоники подставляется во второй и третий расчёты с любыми двумя относительными фазами φ , сдвинутыми на 90°.



Рис. 2.1.3. К методике оценки энергии ТГц излучения в условиях двухпучковой схемы эксперимента [рисунок 2.1.1(б)]: (а) чёрные точки и красная кривая повторяют рисунок 2.1.2., синяя горизонтальная прямая обозначает среднюю энергию ТГц излучения, равную полусумме двух значений энергии ТГц излучения для начальных фаз φ между импульсами первой и второй гармоник, сдвинутых на 90° (две точки, обведённые синими окружностями).
 (б), (в) импульсы основной и второй гармоник в филаменте (б) без и (в) с компенсацией групповой задержки

Таким образом, разработанная методика позволяет провести 3D + t моделирование оптимизации выхода ТГц излучения для основных экспериментальных схем по генерации ТГц излучения при двуцветной филаментации на основе трёх расчётов. Это позволяет получить оценку оптимальной ТГц энергии за разумно небольшое время (дни или недели). В последующих разделах эта методика будет применена для исследований ТГц генерации при двуцветной филаментации в разреженных и сжатых газах.

2.2. Экспериментальное исследование генерации терагерцового излучения в молекулярных газах высокого и низкого давления

В работе [80] экспериментально исследована генерация ТГц излучения плазменным каналом двуцветного филамента в воздухе и углекислом газе (CO₂). В эксперименте использовались две газовые кюветы – высокого (1–250 бар) и низкого (0.01–3 бар) давления p, что позволило контролировать давление газа в широком диапазоне от 0.01 до 250 бар, для исследования условий, соответствующих атмосфере Марса и Венеры, где CO₂ является основным газом, входящим в состав атмосферы. В экспериментах в качестве среды для генерации ТГц излучения были использованы углекислый газ чистотой 99.9% и атмосферный воздух влажностью менее 10%.

Для проведения исследований была собрана экспериментальная схема с независимо управляемыми пучками первой и второй гармоник (см. рисунок 2.2.1), позволяющая обеспечить оптимальное временное перекрытие гармоник в области генерации. Излучение титан-сапфирового лазера было разделено на две части светоделительной пластинкой (СД). Один из пучков направлялся на кристалл ВВО первого типа толщиной 3 мм для удвоения частоты. Для компенсации дисперсии входного окна и газовой среды в кювете групповая задержка между импульсами первой и второй гармоник варьировалась независимо для каждого давления с помощью линии задержки (ЛЗ). Типичная зависимость энергии ТГц излучения от временной задержки показана на рисунке 2.2.2.



Рис. 2.2.1. Экспериментальная установка для генерации ТГц излучения в газах при различном давлении. СД – светоделительная пластинка, ДЗ – дихроичное зеркало, ЛЗ – линия задержки, фильтры: тефлоновая и кремниевая пластинки, ПГ – призма Глана



Рис. 2.2.2. Зависимость эффективности генерации ТГц излучения в CO₂ при давлении *p* = 8.2 бар от времени задержки между импульсами первой и второй гармоник, варьируемого с помощью линии задержки. Процедура оптимизации групповой задержки проводилась независимо для каждого давления

Управление размерами пучков первой и второй гармоник осуществлялось с помощью линзы с фокусным расстоянием 200 см и телескопа. Затем пучки совмещались с помощью дихроичного зеркала (ДЗ) и фокусировались в кювету с помощью линзы с фокусным расстоянием 17 см. Диаметры вакуумных перетяжек пучков первой и второй гармоник составли соответственно 25 и 12 мкм.

Терагерцовое излучение собиралось внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 10 см, что соответствует полному углу сбора $2a_{up} = 15^{\circ}$, и либо фокусировалось в болометр другим параболическим зеркалом, либо направлялось в интерферометр (на рисунке 2.2.1 не показан, см. рисунок 1.3.1) для определения спектрального состава. С помощью болометра, помещенного непосредственно за интерферометром Майкельсона, регистрировалась автокорреляционная функция ТГц излучения, Фурье-преобразование которой позволяло восстановить его спектр. Энергии импульсов основной и второй гармоник составляли 600 мкДж и 40 мкДж соответственно. Сигнал регистрировался с использованием схемы синхронного детектирования, для чего пучок в плече второй гармоники модулировался с помощью оптико-механического прерывателя.

Спектр терагерцового излучения, генерируемого в плазменном канале двуцветного филамента, показан на рисунке 2.2.3. Сильное уменьшение спектральной амплитуды в высокочастотной области связано с уменьшением коэффициента пропускания выходного окна кюветы, изготовленного из сапфира, которое становится практически непрозрачным для излучения с частотой выше 1.5 ТГц. Спектр поглощения сапфирового окна, полученный путём восстановления двух ТГц спектров, измеренных на выходе кюветы, наполненной воздухом при давлении 1 бар со вставленным и отсутствующим сапфировым выходным окном, приведен на рисунке 2.2.3 (штриховая синяя кривая, правая ось).



Рис. 2.2.3. Спектры ТГц сигнала в СО₂ (чёрная кривая) и в воздухе (красная кривая). Синяя кривая соответствует правой оси и демонстрирует спектр поглощения окон кюветы



Рис. 2.2.4. Зависимость энергии ТГц излучения от давления СО₂ газа (чёрные ромбы) и воздуха (красные круги), заполняющих кювету

Рисунок 2.2.4 показывает зависимость интегрального выхода ТГц сигнала, измеренного болометром (без интерферометра), от давления углекислого газа и воздуха в кювете. В кювете высокого давления, наполненной CO₂, был исследован диапазон давлений вплоть до 120 бар (соответствует давлению на поверхности Венеры [116]). С ростом давления от 1 до 15 бар ТГц сигнал медленно уменьшается до уровня шума, составляющего ~0.01 по сравнению с его максимальной величиной (рисунок 2.2.4, чёрные ромбы, p > 1 бар). При давлении больше 15 бар и комнатной температуре ТГц сигнал практически не детектировался. Напротив, при уменьшении давления от атмосферного в 100 раз (давление на поверхности Марса [117]) энергия ТГц излучения уменьшается только в 2 раза (рисунок 2.2.4, чёрные ромбы, p < 1 бар).

Таким образом, нами экспериментально наблюдалась $T\Gamma$ ц генерация при филаметации двуцветного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и в углекислом газе, находящихся при давлении в диапазоне от 0.01 до 15 бар. Наибольший выход $T\Gamma$ ц излучения соответствовал давлению ~1 бар для воздуха и ~0.5 бар для углекислого газа. Независимо от вида газа при уменьшении давления от оптимального до 0.01 бар выход $T\Gamma$ ц излучения падал всего в ~2 раза. Для объяснения столь незначительного уменьшения энергетики $T\Gamma$ ц сигнала при падении давления на два порядка в разделе 2.4 будут показаны

и проанализированы результаты численного моделирования ТГц генерации в условиях, близких к условиям эксперимента.

2.3. Молекулярные резонансы и нелинейность газов, входящих в состав планетарных атмосфер

Как было отмечено в предыдущем разделе 2.2, в эксперименте уже при давлении выше 15 бар величина генерируемого ТГц сигнала была ниже порога чувствительности детектора. Давление 15 бар достаточно далеко от критических значений давлений для всех изучаемых газов (73 бар для CO_2 , 34 бар для N_2 и 50 бар для O_2), что позволяет считать газы идеальными и масштабировать их дисперсию и нелинейность пропорционально давлению *p*, выраженному в барах и используемому далее в расчетах в качестве безразмерного коэффициента. Также для фемтосекундных импульсов накачки и умеренных давлений до 10 бар можно пренебречь лавинной ионизацией.

Будем полагать, что до входного окна кюветы импульс распространяется в воздухе с показателем преломления $n_{air}(\omega)$, см. формулу (16). Внутри кюветы показатель преломления среды (воздух либо CO₂) масштабируется в зависимости от давления по закону [118, 119]:

$$n(p,\omega) - 1 = p(n_{har}(\omega) - 1).$$
 (26)

Здесь $n_{bar}(\omega)$ – показатель преломления газа в кювете при атмосферном давлении.

В общем случае $n_{bar}(\omega) = n'(\omega) + in''(\omega)$ является комплексной величиной, его действительная и мнимая части соответствуют резонансной дисперсии и поглощению. Величина $n'(\omega) = \operatorname{Re}[n_{bar}(\omega)]$ может быть вычислена из $n''(\omega) = \operatorname{Im}[n_{bar}(\omega)]$ в соответствии с [120, 121]:

$$n'(\omega) = 1 + b_0 + b_2 \omega^2 + \widehat{\mathcal{F}}\left[\operatorname{sgn}(t)\widehat{\mathcal{F}}^{-1}[in''(\omega)]\right].$$
(27)

Показатель преломления воздуха является действительной величиной: $n''(\omega) = 0, n'(\omega) = n_{air}(\omega)$, см. формулу (16). Для CO₂ в инфракрасном и TГц диапазоне частот $n_{bar}(\omega)$ – комплексный, $b_0 = 4.412 \times 10^{-4}$ и $b_2 = 7.89 \times 10^{-7}$ фс² [122]. Данные по поглощению CO₂ $\tilde{n}''(\tilde{\omega})$ взяты из базы данных HITRAN [123] с частотным разрешением $\Delta v = 300$ МГц и аппроксимированы на численную сетку v_j с разрешением $\Delta \tilde{v} = 66.7$ ГГц, исходя из условия постоянства интеграла поглощения внутри линии

$$n''(\nu_j)\Delta\nu = \sum_{\left|\widetilde{\nu}_k - \nu_j\right| \le \frac{\Delta\nu}{2}} \widetilde{n}''(\widetilde{\nu}_k)\Delta\widetilde{\nu},$$
(28)

где $v = \omega/2\pi$, $\tilde{n}''(\tilde{v}_k)$ – данные HITRAN. Такая аппроксимация ведет к сглаживанию зависимостей n''(v) и n'(v), ср. розовую и серую кривые на рисунке 2.3.1.



Рис. 2.3.1. Зависимости показателей (а) поглощения n'' и (б) преломления n' от частоты $v = \omega/2\pi$ при давлении CO₂ 1 бар в окрестности линии с центральной длиной волны 4.3 мкм (частотой 70 ТГц)

В геометрии эксперимента вакуумная, т.е. максимально возможная для данной геометрии, интенсивность составляет $I_v \approx 2 \Pi B t/cm^2$. Этого достаточно для полной двукратной и ~50% трёхкратной ионизации рассматриваемых молекул. Поэтому концентрации *j*-кратно ионизированных молекул N_j были рассчитаны согласно скоростным уравнениям [118]

$$\frac{\partial N_0}{\partial \tau} = -w_1(E)N_0,$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial \tau} = w_1(E)N_0 - w_2(E)N_1,$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial \tau} = w_2(E)N_1 - w_3(E)N_2,$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial \tau} = w_3(E)N_2$$
(29)

с начальными условиями $N_j(\tau \to \infty) = p N_{00} \delta_0^j$, где концентрация молекул идеального газа при атмосферном давлении составляет $N_{00} = 2.7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\delta_0^j -$ символ Кронекера, w_j – скорость туннельной ионизации, рассчитанная для j-го потенциала ионизации. Концентрация свободных электронов в таком случае равна $N_e = N_1 + 2N_2 + 3N_3$.

Тем самым, с учетом давления p ток свободных электронов J_{free} и ток поглощения J_{abs} [см. выражения (18) и (19)] модифицируются как:

$$\frac{dJ_{free}(\tau)}{dt} = \frac{e^2}{m} N_e(\tau) E(\tau) - p v_c J_{free}(\tau);$$
(30)

$$J_{abs}(\tau) = \frac{1}{E(\tau)} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[U_1 N_1(\tau) + U_2 N_2(\tau) + U_3 N_3(\tau) \right].$$
(31)

Здесь е и m_e – заряд и масса электрона, $v_c = 5 \text{ пc}^{-1}$ – частота столкновений при p = 1 бар, U_j – потенциал ионизации *j*-го порядка рассматриваемых молекул (N₂, O₂, или CO₂).

С учетом давления нелинейная поляризация записывается как

$$P(\tau) = p \chi_{bar}^{(3)} E^{3}(\tau),$$
(32)

где нелинейная восприимчивость $\chi_{bar}^{(3)}$ газа в кювете при давлении 1 бар соответствует $n_2 = 10^{-19}$ см²/Вт. Она не содержит частотную дисперсию, поэтому мы не воспроизводим возможный резонансный нелинейный отклик CO₂, то есть инерционный отклик вследствие возбуждения колебательно-вращательных уровней. Этот инерционный отклик, в принципе, может изменить генерацию и распространение ТГц поля. В работе [124] было проведено моделирование распространения в (*t*, *r*) + *z* геометрии с учётом нелинейного колебательно-вращательного отклика молекул воды на основе упрощённой модели, редуцирующей систему квантово-механических уравнений для многоуровневой системы. Однако применимость развитого в [124] подхода ограничена интенсивностью ~10 ТВт/см². В нашем эксперименте и моделировании интенсивность может достигать ~1 ПВт/см², поэтому подход, предложенный в работе [124], не может быть применён напрямую в условиях нашего эксперимента, и необходимо дальнейшее развитие моделей нелинейного колебательно-вращательного отклика для уравнений распространения.

Для уменьшения времени вычислений первый этап распространения, определяемый только геометрической фокусировкой, был рассмотрен аналогично работе [108]. Распространение широкополосного импульса от плоскости z = 0 до входного окна кюветы $z = z_0 = 12$ см в атмосферном воздухе (p = 1 бар) описывалось линейным решением однонаправленного уравнения распространения (15), т.е. с $J \equiv 0$ и $P \equiv 0$. Начиная с расстояния z_0 использовалось нелинейное решение для рассматриваемого газа и давления.

2.4. Влияние давления и вида газа на энергию терагерцового излучения плазменного канала: эксперимент и численное моделирование

В данном разделе представлены результаты численного моделирования генерации ТГц излучения при двуцветной филаментации в воздухе и CO₂ при различных давлениях в условиях эксперимента, детально описанного в разделе 2.2. Моделирование проведено на основе однонаправленного уравнения распространения (15), адаптированного к условиям эксперимента, см. раздел 2.3.

В эксперименте для исследования генерации ТГц излучения в воздухе и углекислом газе при различных давлениях *р* использовались специальные кюветы, поэтому была реализована двухпучковая схема [рисунок 2.1.1(б)]. Для анализа экспериментальных зависимостей (рисунок 2.2.4) энергии ТГц излучения от давления воздуха или СО, было проведено численное моделирование, в котором для каждого значения давления газа в кювете было проведено по три расчёта в соответствии с процедурой, описанной в разделе 2.1. Важно отметить, что относительная фаза φ_0 между импульсами первой и второй гармоник, при которой достигается средняя энергия ТГц излучения $W_{\text{THz}} = A$ [см. уравнение (22)], а также «оптимальная» групповая задержка τ_{gd} зависят от давления и заранее неизвестны, поэтому не представляется возможным воспроизвести экспериментальную кривую, используя меньшее число расчётов. Если изменить давление в модели, сохраняя нулевыми групповую задержку τ_{gd} и фазу φ в выражении (23), то полученная энергия ТГц излучения будет зависеть как от самого давления, так и от группового разбегания импульсов первой и второй гармоник, нелинейно увеличивающегося с ростом давления (рисунок 2.4.1), и от случайной величины относительной фазы между гармониками [рисунок 2.1.3(a)], что приведёт к существенной (порядок и более) методической ошибке определения энергии ТГц излучения.



Рис. 2.4.1. Оптимальная групповая задержка между импульсами первой и второй гармоник в филаменте в зависимости от давления воздуха

Рассмотрим полученные в моделировании частотно-угловые спектры для воздуха [рисунок 2.4.2(а)–(д)] и СО, [рисунок 2.4.2(е)–(к)] при различных давлениях. Как видно из рисунка, с увеличением давления угловая расходимость ТГц излучения растёт в обоих изученных газах. На рисунке 2.4.2 вертикальной штриховой линией показан угол сбора излучения экспериментальной установкой $\alpha_{up} = 7.5^{\circ}$. Таким образом, уже при давлении 5 бар в воздухе [рисунок 2.4.2(г)] и 3 бар в CO₂ [рисунок 2.4.2(3)] значительная часть ТГц излучения распространяется под большими углами и не регистрируется в эксперименте. Белые кривые на каждой панели изображают долю энергии ТГц излучения, распространяющегося под заданным углом. Такое увеличение расходимости может быть связано с наличием плазменного канала филамента, полное число электронов $2\pi \iint N_{c}(r, z) r dr dz$ в котором становится больше с увеличением давления (рисунок 2.4.3). Кроме того, в углекислом газе угловая расходимость превышает таковую в воздухе. Для высоких давлений, например, 7 бар [рисунок 2.4.2(к)], практически всё ТГц излучение, генерирующееся в СО,, расходится под углами, большими 10°. При том же давлении 7 бар в воздухе доля

ТГц излучения, распространяющегося вдоль оси пучка, на порядок больше, чем в углекислом газе [ср. рисунок 2.4.2(д) и (к)]. Это различие в угловых зависимостях для двух газов объясняет более быстрое уменьшение энергии регистрируемого в эксперименте ТГц излучения с увеличением давления в CO₂ по сравнению с воздухом, поскольку в обоих случаях ТГц излучение собирается в одинаковом угле $2\alpha_{up} = 15^{\circ}$.

При расчёте зависимости энергии ТГц излучения от давления газа (рисунок 2.4.4) в моделировании учтены как граница пропускания окон кюветы (1.5 ТГц, см. рисунок 2.2.3), так и угол сбора $2\alpha_{\mu\rho} = 15^{\circ}$. Полученная в моделировании энергия ТГц излучения отлично согласуется с экспериментальной зависимостью, измеренной для воздуха [ср. заполненные и пустые круги на рисунке 2.4.4(а)]. Максимум ТГц сигнала достигается при давлении 1 бар. Плавное уменьшение энергии ТГц излучения с ростом давления связано в первую очередь с увеличением его расходимости.



Рис. 2.4.2. Частотно-угловые спектры *S* терагерцового излучения, генерируемого в воздухе $[(a)-(\alpha),$ левая колонка] и в CO₂ $[(e)-(\kappa),$ правая колонка] при различных давлениях. Спектральная интенсивность *S* нормирована на максимальную величину, достигаемую в воздухе при давлении 1 бар, логарифмическая шкала одинакова для всех панелей (а)–(к). Вертикальные штриховые линии соответствуют углу сбора $\alpha_{up} = 7.5^{\circ}$ в эксперименте. Белые кривые показывают угловое распределение энергии ТГц излучения $dW/d\alpha = 2\pi\alpha \int S(\alpha, \omega) d\omega$, где $\alpha = a\sin(ck/\omega)$



Рис. 2.4.3. Зависимость полного числа свободных электронов в плазменном канале филамента от давления воздуха

В углекислом газе зависимость энергии ТГц излучения от давления, полученная в моделировании, качественно воспроизводит спад энергии ТГц излучения при уменьшении давления ниже 1 бара и медленное уменьшение с увеличением давления вплоть до 10 бар в эксперименте [ср. заполненные круги и пустые ромбы на рисунке 2.4.4(б)]. Сдвиг максимума энергии ТГц излучения в моделировании относительно экспериментального может быть связан с вкладом нелинейного резонансного отклика молекул СО₂, который не был учтён в модели.



Рис. 2.4.4. Сравнение энергии ТГц излучения в эксперименте (левая ось) и моделировании (правая ось) в воздухе (а) и CO₂ (б). Серые точки на (б) повторяют красные с (а).
 В моделировании было проинтегрировано только терагерцовое излучение до 1.5 ТГц с углом расходимости менее α_{up} = 7.5° в соответствии с экспериментальной схемой детектирования

2.5. Физические причины эффективной генерации терагерцового излучения при низких давлениях

Основной вклад в генерацию ТГ ц излучения при двуцветной филаментации фемтосекундного излучения даёт нестационарный фототок в самонаведённой плазме [46]. Поэтому можно ожидать, что энергия ТГ ц излучения и пиковая плотность плазмы будут демонстрировать схожую зависимость от давления газа p. Это предположение полностью подтверждается моделированием. Энергия ТГ ц излучения $W_{\text{THz}}(p)$ двуцветного филамента была проинтегрирована по передней полусфере вплоть до 20 ТГ ц в частотной области для всех изученных давлений p. Зависимость энергии $W_{\text{THz}}(p)$ практически полностью совпадает с зависимостью пиковой плотности плазмы $N_{peak}(p)$ как для воздуха, так и для СО₂ [рисунок 2.5.1, верхний ряд, панели (а) и (в), ср. заполненные и пустые круги в каждой панели]. В частности, совпадают максимумы зависимостей $W_{\text{THz}}(p)$ и $N_{peak}(p)$ (3 бар для воздуха и 2 бар для СО₂). Таким образом, поиск оптимальной величины давления для генерации ТГ ц излучения соответствует поиску давления, при котором плотность плазмы максимальна. Плотность плазмы, в свою очередь, определяется пиковой интенсивностью оптического излучения I_{neak} в филаменте (рисунок 2.5.1, нижний ряд).



Рис. 2.5.1. (а), (в) зависимости от давления энергии ТГц излучения, полученной в численном моделировании при интегрировании по полусфере в диапазоне частот 0.07–20 ТГц в воздухе [красные точки, левая ось, панель (а)] и углекислом газе [чёрные точки, левая ось, панель (в)] в сравнении с зависимостями от давления пиковой плотности плазмы (синие открытые круги, правые оси). (б), (г) Пиковая интенсивность оптического излучения в зависимости от давления в воздухе (б) и СО₂ (г)

Монотонное уменьшение пиковой интенсивности $I_{peak}(p)$ с ростом давления может быть качественно объяснено следующим образом. Распространение первой и второй оптических гармоник в сфокусированной геометрии эксперимента (числовая апертура NA $\approx a_0/f \approx 10^{-2}$, где радиус пучка $a_0 = 1.5$ мм, фокусное расстояние f = 15 см) является параксиальным, т.е. продольная проекция волнового вектора в однонаправленном уравнении распространения (15) может быть представлена в виде $k_z \approx k - k_r^{2/2}k$. Параксиальное приближение однонаправленного уравнения распространения (15) инвариантно относительно замены $\{r,z\}$ на $\{r\sqrt{p}, zp\}$. Следовательно, $a_0\sqrt{p}$ и *fp* являются параметрами подобия, и эффективная числовая апертура зависит от давления как NA $\propto 1/\sqrt{p}$. Таким образом, геометрическая фокусировка «становится слабее» с увеличением давления, в то время как нелинейность третьего порядка в уравнении (32) и, соответственно, самофокусировка начинают доминировать при распространении.

Пиковая интенсивность в режиме филаментации (при мягкой фокусировке или коллимированном распространении, когда основное влияние оказывает самофокусировка) определяется интенсивностью насыщения $I_c \approx 70$ TBT/cm² [47, 48]. Напротив, интенсивность фемтосекундного импульса, сфокусированного в газах низкого давления, примерно равна 1 ПВт/см², что всего лишь в два раза меньше вакуумной интенсивности в наших условиях фокусировки ($I_v \approx 2$ ПВт/см², оценки получены из линейной теории дифракции). При увеличении интенсивности с уменьшением давления радиус пучка первой гармоники (см. рисунок 2.5.2) уменьшается от среднеквадратичного 170 мкм при 9 бар (столь большая величина обусловлена сильной дифракцией на плазменном канале филамента) до 20 мкм при 6 мбар (ср. с радиусом перетяжки в вакууме 13 мкм). Вторая гармоника (рисунок 2.5.2) несколько менее чувствительна к изменению давления, её радиус уменьшается с 35 мкм до 7.5 мкм (радиус перетяжки в вакууме 6.5 мкм) при такой же вариации давления.



Рис. 2.5.2. Поперечные распределения плотности энергии первой (ω, красные кривые) и второй (2ω, синие кривые) гармоник в фокусе при различных давлениях

При фиксированной пиковой интенсивности плотность свободных электронов пропорциональна давлению газа. Рост давления совместно с уменьшением пиковой интенсивности (см. нижнюю строку на Рисунке 2.5.1) обеспечивают наличие оптимальной (т.е. максимальной) величины пиковой плотности плазмы при 3 бар в воздухе и 2 бар в CO₂ (рисунок 2.5.1, верхний ряд).

2.6. Сравнение генерации терагерцового излучения в атмосферах Земли и Марса

Применим полученные в эксперименте и моделировании результаты для анализа проблемы, связанной с возможностью генерации ТГц излучения в атмосферах планет земной группы, к которым относятся Меркурий, Венера, Земля и Марс. У Меркурия атмосфера является крайне разреженной [117], поэтому он не представляет интереса для генерации ТГц излучения. Атмосфера Венеры, напротив, является очень плотной (давление газа 93 бар [116]), результаты же наших эксперимента и численного моделирования демонстрируют падение энергии генерируемого терагерцового излучения с частотой до 1.5 ТГц в конус с углом раствора $2\alpha_{up} = 15^{\circ}$ до нуля уже при давлении ~10 бар. Таким образом, изучение атмосферы Венеры посредством генерируемого в ней ТГц излучения также не представляется возможным.

Атмосфера Марса в основном состоит из CO₂ (95%) при давлении 6 мбар [125]. Водяной пар является следовой примесью в марсианской атмосфере (~0.03% [126]), и длина поглощения ТГц излучения при возбуждении вращательных переходов молекул воды приблизительно на 3 порядка больше, чем в атмосфере Земли. Частицы марсианской пыли существенно рассеивают видимое и инфракрасное излучение (длина волны ~1 мкм), поскольку их типичный размер составляет 0.6–2 мкм [127]. Такая среда является прозрачной для ТГц излучения с длиной волны ~100 мкм. Поэтому применение ТГц излучения для лидарных и коммуникационных приложений в атмосфере Марса представляется весьма перспективным.

Минимальное давление углекислого газа p = 10 мбар, достигаемое в используемой в эксперименте кювете, относительно близко к таковому в марсианской атмосфере. Энергия ТГц излучения двуцветного филамента при давлении p = 10 мбар всего в 2 раза меньше, чем достигаемая в оптимуме при p = 0.5 бар для углекислого газа [рисунок 2.4.4(б)], и в 2.5 раза меньше наибольшей энергии в атмосферном воздухе [рисунок 2.4.4(а)]. В моделировании не представляет трудностей уменьшить давление CO₂ до p = 6 мбар и исключить распространение в воздухе от лазерной системы до кюветы.

Гипотетическая экспериментальная установка для генерации ТГц излучения в атмосфере Марса может быть реализована в соответствии с однопучковой схемой [рисунок 2.1.1(а)] с использованием коллинеарного распространения основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера. Удваивающий частоту кристалл может быть помещен непосредственно в пучок основной гармоники, поскольку групповое разбегание гармоник будет минимальным при низком давлении в отсутствии окон кюветы. Энергия генерируемого ТГц излучения может быть оценена в численном моделировании согласно методике, описанной в разделе 2.1 для однопучковой схемы.

Генерация плазмы в марсианской атмосфере характеризуется полной двукратной ионизацией молекул углекислого газа. Двукратная ионизация со вторым потенциалом ионизации CO₂ (22.4 эВ) возможна вследствие высокой интенсивности около 1 ПВт/см², достигаемой в геометрическом фокусе в газе низкого давления (6 мбар). Максимальная интенсивность в такой среде всего лишь в два раза меньше вакуумной интенсивности в геометрическом фокусе [рисунок 2.6.1(а)]. Ограничение роста интенсивности возникает вследствие дефокусировки в плазме с плотностью электронов $N_{peak} = 3.24 \times 10^{17}$ см⁻³ [рисунок 2.6.1(б)] при интенсивности 1 ПВт/см². Для сравнения, максимальная интенсивность в атмосфере Земли на порядок ниже, в то время как максимальная концентрация плазмы на порядок выше (рисунок 2.6.2).



Рис. 2.6.1. Генерация ТГц излучения 125 фс, 1.4 мДж 800 + 400 нм импульсами, сфокусированными 15 см линзой, вблизи поверхности Марса (давление CO₂ 6 мбар).
 (а) Пиковая (красная кривая) и вакуумная (серая кривая) интенсивности в каждой точке вдоль направления распространения *z*. (б) Пиковая плотность плазмы (синяя кривая, левая ось) и энергия ТГц излучения (зелёная кривая, правая ось) в каждой точке вдоль направления. Здесь N₀₀ = 2.7 × 10¹⁹ см⁻³ – концентрация идеального газа при атмосферном давлении



Рис. 2.6.2. Сравнение энергии ТГц излучения и параметров фемтосекундного филамента в атмосфере Марса и Земли

Полная энергия ТГц излучения, доступная вблизи поверхности Марса, составляет 76 нДж (рисунок 2.6.1(б) и рисунок 2.6.2), т.е. в 6 раз меньше чем в атмосфере Земли (430 нДж), см. рисунок 2.6.2 (левые вертикальные колонки). Таким образом, экстремально высокая интенсивность при фокусировке фемтосекундного импульса в марсианскую атмосферу (6 мбар CO_2) обеспечивает полную двукратную ионизацию среды и, как следствие, эффективную генерацию ТГц излучения с энергией немногим меньшей, чем на поверхности Земли.

2.7. Выводы по разделу 2

Разработана методика оптимизации энергии ТГц излучения двуцветного филамента, позволяющая найти максимум энергии ТГц излучения за три расчета на основе однонаправленного уравнения распространения UPPE с различными начальными условиями. Такая оптимизация является рутинной процедурой при использовании в эксперименте как одно-, так и двухпучковой схемы двуцветной ТГц генерации.

Для однопучковой схемы вариация положения кристалла – удвоителя частоты – позволяет добиться максимально доступной в эксперименте энергии. Поэтому в численном расчете достаточно получить энергии ТГц импульса после окончания филаментации для трех начальных фаз между импульсами основной и второй гармоник, различающихся на 60°, и обработать их согласно формулам (22) и (24).

Генерация второй гармоники в независимом канале, используемая в двухпучковой схеме, позволяет выполнить оптимизацию ее групповой задержки относительно лазерного импульса основной частоты – это соответствует одному численному решению UPPE. Двухпучковая схема не обеспечивает стабильной фазы между гармониками, и в эксперименте измеряется средняя энергия ТГц излучения. В моделировании ее воспроизводит (после компенсации группового разбегания) средняя энергия для двух начальных фаз между импульсами основной и второй гармоник, различающихся на 90°, см. формулу (25).

На основе разработанной модели, которая находится в отличном согласии с экспериментом, показана возможность эффективного использования углекислого газа как среды для генерации широкополосного ТГц излучения в двуцветном лазерном поле и найдено оптимальное давление 0.5 бар для генерации ТГц импульсов (для воздуха в тех же условиях – 1 бар). Установлено, что основным источником ТГц излучения являются свободные электроны, абсолютное число которых в фокальной области определяется как давлением газа, так и интенсивностью импульса накачки. Увеличение давления приводит к уменьшению интенсивности оптического импульса с ~1 ПВт/см² при 0.01 бар до ~70 ТВт/см² при 10 бар из-за непрерывного перехода от фокусировки в вакууме к филаментации с насыщением интенсивности. В результате степень ионизации уменьшается одновременно с увеличением плотности газа, обеспечивая максимум в плотности плазмы и энергии ТГц излучения. Энергия ТГц излучения при низких давлениях ~0.01 бар всего в несколько раз меньше, чем ее максимальная величина при ~1 бар вследствие полной двукратной ионизации в поле экстремально высокой интенсивности. Это открывает широкие возможности для дистанционной диагностики высоких слоев атмосферы Земли или для создания исследовательской аппаратуры межпланетных космических станций.

Результаты исследования генерации ТГц излучения в CO₂ использованы для оценки потенциальной применимости фемтосекундных ТГц источников для изучения атмосферы Марса, давление которой составляет 6 мбар. Установлено, что эффективность генерации ТГц излучения двуцветными фемтосекундными импульсами в таких условиях всего в несколько раз ниже, чем в атмосфере Земли. Вследствие слабого поглощения ТГц излучения в сухой марсианской атмосфере возможно его распространение на большие расстояния. Всё это позволяет рассматривать генерацию ТГц излучения плазменным каналом филамента как многообещающий инструмент для удалённого зондирования марсианской атмосферы.

3. ЧАСТОТНО-УГЛОВОЙ СОСТАВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОДНОЦВЕТНОГО ФИЛАМЕНТА ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

3.1. Экспериментальная регистрация профиля диаграмм направленности электромагнитного излучения в диапазоне 0.3–1 ТГц

Регистрация диаграмм направленности генерируемого в плазменном канале филамента ТГц излучения на различных частотах в присутствии внешнего электростатического поля была проведена на экспериментальной установке [77], представленной на рисунке 3.1.1. В эксперименте использовалось лазерное излучение с длиной волны 744 нм, длительностью импульса по половине высоты 90 фс, энергией несколько миллиджоулей и частотой следования 10 Гц (лазерная система производства ООО «Авеста-Проект»). Для выделения аксиально-симметричной моды после компрессора в пучок была вставлена круглая апертура диаметром 2 мм, что уменьшало энергию импульса с ~2 мДж до ~0.5 мДж. Затем импульс распространялся в воздухе на расстояние 4 м до линзы с фокусным расстоянием 20 см. Одиночный филамент формировался в зазоре шириной d=4 мм между плоскими электродами длиной a = 2 см. К электродам прикладывалось напряжение $U_{DC} = 4$ кВ, обеспечивающее электрическое поле с напряженностью $E_{DC} = 10$ кВ/см в зазоре между ними.



Рис. 3.1.1. Экспериментальная установка. Фемтосекундный филамент формируется между электродами под напряжением U_{DC}. Болометр фиксировался на вращающейся штанге с тефлоновыми и полосовыми (ПФ) ТГц фильтрами перед входным окном болометра

Фемтосекундный служил ΤГц филамент источником излучекоторое детектировалось свехпроводящим болометром Scontel ния, RS-CCR-1-12T-1+0.3-3T-0.1. чувствительным к излучению в диапазоне частот от 0.1 до 12 ТГц. Используемый болометр имеет два канала – низкочастотный (0.1–3 ТГц) NbN канал и высокочастотный (0.3–12 ТГц) МоRе канал (см. таблицу 3.1.1). Для измерений низкочастотных компонент ТГц излучения использовался NbN канал детектора.

Табл. 3.1.1. Чувствительность болометра ξ ; максимальное пропускание T и ширина по половине высоты (FWHM) Δv полосовых ТГц фильтров

Частота v (ТГц)	0.3	0.5	1.0	3.0	10
Чувствительность ζ (кВ/Вт) NbN ка- нал/MoRe канал	40/35	60/55	70/45	40/45	-/30
Пропускание Т	0.94	0.85	0.86	0.75	0.76
Ширина (FWHM) Δν (ТГц)	0.067	0.067	0.17	0.32	1.3

Для регистрации угловых распределений плотности энергии ТГц излучения $F(\alpha)$ на различных частотах v, мы вращали болометр, размещённый на 50-см горизонтальной штанге, в плоскости электродов (x, z) вокруг вертикальной оси y, проходящей через геометрический фокус линзы (рисунок 3.1.1), на угол α относительно оси распространения лазерного излучения z и экранировали входное окно болометра с помощью полосовых фильтров на частотах v = 0.3, 0.5, 1 ТГц. Тефлоновый фильтр, расположенный перед полосовыми фильтрами, предотвращал попадание в болометр оптического излучения (рисунок 3.1.1).

Полученные в эксперименте зависимости ТГц плотности энергии F от угла α показаны маркерами на рисунке 3.1.2 для частот v = 0.3 ТГц (чёрный), 0.5 ТГц (красный) и 1 ТГц (синий). В эксперименте распределения $F(\alpha)$ были

зарегистрированы для всех частот v в одинаковых условиях за исключением узкополосных спектральных фильтров. Экспериментальные результаты на рисунке 3.1.2 скорректированы с учётом чувствительности болометра ξ и пропускания фильтров T (см. таблицу 3.1.1).



Рис. 3.1.2. Угловые распределения ТГц плотности энергии $F(\alpha)$, полученные для v = 0.3 ТГц (чёрный), 0.5 ТГц (красный) и 1 ТГц (синий) в эксперименте (маркеры) и моделировании (кривые). Пунктирная кривая соответствует $F(\alpha)$, полученной в моделировании для 0.3 ТГц, с амплитудой, умноженной на 0.66

Распределения плотности энергии ТГц излучения $F(\alpha)$ на всех исследованных частотах v = 0.3-1 ТГц являются унимодальными с плоской вершиной. Максимальное значение плотности энергии на оси пучка спадает примерно в 3 раза с ростом частоты от 0.3 до 1 ТГц. Одновременно примерно в 2 раза уменьшается угловая ширина диаграммы направленности. Постоянное значение плотности энергии ТГц излучения в достаточно широком угловом диапазоне $-10^{\circ} \le \alpha \le 10^{\circ}$ позволяет говорить о высоком качестве ТГц пучка, испускаемого фемтосекундным филаментом в постоянном внешнем поле. Такой пучок может бы эффективно использован в различных приложениях, например, в диагностике плазмы [128].

Измеренные спектрально-селективные распределения плотности энергии ТГц излучения позволяют получить оценки спектральной интенсивности ТГц сигнала на соответствующих частотах, т.е. оценить его спектр. Поскольку в наших экспериментах мы измерили угловые распределения $F(\alpha)$ вплоть до уровня шума, предлагаемый метод оценки ТГц спектра позволяет гарантированно учесть полную угловую расходимость ТГц излучения на всех, в т.ч. низких частотах [129].



Рис. 3.1.3. (а) Интегральный спектр ТГц излучения *S* в моделировании (чёрная кривая) и эксперименте (символы). (б) Частотно-угловое распределение ТГц излучения в моделировании в диапазоне *v* < 2 ТГц на расстоянии *z* = 21 см

Для оценки спектральной интенсивности электромагнитного излучения филамента во внешнем электростатическом поле из измеренных угловых распределений $F(\alpha)$ в предположении их аксиальной симметрии, были найдены спектральные интенсивности *S*, соответствующие центральным частотам полосовых фильтров *v*, как

$$S(\nu) = \frac{\Delta \alpha}{\Delta \nu} \sum_{p} F(\alpha_{p}) |\sin \alpha_{p}|, \qquad (33)$$

где $a_p = p\Delta a$, $\Delta a = 2^\circ$, а индекс *p* пробегает по всем угловым позициям болометра. Полученные таким образом значения спектральных интенсивностей [рисунок 3.1.3(а), символы, форма и цвет которых соответствует таковым на рисунке 3.1.2] уменьшаются с ростом частоты. Такое монотонное уменьшение спектральной интенсивности позволяет утверждать, что максимум спектра ТГц излучения филамента в постоянном внешнем поле находится на частоте ниже 0.3 ТГц. Данный результат находится в отличном согласии с недавними измерениями спектра интерферометром Майкельсона [56], в которых спектральный максимум ТГц излучения из филамента, помещенного в электростатическое поле, находится на частоте ~0.07 ТГц.

3.2. Однонаправленное уравнение распространения для моделирования генерации терагерцового излучения во внешнем электростатическом поле. Предсказание конической диаграммы направленности на частоте ~10 ТГц

Экспериментальные исследования генерации ТГц излучения при филаментации во внешнем постоянном электрическом поле ведутся с самого открытия явления [31] вплоть до настоящего времени [71, 72, 130, 131], обеспечивая исследователей новыми яркими результатами. Теоретические исследования явления выглядят несколько беднее: они проведены лишь в приближении интерференции полей локальных источников с известной диаграммой направленности [72, 132] либо в одномерном приближении [131]. Самосогласованного моделирования распространения и генерации ТГц излучения филамента, помещенного в электростатическое поле, не проводилось до нашей недавней работы [77], следуя которой мы адаптируем основанные на однонаправленном уравнении распространения (15) модель и численный алгоритм к изучаемому явлению.

Внешнее электростатическое поле E_{DC} , т. е. нулевая гармоника, не распространяется и, следовательно, не может быть учтено в каждом члене однонаправленного уравнения распространения (15) как суперпозиция с переменным (оптическим и ТГц) полем $\Box(\tau)$. Однако допустимо учесть поле E_{DC} только в нелинейной части, описываемой поляризацией *P* и током $J = J_{free} + J_{abs}$, см. выражения (18) и (19).

Исключим из поляризации *P* [формула (17)] нулевую гармонику, связанную с постоянным полем, заменив ее следующим образом:

$$P(\tau) = \chi^{(3)} E^3(\tau) \to \chi^{(3)} [(\Box(\tau) + E_{DC})^3 - E_{DC}^{-3}],$$
(34)

где $\chi^{(3)}$ – коэффициент мгновенной кубичной нелинейности, $E(\tau) = \mathcal{E}(\tau) + E_{DC}$.

Концентрация свободных электронов $N_e(\tau)$, которая определяет ток $J(\tau)$, в общем случае зависит от полного поля $E(\tau)$. Однако туннельная или лавинная добавка к скорости ионизации w под действием электростатического поля E_{DC} с напряжённостью ~10 кВ/см пренебрежимо мала по сравнению со скоростью прилипания электронов к молекулам кислорода O_2 [133], поэтому мы рассчитывали скорость ионизации w, исходя только из оптического поля \mathcal{E} , то есть $w(E) = w(\mathcal{E})$. Для фемтосекундного излучения ближнего инфракрасного диапазона зависимость $N_e(\tau)$ может быть получена в соответствии со скоростью ионизации $w(\mathcal{E})$, определяемой согласно модели Переломова-Попова-Терентьева [83]. Поэтому ток поглощения J_{abs} , определяемый также исходя из $w(\mathcal{E})$, сохраняет свою форму (19) с учетом замены $E \to \mathcal{E}$.

Время рекомбинации плазмы [133] превышает размер использованного в моделировании временного окна ~100 пс. Поэтому согласно уравнению (18) на правой границе временного окна нестационарный фототок свободных электронов $J_{free}(\tau \to +\infty) \propto E_{DC} N_e(\tau \to +\infty) \neq 0$, в то время как на левой $J_{free}(\tau \to -\infty) = 0$. Следовательно, преобразование Фурье, необходимое на каждом шаге интегрирования однонаправленного уравнения распространения, не может быть применено для J_{free} . Однако его производная $G = \partial J_{free}/\partial \tau$ является нулевой при $\tau \to \pm \infty$. В связи с этим гармоника тока $\hat{J} = \hat{\mathcal{F}} \left[J_{free} + J_{abs} \right]$ в уравнении (15) преобразуется как

$$\hat{J} = \hat{G}/i\omega + \hat{J}_{abs^2} \tag{35}$$

где $\hat{\mathcal{F}}$ – оператор прямого преобразования Фурье.

Небольшая мощность фемтосекундной накачки в эксперименте позволила нам провести численное моделирование для аксиально-симметричного пучка. Мы воспроизвели распространение фемтосекундного излучения от выхода компрессора в условиях эксперимента. Распространение лазерных импульсов с длиной волны 744 нм, длительностью 90 фс (FWHM) и энергией ~0.5 мДж после 2-мм апертуры, описываемой начальным супер-гауссовым пучком 16-ой степени, на расстояние 4 м от неё до фокусирующей линзы было выполнено численным решением уравнения (15) в линейном режиме. Для описания геометрической фокусировки с фокусным расстоянием f = 20 см мы умножили результирующее поле на фазовый множитель $\exp[i\omega r^2/(2fc)]$ в (ω, r, z) пространстве при z = 0, а затем распространили его линейно до $z_0 = 18$ см (аналогично работе [108]). Начиная с расстояния z_0 , уравнение (15) численно интегрировалось с учетом нелинейности, определяемой, в том числе, и постоянным электрическим полем $E_{DC} = 10$ кВ/см.

В эксперименте измерялись угловые распределения ТГц излучения на частотах 0.3, 0.5 и 1 ТГц. Поскольку наименьшая частота в эксперименте составляет 0.3 ТГц, моделирование требует спектрального разрешения не хуже 0.01 ТГц. В то же время полный размер частотной области должен быть больше 1.5 ПГц для корректного описания третьей оптической гармоники. Тем самым, расчетная сетка должна содержать $\sim 2^{18}$ точек по частоте. Диаметр плазменного канала фемтосекундного филамента составляет 50–100 мкм. Для адекватного описания распределения концентрации электронов в канале требуется поперечное разрешение ~ 2 мкм. В то же время, угловая расходимость ТГц излучения составляет 10° и более (см. рисунок 3.1.2), и для соблюдения нулевых граничных условий на границе сетки ее размер должен составлять не менее 2 см. Тем самым, число узлов по координате *r* будет $\sim 10^4$.

Для уменьшения вычислительных ресурсов, необходимых для моделирования, нами была применена неоднородная сетка в частотной области. Она состояла из двух однородных суб-сеток. Низкочастотная суб-сетка простиралась до 95 ТГц и содержала 2^{13} узлов, обеспечивая высокое спектральное разрешение 95 ТГц/ $2^{13} \approx 0.01$ ТГц. Оставшаяся частотная область вплоть до 3 ПГц образовывала вторую суб-сетку и имела довольно грубое разрешение 3 ПГц/ $2^{12} \approx 0.74$ ТГц по частоте. Этим двум суб-сеткам соответствовали две суб-сетки во временной области. Первая из них охватывала временное окно в 100 пс и предназначалась для хранения ТГц поля, тогда как на второй с областью 1.35 пс хранился оптический импульс. Поскольку каждая из суб-сеток была эквидистантной, переход из временной области в частотную и обратно требовал двух быстрых преобразований Фурье. По поперечной координате *r* аналогично были выбраны низкочастотная сетка протяженностью 1 см с 5×10^3 узлов, а высокочастотная – 2 мм с 10^3 узлов. Узлы сеток по координате *r* совпадли при r < 2 мм.

Распределение $|\hat{\mathcal{E}}(\omega, k_r)|^2$, полученное в моделировании, пересчитывалось в частотно-угловое распределение $|\hat{\mathcal{E}}(\nu, \alpha)|^2$ согласно якобиану
$$\frac{8\pi^3 v^2}{c^2} \cos\alpha. \tag{36}$$

Величину $F(\alpha) \propto \left| \widehat{\mathcal{E}}(\omega = 2\pi v, k_r = 2\pi v c^{-1} \sin \alpha) \right|^2 v^2 \Delta v \cos \alpha$. учитывающую выражение (36) и ширину полосового фильтра Ду (см. таблицу 3.1.1), можно сравнивать с экспериментальными распределениями на разных частотах. Как в эксперименте, так и в моделировании угловые распределения ТГц излучения являются плоскими с максимумом на оси (кривые на рисунке 3.1.2). Ширина угловых распределений в эксперименте и моделировании согласуется с точностью ~15% для частоты 0.3 ТГц и более точно для остальных частот. Отношение амплитуд $F(\alpha)$ на частотах 0.5 и 1 ТГц совпадает в эксперименте и моделировании. На частоте 0.3 ТГц максимум зависимости $F(\alpha)$, полученной в моделировании, в полтора раза превосходит соответствующий максимум в эксперименте. Вероятно, это связано с поляризационной селективностью болометра на низких частотах: он эффективнее пропускает ТГц излучение с горизонтальной поляризацией, тогда как в эксперименте филамент был источником вертикально поляризованного ТГц сигнала, см. рисунок 3.1.1. Восстановленные из угловых распределений спектральные интенсивности на частотах 0.3, 0.5 и 1 ТГц находятся в хорошем согласии с моделированием [ср. символы и кривую на рисунке 3.1.3]. Тем самым, разработанная в настоящем разделе модель отлично воспроизводит результаты эксперимента.

Плоская форма диаграмм направленности наблюдается как в эксперименте, так и в моделировании для частот $v \le 1$ ТГц, см. диаграммы направленности при v = 0.3, 0.5 и 1 ТГц на рисунке 3.1.2 и частотно-угловое распределение излучения с частотой v < 2 ТГц на рисунке 3.1.3(б). Однако с ростом частоты оно трансформируется в кольцевое, см. рисунок 3.2.1. Введем величину

$$\Phi(\nu) = \frac{\left|\hat{\mathcal{E}}(\nu, \alpha = 0)\right|^2}{\max_{\alpha} \left|\hat{\mathcal{E}}(\nu, \alpha)\right|^2},$$
(37)

показывающую, как распределение с плоской вершиной переходит в кольцевое распределение. Значение $\Phi = 1$ соответствует максимуму на оси, меньшие Φ означают, что развивается кольцевая структура, которую можно считать основной, например, при $\Phi = 0.5$, что достигается при увеличении частоты до $v \approx 8$ ТГц [рисунок 3.2.1(а), белая кривая].

Физическая причина кольцевых распределений ТГц эмиссии может быть связана с рассеянием ТГц излучения в самонаведенной плазме филамента [73]. Концентрация плазмы в моделировании составляет $(4 - 5) \times 10^{17}$ см⁻³ [рисунок 3.2.2(в), зелёная кривая]. Диэлектрическая проницаемость плазмы равна $1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + v_c^2)$. где ω_p – плазменная частота. Таким образом, кольцевое поперечное распределение ТГц излучения, возникающее вследствие рассеяния на плазме, должно появляться при $v < \omega_p / 2\pi \approx 5$ ТГц, в то время как измеренные и полученные в моделировании распределения $F(\alpha)$ являются плоскими в этом диапазоне частот, см. рисунок 3.1.2, 3.1.3(б), 3.2.1(а)–(в).



Рис. 3.2.1. (а) Частотно-угловое распределение ТГц излучения в моделировании в диапазоне v < 20 ТГц на расстоянии z = 21 см. Белая сплошная кривая показывает величину $\Phi(v)$, которая достигает значения 0.1 на частоте $v \approx 14.5$ ТГц. (б)–(д) Нормированные распределения $F(\alpha)$ с (красные кривые) и без (серые) учёта преломления ТГц волн в плазменном канале. Чёрные кружки указывают величину F(0), которая равна Φ на заданной частоте

Прямая проверка роли плазмы в формировании конической эмиссии ТГц излучения может быть выполнена путём сравнения частотно-угловых распределений ТГц излучения, полученных в моделирование в двух случаях: с и без учёта преломления ТГц волн в плазменном канале. Первый случай соответствовал описанной выше модели явления. Во втором случае при вычислении нелинейных поляризации *P* и тока *J* из поля П выфильтровывались низкочастотные компоненты с v < 95 ТГц. В результате модель описывала только генерацию ТГц излучения и его дальнейшее распространение в воздухе без плазмы. Вне зависимости от учёта рассеяния ТГц излучения плазмой, его угловые распределения сохраняют плоскую форму с максимумом на оси в диапазоне частот от 0.1 ТГц до по меньшей мере 2 ТГц [ср. серые и красные кривые на рисунке 3.2.1(б), (в)]. Кольцевые диаграммы направленности появляются на высоких $T\Gamma_{II}$ частотах также в обоих случаях [рисунок 3.2.1(г), (д)]. Таким образом, единственной возможной причиной формирования кольцевых структур в высокочастотной области оказывается деструктивная интерференция ТГц волн, излучённых на различных расстояниях z вдоль филамента [60].



Рис. 3.2.2. (а) Огибающие импульса на расстояниях *z*, отмеченных цветными стрелками на (в). Зависимости от *z* (б) частоты v_r , для которой $\Phi = 0.1$; (в) соответствующего периода ТГц волны

 $T_r = 1/v_r$ (круги, левая ось, показана отрицательная величина), временной позиции фронта ионизации τ_{if} (чёрная кривая, левая ось) и пиковой концентрации плазмы $N_e^{(max)}$ (зелёная кривая, правая ось)

Пусть характерная частота v_r ярко выраженного кольца соответствует $\Phi = 0.1$ [рисунок 3.2.1(а)]. На рисунке 3.2.2(б) представлена зависимость $v_r(z)$, найденная по полученным в моделировании частотно-угловым спектрам ТГц излучения. ТГц волны излучаются фронтом ионизации [134], который смещается в бегущей с групповой скоростью импульса системе координат от центра импульса при $\tau = 0$ к его переднему фронту $\tau < 0$ [135] с увеличением расстояния *z* от начала филамента $z_s = 20.1$ см до 20.7 см [рисунок 3.2.2(а)]. Временной сдвиг фронта ионизации τ_{if} совпадает с периодом ТГц волны $T_r = 1/v_r$, имеющей ярко выраженную кольцевую диаграмму направленности [ср. чёрную кривую и точки на рисунке 3.2.2(в)]. При $z > z_s$ зависимость $\tau_{if}(z)$ может быть аппроксимирована линейной функцией

$$\tau_{if} \approx \Lambda(z - z_s), \tag{38}$$

см. чёрную кривую на рисунке 3.2.2(в), при этом коэффициент $\Lambda \approx -80$ фс/см. Он может быть пересчитан в скорость фронта ионизации в лабораторной системе координат как $V_{if} = (v_g^{-1} + \Lambda)^{-1} \approx 1.002c$, где v_g – групповая скорость импульса.

Поскольку пиковая плотность плазмы слабо меняется вдоль канала [рисунок 3.2.2(в), зелёная кривая], можно положить, что ТГц часть производной фототока $G = \partial J_{free} / \partial \tau$ зависит только от τ_{if} :

$$G_{\rm THz}(\tau,z) = G_s(\tau - \tau_{if}(z)), \tag{39}$$

где $G_s = G_{\text{тнz}} (\tau, z = z_s)$. Тогда её спектр есть

$$\hat{G}_{\text{THz}} = \hat{G}_s \exp\left[-i\omega\Lambda(z-z_s)\right].$$
(40)

Решение однонаправленного уравнения распространения для осевой компоненты [136]

$$\widehat{\mathcal{E}}(\omega, k_r = 0, z) \propto \widehat{G}_s \int_{z_s}^{z} \exp\left[i\omega\zeta\left(\frac{n(\omega)}{c} - \frac{1}{v_g} - \Lambda\right)\right] d\zeta$$
(41)

является нулевым, если показатель экспоненты в (41) пробегает ровно $2\pi i$ при интегрировании. Поскольку $\Lambda |nc^{-1} - v_g^{-1}|$, получаем $v_r = \omega/2\pi \approx |\Lambda(z - z_s)|^{-1} = \tau_{if}^{-1}$ в согласии с результатом 3D + *t* моделирования, см. рисунок 3.2.2(в).

Таким образом, нами разработана основанная на однонаправленном уравнении распространения модель генерации ТГц излучения при филаментации во внешнем электростатическом поле. Модель отлично согласуется с результатами измерений угловых диаграмм направленности в низкочастотной части ТГц спектра ($v \le 1$ ТГц), а для излучения с частотой ~10 ТГц предсказывает в дальней зоне дифракции формирование кольцевого углового распределения с минимумом на оси лазерного пучка.

3.3. Физическая интерпретация диаграмм направленности ТГц излучения филамента во внешнем постоянном поле на основе спирали Френеля

Как следует из результатов нашего 3D + t моделирования (см. раздел 3.2), кольцевая структура высокочастотных распределений ТГц излучения филамента во внешнем постоянном поле определяется тем, что скорость фронта ионизации превышает скорость света (и ТГц волн в воздухе), вследствие чего протяженный плазменный источник обеспечивает для высоких частот деструктивную интерференцию ТГц излучения на оси пучка [см. формулы (38)–(41)]. Ключевым элементом для объяснения формирования кольцевых структур в высокочастотной части ТГц спектра является интеграл (41), который может быть вычислен с использованием наглядной пространственно-временной аналогии дифракционной спирали Френеля [71].

Как показало наше моделирование, плотность плазмы филамента N_e может считаться постоянной на протяжении всей его длины L [см. рисунок 3.2.2(в)]. На рисунке 3.3.1(а) филамент схематически показан сине-зеленым овалом. В локальном времени (т.е. в системе отсчета, движущейся с групповой скоростью v_g импульса, распространяющегося линейно) максимум поля импульса смещается к переднему фронту импульса, поскольку в каждой точке филамент а *z* максимум поля генерирует плазму и дефокусируется на ней [см. рисунок 3.2.2(а)]. В следующей по длине распространения точке *z* филамента роль максимума поля берет на себя предшествующий временной срез. Таким образом, фронт ионизации распространяется быстрее групповой скорость как V_{ij} тогда разность обратных скоростей фронта ионизации и импульса в линейной среде есть

$$\Lambda = \frac{1}{V_{if}} - \frac{n}{c},\tag{42}$$

где n – показатель преломления воздуха, c – скорость света в вакууме. Грубую оценку величины Λ можно получить, если предположить, что за длину филамента L максимум поля сдвигается на половину длительности импульса. Действительно, филамент заканчивается, когда пиковой интенсивности недостаточно для образования плазмы. В модели бегущих фокусов это следует трактовать как то, что во временном срезе, который обеспечивает ионизацию на текущем расстоянии, локальная мощность ниже критической, и при этом внешней фокусировки недостаточно, чтобы поднять интенсивность до пороговой интенсивности ионизации. Соблюдение этих условий предполагает, что мощность/интенсивность текущего временного среза в 5-50 раз меньше максимальной по времени, т.е. от отстоит от центра гауссова импульса на время порядка 1-2 его полуширины. Найденное таким образом для наших условий эксперимента (см. раздел 3.1) значение $|\Lambda| = 50 \text{ фс/1 см} = 0.0015/c$ достаточно хорошо согласуется с полученным в моделировании ($\sim 0.002/c$) и при этом настолько велико, что можно пренебречь дисперсией показателя преломления и различием между фазовой и групповой скоростью импульса – учет этих факторов изменяет Λ на величину ~1%.

Будем полагать, что начало филамента расположено на $z_s = 0$. Тогда согласно (38) в бегущем времени максимум поля импульса достигается в момент времени $\tau_{if} = \Lambda z$. ТГц часть фототока электронов в условиях ионизации J_{free} определяется только концентрацией плазмы, скоростью релаксации фототока и напряженностью внешнего поля, поэтому может быть записана как J_{free} (τ , z) = J_{free} ($\tau - \Lambda z$) [см. рисунок 3.3.1(б)], а его спектр – как \hat{J}_{free} (ω, z) = \hat{J}_{free} ($\omega, z = 0$) ехр [$-i\omega\Lambda z$], см. формулы (39) и (40). Этот ток определяет генерацию ТГц поля, поэтому для медленного ТГц поля различие групповых скоростей ТГц волны и фронта ионизации действует как фазовое рассогласование. Интегрирование ТГц поля $\delta \hat{\xi}(\omega, z) \propto \hat{J}_{free}$ (ω, z) а доль филамента приводит к тому, что низкочастотные ТГц компоненты всегда сфазированы, в то время как для высоких наблюдается деструктивная интерференция.



Рис. 3.3.1. (а) Рассмотрим филамент длиной *L* с постоянной плотностью плазмы N_e . (б) При распространении лазерного импульса от z_1 до z_2 фронт ионизации (обозначенный как (N_e), оранжевые кривые, здесь и далее точкой обозначена производная по локальному времени τ) смещается к переднему фронту импульса. Генератор ТГц излучения $G = \partial J_{free}/\partial \tau$ остаётся практически неизменным, однако также смещается в локальном времени. Таким образом, спектральная компонента δE , обеспечиваемая этим током на заданной частоте ω , вращается согласно теореме смещения. (в) Суммирование спектральных компонент ТГц поля, сгенерированных вдоль филамента может быть конструктивным или деструктивным в зависимости от частоты, поскольку фазовое рассогласование растёт линейно с частотой. Здесь $\omega_1 < \omega_2 < \omega_3$

Графическое представление интегрирования воспроизводит спираль Френеля, которая закручивается тем быстрее, чем выше частота ТГц излучения, см. рисунок 3.3.1(в). Для частоты

$$\omega = \frac{2\pi}{|\Lambda|L} \tag{43}$$

спираль замыкается, то есть на этой частоте ТГц излучение от различных точек филамента интерферирует деструктивно. Например, для L = 1 см и $\Lambda = 0.002/c$ соответствующая частота равна $v = \omega/(2\pi) = 15$ ТГц в отличном согласии с результатами 3D + t моделирования, см. рисунок 3.2.1(a), 3.2.2(б).

Приведенные рассуждения справедливы для ТГц волн, распространяющихся вдоль оптической оси, тогда как для волны, излученной под углом α , выражение для Λ преобразуется как

$$\Lambda' = \frac{1}{V_{ii} \cos \alpha} - \frac{n}{c},\tag{44}$$

поскольку необходимо спроецировать скорость фронта ионизации на выделенную ось. Следовательно, для частоты (43), при которой на оси пучка ТГц поле равно нулю, для угла $\alpha \neq 0$ спираль оказывается незамкнутой, и излучение, распространяется в кольцо.

Случай

$$\Lambda'(\alpha) = 0 \tag{45}$$

соответствует чисто конструктивной интерференции волн, поскольку согласно (40) формально имеем $\hat{J}_{free}(\omega,z) = \hat{J}_{free}(\omega,z=0)$. Уравнение (45) имеет решение в элементарных функциях

$$\alpha_r = \operatorname{acos}\left(\frac{c}{V_{if}n}\right) \approx \sqrt{2\left(1 - \frac{c}{V_{if}n}\right)}.$$
(46)

Полученное выражение имеет два важных следствия. Во-первых, угол α_r не зависит от частоты, следовательно, на любой частоте ω в окрестности α_r плотность энергии ТГц излучения будет близка к максимальному значению на этой частоте. Для высоких ТГц частот это соответствует коническому распространению ТГц излучения под углом $\alpha = \alpha_r$. Именно этот эффект получен в численном моделировании, см. частотно угловое распределение на рисунке 3.2.1(а).

Во-вторых, подстановка значений $V_{ij} = 1.002c$ и n = 1.0003 [см. формулу (16)] дает значение $\alpha_r \approx 4^\circ$, что отлично согласуется с полученными в моделировании углами ТГц конической эмиссии, см. рисунок 3.2.1(г), (д).

Таким образом, основанная на пространственно-временной аналогии дифракционной спирали Френеля простая физическая модель ТГц излучения филамента во внешнем электростатическом поле позволяет количественно охарактеризовать диаграммы направленности ТГц излучения. Модель связывает плавный переход диаграмм направленности от распределений с плоской вершиной в низких частотах ~1 ТГц к кольцевым при v ~ 10 ТГц с тем, что по мере роста частоты спираль Френеля становится все более замкнутой. Она предсказывает, что высокочастотные ТГц компоненты распространяются под углом к оси лазерного пучка α_r [см. формулу (46)] независимо от ТГц частоты. Для наших условий эксперимента – длина филамента около 1 см, длительность оптической накачки около 100 фс – $\alpha_r \approx 4^\circ$ в отличном согласии с основанным на уравнении распространения численном моделировании. В следующем разделе будут представлены результаты эксперимента, подтверждающие предсказания высокочастотной ТГц конической эмиссии, сформулированные в разделах 3.2 и 3.3.

3.4. Экспериментальная регистрация кольцевого пучка на частоте 10 ТГц

Измеренный в наших работах спектр ТГц излучения двуцветного филамента простирается до 10–30 ТГц [см. рисунок 1.1.2 и 1.3.2(б)]. В экспериментах [36–38] двуцветный импульс из нескольких колебаний светового поля генерировал ТГц излучение со спектром, протягивающемся до ~100 ТГц. Тем самым, высокочастотное ~10-ТГц излучение двуцветного филамента хорошо исследовано. Измерения спектра одноцветного филамента во внешнем электростатическом поле [31, 72, 130] демонстрируют его локализацию в низкочастотной области ниже 3–5 ТГц. Исследования более высокочастотных ТГц компонент не проводились. Однако численное моделирование предсказывает падение спектральной интенсивности на два порядка с ростом частоты от 1 до 10 ТГц [рисунок 3.2.1(а)]. Чувствительности нашего болометра Scontel RS-CCR-1-12T-1+0.3-3T-0.1 заведомо достаточно для регистрации угловых распределений излучения на частоте 1 ТГц (рисунок 3.1.2). Излучение с интенсивностью в ~100 раз меньшей также может быть зарегистрировано с его помощью, см. таблицу 3.1.1, что делает измерение диаграмм направленности 10-ТГц излучения филамента во внешнем постоянном поле возможным.



Рис. 3.4.1. Экспериментальная установка: (а) вид сверху и (б) вид сбоку. Горизонтальный угол *а*_x варьировался вращением поворотного столика, на котором был установлен болометр, вертикальный угол *а*_y варьировался путем перемещения сферического зеркала и юстировкой как сферического, так и поворотного зеркал таким образом, чтобы сохранить положение геометрического фокуса

Для регистрации угловых диаграмм направленности 10-ТГц излучения филамента во внешнем электростатическом поле потребовалось решить две серьезных проблемы [71]. Во-первых, тефлон, обычно используемый, чтобы блокировать оптическое излучение, непрозрачен на частотах выше 3 ТГц [137]. Поэтому он не пригоден для высокочастотных измерений, и необходимо найти другой материал для отсечения оптической накачки. Из различных органических пластиков для наших задач подходит полипропилен [138]. Во-вторых, измеренные различными методами кольцевые структуры ТГц излучения двуцветного филамента [38, 52, 59–61, 65, 73] асимметричны и сильно модулированы по углу. Аналогичный эффект наблюдался и для низкочастотных компонент ТГц одноцветного филамента без внешнего электростатического поля, см. работу [70]. Результаты 1D измерений кольцевых ТГц диаграмм направленности с сильной модуляцией по углу допускает интерпретацию как сильно зашумленное унимодальное распределение интенсивности. Поэтому для уверенной регистрации ТГц конической эмиссии были проведены 2D измерения, использующие разработанную ранее экспериментальную схему [70], см. рисунок 3.4.1.

Эксперименты [71] проведены с использованием лазерного излучения с центральной длиной волны 740 нм, длительностью импульса по половине высоты 90 фс, энергией до 6 мДж и частотой следования 10 Гц (производство ООО «Авеста-Проект»). Для выделения аксиально-симметричной моды в пучок была вставлена апертура диаметром 6 мм на расстоянии около 3 м после компрессора, где диаметр пучка составлял ~8 мм. Энергия излучения варьировалась дифракционным ослабителем и после апертуры составляла 1.8 мДж, что примерно в 3.5 раза выше, чем при низкочастотных измерениях, описанных в разделе 3.1, однако все еще в области энергий, обеспечивающих формирование только одного филамента в фокусе. Затем пучок заводился на сферическое зеркало с фокусным расстоянием f = 25 см и фокусировался в 4-мм зазор между вертикально расположенными электродами (20 × 80 мм²). К электродам прикладывалось напряжение 6 кВ, обеспечивающее в зазоре между ними параллельное поляризации лазерного импульса электрическое поле с напряженностью 15 кВ/см. Такое поле заведомо меньше пробойного, однако в полтора раза выше используемого в наших измерениях низкочастотных ТГц компонент, см. раздел 3.1. Поскольку энергетический выход ТГц излучения при филаментации во внешнем постоянном поле пропорционален квадрату внешнего поля и квадрату энергии оптической накачки [31, 56, 72, 130, 139], общий рост энергии ТГц излучения по сравнению с низкочастотными измерениями составлял ~25 раз.

Терагерцовое излучение филамента детектировалось MoRe каналом сверхпроводящего болометра Scontel RS-CCR-1-12T-1+0.3-3T-0.1, см. чувствительность в таблице 3.1.1. Сигнал болометра регистрировался осциллографом. Синхроимпульс для осциллографа поступал с фотодиода, регистрирующего рассеянное на оптических элементах излучение накачки. Осциллограф усреднял сигнал по 64 импульсам, записывалась амплитуда усредненного сигнала. Входное окно болометра экранировалось полосовыми ТГц фильтрами с центральными частотами пропускания 0.5, 1, 3 или 10 ТГц. Кроме того, перед полосовыми фильтрами была установлена прозрачная полипропиленовая плёнка толщиной около 400 мкм, которая пропускала ТГц излучение, но эффективно рассеивала оптическое. Болометр с фильтрами размещался на 40-см подвижном столике, вращающемся вокруг вертикальной оси, проходящей через фокус сферического зеркала [рисунок 3.4.1(а)]. Сферическое зеркало было закреплено на 40-см вертикальном стержне [рисунок 3.4.1(б)].

Измерения поперечных распределений ТГц излучения проводились путем изменения горизонтального и вертикального углов a_x и a_y с помощью вращения поворотного столика с болометром [рисунок 3.4.1(а)] и перемещения сферического зеркала вдоль вертикального стержня [рисунок 3.4.1(б)], соответственно. После смещения сферического зеркала по вертикали переюстировались система заведения излучения на зеркало и ориентация зеркала таким образом, чтобы конец филамента каждый раз был в одной точке, выровненной по дальнему краю электродов и по высоте с точностью около 1 мм. Для каждого значения угла a_y производилось сканирование сигнала болометра по углу поворота a_x , и таким образом измерялось двумерное распределение $F(a_x, a_y)$ плотности энергии ТГц излучения на частоте, определяемой установленным перед болометром полосовым фильтром. Разрешение по углам выбиралось в диапазоне 1–4° в зависимости от общей ширины ТГц пучка на заданной частоте.

Низкочастотные распределения [0.5 и 1 ТГц, рисунок 3.4.2(а), (б)] имеют характерную плоскую вершину в согласии с более ранними измерениями, в т.ч. 1D спектрально-селективными [72, 76, 77], см. также раздел 3.1. Аналогичные результаты получены и при 2D регистрации ТГц излучения филамента во внешнем поле [58]. Несмотря на то, что последний эксперимент выполнен без разрешения по частоте, наиболее энергетичные ТГц компоненты сосредоточены в низких частотах $v \le 1$ ТГц, и интегральные по спектру измерения [58] воспроизводят результаты наших экспериментов при v = 0.5 и 1 ТГц.

При повышении частоты до 3 и 10 ТГц излучение приобретает кольцевую структуру [рисунок 3.4.2(в), (г)]. Охарактеризовать контрастность кольца можно с помощью отношения Ф плотности энергии на оси ТГц пучка к максимальной по распределению, см. формулу (37). Величина Ф равна 0.86 ± 0.07 и 0.57 ± 0.10 для 3 и 10 ТГц, соответственно. Измеренное значение $\Phi(v = 10$ ТГц) находится в согласии с результатами моделирования [см. рисунок 3.2.1(а), (г)], в котором найдено значение $\Phi(v = 8$ ТГц) = 0.5.



Рис. 3.4.2. (Верхняя строка) Двумерные распределения ТГц плотности энергии $F(\alpha_{x_x}\alpha_{y_y})$, измеренные на частотах (а) v = 0.5, (б) 1, (в) 3, (г) 10 ТГц и (нижняя строка) их диагональный $(\alpha_x, = -\alpha_y,$ зелёные треугольники), горизонтальный $(\alpha_y = 0,$ красные круги) и вертикальный $(\alpha_x = 0,$ синие квадраты) срезы, а также их сглаженная аппроксимация (серые кривые)

Угол расходимости конического излучения составляет $(7 \pm 2)^{\circ}$ как для частоты v = 3 ТГц, так и для v = 10 ТГц, см. рисунок 3.4.2(ж), (з). Тем самым, в эксперименте показана, что коническая расходимость высокочастотного ТГц излучения не зависит от частоты. Это отлично согласуется с результатами моделирования (рисунок 3.2.1) и независящей от частоты величиной $2\alpha_r$, найденной из пространственно-временной аналогии спирали Френеля, см. формулу (46).

В работах [130, 140] получены экспериментальные свидетельства, что спектр ТГц излучения филамента во внешнем электростатическом поле является несколько более низкочастотным по сравнению со случаем филаментации без поля. В 2D измерениях низкочастотных компонент ТГц излучения филамента без внешнего поля [58, 70] установлено, что при определенных условиях диаграмма направленности ТГц излучения может быть конической.

Измеренный на 10 ТГц сигнал, однако, обусловлен именно приложенным электростатическим полем, а не естественным излучением филамента. Действительно, измеренные 1D ($\alpha_y = 0$) диаграммы направленности на 10 ТГц в одинаковых условиях с включенным ($E_{DC} = 15$ кВ/см) и выключенным ($E_{DC} = 0$) источником постоянного напряжения (рисунок 3.4.3) показывают, что излучение филамента без поля на порядок слабее, чем представленный на рисунке 3.4.2(г) сигнал.

Таким образом, экспериментально зарегистрирована 10-ТГц коническая эмиссия филамента во внешнем электростатическом поле. Полученные 2D диаграммы направленности находятся в отличном согласии с предсказаниями теории. Кроме того, экспериментально установлена возможность с использованием нашего болометра зарегистрировать диаграмму направленности высокочастотного ТГц излучения одноцветного филамента без внешнего поля – этому будет посвящен раздел 4.



Рис. 3.4.3. 1D угловые распределения плотности энергии ТГц излучения $F(\alpha_x)$, измеренные на частоте v = 10 ТГц в случае одноцветной филаментации во внешнем поле (красные круги) и без него (серые звёзды)

3.5. Выводы по разделу 3

Экспериментально и теоретически показано, что по мере роста частоты $T\Gamma_{II}$ излучения филамента, помещенного во внешнее постоянное поле, относительная интенсивность $T\Gamma_{II}$ излучения на оси пучка непрерывно уменьшается, что обеспечивает плавный переход от распределения с плоской вершиной в низких частотах $v \leq 1$ $T\Gamma_{II}$ к кольцевому распределению при $v \sim 10$ $T\Gamma_{II}$. Полученные в эксперименте 1D и 2D диаграммы направленности $T\Gamma_{II}$ излучения на основе уравнений распространения и разработанной нами упрощенной моделью, сводящейся к пространственно-временной аналогии спирали Френеля. Физическая причина формирования конической эмиссии в высокочастотной части $T\Gamma_{II}$ спектра состоит в деструктивной интерференции на оси лазерного пучка $T\Gamma_{II}$ волн, испускаемых фронтом ионизации, распространяющемся со сверхсветовой скоростью.

4. ИЗЛУЧЕНИЕ ОДНОЦВЕТНОГО ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ФЕМТОСЕКУНДНОГО ФИЛАМЕНТА (БЕЗ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ)

4.1. Экспериментальная регистрация двумерных диаграмм направленности на частоте 0.3–10-ТГц

Как было показано в пионерской экспериментальной работе [29], одноцветный филамент (без примеси второй гармоники или внешнего поля) является источником низкоэнергетичного ТГц излучения. Измеренный спектр ТГц излучения одноцветного филамента простирается до нескольких терагерц [29, 58, 130, 140–144], однако его угловой состав на различных ТГц частотах практически не исследован систематически до настоящего времени, хотя измерения угловых диаграмм направленности ведутся с 2005 года [57]. Так, в работах [53, 54, 57, 62, 64, 68] выполнены измерения 1D угловых распределений ТГц излучения, форма которых являлась двугорбой с нулевым сигналом на оси лазерного пучка. Это было интерпретировано как коническая эмиссия ТГц излучения с радиальной поляризацией.

Однако эксперименты [58] по 2D регистрации диаграмм направленности ТГц излучения одноцветного филамента показали формирование в них двух максимумов на прямой, перпендикулярной поляризации лазерного излучения. Дальнейшие спектрально-селективные 2D измерения на частотах 0.3 и 1 ТГц [70] показали трансформацию от кольцевого углового распределения на частоте v = 0.3 ТГц к двум максимумам, подобным полученным в [58], при v = 1 ТГц.

При исследованиях ТГц генерации филаментом во внешнем электростатическом поле установлено, что чувствительности МоRe нашего болометра Scontel RS-CCR-1-12T-1+0.3-3T-0.1 достаточно для разрешенной по углу спектрально-селективной регистрации ТГц диаграмм направленности одноцветного филамента без внешнего поля на частоте 10 ТГц, см. 1D угловое распределение на рисунке 3.4.3. Поскольку спектр ТГц излучения одноцветного филамента убывает, начиная с ~1 ТГц [58, 130, 140–144], во всем частотном диапазоне 1-10 ТГц разумно ожидать уверенной регистрации ТГц 2D диаграмм направленности с помощью установки, описанной в разделе 3.4.

В настоящем разделе описываются 2D угловые распределения плотности энергии и поляризации различных спектральных компонент ТГц излучения одноцветного филамента, измеренные с помощью установки, показанной на рисунке 3.4.1 (но без электродов). Выделение отдельных компонент в спектре осуществлялось либо узкополосными фильтрами с центральными частотами v = 0.3, 0.5, 1, 3 или 10 ТГц (см. таблицу 3.1.1), либо кристаллом КРС-5, прозрачным при v > 5 ТГц. Для определения состояния поляризации ТГц излучения мы размещали ТГц проволочный поляризатор перед фильтрами. В экспери-

ментах изучено влияние на 2D диаграммы направленности и распределения поляризации различных спектральных компонент ТГц излучения (I) фокусировки (f = 25 см либо f = 50 см), (II) энергии 740-нм 90-фс накачки (0.5–3 мДж, режим формирования одного филамента в окрестности фокуса) и (III) поляризации лазерного импульса (на выходе из компрессора лазер имел горизонтальную поляризацию, однако мы могли контролировать ее с помощью полу- и четвертьволновой пластинок). При дальнейшем описании экспериментальных результатов будем использовать систему координат, в которой оси x, y и z направлены горизонтально, вертикально и вдоль направления распространения лазерного излучения, соответственно, см. рисунок 3.4.1.

Измеренные распределения плотности энергии ТГц излучения $F(\alpha_x, \alpha_y)$ на частотах $v \leq 3$ ТГц показаны цветом на рисунке 4.1.1, верхний ряд которого соответствует фокусировке f = 50 см, а нижний -f = 25 см. Маркированные точками кривые (восьмерки) демонстрируют зависимость пропускания ТГц излучения от угла поворота ТГц поляризатора. Поляризационные измерения выполнены в точках (α_x, α_y) , соответствующих центру восьмерки, большая ось которой определяет направление поляризации ТГц излучения.



Рис. 4.1.1. Зарегистрированные в эксперименте 2D угловые распределения плотности энергии ТГц излучения $F(\alpha_x, \alpha_y)$ частотах 0.3 ТГц (а, д), 0.5 ТГц (б, е), 1 ТГц (в, ж) и 3 ТГц (г, з). Верхний ряд соответствует фокусировке f = 50 см, нижний -f = 25 см. Маркированные точками восьмерки показывают состояние поляризации в их центре. Штриховые окружности аппроксимируют измеренные угловые распределения кольцом с нулем на оси. Энергия фемтосекундного импульса составляет 1.6 мДж

Для обеих фокусировок электромагнитные волны с частотами 0.3 и 0.5 ТГц распространяются в конус с нулевым сигналом на оси лазерного пучка [см. штриховые круги на рисунке 4.1.1(а), (б), (д) (е)]. Поляризация ТГц излучения является радиальной – большие оси всех показанных на рисунке 4.1.1(а), (б),

(д), (е) восьмерок направлены в центр ТГц распределений. Тем самым, зарегистрированные нами 2D диаграммы направленности 0.3-ТГц и 0.5-ТГц излучения в общем согласуются с результатами выполненных ранее 1D измерений [54, 57, 64]. Однако следует обратить внимание на модуляцию кольцевой диаграммы направленности при v = 0.5 ТГц, см. рисунок 4.1.1(б), (е). Два ярких максимума на кольце расположены на оси *у* (напомним, лазерный импульс поляризован вдоль оси *x*). При повороте полуволновой пластинкой поляризации лазерного излучения на 90° максимумы модуляции располагаются вдоль оси *x*, см. рисунок 4.1.2, верхний ряд.



Рис. 4.1.2. Зарегистрированные в эксперименте 2D угловые распределения плотности энергии ТГц излучения $F(\alpha_x, \alpha_y)$ для горизонтальной (а), (в), вертикальной (б), (г) и эллиптической (д) поляризации лазерного излучения, см. черные стрелки и эллипс. Верхний ряд соответствует v = 0.5 ТГц, нижний – v = 1 ТГц. Энергия фемтосекундного излучения составляет 1.6 мДж, фокусировка – f = 50 см

С ростом частоты до 1 ТГц модуляция кольцевой диаграммы направленности возрастает настолько, что она становится двухлепестковой с максимумами вдоль оси *y*, см. рисунок 4.1.1(в), (ж), а плотность энергии на оси *x* ($\alpha_y = 0$) падает до уровня шумов. Одновременно ТГц излучение становится *y*-поляризованным. При повороте поляризации фемтосекундной накачки двухлепестковая диаграмма направленности поворачивается [рисунок 4.1.2(в), (г)] аналогично случаю v = 0.5 ТГц. Более того, для эллиптической поляризации излучения (имеющаяся в распоряжении четвертьволновая пластинка формировала эллиптически поляризованное излучение с соотношением полуосей, равным 0.6), хотя модулированная кольцевая структура и восстанавливается, максимум модуляции оказывается на оси, перпендикулярной большой полуоси эллипса, см. рисунок 4.1.2(д). Зарегистрированная двухлепестковая структура угловых диаграмм направленности при v = 1 ТГц является устойчивой при вариации параметров эксперимента в достаточно широких пределах. Во-первых, она сохраняется при изменении фокусного расстояние в два раза, ср. рисунок 4.1.1(в) и (ж). Во-вторых, практически одинаковые двухлепестковые структуры зарегистрированы нами при различных энергиях фемтосекундного излучения от 0.6 до 3 мДж (в режиме одного филамента), см. рисунок 4.1.3. Кроме того, измеренные нами угловые распределения 1-ТГц излучения отлично соответствуют таковым, зарегистрированным в работе [58] без какой бы то ни было спектральной фильтации. Вероятно, это связано с тем, что максимум спектра измеряемого ТГц сигнала находился в окрестности частоты 1 ТГц.

С ростом частоты до v = 3 ТГц происходит восстановление сильно модулированной кольцевой диаграммы направленности ТГц излучения, поляризация которого возвращается к радиальной, см. рисунок 4.1.1(г), (з). Более высокочастотные измерения также демонстрируют коническую расходимость, см. рисунок 4.1.4.



Рис. 4.1.3. Зарегистрированные в эксперименте 2D угловые распределения плотности энергии ТГц излучения *F*(*a*, *a*,) для различной энергии фемтоскундного излучения: (a) соответствует 0.6 мДж, (б) – 1.6 мДж, (в) – 3 мДж. Фокусировка оптического излучения – *f* = 50 см



Рис. 4.1.4. Зарегистрированные в эксперименте 2D угловые распределения плотности энергии ТГц излучения *F*(α_x, α_y) при (а) спектральной фильтрации кристаллом КРС-5, прозрачным в области v > 5 ТГц, и (б) полосовым фильтром с центральной частотой v = 10 ТГц. Штриховые окружности аппроксимируют измеренные угловые распределения кольцом с нулем на оси. Энергия фемтосекундного излучения составляет примерно 3 мДж, фокусировка – *f* = 25 см

Таким образом, наши 2D измерения показывают, что в широком спектральном диапазоне от 0.3 до 10 ТГц угловое распределение ТГц излучения одноцветного филамента является кольцевым, а его поляризация – радиальной. Исключением является частота 1 ТГц. Излучение с такой частотой имеет двулепестковую диаграмму направленности, причем для *x*-поляризованного фемтосекундного излучения лепестки расположены на оси *y*. Поляризация ТГц излучения в этом случае линейна и сонаправлена с осью *y*.

4.2. Нарушение осевой симметрии терагерцового излучения плазменного канала как результат сложения векторных полей дипольного и квадрупольного излучения

К настоящему времени физическая картина ТГц генерации как при двуцветной филаментации, так и при филаментации во внешнем электростатическом поле является достаточно понятной; более того, самосогласованное, основанное на уравнениях распространения, моделирование позволяет количественно воспроизвести экспериментальные результаты, см. главы 1–3 и ссылки в них. Этого нельзя сказать об естественном (без примеси второй гармоники либо постоянного поля) ТГц излучении филамента. Проблемы теоретического описания ТГц излучения одноцветного филамента имеют ряд причин. Во-первых, в рамках классической нелинейной оптики [89-95] процесс одноцветной ТГц генерации в газах запрещен вследствие изотропной симметрии среды, и должны быть предложены другие нелинейные механизмы генерации [29, 64, 87, 132, 145–147]. Во-вторых, активно используемые в самосогласованном численном моделировании приближения аксиальной симметрии и линейной поляризации лазерного и ТГц излучения [63, 77, 99, 100] заведомо неприменимы к ТГц излучению в случае одноцветной филаментации, см. раздел 4.1. Более того, вероятно, для самосогласованного моделирования одноцветной ТГц генерации недостаточно уравнения UPPE – см. уравнение (15), полученное в работе [78], но требуются более точные уравнения распространения, учитывающие продольную компоненту поля [101, 148, 149]. В настоящем разделе будет сформулирована физическая картина, объясняющая полученные в разделе 4.1 результаты. Ее математическое обоснование представлено в разделе 4.3.

Представленные в разделе 4.1 экспериментально измеренные 2D распределения ТГц излучения одноцветного филамента, получены в углах a_x , a_y . Кроме них, удобно ввести полярный θ и азимутальный φ углы, которые в приближении малых углов a_x , a_y связаны с ними соотношениями

$$\alpha_x = \theta \cos \varphi, \quad \alpha_y = \theta \sin \varphi, \quad \theta = \sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2}.$$
 (47)

Ток \mathbf{J}_{free} , описываемый уравнением (3) с $\mathbf{V}_{e}(t,t) = 0$, соответствует первому (линейному по полю) порядку \mathbf{J}_{1} теории возмущений, применённой к системе уравнений плазменной гидродинамики, см. раздел 4.3. В этом приближении

генерации в газе четных, в т.ч. нулевой (ТГц излучения), гармоник не происходит. Однако во втором (квадратичном по полю) порядке, описываемом током J_2 [87, 147], этот процесс становится разрешенным. Ток J_2 самосогласованно учитывает как силу светового давления поля на электроны [145], так и пондеромоторную силу, возникающую вследствие градиентов поля и плотности плазмы [29].

Для линейно поляризованного вдоль оси *x* лазерного излучения подстановка тока J_2 в дифракционный интеграл Стрэттона-Чу [150] вдоль протяженного филамента позволяет получить простое выражение для гармоник ТГц поля с частотой $\omega = 2\pi v$ в дальней зоне [см. раздел 4.3, посвященный выводу формулы (48)]:

$$\mathbf{E}(\omega, \alpha_x, \alpha_y) \propto i(\mathbf{e}_x \alpha_x + \mathbf{e}_y \alpha_y) D(\omega, \theta) - \mathbf{e}_x \alpha_x \frac{Q(\omega, \theta)}{\theta}, \qquad (48)$$

где скалярные функции $D(\omega, \theta)$ и $Q(\omega, \theta)$ определяются световым давлением и пондеромоторной силой соответственно [см. уравнения (61), (63), (69) и (70)].

Первое слагаемое в правой части формулы (48) соответствует дипольному излучению, наведенному действующей на электроны силой светового давления. Этот член описывает радиально поляризованное ТГц излучение, см. рисунок 4.2.1(а). Второе слагаемое в правой части формулы (48) является квадрупольным излучением, обусловленным пондеромоторной силой, связанной с градиентами поля и плазмы. Распределение поля такого квадрупольного источника подобно моде TEM₁₀ [151], с поляризацией, направленной вдоль оси *x*, см. рисунок 4.2.1(б).

Модуляция кольцевых структур, наблюдаемая в эксперименте (рисунок 4.1.1–4.1.4), вероятно связана не только с неидеальностью юстировки оптической схемы, но и обусловлена тем, что дипольный $D(\theta)$ и квадрупольный $Q(\theta)/\theta$ вклады в ТГц излучение имеют один порядок величины и близкую угловую расходимость. Этот вывод подтверждается тем, что модуляция кольца поворачивается вслед за поворотом поляризации лазерного излучения, см. рисунок 4.1.2. Тем самым, при теоретическом анализе ТГц генерации при одноцветной филаментации нельзя пренебречь ни влиянием силы светового давления, ни пондеромоторной силы.

Излучение становится линейно поляризованным вдоль оси y при v = 1 ТГц, см. рисунок 4.1.1(в), (ж). В поле (48) y-поляризованная компонента излучения содержится только в дипольном члене

$$\mathbf{E}(\theta, \varphi) \propto i \mathbf{e}_{v} \, \alpha_{v} \, D(\theta). \tag{49}$$

Такое распределение поля отлично соответствует двухлепестковой структуре, наблюдаемой в эксперименте, см. рисунок 4.1.1(в), (ж) и рисунок 4.1.3. Выражение (48) преобразуется в (49) при равенстве дипольного и квадрупольного членов по модулю и сдвиге фаз между ними, равном $\pi/2$ [см. рисунок 4.2.1(в)]:

$$Q(\theta) = i\theta D(\theta) \times \exp\left(i\frac{\pi}{2}\right).$$
(50)

Физически это означает, что обнаруженная в эксперименте *у*-поляризованная двухлепестковая структура является результатом деструктивной интерференции дипольного излучения, вызванного силой светового давления, и квадрупольного излучения, наведенного пондеромоторной силой.

Модулированные кольца с максимумом на оси *y*, обнаруженные в эксперименте при v = 0.5 ТГц [рисунок 4.1.1(б), (е)] или 3 ТГц [рисунок 4.1.1(г), (3)], также могут быть описаны уравнением (48). Во-первых, это возможно, если дипольный и квадрупольный источники равны по модулю, но сдвиг фаз между ними отличается от $\pi/2$, см. рисунок 4.2.1(г). Во-вторых, при фазовом сдвиге, равном именно $\pi/2$, такая модуляция развивается, если $|Q(\theta)| \neq \theta |D(\theta)|$.

Таким образом, нами на основе простой, однако следующей из уравнений плазменной гидродинамики модели, построена следующая физическая интерпретация представленных в разделе 4.1 экспериментальных результатов. Зарегистрированные в эксперименте 2D распределения ТГц излучения являются результатом интерференции дипольного излучения, вызванного силой светового давления, и квадрупольного излучения, наведенного пондеромоторной силой; ни одним из этих механизмов пренебречь нельзя. При частоте v = 1 ТГц дипольный и квадрупольный вклады сравниваются по модулю, а интерференция между ними становится деструктивной – возникает двулепестковая диаграмма направленности излучения, поляризация которого направлена вдоль оси *y* при *x*-поляризованном излучении фемтосекундной накачки.



Рис. 4.2.1. Полученные по формуле (48) распределения интенсивности 1-ТГц излучения (цвет) и его поляризации (стрелки) для случаев (а) чисто дипольного излучения, (б) чисто квадрупольного излучения, (в), (г) их суперпозиции с различными фазами

4.3. Векторное поле терагерцового излучения плазменного канала в дальней зоне

Ключевым элементом нашего анализа экспериментальных результатов является формула (48), которая описывает ТГц поле одноцветного филамента в дальней зоне. В настоящем разделе мы получим ее из уравнений плазменной гидродинамики, в которых мы учтем эффект нелинейной ионизации в филаменте [87]. Обозначим электрическое и магнитное поля импульса, формирующего филамент, соответственно $E_L(t,x,y,z)$ и $B_L(t,x,y,z)$. Концентрация свободных электронов N_e в плазменном канале определяется уравнением непрерывности

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla \cdot (N_e \mathbf{v}) = w \left(\left| \mathbf{E}_L \right| \right) N_n, \tag{51}$$

а средняя скорость электронов v уравнением Эйлера

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \frac{e}{m_e} \left(\mathbf{E}_L + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}_L \right) - \nu_c \mathbf{v} - \left(\frac{\partial N_e}{\partial t} + \nabla \cdot (N_e \mathbf{v}) \right) \frac{\mathbf{v}}{N_e}, \quad (52)$$

где $w(|\mathbf{E}_L|)$ – скорость ионизации, N_n – концентрация нейтральных частиц, *е* и m_e – заряд и масса электрона соответственно, *с* – скорость света в вакууме, v_c – частота столкновений электронов с нейтральными и ионизированными молекулами.

Следуя работе [147], представим концентрацию плазмы N_e , среднюю скорость электронов **v**, и ток свободных электронов **J** = eN_e **v** в виде ряда по степеням поля **E**₁

$$N_e = N_0 + N_1 + \dots, (53)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2 + \dots, \tag{54}$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2 + \dots = \underbrace{eN_0\mathbf{v}_1}_{\mathbf{J}_1} + \underbrace{eN_1\mathbf{v}_1 + eN_0\mathbf{v}_2}_{\mathbf{J}_2} + \dots,$$
(55)

где индекс показывает степень поля. Отметим, что в разложении концентрации N_e присутствует не зависящий от поля член N_0 , поскольку после прохождения импульса, когда $\mathbf{E}_L = 0$, сохраняется ненулевая плотность плазмы. Когерентная с полем скорость электронов **v** и связанный с нею ток **J** отличны от нуля только под действием лазерного импульса, поэтому первыми членами в их разложении будут **v**₁ и **J**₁ соответственно.

Подставляя ряды по степеням поля (53)-(55) в уравнения (51) и (52), имеем

$$\frac{\partial N_0}{\partial t} = w \left(\left| \mathbf{E}_L \right| \right) N_n, \tag{56}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_c\right) \mathbf{J}_1 = \frac{e^2}{m_e} N_0 \mathbf{E}_L,$$
(57)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_c\right) \mathbf{J}_2 = \frac{e}{m_e c} \mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_L - \frac{1}{e} \left[(\mathbf{J}_1 \cdot \nabla) \frac{\mathbf{J}_1}{N_0} + \frac{\mathbf{J}_1}{N_0} (\nabla \cdot \mathbf{J}_1) \right] - \frac{e}{m_e} \mathbf{E}_L \int_{-\infty}^{t} (\nabla \cdot \mathbf{J}_1) dt.$$
(58)

Уравнения (56) и (57) определяют модель фототока в условиях ионизации, используемую при описании ТГц генерации при двуцветной филаментации [см. раздел 1.2] либо филаментации во внешнем электростатическом поле [см. раздел 3.2]. Для чисто одноцветной филаментации они не обеспечивают генерации ТГц излучения. Однако уравнение (58) разрешает этот нелинейный процесс. Применим его к выводу формулы (48).

Для этого положим, что фемтосекундное лазерное излучение распространяется вдоль оси *z* параксиально (т.е. его поле имеет только поперечную компоненту), сохраняя осевую симметрию. Тогда электрическое и магнитное поля можно записать как

$$\mathbf{E}_{L}(t,r,z) = \mathbf{e}_{x} E_{L}(t,r,z), \ \mathbf{B}_{L}(t,r,z) = \mathbf{e}_{y} E_{L}(t,r,z),$$
(59)

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Согласно уравнению (57) для линейной поляризации излучения ток **J**₁ сонаправлен с полем **E**₁₂ т.е.

$$\mathbf{J}_{1}(t,r,z) = \mathbf{e}_{x} J_{1}(t,r,z).$$
(60)

В цилиндрических координатах $(x,y,z) = (r \cos \chi, r \sin \chi, z)$ уравнение (58) можно записать как

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_c\right) \mathbf{J}_2 = \mathbf{e}_z \underbrace{\frac{eJ_1E_L}{m_e c}}_{G_D} + \mathbf{e}_x \underbrace{\cos \chi \left[\frac{\partial}{\partial r} \frac{J_1^2}{eN_0} + \frac{eE_L}{m_e} \int_{-\infty}^t \frac{\partial J_1}{\partial r} dt\right]}_{G_Q}.$$
 (61)

Первое слагаемое $\mathbf{e}_z G_D$ в правой части полученного уравнения обеспечивает осцилляции тока \mathbf{J}_2 на четных гармониках (в т.ч. нулевой) основной частоты падающего поля. Эти осцилляции направлены вдоль оси распространения *z*, т.е. это слагаемое определяет вклад в \mathbf{J}_2 силы светового давления поля на электроны. Эта сила наводит в плазменном канале филамента продольный дипольный момент, т.е. первое слагаемое в правой части уравнения (61) ответственно за величину *D* в формуле (48).

Второе слагаемое $\mathbf{e}_x G_Q$ в правой части уравнения (61) также осциллирует на четных гармониках основной частоты падающего поля. Оно не обеспечивает дипольного момента вследствие того, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} G_{Q} r dr d\chi = 0, \tag{62}$$

и первым ненулевым членом мультипольного разложения становится квадруполь, соответствующий распределению зарядов вдоль оси x, показанному на рисунке 4.3.1.



Рис. 4.3.1. Распределение зарядов, индуцированное е_x G_Q, см. уравнение (61). Положительный заряд находится на оси пучка

Переходя в спектральное пространство запишем ток $J_2(t,r;\chi,z)$ как сумму дипольного и квадрупольного членов

$$\mathbf{J}_{2}(\omega, r, \chi, z) = \mathbf{e}_{z} \mathbb{D}(\omega, r, z) + \mathbf{e}_{x} \cos \chi \mathbb{Q}(\omega, r, z).$$
(63)

Подставим теперь полученное выражение в дифракционный интеграл Стрэттона-Чу [150] для магнитной компоненты **H** поля на ТГц частоте ω в точке наблюдения, определяемой вектором **R**:

$$\mathbf{H}(\omega, \mathbf{R}) = \iint_{V} \mathbf{J}_{2}(\omega, \mathbf{r}) \times \nabla \psi \, d^{3}\mathbf{r}, \tag{64}$$

где

$$\psi = \frac{\exp(ik|\mathbf{R} - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|}$$
(65)

и $k = \omega/c$ – волновое число.

Вектор **R** в сферических координатах можно записать как

$$\mathbf{R} = R\mathbf{n} = R[(\mathbf{e}_x \cos \varphi + \mathbf{e}_y \sin \varphi) \sin \theta + \mathbf{e}_z \cos \theta], \tag{66}$$

где **n** – единичный вектор, сонаправленный с **R**. При наблюдении ТГц излучения в дальней зоне дифракции $|\mathbf{R}| >> |r|$, поэтому $\nabla \psi$ [см. формулу (65)] можно записать как

$$\nabla \psi = \frac{ik\mathbf{n}}{R} \exp(-ik\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}). \tag{67}$$

Подставляя (63), (66) и (67) в (64), а также учитывая, что переход от магнитного поля к электрическому может быть осуществлен по формуле $\mathbf{E} = \mathbf{H} \times \mathbf{n}$, можно получить

$$\mathbf{E}(\omega,\theta,\varphi) = \frac{ik}{2R} (\mathbf{n}\cos\theta - \mathbf{e}_z) D(\omega,\theta) + \frac{k}{2R} (\mathbf{n}\sin\theta\cos\varphi - \mathbf{e}_z)\cos\varphi Q(\omega,\theta),$$
(68)

где через $D(\omega, \theta)$ и $Q(\omega, \theta)$ [см. формулу (48)] обозначены следующие интегралы

$$D(\omega,\theta) = \iint \mathbb{D}(\omega,r,z)\mathfrak{I}_0(kr\sin\theta)\exp(-ikz\cos\theta)rdrdz, \tag{69}$$

$$Q(\omega,\theta) = \iint \mathbb{Q}(\omega,r,z)\mathfrak{I}_1(kr\sin\theta)\exp(-ikz\cos\theta)rdrdz, \tag{70}$$

где \mathfrak{I}_0 и \mathfrak{I}_1 – функции Бесселя нулевого и первого порядка соответственно. Для малых углов θ выражение (68) преобразуется к

$$\mathbf{E}(\omega,\theta,\varphi) \propto i(\mathbf{e}_x \cos\varphi + \mathbf{e}_y \sin\varphi)\theta D(\omega,\theta) - \mathbf{e}_x \cos\varphi \ Q(\omega,\theta). \tag{71}$$

При переходе к используемым в эксперименте угловым координатам $\alpha_{x'}\alpha_{y'}$ см. выражение (47), формула (71) переходит в (48).

4.4. Выводы по разделу 4

В широком диапазоне частот от 0.3 до 10 ТГц экспериментально зарегистрированы 2D диаграммы направленности и распределения поляризации электромагнитного излучения одноцветного филамента, формируемого при фокусировке в воздух 740-нм, 90-фс излучения с энергий 0.6–3 мДж. В низких частотах ~ 0.3 ТГц наблюдается кольцевое распределение плотности энергии ТГц излучения, поляризация которого является радиальной. С ростом частоты нарастает модуляция кольца, максимумы которой лежат на оси *y* при поляризации фемтосекундной накачки, направленной вдоль оси *x*. При достижении некоторой частоты, составляющей ~ 1 ТГц конкретно в наших экспериментальных условиях, модулированное кольцо трансформируется в двулепестковую структуру, максимумы которой лежат на оси *y*. Излучение становится линейно поляризованным по оси *y*. Дальнейшее увеличение частоты до 3 ТГц и выше ведет к восстановлению конической диаграммы направленности и радиальной поляризации низкочастотного излучения филамента.

На основе полученной из уравнений плазменной гидродинамики модели проведен качественный анализ явления. Установлено, что во всем исследуемом диапазоне модуляция конической эмиссии является эффектом интерференции ТГц волн, испускаемых при движении электронов, ускоренных силами светового давления (дипольное излучение) и пондеромоторной (квадрупольное излучение) – тем самым, ни одним из этих вкладов нельзя пренебречь при теоретическом описании ТГц излучения одноцветного филамента.

Зарегистрированные в эксперименте двулепестковая диаграмма направленности и линейная поляризация 1-ТГц излучения является следствием деструктивной интерференции равных по модулю дипольного и квадрупольного вкладов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты экспериментально-теоретических исследований ТГц излучения, сгенерированного при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в газах, в основном, в атмосферном воздухе. Эти исследования проводились на протяжении приблизительно десяти лет в Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова и Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН. ТГц генерация изучалась при умеренной мощности фемтосекундного излучения ~10–50 ГВт, что обеспечивало во всех экспериментах формирование единственного филамента. Для такого режима филаментации можно кратко сформулировать следующую физическую картину ТГц генерации:

1. При двуцветной филаментации максимум спектра ТГц излучения достигается на частоте около 1 ТГц независимо от длительности импульса оптической накачки, тогда как ширина этого спектра определяется обратной длительностью фемтосекундного излучения. Это обусловлено тем, что основным механизмом ТГц генерации является нестационарный фототок электронов, образующихся при ионизации газа высокоинтенсивным полем филамента. Коническая эмиссия в ТГц области спектра развивается на частотах ~1 ТГц и выше.

2. В двуцветном режиме генерации оптимальное давление, обеспечивающие наибольшую конверсию в ТГц область частот, близко к 1 атм. С практической точки зрения атмосферный воздух оказывается наиболее удобной газовой средой для двуцветной ТГц генерации. Относительно эффективная ТГц генерация (примерно на порядок ниже максимальной) сохраняется и при уменьшении давления до ~0.01 атм. Это связано с тем, что в таком разреженном газе интенсивность достигает ~1 ПВт/см², что ведет к многократной туннельной ионизации среды.

3. При филаментации во внешнем постоянном поле ТГц угловые распределения непрерывно трансформируются от унимодальных с плоской вершиной при частоте ~1 ТГц и менее к кольцевым при ~10 ТГц. Данный эффект обусловлен переходом от конструктивной интерференции на оси пучка для ~1-ТГц волн, излучаемых распространяющемся со сверхсветовой скоростью фронтом ионизации, к деструктивной для ~10-ТГц волн.

4. Естественное ТГц излучение филамента (без примеси второй гармоники или постоянного поля) обладает кольцевой диаграммой направленности и радиальной поляризацией для всех частот 0.3–10 ТГц, кроме спектральной области ~1 ТГц. В окрестности 1 ТГц формируется двухлепестковая диаграмма направленности, причем лепестки расположены на оси, перпендикулярной поляризации оптической накачки. Поляризация 1-ТГц излучения становится перпендикулярной поляризации фемтосекундного импульса. Такая структура 1-ТГц поля обусловлена деструктивной интерференцией равных по абсолютной величине дипольного и квадрупольного вкладов, наводимых силами светового давления и пондеромоторной соответственно.

С точки зрения техники и методики физического эксперимента криогенные болометры продемонстрировали достаточную чувствительность для регистрации спектров и частотно-угловых распределений ТГц излучения фемтосекундного филамента во всех режимах генерации, в т.ч. слабого высокочастотного ТГц излучения. Развитая методика спектрально-селективных измерений 2D диаграмм направленности ТГц излучения позволяет не только наблюдать новые явления (см. раздел 4.1), но и компенсировать неидеальность юстировки оптической схемы – при 1D схеме регистрации мы бы не смогли наблюдать кольцевое распределение 10-ТГц излучения вследствие сильной модуляции кольца по углу (см. раздел 3.4).

В теоретических исследованиях однонаправленное уравнение распространения (Unidirectional pulse propagation equation, UPPE) оказалось эффективным инструментом, позволяющим предсказывать и количественно воспроизводить результаты экспериментов. Применение неоднородных расчетных сеток для численного интегрирования UPPE позволило добиться рекордного разрешения по частоте и углу в ТГц части спектра и в согласии с экспериментом получить угловые диаграммы направленности на частотах свыше 0.3 ТГц (см. раздел 3.2). Разработана методика, позволяющая в режиме двуцветной филаментации по трем UPPE расчетам воспроизводить синусоидальную зависимость выхода ТГц излучения от относительной фазы между гармониками. Это позволяет в моделировании оптимизировать энергетику ТГц излучения (подобно тому, как обычно делается в эксперименте) за относительно небольшое время.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чжан, С.-Ч., Шю, Д. Терагерцовая фотоника. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2016, 334 с. ISBN: 978-5-4344-0341-2/9785434403412.

2. Beard, M.C. Progress towards two-dimensional biomedical imaging with THz spectroscopy / M.C. Beard, G.M. Turner, C.A. Schmuttenmaer // Physics in Medicine & Biology. – 2002. – V.47. - № 21. – P. 3841-3846. https://doi.org/10.1088/0031-9155/47/21/323

3. Hu, B.B. Imaging with terahertz waves / B. B. Hu, M. C. Nuss // Optics Letters. – 1995. – V.20. – № 16. - P. 1716-1718. https://doi.org/10.1364/OL.20.001716

4. Hoshina, H. Noninvasive Mail Inspection System with Terahertz Radiation / H. Hoshina, Y. Sasaki, A. Hayashi, C. Otani, K. Kawase // Applied Spectroscopy. – 2009. – V.63. – № 16. – P. 81 – 86.

5. Kawase, K. Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints / K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, H. Inoue // Optics Express. – 2003. – V.11. – № 20. - P. 2549-2554. https://doi.org/10.1364/OE.11.002549

6. Jackson, J.B. Terahertz imaging for non-destructive evaluation of mural paintings / J.B. Jackson, M. Mourou, J.F. Whitaker, I.N. Duling, S.L. Williamson, M. Menu, G.A. Mourou // Optics Communications. – 2008. – V.281. - № 4. – P. 527-532. https://doi.org/10.1016/j.optcom.2007.10.049

7. Grischkowsky, D. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors / D. Grischkowsky, S. Keiding, M. Exter, Ch. Fattinger // J. Opt. Soc. Am. B. – 1990.- V.7. - № 10. – P. 2006-2015. https://doi.org/10.1364/JOSAB.7.002006

8. Ferguson, B. Materials for terahertz science and technology / B. Ferguson, X.-C. Zhang // Nature Materials.-2002.-V.1.- № 9. – P. 26–33. https://doi.org/10.1038/ nmat708 9. Sommer, S. Terahertz Time-Domain Spectroscopy of Plasticized Poly (vinyl chloride) / S. Sommer, M. Koch, A. Adams // Analytical Chemistry. – 2018.-V.90.-№ 4. – P.2409-2413. https://doi.org/10.1021/acs.analchem.7b04548

10. Nagatsuma, T. Advances in terahertz communications accelerated by photonics. / T. Nagatsuma, G. Ducournau, C. Renaud // Nature Photonics. – 2016.-V. 10. - N_{2} 6. – P.371–379. https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.65

11. Vicario, C. GV/m Single-Cycle Terahertz Fields from a Laser-Driven Large-Size Partitioned Organic Crystal / C. Vicario, B. Monoszlai, C.P. Hauri // Physical Review Letters – 2014. – V.112. – № 5. - P. 213901-1-213901-5. https:// doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.213901

12. Vicario, C. Generation of 0.9-mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr:Mg2SiO4 laser / C. Vicario, A. V. Ovchinnikov, S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, V. E. Fortov, C. P. Hauri // Optics Letters. – 2014. - V.39. - № 11. – P.6632-6635. https://doi.org/10.1364/OL.39.006632

13. Chai, X. Observation of crossover from intraband to interband nonlinear terahertz optics / X. Chai, X. Ropagnol, A. Ovchinnikov, O. Chefonov, A. Ushakov, C. M. Garcia-Rosas, E. Isgandarov, M. Agranat, T. Ozaki, A. Savel'ev // Optics Letters. – 2018. - V.43. - № 10. – P. 5463-5466. https://doi.org/10.1364/OL.43.005463

14. Cole, B. Coherent manipulation of semiconductor quantum bits with terahertz radiation / B. E. Cole, J. B. Williams, B. T. King, C. R. Stanley, M. S. Sherwin // Nature.-2001. - V. 410. - № 3., P. 60–63. https://doi.org/10.1038/35065032

15. Fixsen, D. J. The temperature of the cosmic microwave background / D. J. Fixsen // The Astrophysical Journal. $-2009. - V.707. - N \ge 2. - P.916-920.$ https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/916

16. Glyavin, M.Yu. High power terahertz sources for spectroscopy and material diagnostics / M.Yu. Glyavin, G.G. Denisov, V.E. Zapevalov, M.A. Koshelev, M.Yu. Tretyakov, A.I. Tsvetkov // Physics-Uspekhi. – 2016. – V.59. - № 6. – P.595. https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.02.037801

17. Kulipanov, G.N. Ginzburg's invention of undulators and their role in modern synchrotron radiation sources and free electron lasers / G.N. Kulipanov // Physics-Uspekhi. – 2007. - V. 50. - № 4. – P.368. https://doi.org/10.1070/ PU2007v050n04ABEH006237

18. Köhler, R. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, F. Rossi // Nature. – 2002. – V. 417 - № 5. - P.156–159. https://doi. org/10.1038/417156a

19. Zhang, X. Extreme terahertz science / X. Zhang, A. Shkurinov, Y. Zhang // Nature Photonics. $-2017. - V. 11. - N \ge 1. - P.16-18$. https://doi.org/10.1038/ nphoton.2016.249

20. Gallot, G. Measurements of the THz absorption and dispersion of ZnTe and their relevance to the electro-optic detection of THz radiation / J. Zhang, R. W. McGowan, Tae-In Jeon, D. Grischkowsky // Applied Physics Letters – 1999. - V.74. - № 6. –P. 3450–3452. https://doi.org/10.1063/1.124124

21. Jin, Q. Observation of broadband terahertz wave generation from liquid water / Q. Jin, E. Yiwen, K. Williams, J. Dai // Applied Physics Letters – 2017. - V.111. - № 6. –P. 071103. https://doi.org/10.1063/1.4990824

22. Balakin, A. V. Terahertz wave generation from liquid nitrogen / A. V. Balakin, J.-L. Coutaz, V. A. Makarov, I. A. Kotelnikov, Y. Peng, P. M. Solyankin, Y. Zhu, A. P. Shkurinov // Photonics Research. – 2019. – V.7. – № 6. – P. 678-686. https://doi.org/10.1364/prj.7.000678 Balakin, A. V. "Terhune-like" transformation of the terahertz polarization ellipse "mutually induced" by three-wave joint propagation in liquid / A. V. Balakin, S. V. Garnov, V. A. Makarov, N. A. Kuzechkin, P. A. Obraztsov, P. M. Solyankin, A. P. Shkurinov, Y. Zhu // Optics Letters – 2018. – V. 43. – № 18. – P. 4406-4409. https://doi.org/10.1364/OL.43.004406

23. Ponomareva, E. A. Comparison of various liquids as sources of terahertz radiation from one-color laser filament / E. A. Ponomareva, S. E. Putilin, A. N. Tcypkin, Yiwen E., S. A. Kozlov, X-C. Zhang // Infrared, Millimeter-Wave, and Terahertz Technologies VI. – SPIE, 2019. – T. 11196. – C. 23-29. https://doi.org/10.1117/12.2536763

24. Chin, S. L. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in opticalmedia: physics, applications, and new challenges / S. L. Chin, S. A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Aközbek, A. Becker, V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, H. Schroeder // Canadian Journal of Physics – 2005. – V. 83. – №. 9. – P. 863-905. https://doi.org/10.1139/p05-048

25. Couairon, A. Femtosecond filamentation in transparent media / A. Couairon, A. Mysyrowicz // Physics Reports – 2007. – V. 441. – №. 2-4. – P. 47-189. https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.12.005

26. Bergé, L. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media / L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, J-P. Wolf // Reports Progress in Physics – 2007. – V. 70. – №. 10. – P. 1633. https://doi.org/10.1088/0034-4885/70/10/ R03

27. Кандидов, В. П. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения / В. П. Кандидов, С. А. Шленов, О. Г. Косарева // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39. – №. 3. – С. 205-228. https://doi.org/10.1070/ QE2009v039n03ABEH013916

28. Chin, S. L. Advances in intense femtosecond laser filamentation in air / S. L. Chin, T. -J. Wang, C. Marceau, J. Wu, J. S. Liu, O. Kosareva, N. Panov, Y. P. Chen, J.-F. Daigle, S. Yuan, A. Azarm, W. W. Liu, T. Seideman, H. P. Zeng, M. Richardson, R. Li, Z. Z. Xu // Laser Physics. – 2012. – V. 22. – P. 1-53. https://doi.org/10.1134/S1054660X11190054

29. Hamster, H. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laserplasma interaction / H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, R. W. Falcone // Physical Review Letters – 1993. – V. 71. – №. 17. – P. 2725. https://doi.org/10.1103/ PhysRevLett.71.2725

30. Cook, D. J. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air / D. J. Cook, R. M. Hochstrasser // Optics Letters. – 2000. – V. 25. – №. 16. – P. 1210–1212. https://doi.org/10.1364/OL.25.001210 31. Löffler, T., Jacob F., Roskos H. G. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air / T. Löffler, F. Jacob, H. G. Roskos // Applied Physics Letters. – 2000. – V. 77. – No. 3. – P. 453-455. https://doi.org/10.1063/1.127007

32. Yu, Z. 0.35% THz pulse conversion efficiency achieved by Ti: sapphire femtosecond laser filamentation in argon at 1 kHz repetition rate / Z. Yu, N. Zhang, J. Wang, Z. Dai, C. Gong, L. Lin, L. Guo, W Liu // Opto-Electronic Advances. – 2022. – V. 5. – № 9. – P. 210065. https://doi.org/10.29026/oea.2022.210065

33. Jang, D. Efficient terahertz and Brunel harmonic generation from air plasma via mid-infrared coherent control / D. Jang, R. M. Schwartz, D. Woodbury, J. Griff-McMahon, A. H. Younis, H. M. Milchberg, K.-Y. Kim // Optica. – 2019. – V. 6. – №. 10. – P. 1338-1341. https://doi.org/10.1364/OPTICA.6.001338

34. Mitrofanov, A. V. Ultraviolet-to-millimeter-band supercontinua driven by ultrashort mid-infrared laser pulses / A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, M. M. Nazarov, A. A. Voronin, M. V. Rozhko, A. D. Shutov, S. V. Ryabchuk, E. E. Serebryannikov, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov //Optica. – 2020. – V. 7. – №. 1. – P. 15-19. https://doi.org/10.1364/OPTICA.7.000015

35. Koulouklidis, A. D. Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments / A. D. Koulouklidis, C. Gollner, V. Shumakova, V. Yu. Fedorov, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Tzortzakis // Nature Communications – 2020. – V. 11 – P. 292. https://doi.org/10.1038/s41467-019-14206-x

36. Dai, J. Recent Progresses in Terahertz Wave Air Photonics / J. Dai, B. Clough, I.-C. Ho, X. Lu, J. Liu, X.-C. Zhang // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology – 2011 – V. 1 – №. 1 – P. 274-281. https://doi.org/10.1109/ TTHZ.2011.2159550

37. Matsubara, E. Ultrabroadband coherent electric field from far infrared to 200 THz using air plasma induced by 10 fs pulses / E. Matsubara, M. Nagai, M. Ashida //Applied Physics Letters. – 2012. – V. 101. – №. 1. – P. 011105. https://doi. org/10.1063/1.4732524

38. Blank, V. Spatio-spectral characteristics of ultra-broadband THz emission from two-colour photoexcited gas plasmas and their impact for nonlinear spectroscopy / V. Blank, M. D. Thomson, H. G. Roskos // New Journal of Physics. – 2013. – V. 15. – №. 7. – P. 075023. https://doi.org/10.1088/1367-2630/15/7/075023

39. Mankova, A. A. Terahertz time-domain and FTIR spectroscopic study of interaction of α -chymotrypsin and protonated tris with 18-crown-6 / A. A. Mankova, A. V. Borodin, A. V. Kargovsky, N. N. Brandt, Q. Luo, I. K. Sakodynskaya, K. Wang, H. Zhao, A. Yu. Chikishev, A. P. Shkurinov, X.-C. Zhang //Chemical Physics Letters. – 2013. – V. 560. – P. 55-59. https://doi.org/10.1016/j.cplett.2012.12.050

40. Durand, M. Kilometer range filamentation / M. Durand, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Durécu, B. Moreau, D. Fleury, O. Vasseur, H. Borchert, K. Diener, R. Schmitt, F. Théberge, M. Chateauneuf, J.-F. Daigle, J. Dubois // Optics Express. – 2013. – V. 21. – №. 22. – P. 26836-26845. https://doi.org/10.1364/ OE.21.026836

41. Bergé, L. Terahertz spectroscopy from air plasmas created by two-color femtosecond laser pulses: The ALTESSE project / L. Bergé, K. Kaltenecker, S. Engelbrecht, A. Nguyen, S. Skupin, L. Merlat, B. Fischer, B. Zhou, I. Thiele and P. U. Jepsen //Europhysics Letters. – 2019. – V. 126. – №. 2. – P. 24001. https://doi. org/10.1209/0295-5075/126/24001

42. Liu, J. Broadband terahertz wave remote sensing using coherent manipulation of fluorescence from asymmetrically ionized gases / J. Liu, J. Dai, S. L. Chin, X.-C. Zhang // Nature Photonics. – 2010. – V. 4. – №. 9. – P. 627-631. https://doi. org/10.1038/nphoton.2010.165

43. Corkum, P. B. Femtosecond continua produced in gases / P.B. Corkum; C. Rolland // IEEE Journal of Quantum Electronics – 1989. – V. 25. – №. 12. – P. 2634-2639. https://doi.org/10.1109/3.40651

44. Luo, Q. Lasing action in air induced by ultra-fast laser filamentation / Q. Luo, W. Liu, S.L. Chin // Applied Physics B. – 2003. – V. 76. – P. 337-340. https://doi.org/10.1007/s00340-003-1115-9

45. Tzortzakis, S. Femtosecond laser-guided electric discharge in air / S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, S. Hüller, and P. Mora // Physical Review E. – 2001. – V. 64. – №5. – P. 057401. https://doi.org/10.1103/ PhysRevE.64.057401

46. Kim, K. Y. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields / K. Y. Kim, J. H. Glownia, A. J. Taylor, G. Rodriguez // Optics Express. – 2007. – V. 15. – №. 8. – P. 4577-4584. https://doi.org/10.1364/OE.15.004577

47. Kasparian, J. The critical laser intensity of self-guided light filaments in air / J. Kasparian, R. Sauerbrey, S. L. Chin // Applied Physics B. – 2000. – V. 71. – P. 877-879. https://doi.org/10.1007/s003400000463

48. Kosareva, O. G. Can we reach very high intensity in air with femtosecond PW laser pulses? / O. G. Kosareva, W. Liu, N. A. Panov, J. Bernhardt, Z. Ji, M. Sharifi, R. Li, Z. Xu, J. Liu, Z. Wang, J. Ju, X. Lu, Y. Jiang, Y. Leng, X. Liang, V. P. Kandidov, S. L. Chin // Laser Physics. – 2009. – V. 19. – P. 1776-1792. https://doi.org/10.1134/S1054660X09150250

49. Mitryukovskiy, S. I. Re-evaluation of the peak intensity inside a femtosecond laser filament in air / S. I. Mitryukovskiy, Y. Liu, A. Houard, A. Mysyrowicz // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. – 2015. – V. 48. – №. 9. – P. 094003. https://doi.org/10.1088/0953-4075/48/9/094003

50. Braun, A. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air / A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou //Optics Letters – 1995. – V. 20. – № 1. – P. 73-75. https://doi.org/10.1364/OL.20.000073

51. Chen, Y. Evolution and termination of a femtosecond laser filament in air / Y. Chen, F. Théberge, O. Kosareva, N. Panov, V. P. Kandidov, S. L. Chin // Optics Letters. – 2007. – V. 32. – №. 24. – P. 3477-3479. https://doi.org/10.1364/ OL.32.003477

52. Zhong, H. Terahertz emission profile from laser-induced air plasma / H. Zhong, N. Karpowicz, X.-C. Zhang // Applied Physics Letters. – 2006. – V. 88. – №. 26 – P. 261103. https://doi.org/10.1063/1.2216025

53. Rizaev, G. E. Terahertz emission pattern from a single-color filament plasma / G. E. Rizaev, L. V. Seleznev, D. V. Mokrousova, D. V. Pushkarev, A. A. Ionin // Optics Letters. – 2022. – V. 47. – №. 22. – P. 5917-5920. https://doi.org/10.1364/ OL.476382

54. D'Amico C., Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air / C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk // Physical Review Letters. – 2007. – V. 98. – №. 23. – P. 235002. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.235002

55. M. Nazarov, et al. Filamentation-assisted μJ THz generation by 2-TW laser pulses in a low-pressure gas / M. Nazarov, A. V. Mitrofanov, D. A Sidorov-Biryukov, M. V. Chaschin, M. Bernier, A. M. Zheltikov, V. Ya. Panchenko // 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz) – 2019. https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz.2019.8874555

56. Mitina, E. Enhanced forward THz yield from the long DC-biased femtosecond filament / E. Mitina, D. Uryupina, I. Nikolaeva, D. Shipilo, N. Panov, A. Ushakov, R. Volkov, O. Kosareva, A. Savel'ev // Optics & Laser Technology. – 2023. – V. 159. – P. 108949. https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2022.108949

57. Löffler, T. Efficient terahertz pulse generation in laser-induced gas plasmas / T. Löffler, M. Kress, M. Thomson, H. G. Roskos // Acta Physica Polonica A. – 2005. – V. 107. – № 1. – P. 99-108. https://bibliotekanauki.pl/articles/2041638.pdf

58. Akhmedzhanov, R. A. Plasma mechanisms of pulsed terahertz radiation generation / R. A. Akhmedzhanov, I. E. Ilyakov, V. A. Mironov, E. V. Suvorov, D. A. Fadeev, B. V. Shishkin // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2009. – V. 52. – P. 482-493. https://doi.org/10.1007/s11141-009-9155-6

59. Borodin, A. V. On the role of photoionization in generation of terahertz radiation in the plasma of optical breakdown / A. V. Borodin, M. N. Esaulkov, I. I. Kuritsyn, I. A. Kotelnikov, A. P. Shkurinov // Journal of the Optical Society of America B. – 2012. – V. 29. – №. 8. – P. 1911-1919. https://doi.org/10.1364/ JOSAB.29.001911

60. You, Y. S. Off-axis phase-matched terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments / Y. S. You, T. I. Oh, K. Y. Kim // Physical Review Letters. – 2012. – V.109. – № 18. – P. 183902. DOI: https://doi.org/10.1103/ PhysRevLett.109.183902

61. Abraham, E. Development of a wavefront sensor for terahertz pulses / E. Abraham, H. Cahyadi, M. Brossard, J. Degert, E. Freysz, T. Yasui // Optics Express. – 2016. – V.24. – № 5. – P. 5203-5211. DOI: https://doi.org/10.1364/OE.24.005203

62. Buccheri, F., Terahertz emission from laser-induced microplasma in ambient air / F. Buccheri, X. C. Zhang // Optica. – 2015. – V. 2. – № 4. – P. 366-369. DOI: https://doi.org/10.1364/OPTICA.2.000366

63. Andreeva, V. A. Ultrabroad terahertz spectrum generation from an air-based filament plasma / V. A. Andreeva, O. G. Kosareva, N. A. Panov, D. E. Shipilo, P. M. Solyankin, M. N. Esaulkov, P. González de Alaiza Martínez, A. P. Shkurinov, V. A. Makarov, L. Bergé, S. L. Chin // Physical Review Letters. – 2016. – V. 116. – № 6. – P. 063902. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.063902

64. Shkurinov, A. P. Impact of the dipole contribution on the terahertz emission of air-based plasma induced by tightly focused femtosecond laser pulses / Sinko, A. S., Solyankin, P. M., Borodin A. V., Esaulkov M. N., Annenkov V. V., Kotelnikov I. A., Timofeev I. V., Zhang X. C // Physical Review E. – 2016. – V. 116. – N $_{2}$ 6. – P. 063902. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevE.95.043209

65. Zhang, L. Excitation-wavelength dependent terahertz wave polarization control in laser-induced filament / Zhang, L., Zhang, S., Zhang, R., Wu, T., Zhao, Y., Zhang, C., Zhang, X. C. // Optics Express. – 2017. – V. 25. – № 26. – P. 32346-32354. DOI: https://doi.org/10.1364/OE.25.032346

66. Lubenko, D. M. Control of THz radiation divergence in laser filaments / Lubenko D. M., Prokopev, V. E., Alekseev, S. V., Ivanov, M. V., Losev, V. F. // Atmospheric and Oceanic Optics. – 2019. – V. 32. – P. 430-433. DOI: https://doi.org/10.1134/S1024856019040079

67. Li, H. Contribution of the optical rectification in terahertz radiation driven by two-color laser induced plasma / Li H., Zhang, Y. Sun W., Wang X., Feng S., Ye J., Zhang, Y. //Optics Express. – 2020. – V. 28. – №. 4. – P. 4810-4816. DOI: https:// doi.org/10.1364/OE.386092

68. Shipilo, D. E. Balance of emission from THz sources in DC-biased and unbiased filaments in air/ D. E. Shipilo, I. A. Nikolaeva, D. V. Pushkarev, G. E. Rizaev, D. V. Mokrousova, A. V. Koribut, Ya. V. Grudtsyn, N. A. Panov, L. V. Seleznev, W. Liu, A. A. Ionin, and O. G. Kosareva // Optics Express. – 2021. – V. 29. – № 25. – P. 40687-40698. DOI: https://doi.org/10.1364/OE.442534

69. Ushakov, A. Multiple filamentation effects on THz radiation pattern from laser plasma in air/ Ushakov A., Chizhov P., Bukin V., Shipilo D., Panov N., Kosareva O., Garnov, S. // Photonics. – MDPI, 2020. – V. 8. – №. 1. – P. 4. DOI: https://doi. org/10.3390/photonics8010004

70. Ризаев, Г. Э. Нарушение осевой симметрии терагерцового излучения плазмы одноцветного филамента / Г.Э. Ризаев, Д.В. Мокроусова, Д.В. Пушкарев, Д.Е. Шипило, И.А. Николаева, Н.А. Панов, Л.В. Селезнев, О.Г. Косарева, А.А. Ионин // Письма в ЖЭТФ. – 2022. – Т.115. – №11. – С.699-702. https://doi.org/10.1134/S0021364022600732

71. Rizaev, G. E. Observation of conical emission from DC-biased filament at 10 THz / G. E. Rizaev, L. V. Seleznev, I. A. Nikolaeva, D. E. Shipilo, N. A. Panov, D. V. Pushkarev, D. V. Mokrousova, A. A. Ionin, O. G. Kosareva // Optics Letters. – 2023. – V.48. – №12. – P.3147-3150. https://doi.org/10.1364/OL.488971

72. Houard, A. Strong enhancement of terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field / A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V. T. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz // Physical Review Letters. – 2008. – V.100. – №25. – P. 255006. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.255006

73. Gorodetsky, A. Physics of the conical broadband terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments / A. Gorodetsky, A. D. Koulouklidis, M. Massaouti, S. Tzortzakis // Physical Review A. – 2014. – V.89. – №3. – P.033838. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.89.033838 74. Ushakov, A. A. Ring and unimodal angular-frequency distribution of THz emission from two-color femtosecond plasma spark / A. A. Ushakov, P. A. Chizhov, V. A. Andreeva, N. A. Panov, D. E. Shipilo, M. Matoba, N. Nemoto, N. Kanda, K. Konishi, V. V. Bukin, M. Kuwata-Gonokami, O. G. Kosareva, S. V. Garnov, A. B. Savel'ev // Optics Express. – 2018. – V.26. – №14. – P.18202-18213. https://doi.org/10.1364/OE.26.018202

75. Sørensen, C. B. et al. Conical versus Gaussian terahertz emission from twocolor laser-induced air plasma filaments / C. B. Sørensen, L. Guiramand, J. Degert, M. Tondusson, E. Skovsen, E. Freysz, E. Abraham // Optics Letters. – 2020. – V.45. – №7. – P.2132-2135. https://doi.org/10.1364/OL.390112

76. Fukuda, T. Experiments of forward THz emission from femtosecond laser created plasma with applied transverse electric field in air / T. Fukuda, T. P. Otsuka, Y. Sentoku, H. Nagatomo, H. Sakagami, R. Kodama, N. Yugami // Japanese Journal of Applied Physics. – 2020. – V.59. – №2. – P.020902. https://doi.org/10.35848/1347-4065/ab67e1

77. Nikolaeva, I. A. Flat-top THz directional diagram of a DC-biased filament / I. A. Nikolaeva, D. E. Shipilo, D. V. Pushkarev, G. E. Rizaev, D. V. Mokrousova, A. V. Koribut, Y. V. Grudtsyn, N. A. Panov, L. V. Seleznev, W. Liu, A. A. Ionin, O. G. Kosareva // Optics Letters. – 2021. – V.46. – №21. – P.5497-5500. https://doi.org/10.1364/OL.439901

78. Kolesik, M. Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations / M. Kolesik, J. V. Moloney // Physical Review E. – 2004. – V.70. – №3. – P.036604. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.70.036604

79. Borodin, A. V. Transformation of terahertz spectra emitted from dualfrequency femtosecond pulse interaction in gases / A. V. Borodin, N. A. Panov, O. G. Kosareva, V. A. Andreeva, M. N. Esaulkov, V. A. Makarov, A. P. Shkurinov, S. L. Chin, X.-C. Zhang // Optics Letters. – 2013. – V.38. – №11. – P.1906-1908. https:// doi.org/10.1364/OL.38.001906

80. Solyankin P. M. THz generation from laser-induced breakdown in pressurized molecular gases: on the way to terahertz remote sensing of the atmospheres of Mars and Venus / P. M. Solyankin, I. A. Nikolaeva, A. A. Angeluts, D. E. Shipilo, N. V. Minaev, N. A. Panov, A. V. Balakin, Y. Zhu, O. G. Kosareva, A. P. Shkurinov // New Journal of Physics. – 2020. – V.22. – №1. – P.013039. https://doi.org/10.1088/1367-2630/ab60f3

81. Dai, J. Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases / J. Dai, X. Xie, X. C. Zhang // Physical Review Letters. – 2006. – V.97. – №10. – P.103903. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.103903

82. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика: Нерелятивистская теория. – Наука, 1989. – С.521.

83. Переломов, А. М. Ионизация атомов в переменном электрическом поле / А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1966. – Т.50. – №5. – С.1393-1409.

84. Келдыш, Л. В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л. В. Келдыш // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1964. – Т.47. – №5. – С.1945-1958.

85. Попов, В. С. Туннельная и многофотонная ионизация атомов и ионов в сильном лазерном поле (теория Келдыша) / В. С. Попов //Успехи физических наук. – 2004. – Т.174. – №9. – С.921-951. https://doi.org/10.3367/ UFNr.0174.200409a.0921

86. Babushkin, I. Ultrafast spatiotemporal dynamics of terahertz generation by ionizing two-color femtosecond pulses in gases / I. Babushkin, W. Kuehn, C. Köhler, S. Skupin, L. Bergé, K. Reimann, M. Woerner, J. Herrmann, T. Elsaesser // Physical Review Letters. – 2010. – V.105. – №5. – P.053903. https://doi.org/10.1103/ PhysRevLett.105.053903

87. Sprangle, P. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces / P. Sprangle, J. R. Peñano, B. Hafizi, C. A. Kapetanakos // Physical Review E. – 2004. – V.69. – №6. – P.066415. https://doi.org/10.1103/ PhysRevE.69.066415

88. Котельников, И. А. Многофотонная ионизация атомов двухцветным лазерным импульсом / И. А. Котельников, А. В. Бородин, А. П. Шкуринов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2011. – Т.139. – №6. – С.1081-1087. https://doi.org/10.1134/S1063776111050049

89. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. – М.: ВИ-НИТИ, 1964.

90. Бломберген Н. Нелинейная оптика. – М.: Мир, 1966.

91. Апанасевич П.А. Основы теории взаимодействия света с веществом. – Минск: Наука и техника, 1977.

92. Клышко Д.Н. Физические основы квантовой электроники. – М.: Наука, 1986.

93. Н.И. Коротеев, И.Л. Шумай, Физика мощного лазерного излучения (Наука, Москва, 1991)

94. И.Р. Шен, Принципы нелинейной оптики (Наука, Москва, 1989)

95. R.W. Boyd., Nonlinear optics, 3rd ed. – 2007

96. Kress, M. Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves / M. Kress, T. Löffler, S. Eden, M. Thomson, H. G. Roskos // Optics Letters. $-2004. - T. 29. - N_{\odot}$. 10. - C. 1120-1122. https://doi.org/10.1364/OL.29.001120

97. Prost, E. Air-photonics based terahertz source and detection system / E. Prost, V. Loriot, E. Constant, I. Compagnon, L. Bergé, F. Lépine, S. Skupin // The European Physical Journal Special Topics. – 2022. https://doi.org/10.1140/epjs/s11734-022-00748-7

98. 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. $-2013. - V. 15. - N_{\odot}. 7. - P.$ 075002. https://doi.org/10.1088/1367-2630/15/7/075002

99. Bergé, L. 3D numerical simulations of THz generation by two-color laser filaments / L. Bergé, S. Skupin, C. Köhler, I. Babushkin, J. Herrmann // Physical Review Letters. – 2013. – V. 110. – №. 7. – P. 073901. https://doi.org/10.1103/ PhysRevLett.110.073901

100. Fedorov, V. Y. Extreme THz fields from two-color filamentation of midinfrared laser pulses / V. Y. Fedorov, S. Tzortzakis // Physical Review A. -2018. $-V. 97. - N_{\odot}. 6. - P. 063842$. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.97.063842

101. Couairon, A. Propagation equation for tight-focusing by a parabolic mirror / A. Couairon, O. G. Kosareva, N. A. Panov, D. E. Shipilo, V. A. Andreeva, V. Jukna, and F. Nesa // Optics Express. – 2015. – V. 23. – №. 24. – P. 31240-31252. https:// doi.org/10.1364/OE.23.031240

102. Shipilo, D. E. Tight focusing of electromagnetic fields by large-aperture mirrors / D. E. Shipilo, I. A. Nikolaeva, V. Yu. Fedorov, S. Tzortzakis, A. Couairon, N. A. Panov, and O. G. Kosareva // Physical Review E. $-2019. - V. 100. - N_{\odot}. 3. - P.$ 033316. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.100.033316

103. Liu, W. Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti: sapphire laser pulse in air / W. Liu, S. L. Chin //Optics Express. – 2005. – V. 13. – №. 15. – P. 5750-5755. https://doi.org/10.1364/OPEX.13.005750

104. Lide D. R. (ed.). CRC handbook of chemistry and physics. - CRC press, 2004.

105. Rae, S. C. Detailed simulations of plasma-induced spectral blueshifting / S. C. Rae, K. Burnett // Physical Review A. – 1992. – V. 46. – №. 2. – P. 1084. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.46.1084

106. Dai, J. Coherent polarization control of terahertz waves generated from twocolor laser-induced gas plasma / J. Dai, N. Karpowicz, and X.-C. Zhang // Physical Review Letters. – 2009. – V. 103. – №. 2. – P. 023001. https://doi.org/10.1103/ PhysRevLett.103.023001

107. Li, M. Verification of the physical mechanism of THz generation by dual-color ultrashort laser pulses / M. Li, W. Li, Y. Shi, P. Lu, H. Pan, H. Zeng // Applied Physics Letters. $-2012. - V. 101. - N_{\odot}. 16. - P. 161104.$ https://doi.org/10.1063/1.4759268

108. Zhang, Z. Optimum chirp for efficient terahertz generation from two-color femtosecond pulses in air / Z. Zhang, N. Panov, V. Andreeva, Z. Zhang, A. Slepkov, D. Shipilo, M. D. Thomson, T.-J. Wang, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, Y. Chen; O. Kosareva, A. Savel'ev // Applied Physics Letters. – 2018. – V. 113. – №. 24. – P. 241103. https://doi.org/10.1063/1.5053893

109. Nikolaeva, I. A. Dual-wavelength filamentation with a fraction of fundamental laser frequency as a wideband THz source / I. A. Nikolaeva, D. E. Shipilo, N. A. Panov, O. G. Kosareva // Laser Physics Letters. $-2021. - V. 18. - N_{\odot}$. 2. - P. 025401. https://doi.org/10.1088/1612-202X/abd23e

110. Nikolaeva, I. A. Scaling Law of THz Yield from Two-Color Femtosecond Filament for Fixed Pump Power / I. A. Nikolaeva, D. E. Shipilo, N. A. Panov, W. Liu, A. B. Savel'ev, O. G. Kosareva // Photonics. – MDPI, 2022. – V. 9. – №. 12. – P. 974. https://doi.org/10.3390/photonics9120974

111. Houard, A. Polarization analysis of terahertz radiation generated by fourwave mixing in air / A. Houard, Y. Liu, B. Prade, A. Mysyrowicz //Optics Letters. – 2008. – V. 33. – №. 11. – P. 1195-1197. https://doi.org/10.1364/OL.33.001195

112. Kosareva, O. Polarization rotation due to femtosecond filamentation in an atomic gas / O. Kosareva, N. Panov, V. Makarov, I. Perezhogin, C. Marceau, Y. Chen, S. Yuan, T. Wang, H. Zeng, A. Savel'ev, S. L. Chin // Optics Letters. – 2010. – V. 35. – №. 17. – P. 2904-2906. https://doi.org/10.1364/OL.35.002904

113. Kosareva, O. G. Analysis of dual frequency interaction in the filament with the purpose of efficiency control of THz pulse generation / O. G. Kosareva, N. A. Panov, R. V. Volkov, V. A. Andreeva, A. V. Borodin, M. N. Esaulkov, Y. Chen, C. Marceau, V. A. Makarov, A. P. Shkurinov, A. B. Savel'ev, S. L. Chin // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2011. – V. 32. – P. 1157-1167. https://doi.org/10.1007/s10762-011-9820-7

114. Roskos, H. G. Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications / H. G. Roskos, M. D. Thomson, M. Kreß, T. Löffler // Laser & Photonics Reviews. $-2007. - V. 1. - N_{\odot}$. 4. -P. 349-368. https://doi.org/10.1002/lpor.200710025

115. М.Н. Есаулков "Роль проводимости и нелинейной поляризации среды в ориентации главной оси эллипса поляризации терагерцового излучения, образующегося при самовоздействии и взаимодействии фемтосекундных импульсов в газах и проводящих плёнках," диссертация кандидата физико-математических наук (Москва, 2017)

116. Basilevsky, A. T. The surface of Venus / A. T. Basilevsky, J. W. Head // Reports on Progress in Physics. $-2003. - V. 66. - N_{\odot}$. 10. - P. 1699. https://doi.org/10.1088/0034-4885/66/10/R04

117. Кораблев, О. И. Исследования атмосфер планет земной группы / О. И. Кораблев // Успехи физических наук. – 2005. – Т. 175. – №. 6. – С. 655-664. http://elibrary.lt/resursai/Uzsienio%20leidiniai/Uspechi_Fiz_Nauk/2005/ufn05_6/ Russian/2005-6-08.pdf

118. Wood, W. M. Femtosecond growth dynamics of an underdense ionization front measured by spectral blueshifting / W. M. Wood, C. W. Siders, M. C. Downer // IEEE transactions on plasma science. $-1993. - V. 21. - N_{\odot}. 1. - P. 20-33.$ https://doi.org/10.1109/27.221098

119. Hosseini, S. Femtosecond laser filament in different air pressures simulating vertical propagation up to 10 km / S. Hosseini, O. Kosareva, N. Panov, V. P. Kandidov, A. Azarm, J.-F. Daigle, A. B. Savel'ev, T.-J. Wang, S. L. Chin // Laser Physics Letters. – 2012. – V. 9. – №. 12. – P. 868. https://doi.org/10.7452/lapl.201210111

120. Panov, N. A. Supercontinuum of a $3.9-\mu m$ filament in air: Formation of a two-octave plateau and nonlinearly enhanced linear absorption / N. A. Panov, D. E. Shipilo, V. A. Andreeva, O. G. Kosareva, A. M. Saletsky, H. Xu, P. Polynkin // Physical Review A. – 2016. – V. 94. – No. 4. – P. 041801. https://doi.org/10.1103/ PhysRevA.94.041801

121. Geints, Y. E. Near-and mid-IR ultrashort laser pulse filamentation in a molecular atmosphere: a comparative analysis / Y. E. Geints and A. A. Zemlyanov // Applied Optics. – 2017. – V. 56. – №. 5. – P. 1397-1404. https://doi.org/10.1364/ AO.56.001397

122. Bideau-Mehu, A. Interferometric determination of the refractive index of carbon dioxide in the ultraviolet region / A. Bideau-Mehu, Y. Guern, R. Abjean, A. Johannin-Gilles // Optics Communications. $-1973. - V. 9. - N_{\odot}. 4. - P. 432-434.$ https://doi.org/10.1016/0030-4018(73)90289-7

123. Gordon, I. E. The HITRAN2020 molecular spectroscopic database / I. E. Gordon et al. // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 2022. – V. 277. – P. 107949. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2021.107949

124. Schuh, K. Nonlinear rovibrational polarization response of water vapor to ultrashort long-wave infrared pulses / K. Schuh, P. Rosenow, M. Kolesik, E. M. Wright, S. W. Koch, J. V. Moloney // Physical Review A. $-2017. - V. 96. - N_{\odot}. 4. - P.$ 043818. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.96.043818

125. Franz, H. B. Initial SAM calibration gas experiments on Mars: Quadrupole mass spectrometer results and implications / M. G. Trainer, C. A. Malespin, P. R. Mahaffy, S. K. Atreya, R. H. Becker, M. Benna, P. G. Conrad, J. L. Eigenbrode, C. Freissinet, H. L.K. Manning, B. D. Prats, E. Raaen, M. H. Wong // Planetary and Space Science. –2017. – V. 138. – P. 44-54. https://doi.org/10.1016/j.pss.2017.01.014

126. Trokhimovskiy, A. Mars' water vapor mapping by the SPICAM IR spectrometer: Five martian years of observations / A. Trokhimovskiy, A. Fedorova, O. Korablev, F. Montmessin, J.L. Bertaux, A. Rodin, M. D. Smith // Icarus. – 2015. – V. 251. – P. 50-64. https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.10.007

127. Montabone, L. Eight-year climatology of dust optical depth on Mars / L. Montabone, F. Forget, E. Millour, R. J. Wilson, S. R. Lewis, B. Cantor, D. Kass, A. Kleinböhl, M. T. Lemmon, M. D. Smith, M. J. Wolff // Icarus. – 2015. – V. 251. – P. 65-95. https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.12.034

128. Jang, D. Electron density characterization of inductively-coupled argon plasmas by the terahertz time-domain spectroscopy / D. Jang, H. S. Uhm, D. Jang, M. S. Hur, H. Suk // Plasma Sources Science and Technology. $-2016. - V. 25. - N_{\odot}$. 6. -P. 065008. https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/6/065008

129. Shipilo, D. E. Low-frequency content of THz emission from two-color femtosecond filament / D. E. Shipilo, N. A. Panov, I. A. Nikolaeva, A. A. Ushakov, P. A. Chizhov, K. A. Mamaeva, V. V. Bukin, S. V. Garnov, O. G. Kosareva // Photonics. – MDPI, 2021. – V. 9. – №. 1. – P. 17. https://doi.org/10.3390/photonics9010017

130. Chen, Y. Characterization of terahertz emission from a dc-biased filament in air / Y. Chen, T.J. Wang, C. Marceau, F. Théberge, M. Châteauneuf, J. Dubois, O. Kosareva, S. L. Chin // Applied Physics Letters. – 2009. – V. 95. – №. 10. – P. 101101. https://doi.org/10.1063/1.3224944

131. Su, Q. Control of terahertz pulse polarization by two crossing DC fields during femtosecond laser filamentation in air / Q. Su, Q. Xu, N. Zhang, Y. Zhang, W. Liu // Journal of the Optical Society of America B. -2019. -V. 36. -N^o. 10. -P. G1-G5. https://doi.org/10.1364/JOSAB.36.0000G1

132. Панов, Н. А. Угловое распределение интенсивности терагерцовой эмиссии плазменного канала фемтосекундного филамента / Н. А. Панов, О. Г. Косарева, В. А. Андреева, А. Б. Савельев, Д. С. Урюпина, Р. В. Волков, В. А. Макаров, А. П. Шкуринов // Письма в Журнал экспериментальной и теоре-

тической физики. – 2011. – Т. 93. – №. 11. – С. 715-718. https://doi.org/10.1134/ S0021364011110099

133. Tzortzakis, S. Time-evolution of the plasma channel at the trail of a selfguided IR femtosecond laser pulse in air / S Tzortzakis, B Prade, M Franco, A Mysyrowicz // Optics Communications. – 2000. – V. 181. – №. 1-3. – P. 123-127. https://doi.org/10.1016/S0030-4018(00)00734-3

134. Amico, C. D. Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: theory and experiment / C. D. Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, J. Le. Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz // New Journal of Physics. $-2008. -V. 10. -N_{\odot}. 1. -P. 013015$. https://doi.org/10.1088/1367-2630/10/1/013015

135. Brodeur, A. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air / A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, V. P. Kandidov // Optics Letters. – 1997. – V. 22. – №. 5. – P. 304-306. https://doi.org/10.1364/ OL.22.000304

136. Дормидонов, А. Е. Дисперсия антистоксовой полосы в спектре световой пули фемтосекундного филамента / А. Е. Дормидонов, В. О. Компанец, С. В. Чекалин, В. П. Кандидов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2016. – Т. 104. – №. 3. – С. 173-177. https://doi.org/10.7868/ \$0370274X16150066

137. Lee, Y. S. Principles of terahertz science and technology. – Springer Science & Business Media, 2009. – T. 170.

138. Zhang, W. D. Characterization of Black-Plastic THz-Low-Pass, IR-Blocking Filter: Observation of a Minimum THz Absorption / W. D. Zhang, A. Mingardi, E. R. Brown // 2020 45th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). – IEEE, 2020. – C. 1-1. https://doi.org/10.1109/IRMMW-THz46771.2020.9370821

139. Wang, T. J. Longitudinally resolved measurement of plasma density along femtosecond laser filament via terahertz spectroscopy / T-J. Wang, J. Ju, Y. Wei, R. Li, Z. Xu, S. L. Chin // Applied Physics Letters. – 2014. – V. 105. – №. 5. – P. 051101. https://doi.org/10.1063/1.4892424

140. Feng, S. Observation on the competition mechanism of terahertz wave generation from filament in bias electric field / S. Feng, L. Dong, Y. Tan, T. Wu, D. Ma, L. Zhang, C. Zhang, Y. Zhao // Optics Communications. – 2020. – V. 473. – P. 125917. https://doi.org/10.1016/j.optcom.2020.125917

141. Jahangiri, F. Directional terahertz emission from air plasma generated by linearly polarized intense femtosecond laser pulses / F. Jahangiri, M. Hashida, S. Tokita, T. Nagashima, K. Ohtani, M. Hangyo, S. Sakabe // Applied Physics Express. – 2012. – V. 5. – №. 2. – P. 026201. https://doi.org/10.1143/APEX.5.026201

142. Mokrousova, D. V. Tracing air-breakdown plasma characteristics from single-color filament terahertz spectra / D. V. Mokrousova, S. A. Savinov, L. V. Seleznev, G. E. Rizaev, A. V. Koribut, Yu. A. Mityagin, A. A. Ionin, I. A. Nikolaeva, D. E. Shipilo, N. A. Panov, A. A. Ushakov, A. B. Savel'ev, O. G. Kosareva, A. P. Shkurinov // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2020. – V. 41. – P. 1105-1113. https://doi.org/10.1007/s10762-020-00688-0
143. Liu, Y. Terahertz radiation from a longitudinal electric field biased femtosecond filament in air / Y. Liu, S. Liu, A. Houard, A. Mysyrowicz, V. T. Tikhonchuk // Chinese Physics Letters. $-2020. - V. 37. - N_{\odot}. 6. - P. 065201.$ https://doi.org/10.1088/0256-307X/37/6/065201

144. Mou, S. Simultaneous elliptically and radially polarized THz from one-color laser-induced plasma filament / S. Mou, A. D'Arco, L. Tomarchio, M. Di Fabrizio, A. Curcio, S. Lupi, M. Petrarca // New Journal of Physics. – 2021. – V. 23. – №. 6. – P. 063048. https://doi.org/10.1088/1367-2630/ac03cd

145. Cheng, C. C. Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings / C. C. Cheng, E. M. Wright, J. V. Moloney // Physical Review Letters. – 2001. – V. 87. – №. 21. – P. 213001. https://doi. org/10.1103/PhysRevLett.87.213001

146. Zharova, N. A. Anisotropic effects of terahertz emission from laser sparks in air / N. A. Zharova, V. A. Mironov, D. A. Fadeev // Physical Review E. – 2010. – V. 82. – №. 5. – P. 056409. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.82.056409

147. Thiele, I. Theory of terahertz emission from femtosecond-laser-induced microplasmas / I. Thiele, R. Nuter, B. Bousquet, V. Tikhonchuk, S. Skupin, X. Davoine, L. Gremillet, L. Bergé // Physical Review E. – 2016. – V. 94. – №. 6. – P. 063202. https://doi.org/10.1103/PhysRevE.94.063202

148. Бочкарев, С. Г. Ускорение электронов при острой фокусировке фемтосекундного лазерного излучения / С. Г. Бочкарев, В. Ю. Быченков // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – №. 3. – С. 273-284. https://doi.org/10.1070/ QE2007v037n03ABEH013462

149. Andreasen, J. Nonlinear propagation of light in structured media: Generalized unidirectional pulse propagation equations / J. Andreasen, M. Kolesik // Physical Review E. $-2012. - V. 86. - N_{\odot}. 3. - P. 036706$. https://doi.org/10.1103/ PhysRevE.86.036706

150. Stratton, J. A. Diffraction theory of electromagnetic waves / J. A. Stratton, L. J. Chu // Physical Review. – 1939. – V. 56. – №. 1. – P. 99. https://doi.org/10.1103/ PhysRev.56.99

151. О. Звелто, Принципы лазеров (Лань, Санкт-Петербург, 2008)

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПИН-ФОТОНИКА И МАГНОНИКА

С.С. Сафонов¹, А.С. Федоров^{1,2}, А.Р. Сафин^{1,3,4}, Д.В. Калябин^{1,4}, С.А. Никитов^{1,2,5}

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия ³Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия ⁴НИУ ВШЭ, Москва, Россия

⁵Лаборатория «Метаматериалы», Саратовский государственный университет, Саратов Россия

введение

Магноника – область электроники, изучающая возбуждение, распространение и детектирование спиновых волн, квантами которых являются магноны, в различных магнитных гетероструктурах [1–4]. Широкое многообразие линейных и нелинейных спин-волновых явлений, возникающих в таких структурах, а также функционирование в гигагерцовом частотном диапазоне, привлекли существенный интерес к этой области и обеспечили множество практических приложений в телекоммуникационных системах. Использование магнонного подхода в спинтронике, где перенос спинового момента обычно осуществляется поляризованными электронами проводимости (см. рисунок 1), сформировало новое направление – магнонную спинтронику.



Рис. 1. Концепция устройств магнонной спинтроники. Информация, переносимая зарядами или спинами электронов передается магнонам, обрабатывается и передается обратно [4]

Использование магнонов в качестве носителей информации осуществляется без перемещения реальных частиц, а значит и без джоулевых потерь. Более того, возможна такая конфигурация геометрии гетероструктур и условий возбуждения, при которых в проводнике, при разнонаправленном движении поляризованных по спину электронов, зарядовый ток компенсируется, а магнитный момент переносится – возникает чистый спиновый ток [5]. Благодаря этому, устройства магнонной спинтроники являются одним из перспективных направлений в Международной Дорожной Карте Устройств и Систем (International Roadmap for Devices and System). В ежегодных отчетах, описывающих современное состояние научных исследований и их практических применений в электронной промышленности, специалисты Института инженеров электротехники и электроники (IEEE) пытаются ответить на актуальные вызовы отрасли. В качестве примера таких вызовов можно упомянуть выход за рамки КМОП-схемотехники (комплементарная структура металл – оксид – полупроводник, Beyond CMOS 2022 [6]), препятствующие дальнейшему повышению плотности расположения элементов и быстродействия из-за невозможности эффективного отведения тепла [7]. Долгое время хорошо выполнялся эмпирический закон Мура, предсказывающий экспоненциальный рост вычислительной мощности устройств. Однако, в последнее десятилетие, чтобы добиться следования этому закону, производители процессоров сместили фокус с простого повышения тактовой частоты на разработку многоядерной архитектуры и распараллеливание вычислений. Тем не менее не все алгоритмы поддерживают параллельные вычисления. Поэтому актуальным является изучение новых материалов, технологий изготовления многоуровневых интегральных схем и их интеграция (More Moore 2022 [8]).

Бурно развивающейся областью, способной преодолеть упомянутые выше ограничения, является разработка новой электроники для нейроморфных вычислений [9–14]. Показано, что на основе новых зарядовых и спиновых вентилей возможно создание массивов элементов небулевой логики, вдохновленных биологическими структурами. Такие структуры показали свою эффективность в ряде сложных задач, таких как фильтрация шумов, распознавание образов, и особенно в области обработки изображений и видео. Для создания таких нейроморфных систем необходимо не только разработать энергоэффектиные «нейроны», но и создать модель, описывающую взаимодействие их между собой посредством «синапсов». Примером реализации таких нейронов, являются антиферромагнитные осцилляторы, рассмотренные далее в разделе 3.3 настоящей главы, связанные между собой спин-поляризованным током через общую шину из платины. Приведем, в качестве сравнения, оценки энергоэффективности и быстродействия некоторых известных реализаций сверточных нейронных сетей [10].



Рис. 2. Сравнение энергетических потерь на операцию и времен задержки для архитектур сверточных нейронных сетей, реализованных на основе КМОП-схемотехники (зеленые точки), туннельных полевых транзисторов (красные точки), сегнетоэлектрических (желтые точки), спинтронных (голубые точки) и прочих (синие точки) вентилей. [10]

На рисунке 2 сведены воедино 19 различных реализаций вентилей, как зарядового типа, так и спинового. В качестве ориентира зеленым цветом отмечены высокопроизводительные КМОП-транзисторы (High Performance, CMOS HP) и низкого напряжения (Low Voltage, CMOS LV). Использование туннельных полевых транзисторов (Tunnel field-effect transistor, TFET), в которых происходит межзонное туннелирование через два близко расположенные слоя атомарной толщины, позволяет получить выигрыш в затраченной мощности. Использование в сегнетоэлектрических полевых транзисторах (Ferroelectric FET) тонких пленок полупроводников, обладающих сегнетоэлектрическими свойствами, позволяет сохранять остаточную поляризацию. Это может быть использовано для энергонезависимой памяти. И, наконец, голубыми точками отмечены спинтронные устройства, использующие для своей работы спиновую диффузию (Spin Diffusion, SD), спиновый эффект Холла (Spin Hall Effect, SHA), движение доменных границ (Domain wall motion, DW). Примером спинового полевого транзистора является транзистор, в котором на контактах истока и стока расположены ферромагнитные спиновые фильтры, пропускающие электроны только одной поляризации. Если исток и сток намагничены противоположно, то в отсутствии напряжения на затворе электроны из истока не могут попасть в сток, транзистор закрыт. А если приложено достаточное напряжение, в результате спин-орбитального взаимодействия спины электронов прецессируют и потенциальный барьер на стоке понижается, транзистор открыт. Видно (см. рисунок 2), что какие-то из спинтронных устройств дают выигрыш в энергоэффективности, а какие-то – в быстродействии.

На первых этапах предполагалось, что обработка и хранение информации внутри устройств будет происходить только с помощью магнонов [15, 16] (allmagnon data processing), без дополнительных преобразований заряда в спин и обратно. Однако, в последнее десятилетие совершенствовались технологические процессы изготовления магнонных структур. Освоены технологии создания магнитных пленок на стандартных полупроводниковых подложках электроники [2, 3, 17, 18]. То есть становится более достижимой интеграция КМОП-схемотехники и устройств магнонной спинтроники на едином чипе (см. рисунок 1). В таком случае можно совместить преимущества принципиально новых подходов и функционирующие производственные мощности уже существующей огромной индустрии.

Несмотря на накопленный теоретический и экспериментальный опыт, а также множество практических применений устройств магнонной спинтроники [3], одним из важнейших вызовов остается более быстрая и более энергоэффективная обработка информации [19]. Для продвижения в область терагерцовой магноники необходимы три ключевых момента: введение в устройство ТГц входного сигнала, возбуждение ТГц магнитной динамики и детектирование выходного сигнала.

Типичные частоты динамических процессов в ферромагнетиках лежат в гигагерцовом диапазоне и могут быть увеличены с повышением величины приложенного магнитного поля (см. раздел 1.1). Резонансная частота киттелевской моды в таком случае может достигать ТГц диапазона при полях порядка 20 Тл, что требует сложного экспериментального оборудования и существенно снижает практическую применимость. Однако, если сильные внутренние поля создаются другими способами, такими как сильная анизотропия или обменное взаимодействие, можно получить дисперсионные ветви в ТГц частотном диапазоне. Также, в случае ферромагнетиков можно понижать толщину/ширину волноводов или период магнонных кристаллов вплоть до десятков нанометров, что уменьшит длину распространяющейся волны λ и, соответственно, увеличит волновое число k. Так как неоднородное обменное взаимодействие вносит вклад в частоту порядка $\sim k^2$, то в таких специфических волноведущих системах тоже могут существовать возбуждения в ТГц области. Более подробно о распространении спиновых волн в различных структурах сказано в разделе 1.2.

В отличие от ферромагнетиков, где сильное обменное поле лишь упорядочивает магнитные моменты, но не влияет на их динамику, актуальными для описываемой области являются антиферромагнетики и ферримагнетики. В них несколько магнитных подрешеток частично или полностью компенсируют друг друга. Сильное обменное взаимодействие между этими подрешетками (см. раздел 1.4) начинает влиять на динамику намагниченности и существенно повышает рабочие частоты [20]. Но, к сожалению, малая средняя намагниченность и восприимчивость существенно усложняют подходы, которыми можно возбуждать и исследовать антиферромагнитные моды [21]. Эти методики описаны в разделе 2 данной главы.

Одним из бурно развивающихся направлений во всей области современного магнетизма [19] является применение магнито-оптических эффектов не только для микроскопии и характеризации свойств образцов, но и для возбуждения магнитной динамики вплоть до ТГц частот. Использование фемтосекундных лазерных импульсов, даже несмотря на отличие частот лазера и собственных магнитных частот образца, позволяет порождать сложные неравновесные процессы взаимодействия свет-материя. Магнито-оптические методы служат также для управления спинами в системах хранения информации, спинтронике, магнонике и квантовых вычислениях. Более того, сверхбыстрый опто-магнетизм в ряде случаев является практически единственной возможностью проверки теоретических моделей поведения магнонных устройств в некоторых условиях и диапазонах частот.

Таким образом, на стыке антиферромагнитной спинтроники и мощнейших экспериментальных методик оптики, фотоники и плазмоники [22, 23], формируется область науки, способная существенным образом расширить арсенал компонентной базы электроники, предложить множество новых идей для создания устройств генерации и детектирования терагерцовых сигналов, хранения и обработки информации. Чтобы подчеркнуть эту междисциплинарность, данная глава монографии и называется «Терагерцовая спин-фотоника и магноника».

1. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ ПО ДИНАМИКЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

1.1. Взаимодействия, определяющие свойства магнитных материалов

Чаще всего при рассмотрении задач магноники [2, 3, 24, 25] достаточно ограничиться макроскопическим подходом к описанию магнитной динамики. В этом случае в любом малом объеме магнитного материала содержится достаточно много магнитных моментов. Тогда намагниченность вещества M и эффективные поля H_{eff} , создаваемые в нем, можно считать непрерывно меняющимися величинами. Движение намагниченности в каждой точке пространства описывается уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [24]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}$$
(1)

Здесь первое слагаемое описывает прецессию намагниченности вокруг некоторого эффективного поля H_{eff} (см. рисунок 3) В том случае, если в какой-то момент времени намагниченность M направлена вдоль эффективного поля, момент сил отсутствует. То есть можно говорить, что намагниченность находится в равновесном положении. Для того чтобы систему вывести из рав-

новесного положения, нужно изменить либо постоянным образом, либо в импульсном режиме ориентацию эффективного поля. В последующих разделах описан более сложный механизм подавления магнитной анизотропии нагревом, который разворачивает эффективное магнитное поле в образце. Сейчас же достаточно считать, что образец помещен в СВЧ магнитное поле, которое направлено перпендикулярно постоянному насыщающему.

Второе же слагаемое в уравнении (1) описывает гильбертовское затухание, отвечающее за возврат намагниченности в положение равновесия за счет диссипации энергии. Видно, что если бы потерь энергии не было, то прецессия намагниченности всегда бы происходила с постоянной амплитудой (момент силы, а значит и изменение намагниченности всегда перпендикулярно намагниченности).

Следует также отметить, что в эффективное поле, помимо внешнего постоянного насыщающего и переменного возбуждающего магнитных полей, входят также магнитные поля размагничивания из-за конечной формы образца и его разбиения на домены, поля анизотропии (магнитокристаллической и ростовой), обменные и магнитоупругие поля и т. д. В частности, прикладывая механические деформации к образцу можно изменить положение основного состояния намагниченности, или, выращивая магнитную пленку с определенным подбором периодов кристаллов пленки и подложки, можно добиться перпендикулярной магнитной анизотропии образца.



Рис. 3. Динамика магнитного момента в эффективном поле при наличии затухания. [25].

Выбирая в качестве основного состояния намагниченности ось z и линеаризуя уравнение (1), получим систему уравнений, описывающую динамические компоненты намагниченности m_y и m_y :

 $-i\omega m_x = (-\omega_0 + i\alpha\omega)m_y, \quad -i\omega m_y = (\omega_0 - i\alpha\omega)m_x,$ (2) Решением уравнения (2) является прецессия, при которой амплитуда отклонения меняется как $\sim exp(-i\omega_0 t)\exp(-\alpha\omega t)$, а собственная частота пропорциональна полю $\omega_0 = \gamma H_0$.

1.2. Динамика ферромагнитных систем и спиновые волны

До этого момента говорилось об однородных состояниях намагниченности. Рассмотрим теперь, случай вариации направления намагниченности в пространстве. Если в некоторой малой области магнитного образца отклонить намагниченность от положения равновесия и «отпустить», его прецессия будет раскачивать вслед за собой соседние магнитные области. Таким образом волны отклонений намагниченности начнут распространяться от неоднородной области в разные стороны. То, что во введении к этой главе называлось магнонами или квантами спиновых волн, на макроскопическом уровне соответствует движению с некоторым волновым числом **k** волнового фронта, каждая точка которого прецессирует с частотой ω . Тогда можно считать, что при распространении спиновых волн фаза прецессии намагниченности задается гармонической функцией вида ~exp(i**kr**-i ω t). Общий случай распространения спиновых волн под некоторым углом θ_k по отношению к направлению магнитного поля представлен на рисунке 3.



Рис. 3. Общий случай распространения спиновых волн под некоторым углом θ_k по отношению к направлению магнитного поля. [25].

Так как теперь у нас появилась анизотропия в плоскости θ_{xy} при ненулевом угле θ_k по отношению к оси *z*, то и в уравнениях движения появится асимметрия:

$$i\omega_k m_x = \gamma \mu_0 (H_z + Dk^2) m_y,$$

$$-i\omega_k m_y = \gamma \mu_0 (H_z + Dk^2 + M \sin^2 \theta_k) m_x.$$
 (3)

Где D – константа неоднородного обменного взаимодействия. Здесь видно, что анизотропия в плоскости движения динамической компоненты намагниченности приводит к эллиптичности. Природа этой анизотропии в возникновении полей размагничивания из-за неоднородности магнитных свойств вдоль направления распространения волны. Чем меньше длина волны, тем сильнее градиент неоднородности намагниченности в пространстве, что приводит к усилению вклада неоднородного обменного воздействия выраженного слагаемым Dk^2 . В итоге геометрия распространения войдет в выражение для частоты:

$$\omega_k = \gamma [(H_z + Dk^2)(H_z + Dk^2 + 4\pi M \sin^2 \theta_k)]^{1/2}.$$
 (4)

При рассмотрении спиновых волн в реальных волноведущих структурах существенным является учет конечных размеров волновода. В этом случае уравнение движения (3) в каждой области рассматриваемой структуры (в разных слоях для многослойных волноводов) справедливо, но под k теперь понимается не общее волновое число, удовлетворяющее уравнению движения, а его продольная компонента вдоль направления распространения. А чем сильнее волновод ограничен в поперечном сечении (чаще всего в планарной геометрии влияет конечная толщина волновода и реже, при переходе к наномасштабам, его ширина), тем более выражен эффект квантования в пространстве и спектр спиновых волн в реальных структурах становится многомодовым [26]:

$$\omega(k) = \sqrt{\left(\omega_{H} + \omega_{M}\lambda_{ex}\left[k^{2} + \left(n\pi / w\right)^{2}\right]\right)\left(\omega_{H} + \omega_{M}\lambda_{ex}\left[k^{2} + \left(n\pi / w\right)^{2}\right] + \omega_{M}F\right)}$$
(5)

В этом уравнении в характерных частотах помимо магнитного поля в $\omega_H = \gamma H$, намагниченности в $\omega_M = \gamma M$, и характеристической длины обменного взаимодействия λ_{ex} , появляется конечная ширина волновода *w* и номер моды *n*. Результаты расчета дисперсии согласно уравнению (5) приведены на рисунке 4.



Рис. 4. Дисперсия спиновых волн в намагниченной в плоскости бесконечной (пунктирные линии) ферромагнитной пленке (Железо-иттриевый гранат) и волноводе шириной w = 1 мкм (сплошные линии) в геометрии прямых ($\theta_k = \pi/2$, красные линии) и обратных ($\theta_k = 0$, синие линии) спиновых волн. Точками показан случай отсутствия полей размагничивания. Толщина пленки выбрана d = 100 нм, номер моды n = 1. [26]

Таким образом, из рисунка 4 можно сделать вывод, что геометрия волноводов и схема возбуждения существенным образом влияют на свойства спиновых волн, а при переходе к наноразмерным волноводам это особенно важно. Например, прототипы магнонных логических схем, изображенные на рисунке 5, состоят из ферромагнитных волноводов всего в десятки нанометров толщины и ширины.



Рис. 5. Магннонные логические элементы на основе а) микро- и b) наноразмерных интерферометров Маха-Цендера. Управление электрическим током обеспечивает различные волноведущие свойства разных плечей интерферометра и приводит к управлению сдвигом фаз сигналов. [4]

На рис. 5 показаны магнонные волноводы, образующие интерферометры типа Маха-Цендера. Управляя свойствами спиновых волн, распространяющихся в разных плечах этих волноводов, мы можем менять разность фаз сигналов на выходе, что приводит к интерференции сигналов. Пришедшие в противофазе сигналы считаются нулем, в фазе – единицей. На рисунке 5а – показан вентиль XNOR [27], а на рисунке 5b – NOT [28].

Для дальнейшего развития устройств магнонной логики важным является совершенствование подбора материалов и точности изготовления волноведущих структур. Межсоединения на их основе позволят соединять логические блоки между собой, образуя масштабные интегральные схемы. Более того, возможно преодоление планарных ограничений на разводку элементов по плате и выход в 3D геометрию [13] (см. рисунок 6). Такая вертикальная интеграция 3D магнонных структур может увеличить плотность размещения магнонных и спинтронных элементов. Вдобавок такие 3D структуры могут позволить сократить длину необходимых межсоединений [29].



Рис. 6. Схематическое изображение 3D сетей магнонных волноводов, соединяющих функциональные элементы, расположенные на разных уровнях по вертикали. Сигнал закодирован спиновыми волнами. [13]

Связь между волноводами, расположенными на разных уровнях, может осуществляться через дипольное взаимодействие или напрямую с помощью распространения спиновых волн по вертикальным магнитным участкам, соединяющим их. В упомянутых выше ссылках продемонстрировано, что при корректном соотношении геометрии изгибов с направлением магнитного поля, а также геометрических размеров с длинами спиновых волн, возможно прохождение сигналов без существенных потерь на отражения.

1.3. Эффекты переноса

Для концепции магнонной спинтроники на едином чипе с полупроводниковыми схемами (см. рисунок 1) важным является возбуждении магнитной динамики с помощью зарядовых токов в наноконтактах или наномостиках, то есть локальным образом. Это необходимо, чтобы не возникали паразитные наводки в остальных частях микросхемы и для ее дальнейшей миниатюризации.

Протекание тока спин-поляризованных электронов высокой плотности через ферромагнитные слои нанометровой толщины может приводить к изменению направления намагниченностей в этих слоях без влияния внешнего магнитного поля. Впервые, этот принцип был теоретически предложен в работах [30, 31] и экспериментально подтвержден в [32–35].



Рис. 7. а) Иллюстрация концепции переноса спинового момента *S* электрическим током из слоя с фиксированной намагниченностью F₁ в слой со свободной намагниченностью F₂. б) Динамика намагниченности F₂ в присутствии спинового тока с фиксированной в слое F₁ поляризацией *p*. [2]

Рассмотрим концепцию модельного эксперимента (см рисунок 7) по передаче спинового момента (в англоязычной литературе Spin-Transfer Torque, STT) в структуре, состоящей из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитным проводником или изолятором. В слое F_1 формируется спин-поляризованный ток электронов проводимости, а намагниченность этого слоя зафиксирована под некоторым углом по отношению к направлению намагниченности в слое F_2 . При протекании спинового тока через F_2 обменное взаимодействие между электронами проводимости и атомами ферромагнетика выстраивает спиновую поляризацию электронов вдоль направления намагниченности. Неравновесная для слоя F_2 компонента поляризации спина электронов проводимости передается атомам материала за счет s-d обменного взаимодействия между зонными s-электронами и локализованными d-электронами. Соответствующая квазиклассическая плотность энергии s-d обмена может быть представлена в виде [36, 37]:

$$W_{\rm sd} = -\frac{J_{\rm sd}}{M_{\rm s}} \,\mathbf{m}(\mathbf{r},t) \,\mathbf{M}(\mathbf{r},t) \tag{6}$$

где J_{sd} – обменный интеграл, M_s – намагниченность насыщения материала, m – намагниченность электронов проводимости и M – намагниченность решетки в F_2 . Динамику вектора M в большинстве магнитных материалов можно считать медленной по сравнению с m, при этом s-d обмен приводит к вращению намагниченности m вокруг M и к подмагничиванию электронов проводимости вдоль M.

Векторная сумма спинов электронов проводимости и решетки при s-d обмене должна оставаться неизменной [36], тогда как неравновесная компонента $\delta m = \mathbf{m} - \mathbf{m}_{eq}$ передается атомам решетки F_2 , что может быть представлено, как действие спинового вращающего момента T_{str} на M. В настоящее время существуют различные подходы к теоретическому описанию STT в FM – от полуклассических моделей [36, 37] до квантово-механических, основанных на спин-зависимом рассеянии электронов проводимости на потенциале, создаваемом локализованными моментами [30]. Наиболее часто для описания STT используется уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ), дополненное зависящими то плотности тока двумя слагаемыми T_{STT} и п _{STTL}:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma [\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M}] + \frac{\alpha_{\text{G}}}{M_{\text{s}}} \left[\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right] + \mathbf{T}_{\text{STT}} ,$$

$$\mathbf{T}_{\text{STT}} = \mathbf{T}_{\text{STT}, \parallel} + \mathbf{T}_{\text{STT}, \perp} =$$

$$= \frac{g\mu_{\text{B}}\varepsilon}{deM_{\text{s}}^{2}} j_{\text{s}} \left[\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}] \right] + \frac{g\mu_{\text{B}}\varepsilon'}{deM_{\text{s}}^{2}} j_{\text{s}} [\mathbf{M} \times \mathbf{p}] .$$
(7)

Здесь d – толщина свободного слоя F_2 , j_s – плотность спин-поляризованного тока, втекающего в F_2 из F_1 со спиновой поляризацией p, $\varepsilon = \varepsilon(J_{sd})$, $\varepsilon' = \varepsilon'(J_{sd}) - эффективности спиновой поляризации [30]. Первое слагаемое в (7) описывает вращение намагниченности <math>M$ вокруг эффективного магнитного поля, а второе слагаемое релаксацию в F_2 . Слагаемые $T_{STT,\parallel}$ и $T_{STT,\perp}$ в (7) харакеризуют отрицательное затухание и спиновую инжекцию [36] (вектор $T_{STT,\perp}$ перпендикулярен плоскости ($M_s p$)), соответственно (см рисунок 7). Как правило $\varepsilon' << \varepsilon$ и вторым слагаемым в (7) можно пренебречь. За счет STT при больших плотностях тока намагниченность M либо может перевернуться, т.е. поменять направление на противоположное, либо может перейти в состояние устойчивой прецессии колебаний (осцилляторное состояние). Осцилляторные свойства таких структур будут рассматриваться в разделе 3.



Рис. 8. а) Иллюстрация к процессу переноса спинового момента за счет спин-орбитального взаимодействия из слоя немагнитного металла Та в магнитный СоFeB [45] и б) спиновая накачка из магнитного материала Ni₈₁Fe₁₉ в слой платины [46]. За счет обратного спинового эффекта Холла на противоположных концах Pt возникает разность потенциалов, вызванная преобразованием спинового тока J₈ в электрический с напряженностью E_{ISME}. [2]

Возможность пространственного разделения носителей электрического тока в полупроводниках по их спину без магнитного поля была впервые показана М. Дьяконовым и В. Перелем в 1971 г. в [38]. Этот эффект был назван спиновым эффектом Холла [39] (Spin Hall Effect - SHE) и был экспериментально обнаружен в [40]. При протекании электрического тока *j* через немагнитный металл (Nonmagnetic Metal – NM) с сильным спин-орбитальным взаимодействием (например, Pt, Та или W) вследствие многократного рассеяния носителей заряда [41] появляется спиновый ток *j*, перпендикулярный направлению *j*. Это ведет к накоплению электронов с определенной спиновой ориентацией на противоположных поверхностях проводника. Создаваемый таким образом спиновый ток может переноситься в соседние слои по аналогии с STT и его принято называть моментом, вызванным спин-орбитальным взаимодействием (Spin-Orbit Torque - SOT) T_{SOT}. Было проведено большое количество экспериментов по переносу спинового момента за счет SOT в различных наноструктурах [42–44]. Если соседний слой является магнитным материалом (см. рисунок 8a), описываемым вектором намагниченности M, то его динамика будет определяться уравнением ЛЛГ вида (7), в котором надо заменить T_{STT} на T_{SOT} :

$$\mathbf{T}_{\text{SOT}} = \mathbf{T}_{\text{SOT},\parallel} + \mathbf{T}_{\text{SOT},\perp} = = \frac{g\mu_{\text{B}}\eta\theta_{\text{SH}}}{deM^2} j_{\text{s}} \left[\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{p}] \right] + \frac{g\mu_{\text{B}}\eta'\theta_{\text{SH}}}{deM^2} j_{\text{s}} [\mathbf{M} \times \mathbf{p}] \,.$$
(8)

Здесь константа θ_{SH} характеризует степень спинового эффекта Холла в проводнике (спиновый угол Холла), и зависящую от свойств материала: 0.1 для Pt, -0.07 для Та и -0.14 для W [47].

1.4. Элементы динамики антиферромагнетиков

Явление антиферромагнетизма было открыто более 90 лет назад и нашло теоретическое объяснение в работах Нееля [48, 49]. С тех пор, АФМ активно изучаются как теоретически, так и экспериментально (см. ранние работы [50-55], а также [20, 56]). К АФМ относятся вещества, демонстрирующие дальний магнитный порядок и не имеющие при этом макроскопической намагниченности. На макроскопическом уровне АФМ можно описать, как систему вложенных друг в друга магнитных подрешеток с намагниченностями $Mk(\mathbf{r},$ t), где k – номер подрешетки АФМ. На микроуровне для АФМ-упорядочения существует ненулевой спиновый момент на каждом магнитном атоме. При рассмотрении двух соседних атомов направление спинового момента меняется так, что в пределах элементарной магнитной ячейки суммарный спин, а следовательно, и намагниченность равны нулю. Для двухподрешеточного АФМ может существовать ситуация, при которой происходит неполная компенсация (неколлинеарность) намагниченностей подрешеток. Такие АФМ называются слабыми, или скошенными [57, 58]. Далее ограничимся двухподрешеточными АФМ (о динамике многоподрешеточных АФМ см. подробнее [56]). Параметром порядка для такого АФМ является вектор антиферромагнетизма (вектор Нееля) $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$. Кроме того, для полного описания особенностей АФМ вводится вектор ферромагнетизма $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$.

Существуют различные методы описания динамических процессов в АФМ (см. подробнее [56, 59-62]). Нас будет интересовать лагранжев формализм. При этом низкоэнергетическая динамика АФМ рассматривается как «твердотельное вращение» системы магнитных векторов, что позволяет существенно упростить описание магнитных возбуждений в АФМ и их взаимодействие с внешними возбуждениями (магнитным полем, спиновым током, оптическими импульсами). Это естественное предположение для АФМ, когда энергия релятивистских взаимодействий мала по сравнению с энергией обмена. Впервые этот подход использовался в работах Ожогина и Преображенского [63], Андреева и Марченко [64], Барьяхтара и Иванова [65, 66] и получил название «сигма-модели» по аналогии с моделями квантовой теории поля. Уравнения для векторов М и L в рамках сигма-модели могут быть сведены к одному уравнению для вектора Нееля L, а вектор M выражается через L и $\partial L/\partial t$ (т. е. является подчиненной переменной). Получаемое в результате этого подхода уравнение допускает такое же подробное количественное описание динамики, как и уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ) для ФМ. Отметим также, что сигма-модель допускает введение операторов рождения и уничтожения магнонов и позволяет, например, провести анализ релаксации как линейных, так и нелинейных возбуждений в анизотропном случае (см. подробнее [67]).

Для удобства введем нормированные неприводимые векторы $\mathbf{m} = \mathbf{M}/2\mathbf{M}_{s}$ и $\mathbf{l} = \mathbf{L}/2\mathbf{M}_{s}$, связанные соотношениями $\mathbf{m}^{2} + \mathbf{l}^{2} = 1$, (ml) = 0, где \mathbf{M}_{s} – намагниченность насыщения подрешеток АФМ. В простейшем случае коллинеарного АФМ ($|\mathbf{m}| \approx 0$, $|\mathbf{l}| \approx 1$) намагниченность m является малой величиной и находится из выражения [56, 62]:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{\gamma H_{\text{ex}}} \left[\mathbf{l} \times \frac{d\mathbf{l}}{dt} \right] + \frac{\mathbf{H}_{\text{eff}} - \mathbf{l} \left(\mathbf{H}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{l} \right)}{H_{\text{ex}}}$$
(9)

где H_{ex} – обменное поле между подрешетками АФМ, γ – гиромагнитное отношение, \mathbf{H}_{eff} – эффективное поле АФМ, которое складывается из внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_{0} , поля Дзялошинского-Мории \mathbf{H}_{D} , а также эффективного поля $\mathbf{h}(t)$, обусловленного магнитооптическими эффектами, вызванным взаимодействием АФМ с переменным внешним полем (например, импульсом лазера). Первое слагаемое в (9) описывает переменную часть вектора **m**, необходимую для описания динамики АФМ, а второе слагаемое определяет скашивание векторов магнитных подрешеток, вызванное действием \mathbf{H}_{eff} . В отсутствие внешних воздействий и слабого обменно-релятивистского взаимодействия Дзялошинского – Мории последним слагаемым в (9) обычно пренебрегают [63].

Динамические уравнения для вектора l можно получить непосредственно из уравнений ЛЛГ, записанных относительно переменных векторов **m** и l [64, 65].

Получающиеся динамические уравнения можно рассматривать как уравнения Эйлера – Лагранжа для функции Лагранжа вида (в расчете на один спин):

$$L = \frac{\hbar}{\gamma H_{\text{ex}}} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right)^2 - c_{\text{m}}^2 \left(\nabla \mathbf{l} \right)^2 - \gamma \left(\mathbf{H}_{\text{eff}} \cdot \left[\mathbf{l} \times \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial t} \right] \right) \right) - W(\mathbf{l}), \tag{10}$$

где первое и третье слагаемые определяют соответственно инерционную и гироскопическую динамику АФМ, причем величина, стоящая перед квадратом производной по времени имеет смысл эффективной массы для движения вектора **l**, второе слагаемое характеризует пространственную динамику вектора **l** с введенной предельной скоростью распространения магнонов в среде $c_m = \gamma \sqrt{2H_{ex} A / M_s}$, зависящей от константы H_{ex} (т. е. является обменно-усиленной) и константы неоднородного обмена A (характерная скорость для ортоферрита составляет 20 км/с, для хрома 100 км/с). Слагаемое W(**l**) имеет смысл эффективной «потенциальной энергии» системы (в механической аналогии) и рассчитывается так [62]:

$$W(\mathbf{l}) = W_0(\mathbf{l}) + \frac{g\mu_{\rm B}}{2H_{\rm ex}} \left(\left(\mathbf{H}_{\rm eff} \cdot \mathbf{l} \right)^2 - \left(\mathbf{H}_{\rm eff} \right)^2 \right) - \frac{g\mu_{\rm B}}{H_{\rm ex}} \left(\mathbf{H}_{\rm eff} \cdot \mathbf{H}_{\rm D} \right)$$
(11)

где g – фактор Ланде, $\mu_{\rm B}$ – модуль магнетона Бора, слагаемые W_0 включает в себя члены, характеризующие анизотропию кристалла, а также взаимодействие света с АФМ.

Варьируя лагранжиан (10) для вектора I, |I| = 1, получаем замкнутое динамическое уравнение сигма-модели (без учета взаимодействия Дзялошинского – Мории) следующего вида [63, 62, 65, 68]:

$$\frac{M_{\rm s}}{2\gamma^2 H_{\rm ex}} \mathbf{I} \times \left(\frac{\partial^2 \mathbf{I}}{\partial t^2} - c_{\rm m}^2 \Delta \mathbf{I} + \gamma \left[\frac{\partial \mathbf{H}_{\rm eff}}{\partial t} \times \mathbf{I}\right] + 2\gamma \left[\mathbf{H}_{\rm eff} \times \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial t}\right] + \mathbf{I} \times \frac{\partial W_0}{\partial \mathbf{I}} = 0$$
(12)

Получившееся уравнение для вектора \mathbf{l} – дифференциальное уравнение в частных производных (лоренц-инвариантная запись), содержащее вторую производную по времени, что ведет к инерционной динамике. Это существенное свойство отличает динамические свойства АФМ от ФМ, динамика которых описывается уравнением ЛЛГ с первой производной по времени. Собственные колебания вектора m в ФМ поляризованы циркулярно, в то время как собственные моды АФМ могут иметь и линейную поляризацию. Вектор **m** в ФМ движется по поверхности сферы, тогда как вектор **l** в АФМ колеблется в плоскости. Стоит заметить, что из (12) следует, что длина вектора **l** сохраняется. При малых колебаниях вблизи положения равновесия в АФМ при фиксированном направлении оси анизотропии закон дисперсии находится из (12) в виде:

$$(\omega - \omega_{\rm H})^2 = \omega_0^2 + c_m^2 k^2, \tag{13}$$

где $\omega_0 = \gamma \sqrt{H_{ex}H_a}$ – частота однородного АФМР без внешнего поля, H_a – поле анизотропии (для одноосного АФМ), k – волновое число и $\omega_H = \gamma H_0$. Как видно из (13), одному и тому же значению k отвечают две частоты, различающиеся ве-

личиной и знаком. Таким образом, существуют две ветви дисперсии спиновых волн. В отсутствие постоянного магнитного поля дисперсионные зависимости двух этих типов волн совпадают (модовое вырождение). Для бианизотропных $A\Phi M$ типа «легкая плоскость» (оксид никеля, гематит, борат железа) будут существовать две ветви дисперсионных характеристик, соответственно, «акустическая» и «оптическая». За счет обменного усиления эти частоты, даже при k = 0 могут быть порядка 100 ГГц для акустической ветви и единиц и десятков ГГц для оптической. Подробную теорию распространяющихся спиновых волн в $A\Phi M$ можно найти в работах [59, 64–67].

2. СВЕРХБЫСТРАЯ МАГНИТНАЯ ДИНАМИКА

Сверхбыстрая магнитная динамика, фемтомагнетизм, сверхбыстрый оптомагнетизм или спин-фотоника – это множество терминов, обозначающих новую область физики твердого тела и физики магнитных явлений. Она рассматривает неравновесные физические процессы в условиях, когда электронная, фононная и магнонная подсистемы магнитоупорядоченных сред не находятся в термодинамическом равновесии друг с другом. Для возбуждения и исследования этих процессов используют короткие (<100 фс) лазерные импульсы достаточной интенсивности (рисунок 9).



Рис. 9. Взаимодействие электронной (electrons), фононной (lattice) и спиновой/магнонной (spins) подсистем под воздействием лазерного импульса (Fs laser pulse). Перерисовано на основе [69]

К исследуемым магнитоупорядоченным средам, в частности, относятся антиферромагнетики, ферримагнетики и слабые ферромагнетики (антиферромагнетики с небольшим скосом подрешеток). Частота антиферромагнитного резонанса большинства таких материалов лежит в диапазоне от 100 ГГц до 3 ТГц. Более того, для некоторых редкоземельных ионов частота переворота спина может достигать 10 ТГц, а в работе Bossini D. et al. [70] удалось возбудить ~22 ТГц моду. Таким образом, влияя на магнитную динамику напрямую (спиновая подсистема) или через посредников (электронная и фононная подсистемы), мы можем перекрывать весь терагерцовый диапазон.

В этой главе мы рассмотрим некоторые способы возбуждения этих подсистем, с примерами генерации терагерцовой динамики. Наиболее полным обзором по сверхбыстрой магнитной динамике остается работа Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. [69]. На русском языке можно также ознакомиться с работами [71–73], на английском – с [74–78].

2.1. Оптически индуцированное размагничивание

Данный эффект в первую очередь связан с нагревом. Поэтому наиболее подходящими материалами для него являются металлы¹, которые обладают высоким поглощением в оптическом диапазоне длин волн и большим количеством свободных электронов. Таким образом одним из наиболее подходящих для исследований материалов оказались нано-пленки Ni. Их пытались размагничивать пикосекундными лазерными импульсами еще в 1984 году Agranat M.B. et al. [88], и уже тогда было предложено рассматривать процессы в рамках взаимодействия электронной, спиновой и фононной подсистем. Но времена, на которых исследовалась динамика в тех работах, были сопоставимы с температурным балансом электронов и кристаллической решётки, что не позволило выявить влияние релаксации типа электрон–спин и спин–кристаллическая решётка. Поэтому эффект не обнаруживался вплоть до температур плавления пленки.



Только в 1996 году Beaurepaire et al. [89], используя метод «накачка-зондирование» и фемтосекундный лазер, удалось показать, что электронная термализация происходит за времена порядка 260 фс (Рисунок 10).

Рис. 10. Динамика меридионального магнитооптического эффекта Керра для структуры Ni(20 нм)/MgF2(100 нм) при накачке импульсом длительностью 60 фс с плотностью энергии 7 мДж/см². Эффект нормирован на величину сигнала при отсутствии импульса накачки [89]

¹Тем не менее, на сегодняшний день эффект открыт во множестве материалов, включая полупроводники [79, 80], диэлектрики [81, 82], полуметаллы [83 - 85] и низкоразмерные магнитные кристаллы [86, 87].



Для феноменологического объяснения процесса рассмотрим рисунок 11:

Рис. 11. Температурная зависимость электронной (T_{e}), фононной (T_{l}) и спиновой (T_{s}^{metal}) подсистем металлической пленки от времени. Для сравнения на график добавлен случай слабого обменного взаимодействия (T_{c}^{diel}) [69]

В оптическом диапазоне длин волн, только электроны могут практически мгновенно поглощать или рассеивать фотоны. Следовательно, в начале фемтосекундный импульс лазерного излучения создает в металле горячие электроны (пары электрон-дырка) (~1 фс). Затем электронная подсистема возвращается к температурному равновесию (~50–500 фс, в зависимости от условий). Возбуждение электронной подсистемы затухает за счет взаимодействия с фононной подсистемой и разогревает кристаллическую решетку (~100 – 1000 фс). Таким образом они приходят к равновесию (~1 пс). Наблюдаемое за время <100 фс размагничивание можно объяснить как сброс углового момента спиновой подсистемы через спин-орбитальное взаимодействие в электронную и фононную, обусловленный получаемой от них энергией в ходе описанных выше процессов. Но вопрос о том, как именно работает этот механизм, до сих пор остается до конца не решенным (подробнее в [90, 91])

Существует как минимум два способа получения терагерцовой динамики с помощью оптически индуцированного размагничивания – прецессия намагниченности и терагерцовая эмиссия.

Прецессия намагниченности

Образец помещается во внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} , вектор которого почти параллелен оси трудного намагничивания кристалла таким образом, что суммарная намагниченность **m** становится направлена под углом к плоскости образца (рисунок 12а). Фемтосекундный лазерный импульс достаточной энергии приводит к мгновенному размагничиванию системы и/или изменению поля анизотропии \mathbf{H}_{a} (рисунок 12b). Суммарный магнитный момент отклоня-

ется от положения равновесия и начинает прецессировать вокруг него согласно уравнению Ландау-Лифшица-Гильберта² (рисунок 12с).



Рис. 12. Оптическое возбуждение когерентной прецессии. (а) до возбуждения ($\Delta t < 0$) положение вектора намагниченности **m** определяется суммой размагничивающего поля $-4\pi m_{\perp}$, внешнего поля \mathbf{H}_{ext} и поля анизотропии \mathbf{H}_{a} ; (b) во время возбуждения ($0 < \Delta t < 1$ пс) величина отмеченных * векторов меняется, что выводит систему из состояния равновесия и отклоняет вектор **m** в положение **m***; (c) намагниченность прецессирует вокруг нового положения равновесия, которое постепеннно возвращается к исходному по мере рассеяния нагрева. [69]

Данная методика подходит скорее для исследования ферромагнитного резонанса (ФМР). Типичная частота прецессии для обычного ферромагнетика может составлять десятки ГГц в зависимости от приложенного магнитного поля, температуры и др. условий. Тем не менее, Becker J. et al. [92], удалось синтезировать тонкую гранулированную пленку FePt с анизотропией порядка 10 Тл и зарегистрировать колебания в сотни ГГц оставаясь в температурном диапазоне жидкого азота (рисунок 13).



Рис. 13. Зависимость выделенной частоты от магнитного поля при температурах 290 К (черные квадраты) и 170 К (черные кружки). Соответствующий фит ФМР представлен оранжевой (290 К) и синей (170 К) линиями. Вставки I) - IV): схематическое изображение поведения намагниченности и эффективного поля без приложенного поля (I), с приложенным полем (II), при возбуждении накачки (III) и после динамического отклика (IV). [92]

²Утверждение не является строго верным, так как временной диапазон, за который протекает явление, частично не пересекается с областью применимости уравнения, но оно дает достаточно хорошее представление о магнитной динамике.

В работе были приведены убедительные доводы в пользу того, что именно сильная магнитокристаллическая анизотропия отвечает за нетипично высокие частоты ФМР.

Терагерцовая эмиссия

Согласно классической теории Максвелла, сверхбыстрый лазерный импульс, приводящий к резкому изменению намагниченности кристалла во времени, должен вызывать излучение в дальнем поле, как вторая производная по времени (13):

$$E_{x,y} \propto \frac{\partial^2 M_{y,z}}{\partial t^2} \tag{14}$$

где Е – излучаемое электрическое поле, а М – намагниченность материала.

И действительно уже в 2004 году Beaurepaire E. et al. экспериментально наблюдали этот эффект в пленке Ni [93].

Несмотря на широкое распространение ТГц-генерация, возникающая исключительно за счет сверхбыстрого размагничивания, имеет ограниченное технологическое применение. Это связано с недостаточной перестраиваемостью ТГц-отклика, обусловленной тем, что динамика размагничивания, как правило, определяется внутренними и фиксированными свойствами материала. Поэтому такие параметры, как ширина полосы излучения, состояние поляризации и напряженность поля, неразрывно связаны со свойствами выбранного материала.

Частично эту проблему удалось решить в работе Huang L. et al. [94]. Исследования пленок Ni, Fe и Co толщиной 30 нм показали, что на ТГц динамику можно влиять с помощью внешнего магнитного поля, меняя его направление и величину (рисунок 14).



Рис. 14. (а) Профили ТГц-излучения от пленок Ni, Fe и Co толщиной 30 нм под действием различных внешних полей. (b) Кривые представляют ТГц-сигналы E_y от Fe, Ni и Co по сравнению с состоянием в поле насыщения. (c) Фурье-преобразование спектров сигналов ТГц-излучения для случаев +М и −М. [94]

2.2. Обратные магнитооптические эффекты

Обратные магнитооптические эффекты (МОЭ), в отличие от рассмотренного ранее, основаны на прохождении сквозь среду. Оптически индуцированное размагничивание в этом случае часто рассматривают как паразитный эффект, мешающий напрямую воздействовать на спиновую подсистему, поэтому предпочтительным материалом для МОЭ являются диэлектрики (например ферриты со структурой граната).

На данный момент известно о трех МОЭ – это обратный эффект Фарадея (МОЭФ/IFE), Коттона-Мутона/Фохта (МОЭКМ/ICME) и поперечный эффект Керра (МОПЭК). МОПЭК не будет рассматриваться в этой работе, так как пока не подтвержден экспериментально. С его теоретическим обоснованием можно ознакомиться в статье [95]. Суть эффектов в следующем – импульс света, имеющий циркулярную (МОЭФ) или линейную (МОЭКМ) поляризацию, распространяясь в изотропной (МОЭФ) магнитоупорядоченной (МОЭКМ) среде, действует на спины как эффективное магнитное поле. Хиральность поляризации определяет направление поля (рисунок 15). Важно еще раз подчеркнуть, что такой «намагниченный» свет не диссипативен и в полностью прозрачной среде не будет передавать энергию напрямую в электронную и фононную подсистемы [96].



Рис. 15. Левоциркулярная поляризация σ^- соответствует полю δH^- , сонаправленному с движением света, а правоциркулярная поляризация σ^+ – полю δH^+ [97]

МОЭФ был теоретически предсказан еще Л.П. Питаевским в 1960 [98], и впервые продемонстрирован в [99, 100]. Работа изначально не вызвала большого интереса – эффект зависел от потока проходящей через среду энергии, а лазерная техника только начинала активно развиваться. Поле в 10⁻⁶ Тл, создаваемое лазерным импульсом длительностью 30 нс и интенсивностью 107 Вт/ см², в общем случае не могло рассматриваться даже как способ записи информации, так как было на два порядка меньше поля Земли. В 1998 году была показана возможность создавать в плазме поля в несколько тесла увеличив интенсивность до 1012 Вт/см² при сопоставимой длительности в 7 нс. Но толь-

ко в 2005 году [97] МОЭФ удалось явно наблюдать в магнитоупорядоченной среде (ортоферрит DyFeO₃). Одним из доказательств стало изменение фазы колебаний антиферромагнитной моды частотой ~300ГГц на ~180 градусов в зависимости от направления циркулярной поляризации (рисунок 16). Следует уточнить, что в эксперименте использовались и другие методы проверки, но, без необходимости строгого учета всех возможных вкладов, смены поляризации бывает достаточно.



Рис. 16. Отклик спиновой подсистемы на импульс лазера длительностью 100 фс имеющий правоциркулярную (σ^+) и левоциркулярную поляризацию (σ^-) [97]

С этого момента МОЭФ становиться одним из основных инструментов сверхбыстрой магнитной динамики. Его достоинствами являются:

• Локальность – область воздействия определяется площадью светового пучка и в пределе может стремиться к взаимодействию одного фотона с одним спином.

• Быстродействие – длительность воздействия определяется продолжительностью импульса. Более того, последние исследования говорят о возможности возбуждения аттосекундной динамики фемтосекундными импульсами [101].

• Сила – величина создаваемого эффективного поля (точнее ее временная производная) оказалась достаточной для возбуждения спиновой динамики в антиферромагнетиках [68]. Эти материалы еще с 1950-х представляли интерес из-за огромного внутреннего обменного взаимодействия, способного достигать 100 Тл, но по этой же причине долгое время не находили практического применения.

• Удобство – возможность регистрации возбуждаемой спиновой динамики с помощью «прямого» эффекта Фарадея. Временное разрешение определяется длительностью зондирующего импульса. Это позволяет исследовать колебания до 10 ТГц и выше, причем тоже локально.

Примеры генерации ТГц динамики в различных материалах с помощью МОЭФ приведены в таблице 1:

Табл. 1	
---------	--

№ п.п.	Источник	Частота (ГГц)	Материал
1	[102]	95-365 86-150 для сверхбыстрого размагничивания	Ферримагнетик Пленка TmFeO3
2	[97]	151-433	Слабый ферромагнетик Пленка DyFeO ₃
3	[103]	~90–360	Ферримагнетик Пленка ErFeO ₃
4	[104]	25–95	Ферромагнетик Пленка EuO
5	[105]	140 и 1070	Антиферромагнетик Пленка NiO

МОЭКМ реже встречается в экспериментах. В отличии от МОЭФ он может проявляться только в магнитоупорядоченных средах, что ограничивает и усложняет его применимость. Во-первых, к большинству подходящих материалов необходимо прикладывать внешнее магнитное поле, чтобы сориентировать спины. Во-вторых, максимальным эффект становится при угле поляризации в 45 градусов относительно вектора намагниченности, а в параллельной и перпендикулярной ориентации не наблюдается. И даже при соблюдении всех этих условий, он, как правило, меньше МОЭФ.

МОЭКМ был в первые применен для возбуждения сверхбыстрой магнитной динамики в работах Kalashnikova A. M. et al [106, 107]. В работе Satoh T. et al. [108] было предложено рассматривать МОЭКМ в качестве дополнительной степени свободы. Это позволило выборочно возбуждать в рассматриваемом трехподрешеточном антиферромагнетике YMnO₃ каждую из трех AФMP мод, управляя поляризацией лазерного импульса. В работе Shen L. Q. et al. [109] авторы обнаружили, что при определенных условиях МОЭКМ может значительно превышать МОЭФ.

3. ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ В УСТРОЙСТВАХ ТЕРАГЕРЦЕВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Требования к увеличению рабочих частот современных микро- и наноэлектронных устройств инициировали серьезные фундаментальные исследования в области ферро-, ферри- и антиферромагнитной (АФМ) спинтроники, магноники и спин-фотоники [20, 110]. Спиновые волны в магнитных материалах могут существовать в широком диапазоне частот от мегагерц (МГц) до сотен терагерц (ТГц) [111, 121, 122]. Использование терагерцового диапазона частот в устройствах спин-фотоники для генерации, детектирования сигналов и сверхбыстрых устройств обработки информации, требует развития технологии создания материалов и методов эффективного возбуждения магнонов в ТГц диапазоне частот. Современные исследования [113] направлены на создание низкоэнергетических средств возбуждения, манипуляции и обнаружения магнонов в нанометровом масштабе, которые, в свою очередь, могут иметь большой потенциал для вычислительных приложений. Целью данного параграфа является рассмотрение перспективных методов возбуждения ТГц колебаний в магнитоупорядоченных материалах, преимущественно антиферромагнетиках (АФМ), которые изучает спин-фотоника, а также рассмотрение перспектив их применения для создания устройств ТГц электроники.

3.1. Возбуждение магнонов оптическими импульсами

С экспериментальной точки зрения, сверхбыстрая динамика магнитоупорядоченных материалов по-прежнему остается активно развивающейся областью спин-фотоники [69]. Данная проблема является нетривиальной, поскольку не существует простого метода для манипулирования и детектирования спинов. Необходимо найти механизм, который бы отклонял магнитные моменты на временах порядка единиц фемтосекунд. Учитывая, что частоты некоторых магнитных материалов – ферри- и антиферромагнетиках лежат в диапазоне от 100 ГГц до десятков ТГц, непосредственное манипулирование спинами представляет собой практическую и сложную проблему. По этой причине обычно используются полностью оптические методы, в которых задействованы фемтосекундные лазерные импульсы (см. раздел 2) как для импульсного возбуждения динамики, так и для ее обнаружения во временной области. Технически экспериментальные схемы исследования ферро- и антиферромагнитных (АФМ) материалов схожи. Однако отсутствие суммарного магнитного момента ограничивает возможности использования внешнего магнитного поля в процессе возбуждения АФМ. Поэтому необходимо полагаться на прямые механизмы, связывающие импульс возбуждения либо с параметром порядка АФМ, либо с магнитокристаллической анизотропией материала.

Что касается прямого механизма первого типа, то было показано [30], что обратные оптомагнитные эффекты эффективно возбуждают динамику спинов АФМ в различных магнитных оксидах. В этом случае свет с круговой поляризацией с компонентой электрического поля $E(\omega)$ действует на намагниченность, как эффективное магнитное поле H_{eff} , направленное вдоль волнового вектора света:

$$\mathbf{H}_{\text{aff}}(0) = \alpha [\mathbf{E}(\omega) \times \mathbf{E}^{\Box}(\omega)]$$
(15)

Отсюда следует, что право- и левополяризованные волны должны действовать на намагниченность, как магнитные поля противоположного знака. В ско-

шенных АФМ, таких как орторомбические ортоферриты, наличие взаимодействия Дзялошинского – Мории и возникающего слабого магнитного момента делает возможным прямое возбуждение посредством обратного эффекта Фарадея. Пример возбуждения как квази-ФМ, так и квази-АФМ мод магнонов был продемонстрирован для скошенного антиферромагнетика DyFeO₃ в работе [97].

Параметр α в (15) является константой, которая определяет магнитооптический отклик образца, такой как, например, эффект Фарадея. Поэтому появление эффективного поля называется обратным эффектом Фарадея (ОЭФ). На микроскопическом уровне ОЭФ описывается, как вынужденное импульсное комбинационное рассеяние на магнонах, где спины переворачиваются из-за спин-орбитальной связи в виртуально-возбужденном состоянии. В случае ультракоротких импульсов этому процессу способствует их большая полоса пропускания: частоты смещенных магнонов всегда присутствуют во входящей волне и, таким образом, усиливают возбуждение. Кроме того, число фононов в этом процессе не изменяется, что делает ОЭФ действительно нетепловым эффектом.

В отсутствие взаимодействия Дзялошинского–Мории и возникающей из-за него скошенной антиферромагнитной структуры, эффективного поля в (15) не достаточно в качестве источника внешнего возбуждения из-за отсутствия ненулевого магнитного момента в основном состоянии.

Понижение кристаллографической симметрии позволяет учитывать помимо обратного эффекта Фарадея и такие эффекты более высокого порядка, как обратный эффект Коттона – Мутона [105]. В этом случае линейно поляризованный свет, не имеющий углового момента, также может возбуждать динамику АФМ. Такого рода возбуждение сильно зависит от симметрии кристаллической и магнитной структуры, а также геометрии экспериментов [106] и в некоторых случаях может превышать величину ОЭФ на несколько порядков, как это наблюдается в монокристаллах антиферромагнитного NiO [123].

С другой стороны, новшества ТГц-технологии позволили генерировать очень короткие, вплоть до субпикосекундного диапазона, одноцикловые импульсы электромагнитного излучения. Магнитное поле этих импульсов достаточно сильное, чтобы можно было непосредственно возбуждать динамические процессы в АФМ. Эффективная полоса пропускания этого излучения очень велика. Тем не менее, возбуждение может быть очень эффективным, позволяя возбуждать и обнаруживать нелинейную динамику АФМ мод [124].

Несмотря на то что продолжительность возбуждения намного короче периода прецессии, в системе накапливается определенная «кинетическая энергия», так что спины продолжают двигаться в направлении, заданном возбуждающим импульсом, длительное время после того, как импульс покинул систему. В скошенном АФМ HoFeO₃ взаимодействие Дзялошинского – Мории и результирующая намагниченность позволяют эффективному полю ОЭФ управлять динамикой. С другой стороны, в области температур 38–58 К магнитная система HoFeO₃ характеризуется двумя минимумами термодинамического потенциала. Переход между соответствующими состояниями является фазовым переходом первого рода и, таким образом, может быть достигнут путем применения эффективного поля ОЭФ. Это можно увидеть на рисунке 17, где показано переключение фаз в зависимости от спиральности света [120].

Этот механизм переключения спинов, основанный на инерции спиновой системы в АФМ, в принципе позволяет запускать запись одного бита информации, используя чрезвычайно короткие импульсы магнитного поля. Такой инерционный механизм магнитной записи открывает новые возможности для последовательной записи большого количества данных, например, для реализации трехмерных дисплеев и многих других приложений, где достижение конечной скорости адресации одного бита чрезвычайно важно, тогда как фактическое переключение одного бита между двумя состояниями может происходить в гораздо более медленном масштабе времени. Однако конечной целью всей области динамики намагниченности является полностью оптическое переключение магнитного порядка между его (мета) стабильными состояниями, показанное ранее для ФМ [125]. В случае АФМ эта цель еще не достигнута, хотя некоторые разработки в этом направлении выглядят многообещающими. Решение этой проблемы можно найти в магнитокристаллической анизотропии. Действительно, быстрое изменение этой анизотропии через спин-решеточное взаимодействие может привести к переориентации спинов. Такое изменение анизотропии, в свою очередь, может быть вызвано коротким фемтосекундным лазерным импульсом в материале с сильной зависящей от температуры анизотропией.



Рис. 17. Теоретическая и экспериментальная демонстрация инерционного переключения спина в HoFeO₃. а) В расчетах предполагается, что переориентация инициируется импульсом магнитного поля Гаусса с длительностью 100 фс, Hc – критическое поле, необходимое для перехода. б) В эксперименте эффективные магнитные поля вдоль оси z генерировались лазерными импульсами с правой и левой циркулярной поляризацией посредством обратного эффекта Фарадея. График, полученный при T = 53.6 К для левоциркулярно поляризованного насоса, показан зелеными точками и показывает, что за пределами диапазона от 38 до 52 К никакого переключения спина, управляемого инерцией, не наблюдается [120]

Таким образом, было показано, что, если индуцированный температурой спин-переориентационный фазовый переход инициируется лазерным импульсом, движение спинов в направлении нового равновесия происходит на два порядка быстрее, чем в ферромагнетиках [126].

В целом спектроскопия во временной области терагерцевых магнитных резонансов в ортоферритах показывает, что наблюдаемые спектры не могут быть описаны без учета распространения электромагнитных волн. Вместо одного пика в спектрах наблюдаются два пика с частотами чуть ниже и чуть выше частоты магнитного резонанса. Наши результаты имеют значение для нескольких областей магнетизма, включая терагерцевую магнонику и спектроскопию электромагнонов.

3.2. Возбуждение магнонов в АФМ электрическим током

Большинство применений АФМ в спинтронике до последних лет ограничивалось [20] использованием их в качестве буферных слоев для фиксации намагниченности в спиновых вентилях (например, на эффекте гигантского магнитосопротивления). Возможность создания спиновых вентилей на основе только АФМ (т. е. два и более рабочих слоев АФМ) обсуждалась и анализировалась в ряде работ (см. подробнее обзоры [111, 127–129]). Оказалось [20], что для АФМ присущи явления переноса спина, спиновой накачки, анизотропного магнитосопротивления, так же как и для ФМ-структур. Однако, в отличие от ФМ, перечисленные выше эффекты за счет «обменного усиления» могут наблюдаться в АФМ без применения внешних постоянных магнитных полей на частотах от единиц до десятков тысяч ГГц. А поскольку резонансные частоты АФМ лежат в терагерцевом диапазоне частот, можно реализовать сверхбыструю память, управляемую как оптически, так и электронно (током), а также устройства генерации, приема и обработки сигналов.

Были продемонстрированы возможность [130, 131] реализации ячеек памяти путем переключения током (за счет спинового эффекта Холла) состояний полупроводниковых АФМ, возможность реализации преобразователей спиновых токов [132–133] в структурах, состоящих из ФМ и АФМ, причем перенос спинового момента осуществляется за счет эванесцентных мод, возникающих в АФМ [134]. Были предложены конструкции основанных на АФМ терагерцевых осцилляторов [112, 113, 135, 136], искусственных нейронов [116, 137], выпрямителей и детекторов [114, 115]. В работах [138, 139] были представлены результаты экспериментов по возбуждению терагерцевых спиновых волн в АФМ со слабым ферромагнетизмом (гематите) за счет спинового эффекта Холла и их детектированию за счет обратного спинового эффекта Холла (расстояние между передающей и приемной антеннами менялось для нахождения оптимума).

Базовой ячейкой описанных выше устройств терагерцевой спин-фотоники, управляемых током, является двухслойная структура, состоящая из АФМ и слоя тяжелого металла (ТМ) рисунок 18 (построено на примере оксида никеля и платины). Постоянный электрический ток, проходящий через слой ТМ, создает, благодаря спиновому эффекту Холла, перпендикулярно поляризованный спиновый ток, протекающий в слой АФМ. Спиновый ток в АФМ создает неконсервативный вращающий момент для намагниченности подрешеток. Если спиновый ток поляризован перпендикулярно основному состоянию АФМ (вдоль «жесткой» оси АФМ), он отклоняет намагниченности от их равновесной противоположной ориентации, что создает сильное эффективное поле, приводящее к равномерному вращению (при отсутствии анизотропии в плоскости) подрешеточных намагниченностей в плоскости, перпендикулярной поляризации спинового тока (вращению вектора Нееля).



Рис. 18. а) Конструкция осциллятора терагерцевых магнонов колебаний, построенного на основе АФМ/ТМ; б) зависимость частоты колебаний от плотности тока jDC, пропускаемого через слой ТМ

Можно выделить два режима работы такого устройства при изменении плотности тока $j_{\rm DC}$: режим затухающих колебаний при $j_{\rm DC} < j_{\rm th1}$ и режим автоколебаний $j_{\rm DC} > j_{\rm th2}$, причем в общем случае критические токи $j_{\rm th1,2}$ не равны друг другу (см. подробнее обсуждение в работах [113, 135]). Описание динамики такого автогенератора может вестись с помощью сигма-модели для вектора Нееля, дополненной так называемым «членом Слончевского» [113], пропорциональным произведению $\sigma j_{\rm DC}[\mathbf{l} \times [\mathbf{p} \times \mathbf{l}]]$, где p – единичный вектор поляризации спинового тока, σ – константа, характеризующая величину спинового токопереноса в АФМ, l – вектор Нееля АФМ.

Таким образом, с увеличением плотности тока частота затухающих колебаний уменьшается. В этом режиме можно использовать осциллятор в качестве перестраиваемого током детектора субмиллиметровых волн [115]. Детектировать отклик тока в системе АФМ/ТМ можно при помощи обратного спинового эффекта Холла, когда изменение вектора I ведет к возникновению спинового тока из АФМ в ТМ, который преобразуется в электрический ток. Соответствующая DC-компонента выходного напряжения будет зависеть резонансно от ча-

стоты внешнего терагерцевого сигнала. Источником внешнего терагерцевого сигнала для данного осциллятора может являться, например, переменный ток, генерируемый другим осциллятором [117], или внешнее терагерцевое электромагнитное излучение [118]. Спиновый ток, возникающий благодаря обратному спиновому эффекту Холла, пропорционален [$\mathbf{l} \times \mathbf{dl}/dt$]. В режиме автоколебаний вдали от порогового тока j_{DC2} частота ω_{osc} линейно пропорциональна току j_{DC} [113], вместе с тем, амплитуда колебаний уменьшается с ростом плотности тока. В настоящее время ведутся активные попытки провести эксперименты по генерации и детектированию субмиллиметровых волн с помощью АФМ и TM, реализация которых может иметь большие перспективы практического внедрения в телекоммуникациях. В следующем разделе рассмотрена концепция нейроморфного спин-фотонного процессора на основе гетероструктур анти-ферромагнетик-тяжелый металл.

3.3. Концепция магнонного нейроморфного процессора

Рассмотрим в заключение данного раздела возможность построения нейроморфных вычислителей на основе антиферромагнитных осцилляторов [119]. В настоящем разделе рассмотрены пороговые осцилляторные нейроморфные вычислители, для функционирования которых необходимо подбирать плотности спин-поляризованных токов, протекающих через слои тяжелого металла вблизи порога возбуждения автоколебаний. Конструкция такого вычислителя представлена на рисунок 19.



Рис. 19. Конструкция нейроморфного процессора на основе антиферромагнитных осцилляторов с двумя входными искусственными нейронами и одним выходным. Терагерцевые импульсы электромагнитного поля, подаваемые на АФМ1,2, возбуждают в них колебания вектора Нееля вблизи положения равновесия. Спиновый ток в слое Pt преобразуется в электрический благодаря обратному спиновому эффекту Холла. Таким образом, два импульса электрического тока, поступающие на центральный АФМ, преобразуются в спиновый за счет спинового эффекта Холла. Входные импульсы имеют разную максимальную амплитуду, инициированную с логическими «0» и «1»

Рассмотрим нейроморфный процессор, построенный на основе базовых антиферромагнитных осцилляторов, соединенных шинами из тяжелого металла (TM). Здесь двухосный АФМ (напр. оксид никеля NiO) и тяжелый нормальный металл (напр. Pt) представляют из себя спинтронный осциллятор. Важно различать шины из тяжелого металла, по которым входной и выходной сигналы распространяются раздельно. Для примера рассмотрим реализацию простейшей процедуры с двумя входными и одним выходным искусственными нейронами (рисунок 19). Здесь на АФМ1 и АФМ2 подаются электромагнитные импульсы пикосекундной длительности с частотой f_{in} различной амплитуды. Вектор электрического поля E и вектор магнитного поля H электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси ординат y, меняются по законам $E(t) = (cos \theta p, 0, sin \theta p)Ei(t)$, $H(t) = (-sin \theta p, 0, cos \theta p)Hi(t)$, где θp – угол, задающий ориентацию плоскости поляризации электромагнитной волны, а функции $E_i(t)$ и $H_i(t)$ определяют профиль терагерцового импульса для AФМ1,2.

Входной ЭМ-сигнал вызывает колебания вектора Нееля вблизи положения равновесия, что приводит к возбуждению спинового тока из АФМ в платину, а за счет обратного спинового эффекта Холла электрический ток течет по общему слою тяжелого металла. Таким образом, два импульса электрического тока идут от двух АФМ, т.е. АФМ1 и АФМ2, к АФМ3. За счет спинового эффекта Холла электрический ток преобразуется в спиновой и течет к АФМ3, вызывая в нем нелинейные динамические процессы, которые регистрируются с выходной шины тяжелого металла.

В дополнение к переменным (сигнальным) токам через общую входную платиновую шину пропускается постоянный электрический ток для контроля уровня возникновения самовозбуждения. Таким образом, максимальное значение генерируемых импульсов тока по входной шине зависит как от величины порогового постоянного тока, так и от амплитуды начального ЭМ поля, т. е. либо от логического «0», либо от «1». Логический «0» кодируется низкой амплитудой электромагнитного импульса, а логическая «1» кодируется высокой амплитудой. Следовательно, количественный расчет преобразования электромагнитного импульса в импульс электрического тока позволяет определить значения пороговой амплитуды входного электромагнитного импульса, который является порогом, определяющим амплитуды логического «0» и логическая «1». Проведем численное моделирование системы уравнений, описывающей динамику системы трех осцилляторов в нейроморфном режиме.

Уравнение динамики единичного АФМ осциллятора (искусственного нейрона) под действием импульса внешнего электромагнитного поля имеет вид [119]:

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \alpha \omega_{ex} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_e \omega_{ex}}{2} \sin 2\varphi = \omega_{ex} \sigma j_{DC} + \gamma \frac{dH(t)}{dt}$$
(16)

где ω_{ex} – обменная частота, j_{DC} – плотность электрического тока, α – эффективная константа затухания, σ – константа спинового транспорта, ω_e – частота, связанная с анизотропией в легкой оси намагниченности АФМ, $H(t) = H_0 \exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{s}\right)^2\right] \sin \omega_0 t$ – магнитная компонента падающей на АФМ электро-

магнитной волны с амплитудой H_0 , частотой ω_0 и шириной импульса *S*. Модель (16) использовалась [113] для моделирования динамики напряжения, возбуждаемых осцилляторами. Результаты моделирования уравнения (16) и зависимость резонансной частоты от j_{DC} для NiO показаны на рисунок 20. Как видно, частота AФM-резонанса зависит от плотности тока и уменьшается по мере приближения $j_{DC} \kappa j_{DC}^{th} = \omega_e / 2\sigma$. Используя AФM с различными эффективными константами затухания можно изменять длительность переходного процесса, что весьма важно для реализации нейроморфных вычислений.



Рис. 20. Зависимость резонансной частоты одиночного АФМ осциллятора с параметрами $\omega_{ex} = 2\pi \Box 27.5$ ТГц, $\omega_e = 2\pi \Box 1.75$ ГГц от $j_{\rm DC}$ и его моделирование под действием ТГц импульса амплитудой $H_0 = 0.1$ Тл, длительностью s = 0,5 пс и $\omega_0 = 2\pi \Box 150$ ГГц. Синий и красный импульсы соответствуют и . Верхний и нижний графики соответствуют разным коэффициентам затухания $\alpha = 10^2$ и . Здесь - напряженность электрического поля в слое Pt.

Связывая *N* осцилляторов с общей шиной тяжелого металла, можно реализовать логические операции и смоделировать их, используя уравнение связанных осцилляторов следующего вида [41]

$$\frac{d^2\varphi_n}{dt^2} + \alpha\omega_{ex}\frac{d\varphi_n}{dt} + \frac{\omega_e\omega_{ex}}{2}\sin 2\varphi_n = \omega_{ex}\sigma_{j_{DC}} + \gamma\frac{dH(t)}{dt} + \omega_{ex}\sum_{m=1}^n k_{mn}\frac{d\varphi_m}{dt}$$
(17)

Характер логической операции, а именно логическое «И» или логическое «ИЛИ», зависит от значения амплитуды импульса H0. Введем пороговое значение амплитуды величины напряжения, а логические «0» и «1» интерпретируются как сигналы с абсолютными амплитудами соответственно ниже или выше порогового значения. В нашем случае при моделировании логических операций в качестве логического «0» для обеих операций использовались значения амплитуд $H_0 = 0.01$ Т, а для моделирования логической «1» нужно было воздействовать на АФМ сигналами разной амплитуды, которые в данном случае составляли $H_0 = 0.25$ Тл и $H_0 = 0.1$ Тл, для логического «ИЛИ» и логического «И», соответственно. Разница заключается в том, что выходной сигнал логического «И» должен быть «1» для входов {0, 1}, а выходной сигнал логического «И» должен быть «0». Из-за этого осциллятор АФМ1, кодирующий логическую «1» и влияющий на «ИЛИ»-нейрон, должен влиять на него больше, чем тот АФМ1, который влияет на нейрон «И», и именно поэтому

возможна реализация логических операций только когда . Возможна также реализация логических операций путем изменения коэффициентов связи, т.е. увеличения k_{nm} для логического «ИЛИ» и уменьшения для логического «И». Однако этот путь физически более сложен. Результаты моделирования, показаны на рисунке 21 для $k_{13} = k_{23} = 6 \cdot 10^{-3}$. $\omega_0 = 2\pi \cdot 150 \ ITu$ н $s = 0.5 \ nc$.

Для входной мощности электромагнитной волны $P = \left(\frac{c}{2\mu_0}\right) S \cdot h_{AC}^2$, где с –

скорость света, μ_0 – магнитная проницаемость, S – площадь поперечного сечения, $h_{\rm AC}$ – амплитуда переменного магнитного поля ЭМ волны. Для амплитуды переменного тока 0.01 мТл и площади сечения 1 м² получаем 12 нВт. В случае рассматриваемой структуры амплитуда выходного импульса составляет примерно 1 мВ, что дает чувствительность порядка 83 кВ/Вт, что сопоставимо с диодами Шоттки. Возможность изменять коэффициенты связи искусственных нейронов имеет большое значение при практической реализации нейроморфных вычислений, особенно для обучения нейроморфного чипа. Однако, поскольку коэффициент связи осцилляторов зависит от материала тяжелого металла в рассматриваемой модели, физическая реализация такого процесса выглядит достаточно сложной. Поэтому первым этапом применения данной модели в задачах нейроморфных вычислений может быть предварительное обучение колебательной системы на компьютере, т.е. расчет коэффициентов связи. Тогда полученная модель с известными весами, может быть реализована на практике.



Рис. 21. Иллюстрация реализации логических элементов со структурой АФМ-ТМ: (а) форма ТГц импульса с H₀ = 0.25 Тл и соответствующий спектр Фурье (вставка); осцилограммы реализации логических операций «И» (б) и «ИЛИ» (в). Логические «0» и «1» зависят от выбора порогового значения (здесь это 2 мВ). Аналогичных результатов можно добиться, регулируя амплитуды, пороговый уровень и коэффициенты связи

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящем обзоре представлено описание недавних работ в области терагерцовых спин-фотоники и магноники. Рассмотрены аналитические методы описания физических процессов в магнитных микро- и наноструктурах, рассмотрены модели для описания индуцируемых током и оптическими импульсами явлений в нано-гетероструктурах, содержащих магнитные материалы, а также экспериментальные методы исследований процессов в них.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С.А. Никитов и др. Магноника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // УФН. – 2015. – Т. 185, № 10. – С. 1099–1128. DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510m.1099

2. С.А. Никитов и др. Диэлектрическая магноника – от гигагерцев к терагерцам // УФН. – 2020. – Т. 190, № 10. – С. 1009–1040. DOI: 10.3367/ UFNr.2019.07.038609

3. A. Barman et al. The 2021 magnonics roadmap // J. Phys.: Condens. Matter. – 2021. – V. 33. – P. 413001. DOI: 10.1088/1361-648X/abec1a (Q3)

4. A.V. Chumak, V.I. Vasyuchka, A.A. Serga et al. Magnon spintronics // Nature Physics. – 2015. – V. 11. – P. 453–463. DOI: 10.1038/nphys3347 (Q1)

5. S.Y. Huang et al. Pure spin current phenomena // Appl. Phys. Lett. – 2020. – V. 117. – P. 190501. DOI: 10.1063/5.0032368 (Q2)

6. Beyond Cmos And Emerging Materials Integration [Электронный ресурс] // International Roadmap For Devices And Systems. – 2022. – IEEE. URL: https:// irds.ieee.org/editions/2022/irds%E2%84%A2-2022-beyond-cmos-and-emergingresearch-materials (дата обращения: 23.08.2023)

7. D.J. Frank. Power constrained CMOS scaling limits // IBM J. Res. & Dev. – 2002. – V. 46, No. 2/3. – P. 235–244. DOI: 10.1147/rd.462.0235 (Q2)

8. More Moore [Электронный ресурс] // International Roadmap For Devices And Systems. – 2022. – IEEE. URL: https://irds.ieee.org/editions/2022/more-moore (дата обращения: 23.08.2023)

9. A. Khitun, M. Bao, K.L. Wang. Magnetic cellular nonlinear network with spin wave bus for image processing // Superlattices and Microstructures. – 2010. – V. 47, No. 3. – P. 464–483. DOI: 10.1016/j.spmi.2009.11.004 (Q2)

10. C. Pan, Q. Lou, M. Niemier et al. Energy-Efficient Convolutional Neural Network Based on Cellular Neural Network Using Beyond-CMOS Technologies // IEEE Journal on Exploratory Solid-State Computational Devices and Circuits. – 2019. – V.5, No 2. – P. 85-93. DOI: 10.1109/JXCDC.2019.2960307

11. J. Grollier et al. Neuromorphic spintronics // Nature Electronics. – 2020. – V. 3. – P. 360–370. DOI: 10.1038/s41928-019-0360-9 (Q1)

12. A.Yu. Mitrofanova, A.R. Safin, O.V. Kravchenko. Neuromorphic computing based on an antiferromagnet-heavy metal hybrid structure under the action of laser

pulses // J. Phys.: Conf. Ser. - 2021. - V. 2127. - 012023. DOI: 10.1088/1742-6596/2127/1/012023

13. A.V. Chumak et al. Roadmap on spin-wave computing // IEEE Trans Mag. – 2022. – V. 58, No 6. – P. 0800172. DOI: 10.1109/tmag.2022.3149664 (Q3)

14. A.Yu. Mitrofanova, A.R. Safin, O.V. Kravchenko et al. Optically initialized and current-controlled logical element based on antiferromagnetic-heavy metal heterostructures for neuromorphic computing // Appl. Phys. Lett. -2022. - V. 120, No 7. - P. 072402. DOI: 10.1063/5.0079532 (Q2)

15. B. Behin-Aein, D. Datta, S. Salahuddin et al. Proposal for an all-spin logic device with built-in memory // Nature Nanotech. – 2010. – V. 5. – P. 266–270. DOI: 10.1038/nnano.2010.31 (Q1)

16. A.V. Chumak, A.A. Serga, B. Hillebrands. Magnon transistor for allmagnon data processing // Nature Commun. – 2014. V. 5. – P. 4700. DOI: 10.1038/ ncomms5700 (Q1)

17. Z. Chen, V.G. Harris. Ferrite film growth on semiconductor substrates towards microwave and millimeter wave integrated circuits // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 112. – P. 081101. DOI: 10.1063/1.4739219 (Q2)

18. A. Stognij et al. Synthesis, magnetic properties and spin-wave propagation in thin Y3Fe5O12 films sputtered on GaN-based substrates // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2015. – V. 48. – P. 485002. DOI: 10.1088/0022-3727/48/48/485002 (Q2)

19. A. Kimel et al. The 2022 magneto-optics roadmap // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2022. – V. 55. – P. 463003. DOI: 10.1088/1361-6463/ac8da0 (Q2)

20. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi et al. Antiferromagnetic spintronics // Rev. Mod. Phys. – 2018. – V. 90. – P. 015005. DOI: 10.1103/RevModPhys.90.015005 (Q1)

21. J. Walowski, M. Münzenberg. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics // J. Appl. Phys. – 2016. – V. 120. – P. 140901. DOI: 10.1063/1.4958846 (Q2)

22. T. Kampfrath, A. Kirilyuk, S. Mangin et al. Ultrafast and terahertz spintronics: Guest editorial // Appl. Phys. Lett. – 2023. – V. 123. – P. 050401. DOI: 10.1063/5.0167151 (Q2)

23. A. Leitenstorfer. The 2023 terahertz science and technology roadmap // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2023. – V. 56. – P. 223001. DOI: 10.1088/1361-6463/acbe4c (Q2)

24. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны // М.: Физматлит. – 1994. – 464 с.

25. S.M. Rezende. Fundamentals of Magnonics // Lecture Notes in Physics, Springer Series. – 2019. – V. 969. – 372 p. DOI: 10.1007/978-3-030-41317-0

26. A.V. Chumak. Fundamentals of magnon-based computing // arXiv. 2019. – V. 1901.08934. DOI: 10.48550/arXiv.1901.08934

27. T. Schneider et al. Realization of spin-wave logic gates // Appl. Phys. Lett. – 2008. – V. 92. – P. 022505. DOI: 10.1063/1.2834714 (Q2)

28. K.-S. Lee, S.-K. Kim. Conceptual design of spin wave logic gates based on a Mach–Zehnder-type spin wave interferometer for universal logic functions // J. Appl. Phys. -2008. - V. 104. - P. 053909. DOI: 10.1063/1.2975235 (Q2)

29. Three-Dimensional Magnonics. Layered, Micro- and Nanostructures. Edited by G. Gubbiotti// Jenny Stanford Publ. – 2019. – 416 p. DOI: 10.1201/9780429299155

30. J.C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – V. 159, No 1–2. – P. L1–L7. DOI: 10.1016/0304-8853(96)00062-5 (Q3)

31. L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current // Phys. Rev. B. – 1996. – V. 54, No 13. – P. 9353-9358. DOI: 10.1103/ PhysRevB.54.9353 (Q2)

32. M. Tsoi et al. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 80, No 19. – P. 4281-4284. DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.4281 (Q1)

33. E.B. Myers. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices // Science. – 1999. – V. 285, No 5429. – P. 867–870. DOI: 10.1126/ science.285.5429.867 (Q1)

34. J.Z. Sun. Current-driven magnetic switching in manganite trilayer junctions // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V. 202. – P. 157–162. DOI: 10.1016/S0304-8853(99)00289-9 (Q3)

35. J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman et al. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 84, No 14. – P. 3149-3152. DOI: 10.1103/PhysRevLett.84.3149 (Q1)

36. Yu.V. Gulyaev, P.E. Zil'berman, A.I. Panas et al. Spintronics: exchange switching of ferromagnetic metallic junctions under low current density // Phys. Usp. – 2009. – V. 52, No 4. – P. 335–343. DOI: 10.3367/UFNe.0179.200904b.0359 (Q2)

37. S. Zhang, Z. Li. Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets // Phys. Rev. Lett. – 2004. – V. 93. – P. 127204. DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.127204 (Q1)

38. М.И. Дьяконов, В.И. Перель. О возможности ориентации электронных спинов током // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т. 13, № 11. – С. 657.

39. J.E. Hirsch. Spin Hall effect // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 83. – P. 1834. DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.1834 (Q1)

40. Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard et al. Observation of the spin Hall effect in semiconductors // Science. – 2004. – V. 306, No 5703. – P. 1910–1913. DOI: 10.1126/science.1105514 (Q1)

41. J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich et al. Spin Hall effects // Rev. Mod. Phys. – 2015. – V. 87. – P. 1213. DOI: 10.1103/RevModPhys.87.1213 (Q1)

42. K. Ando et al. Electric manipulation of spin relaxation using the spin Hall effect // Phys. Rev. Lett. - 2008. - V. 101. - P. 036601. DOI: 10.1103/ PhysRevLett.101.036601 (Q1)

43. J. Kim et al. Layer thickness dependence of the current-induced effective field vector in Ta/CoFeB/MgO // Nat. Mater. – 2013. – V. 12. – P. 240–245. DOI: 10.1038/ nmat3522 (Q1)

44. K. Garello et al. Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures // Nat. Nanotech. – 2013. – V. 8. – P. 587–593. DOI: 10.1038/nnano.2013.145 (Q1)
45. F. Hellman et al. Interface-induced phenomena in magnetism // Rev. Mod. Phys. – 2017. – V. 89. – P. 025006. DOI: 10.1103/RevModPhys.89.025006 (Q1)

46. K. Ando et al. Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system // J. Appl. Phys. – 2011. – V.109. – P. 103913. DOI: 10.1063/1.3587173 (Q2)

47. H.L. Wang et al. Scaling of spin Hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from Y3Fe5O12/Metal spin pumping // Phys. Rev. Lett. – 2014. – V. 112. – P. 197201. DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.197201 (Q1)

48. L. Néel. Influence of fluctuations of the molecular field on the magnetic properties of bodies // Ann. Physique. -1932. - V. 17. - P. 5-105.

49. L. Néel. Propriétés magnétiques de l'état métallique et énergie d'interaction entre atomes magnétiques // Ann. Physique. – 1936. – V. 11, No 5. – P. 232–279.

50. L.D. Landau. A possible explanation of the field dependence of the susceptibility at low temperatures // Phys. Z. Sowjet. -1933. - V. 4. - P. 675.

51. S.H. Liu. Nonlinear spin-wave theory for antiferromagnets // Phys. Rev. – 1966. – V. 142, No 1. – P. 267. DOI: 10.1103/PhysRev.142.267

52. T. Oguchi. Theory of spin-wave interactions in ferro- and antiferromagnetism // Phys. Rev. – 1960. – V. 117, No 1. – P. 117. DOI: 10.1103/PhysRev.117.117

53. R. Kubo. The spin-wave theory of antiferromagnetics // Phys. Rev. – 1952. – V. 87, No 4. – P. 568. DOI: 10.1103/PhysRev.87.568

54. P.W. Anderson. An approximate quantum theory of the antiferromagnetic ground state//Phys. Rev. – 1952. – V. 86, No 5. – P. 694. DOI: 10.1103/PhysRev.86.694

55. В.Л. Преображенский. Магнитоакустика высокотемпературных антиферромагнитных диэлектриков с анизотропией типа «легкая плоскость»: диссертация ... доктора физико-математических наук: 01.04.10. – Москва, 1986. – 234 с.: ил.

56. Е.А. Туров и др. Симметрия и физические свойства антиферромагнети-ков. – М.: Физматлит, 2001. – 560 с.

57. И.Е. Дзялошинский. Термодинамическая теория слабого ферромагнетизма антиферромагнетиков // ЖЭТФ. – 1957. – Т. 32, № 6. – С. 1547–1562.

58. T. Moriya. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism // Phys. Rev. – 1960. – V. 120, No 1. – P. 91–98. DOI: 10.1103/PhysRev.120.91

59. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. – Киев: Наукова думка, 1983. – 189 с.

60. А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука, 1973. – 592 с.

61. Ч. Киттель. Квантовая теория твердых тел. – М.: Наука, 1967. – 491 с.

62. B.A. Ivanov. Mesoscopic antiferromagnets: statics, dynamics, and quantum tunneling // Low Temp. Phys. -2005. - V. 31, No 8. - P. 635-667. DOI: 10.1063/1.2008127 (Q4)

63. В.И. Ожогин, В.Л. Преображенский. Эффективный энгармонизм упругой подсистемы антиферромагнетиков // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 73, № 3. – С. 988–1000 64. A.F. Andreev, and V.I. Marchenko. Symmetry and the macroscopic dynamics of magnetic materials // Soviet Physics Uspekhi. – 1980. – V. 23, No 1. – P. 21. DOI: 10.1070/PU1980v023n01ABEH004859

65. I.V. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov. Effective equation of motion for an antiferromagnet in weak magnetic fields // Fiz. Nizk. Temp. -1979. - V. 5. - P. 759–768. (Q4)

66. I.V. Bar'yakhtar, B.A. Ivanov. Nonlinear waves in antiferromagnets // Solid State Commun. – 1980. – V. 34, No 7. – P. 545–547. (Q3)

67. В.И. Бутрим, Б.А. Иванов. Особенности релаксации магнонов в легкоплоскостном антиферромагнетике в рамках сигма-модели // Физика низких температур. – 2012. – Т. 38, № 12. – С. 1410–1421. DOI: 10.1063/1.4771980

68. Б.А. Иванов. Спиновая динамика антиферромагнетиков под действием фемтосекундных лазерных импульсов (обзор) // Физика низких температур. – 2014. – Т. 40, № 2. – С. 119–138. DOI: 10.1063/1.4865565

69. A. Kirilyuk, A.V. Kimel, T. Rasing. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // Rev. Mod. Phys. – 2010. – V. 82, No 3. – P. 2731. DOI: 10.1103/ RevModPhys.88.039904 (Q1)

70. D. Bossini et al. Macrospin dynamics in antiferromagnets triggered by sub-20 femtosecond injection of nanomagnons // Nat. Comm. -2016. - V. 7, No 1. - P. 10645. DOI: 10.1038/ncomms10645 (Q1)

71. А.М. Калашникова, А.В. Кимель, Р.В. Писарев. Сверхбыстрый оптомагнетизм // Успехи физических наук. – 2015. – Т. 185, №. 10. – С. 1064–1076. DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510j.1064

72. А.В. Кимель, А.К. Звездин. Динамика намагниченности, индуцированная фемтосекундными импульсами света // Физика низких температур. – 2015. – Т. 41, № 9. – С. 878–996. – DOI: 10.1063/1.4931650

73. Б.А. Иванов. Спиновая динамика антиферромагнетиков и сверхбыстрая спинтроника // ЖЭТФ. – 2020. – Т. 158, № 1(7). – С. 103–123. – DOI: 10.31857/ S004445102007010X

74. P. Němec, M. Fiebig, T. Kampfrath et al. Antiferromagnetic opto-spintronics // Nature Physics. – 2018. – V. 14, No 3. – P. 229–241. – DOI: 10.1038/s41567-018-0051-x (Q1)

75. C. Wang, Y. Liu. Ultrafast optical manipulation of magnetic order in ferromagnetic materials // Nano Convergence. – 2020. – V. 7, No 1. – P. 1–16. – DOI: 10.1186/s40580-020-00246-3 (Q1)

76. S.K. Kim et al. Ferrimagnetic spintronics // Nature Materials. – 2022. – V. 21, No 1. – P. 24–34. DOI: 10.1038/s41563-021-01139-4 (Q1)

77. X. Li, D. Kim, Y. Liu et al. Terahertz spin dynamics in rare-earth orthoferrites // Photonics Insights. – 2023. – V. 1, No 2. – P. R05–R05. DOI: 10.3788/PI.2022.R05

78. N. Wu, S. Zhang, Y. Wang et al. Ultrafast all-optical quantum control of magnetization dynamics // Progress in Surface Science. – 2023. – P. 100709. DOI: 10.1016/j.progsurf.2023.100709 (Q1)

79. E. Kojima et al. Observation of the spin-charge thermal isolation of ferromagnetic Ga 0.94 Mn 0.06 As by time-resolved magneto-optical

measurements // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68, No 19. – P. 193203. DOI: 10.1103/ PhysRevB.68.193203 (Q2)

80. J. Wang et al. Ultrafast quenching of ferromagnetism in InMnAs induced by intense laser irradiation // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 95, No 16. – P. 167401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.167401 (Q1)

81. A.V. Kimel, R.V. Pisarev, J. Hohlfeld et al. Ultrafast quenching of the antiferromagnetic order in FeBO3: Direct optical probing of the phonon-magnon coupling // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 89, No 28. – P. 287401. DOI: 10.1103/ PhysRevLett.89.287401 (Q1)

82. T. Ogasawara et al. General features of photoinduced spin dynamics in ferromagnetic and ferrimagnetic compounds // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 94, No 8. – P. 087202. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.087202 (Q1)

83. T. Kise et al. Ultrafast spin dynamics and critical behavior in half-metallic ferromagnet: Sr2FeMoO6 // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 85, No 9. – P. 1986. DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.1986 (Q1)

84. Q. Zhang, A.V. Nurmikko, G.X. Miao et al. Ultrafast spin-dynamics in halfmetallic CrO2 thin films // Phys. Rev. B. – 2006. – V. 74, No 6. – P. 064414. DOI: 10.1103/PhysRevB.74.064414 (Q2)

85. N. Sirica et al. Disentangling electronic, lattice, and spin dynamics in the chiral helimagnet Cr1/3NbS2 // Phys. Rev. B. – 2021. – V. 104, No 17. – P. 174426. DOI: 10.1103/PhysRevB.104.174426 (Q2)

86. P. Padmanabhan et al. Coherent helicity-dependent spin-phonon oscillations in the ferromagnetic van der Waals crystal CrI3 // Nat. Comm. -2022. - V. 13, No 1. - P. 1–8. DOI: 10.1038/s41467-022-31786-3 (Q1)

87. T. Zhang et al. Laser-induced magnetization dynamics in a van der Waals ferromagnetic Cr2Ge2Te6 nanoflake // Appl. Phys. Lett. – 2020. – V. 116, No 22. – P. 223103. DOI: 10.1063/5.0006080 (Q2)

88. Agranat M.B. et al. Interaction between picosecond laser pulses with the electron, spin, and phonon subsystems of nickel // Zh. Eksp. Teor. Fiz. -1984. - V. 86, No 4. - P. 1376–1379.

89. E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois et al. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 76, No 22. – P. 4250. DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.4250 (Q1)

90. B. Koopmans et al. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laserinduced demagnetization // Nature Materials. – 2010. – V. 9, No 3. – P. 259–265. DOI: 10.1038/nmat2593 (Q1)

91. Z. Chen, L.W. Wang. Role of initial magnetic disorder: A time-dependent ab initio study of ultrafast demagnetization mechanisms // Science Advances. – 2019. – V. 5, No 6. – P. eaau8000. DOI: 10.1126/sciadv.aau8000 (Q1)

92. J. Becker et al. Laser induced spin precession in highly anisotropic granular L10 FePt // Appl. Phys. Lett. – 2014. – V. 104, No 15. – P. 152412. DOI: 10.1063/1.4871869 (Q2)

93. E. Beaurepaire et al. Coherent terahertz emission from ferromagnetic films excited by femtosecond laser pulses // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 84, No 18. – P. 3465-3467. DOI: 10.1063/1.1737467 (Q2)

94. L. Huang et al. Universal field-tunable terahertz emission by ultrafast photoinduced demagnetization in Fe, Ni, and Co ferromagnetic films // Sci. Rep. - 2020. - V. 10, No 1. - P. 15843. DOI: 10.1038/s41598-020-72855-1 (Q2)

95. V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin. Inverse transverse magneto-optical Kerr effect // Phys. Rev. B: Condensed Matter and Materials Physics. – 2012. – V. 86, No 15. – P. 155133. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.155133 (Q2)

96. D. Bossini, A.M. Kalashnikova, R.V. Pisarev et al. Controlling coherent and incoherent spin dynamics by steering the photoinduced energy flow // Phys. Rev. B: Condensed Matter and Materials Physics. – 2014. – V. 89, No 6. – P. 060405. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.060405 (Q2)

97. A.V. Kimel et al. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // Nature. – 2005. – V. 435, No 7042. – P. 655–657. DOI: 10.1038/nature03564 (Q1)

98. Питаевский Л.П. Электрические силы в прозрачной среде с дисперсией // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 39, № 5. – С. 1450–1458.

99. J.P. van der Ziel, P.S. Pershan, L.D. Malmstrom. Optically-induced magnetization resulting from the inverse Faraday effect // Phys. Rev. Lett. – 1965. – V. 15, No 5. – P. 190. DOI: 10.1103/PhysRevLett.15.190 (Q1)

100. P.S. Pershan, J.P. van der Ziel, L.D. Malmstrom. Theoretical discussion of the inverse Faraday effect, Raman scattering, and related phenomena // Phys. Rev. – 1966. – V. 143, No 2. – P. 574. DOI: 10.1103/PhysRev.143.574

101. O. Neufeld, N. Tancogne-Dejean, U. De Giovannini et al. Attosecond magnetization dynamics in non-magnetic materials driven by intense femtosecond lasers // npj Computational Materials. -2023. - V. 9, No 1. - P. 39. DOI: 10.1038/s41524-023-00997-7 (Q1)

102. A.V. Kimel et al. Optical excitation of antiferromagnetic resonance in TmFeO3 // Phys. Rev. B: Condensed Matter and Materials Physics. – 2006. – V. 74, No 6. – P. 060403. DOI: 10.1103/PhysRevB.74.060403 (Q2)

103. J.A. de Jong, A.V. Kimel, R.V. Pisarev et al. Laser-induced ultrafast spin dynamics in ErFeO3 // Phys. Rev. B: Condensed Matter and Materials Physics. – 2011. – V. 84, No 10. – P. 104421. DOI: 10.1103/PhysRevB.84.104421 (Q2)

104. T. Makino et al. Ultrafast optical control of magnetization in EuO thin films // Phys. Rev. B: Condensed Matter and Materials Physics. – 2012. – V. 86, No 6. – P. 064403. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.064403 (Q2)

105. T. Satoh et al. Spin oscillations in antiferromagnetic NiO triggered by circularly polarized light // Phys. Rev. Lett. – 2010. – V. 105, No 7. – P. 077402. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.077402 (Q1)

106. A.M. Kalashnikova et al. Impulsive generation of coherent magnons by linearly polarized light in the easy-plane antiferromagnet FeBO3 // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. 99, No 16. – P. 167205. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.167205 (Q1)

107. A.M. Kalashnikova et al. Impulsive excitation of coherent magnons and phonons by subpicosecond laser pulses in the weak ferromagnet FeBO3 // Phys. Rev. B: Condensed Matter and Materials Physics. – 2008. – V. 78, No 10. – P. 104301. DOI: 10.1103/PhysRevB.78.104301 (Q2)

108. T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi et al. Writing and reading of an arbitrary optical polarization state in an antiferromagnet // Nature Photonics. -2014. -V. 9, No 1. -P. 25-29. DOI: 10.1038/nphoton.2014.273 (Q1)

109. L.Q. Shen et al. Dominant role of inverse Cotton-Mouton effect in ultrafast stimulation of magnetization precession in undoped yttrium iron garnet films by 400-nm laser pulses // Phys. Rev. B. – 2018. – V. 97, No 22. – P. 224430. DOI: 10.1103/ PhysRevB.97.224430 (Q2)

110. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley et al. Antiferromagnetic spintronics // Nat. Nanotech. – 2016. – V. 11. – P. 231–241. DOI: 10.1038/nnano.2016.18 (Q1)

111. Е.В. Гомонай, В.М. Локтев. Спинтроника антиферромагнитных систем // Физика низких температур. – 2014. – Т. 40, № 1. – С. 22–47. DOI: 10.1063/1.4862467

112. R. Cheng, D. Xiao, A. Brataas. Terahertz antiferromagnetic spin Hall nano-oscillator // Phys. Rev. Lett. – 2016. – V. 116. – P. 207603. DOI: 10.1103/ PhysRevLett.116.207603 (Q1)

113. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich et al. Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like oscillator driven by spin current // Sci. Rep. -2017. - V. 72. - P. 43705. DOI: 10.1038/srep43705 (Q2)

114. O. Gomonay, T. Jungwirth, J. Sinova. Narrow-band tunable terahertz detector in antiferromagnets via staggered-field and antidamping torques // Phys. Rev. B. – 2018. – V. 98. – P. 104430. DOI: 10.1103/PhysRevB.98.104430 (Q2)

115. R. Khymyn, V. Tiberkevich, A. Slavin. Antiferromagnetic spin current rectifier // AIP Adv. – 2017. – V. 7. – P. 055931. DOI: 10.1063/1.4977974 (Q3)

116. O. Sulymenko, O. Prokopenko, I. Lisenkov et al. Ultra-fast logic devices using artificial "neurons" based on antiferromagnetic pulse generators // J. Appl. Phys. – 2018. – V. 124. – P. 152115. DOI: 10.1063/1.5042348 (Q2)

117. P. Artemchuk, O. Sulymenko, S. Louis et al. Terahertz frequency spectrum analysis with a nanoscale antiferromagnetic tunnel junction // J. Appl. Phys. – 2020. – V. 127. – P. 063905. DOI: 10.1063/1.5140552 (Q2)

118. M. Zahedinejad, A. Awad, S. Muralidhar et al. Two-dimensional mutually synchronized spin Hall nano-oscillator arrays for neuromorphic computing // Nat. Nanotech. – 2020. – V. 15. – P. 47–52. DOI: 10.1038/s41565-019-0593-9 (Q1)

119. D.C. Ralph, M.D. Stiles. Spin transfer torques // J. Magn. Magn. Mater. – 2008. – V. 320, No 7. – P. 1190–1216. DOI: 10.1016/j.jmmm.2007.12.019 (Q3)

120. К. Shchyrba, О. Prokopenko. Microwave sources based on microstrip resonator with spin-torque nano-oscillators // Вестник Киевского национального университета им. Тараса Шевченко, Радиофизика и электроника. – 2011. – Т. 16. – С. 49–54.

121. K. Zakeri. Terahertz magnonics: Feasibility of using terahertz magnons for information processing // Phys. C. – 2018. – V. 549. – P. 164–170. DOI: 10.1016/j. physc.2018.02.035 (Q2)

122. C.H.O. Costa, P.H.R. Barbosa, F.F. Barbosa et al. Band gaps in the terahertz frequency range in quasiperiodic one-dimensional magnonic crystals // Solid State Comm. – 2010. – V. 150, No 47–48. – P. 2325–2328. DOI: 10.1016/j.ssc.2010.10.009 (Q3)

123. C. Tzschaschel, K. Otani, R. Lida et al. Ultrafast optical excitation of coherent magnons in antiferromagnetic NiO // Phys. Rev. B. – 2017. – V. 95, No 17. – P. 174407. DOI: 10.1103/PhysRevB.95.174407 (Q2)

124. T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt et al. Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves // Nat. Phot. -2011. - V. 5, No 1. - P. 31-34. DOI: 10.1038/nphoton.2010.259 (Q1)

125. C.D. Stanciu, F. Hansteen, A.V. Kimel et al. All-optical magnetic recording with circularly polarized light // Phys. Rev. Lett. – 2007. – V. 99, No 4. – P. 047601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.047601 (Q1)

126. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, A.Tsvetkov et al. Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO3 // Nature. – 2004. – V. 429, No 6994. – P. 850-853. DOI: 10.1038/nature02659 (Q1)

127. Е.В. Гомонай, В.М. Локтев. Использование обобщенных уравнений Ландау–Лифшица для описания динамики многоподрешеточного антиферромагнетика в присутствии спин-поляризованного тока // Физика низких температур. – 2015. – Т. 41, № 9. – С. 898–907. DOI: 10.1063/1.4931648

128. Yu. V. Gulyaev, P.E. Zilberman, E.M. Epshtein. Effect of current on magnetization oscillations in the ferromagnet-antiferromagnet junction // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2012. – V. 114. – P. 296–304. DOI: 10.1134/S1063776112010013 (Q4)

129. Ю.В. Гуляев, Е.А. Вилков, П.Е. Зильберман и др. Детектирование и генерация субмиллиметровых и терагерцевых колебаний в переходах ферромагнетик–антиферромагнетик // Письма в ЖЭТФ. – 2013. – Т. 98, № 2. – С. 105–109. DOI: 10.7868/80370274X13140099

130. T. Kosub, M. Kopte, R.H. Huhne et al. Purely antiferromagnetic magnetoelectric random access memory // Nat. Comm. – 2017. – V. 8, No 13985. – P. 1–7. DOI: 10.1038/ncomms13985 (Q1)

131. K. Olejník, V. Schuler, X. Marti et al. Antiferromagnetic CuMnAs multilevel memory cell with microelectronic compatibility // Nat. Comm. – 2017. – V. 8, No 15434. – P. 1–7. DOI: 10.1038/ncomms15434 (Q1)

132. C. Hahn, G. de Loubens, V. Naletov et al. Conduction of spin currents through insulating antiferromagnetic oxides // Euro. Phys. Lett. -2014. -V. 108, No 5. -P. 57005. DOI: 10.1209/0295-5075/108/57005 (Q3)

133. S.M. Rezende, R.L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo. Diffusive magnonic spin transport in antiferromagnetic insulators // Phys. Rev. B. – 2016. – V. 93, No 5. – P. 054412. DOI: 10.1103/PhysRevB.93.054412 (Q2)

134. R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich et al. Transformation of spin current by antiferromagnetic insulators // Phys. Rev. B. – 2016. – V. 93, No 22. – P. 224421. DOI: 10.1103/PhysRevB.93.224421 (Q2)

135. V. Puliafito, R. Khymyn, M. Carpentieri et al. Micromagnetic modeling of terahertz oscillations in an antiferromagnetic material driven by the spin Hall effect // Phys. Rev. B. – 2019. – V. 99, No 2. – P. 024405. DOI: 10.1103/ PhysRevB.99.024405 (Q2)

136. O.R. Sulymenko, O.V. Prokopenko, V.S. Tiberkevich et al. Terahertz-frequency spin Hall auto-oscillator based on a canted antiferromagnet // Phys. Rev. Appl. – 2017. – V. 8, No 6. – P. 064007. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.8.064007 (Q1)

137. R. Khymyn, I. Lisenkov, J. Voorheis et al. Ultra-fast artificial neuron: generation of picosecond-duration spikes in a current-driven antiferromagnetic auto-oscillator // Sci. Rep. -2018. - V. 8. - P. 15727. DOI: 10.1038/s41598-018-33697-0 (Q2)

138. R. Lebrun, A. Ross, S.A. Bender et al. Tunable long-distance spin transport in a crystalline antiferromagnetic iron oxide // Nature. – 2018. – V. 561, No 7722. – P. 222–225. DOI: 10.1038/s41586-018-0490-7 (Q1)

139. R. Lebrun, A. Ross, O. Gomonay et al. Anisotropies and magnetic phase transitions in insulating antiferromagnets determined by a Spin-Hall magnetoresistance probe // Comm. Phys. – 2019. – V. 2, No 1. – P. 1–7. DOI: 10.1038/s42005-019-0150-8 (Q1)

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМНЫМИ СИСТЕМАМИ В МНОГОЧАСТОТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

С.Ю. Стремоухов^{1,2}, А.В. Андреев¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия ²Национальный исследовательский цент «Курчатовский институт, Москва, Россия

введение

Генерация терагерцового (ТГц) излучения – одно из наиболее интенсивно исследуемых эффектов, происходящих при нелинейно-оптическом преобразовании интенсивного лазерного излучения в среде. Существует множество методов генерации ТГц излучения: от отрыва обычной клейкой ленты (генерация ТГц излучения происходит за счет ее трибозаряда при отрыве с последующим разрядом) до движения релятивистских электронов в лазерах на свободных электронах [1–7]. Среди этого многообразия лазерные методы генерации занимают особое положение, поскольку позволяют получить когерентное излучение, формируя компактный настольный источник [8]. Вместе с тем, основными векторами развития генерации ТГц излучения лазерными методами в настоящее время являются повышение эффективности преобразования лазерного излучения в область ТГц спектра для генерации мощных импульсов и исследования нелинейного отклика среды на воздействие такого излучения [9]. Источником когерентного ТГц излучения могут быть кристаллические [10], жидкие [11] и газовые среды [12], взаимодействующие как с одночастотными, так и многочастотными лазерными полями [13].

Одним из перспективных возможностей получения ТГц излучения является его генерация газовыми средами при их взаимодействии с мощными лазерными импульсами. Получающееся ТГц излучение имеет чрезвычайно широкий спектр (от 0.2 ТГц до > 30 ТГц) [7].

Наиболее распространены 2 схемы генерации ТГц излучения в газах, в которых источником сигнала служит лазерно-индуцированная плазма. В первой схеме используют одночастотное лазерное поле для создания газовой плазмы и генерации ТГц волн [14]. В частности, к этой схеме относится генерация ТГц сигнала в плазме оптического пробоя и генерация в режиме филаментации [15, 16].

В другой схеме используют двухчастотное лазерное поле, в котором вторая гармоника лазерной источника генерируется в нелинейном кристалле [13].

Взаимодействие двухчастотного поля с газовой средой приводит к генерации ТГц сигнала, амплитуда которого на порядки превышает амплитуду ТГц сигнала, получаемого с помощью первой схемы [17]. Также может быть использован интерферометрический компенсатор для управления поляризацией и фазой каждого пучка [18]. Амплитуда ТГц сигнала больше при параллельной ориентации поляризаций основной и второй гармоники, чем при их перпендикулярной ориентации [18]. Отметим, что двухчастотная схема генерации обеспечивает наиболее широкий спектр излучения до 50–100 ТГц [19-21], однако эффективность конверсии энергии оптического импульса в ТГц диапазон невелика: достигает ~ 0.1% при оптимизации параметров [9]. Эксперименты [22-25] показали коническую структуру ТГц излучения в дальней зоне. Недавно зарегистрировано ТГц излучение, генерируемое при распространении двухчастотного филамента, в направлении, обратном направлению распространения лазерного излучения [26–27].

Использование газовой среды в качестве источника ТГц излучения вызывает особенный интерес. Этим методом можно получить ТГц импульсы напряженностью порядка МВ/см [28] с линейной [13, 18] или эллиптической поляризацией [29]. Для сравнения, пиковая напряженность генерируемого на ускорителях ТГц сигнала составляет около 20 МВ/см, а на часто используемых в лабораториях устройствах, основанных на оптическом выпрямлении в нелинейных кристаллах, пиковая напряженность достигает 5 МВ/см [30]. Помимо высокой напряженности и широкого спектрального диапазона [7], генерация ТГц сигнала в газовой среде свободна от многих недостатков, которые присущи другим источникам [31]. Так, привлекательность данного метода заключается в том, что отсутствует необходимость в дополнительных устройствах для того, чтобы преобразовывать излучение лазера в ТГц излучение. В газовой среде отсутствует ограничение на интенсивность лазерного импульса, в виду большой ее лучевой стойкости и хорошей воспроизводимости «мишени». Генерация ТГц излучения другими методами с последующим его распространением на большие расстояния в атмосфере затруднительна, так как молекулы воды, присутствующие в атмосферном воздухе, имеют высокий коэффициент поглощения в ТГц области частот. Использование газовой среды в качестве источника излучения решает эту проблему, так как оказывается возможным генерировать и детектировать ТГц излучение вблизи образца. Генераторы широкополосного ТГц излучения, в основе которых лежат электрооптические и полупроводниковые кристаллы обладают широкими полосами поглощения в ТГц диапазоне, которые связаны с фононными резонансами. Поэтому в спектрах генерируемого излучения возникают провалы. Помимо этого, вследствие отражения ТГц волн от поверхностей источника, некоторая часть спектра остается недостижимой из-за интерференции волн. Газовая среда свободна от указанных недостатков. Наконец, газовая среда является довольно компактным источником (в отличие, например, от лазера на свободных электронах), в ней не требуется достижения экстремального состояния вещества (как например, сверхпроводящего, в эффекте Джозефсона) и генерация в ней возможна при

комнатных температурах (в отличие от квантово-каскадного лазера, где требуется криогенное охлаждение).

До недавнего времени считалось, что ТГц излучение может быть эффективно получено только при использовании двухчастотной схемы, в которой $\omega_1 : \omega_2 = 1 : 2$, где ω_1 и ω_2 – несущие частоты первого и второго импульсов лазерного источника. С развитием исследований в данной области появилось предположение, что и другие частотные соотношения могут быть использованы для эффективной генерации ТГц излучения [32]. С тех пор ведётся активный поиск (экспериментально [33] и численно [34–36]) оптимального соотношения между частотами для эффективной генерации ТГц излучения.

В работе по генерации ТГц излучения газовой средой в режиме филаментации при облучении двухчастотным лазерным полем [13], была предложена феноменологическая модель четырехволнового смешения для описания этого процесса. ТГц излучение в модели четырехволнового смешения генерируется за счет отклика связанных (и свободных) электронов на мощное двухчастотное лазерное излучение. С помощью модели четырехволнового смешения, установлена, в частности, зависимость амплитуды ТГц сигнала от амплитуд полей лазерных импульсов [18].

Альтернативной моделью для описания генерации ТГц излучения в газах является модель фототока [37]. Согласно этой модели, связанные электроны атомов или молекул газа ионизируются мощным лазерным полем. Ионизация происходит в основном в моменты времени, соответствующие пиковым значениям комбинированного в частности, двухчастотного лазерного поля. Электроны, возникающие при воздействии на газ такого, в общем случае, асимметричного лазерного поля, могут приобрести ненулевую скорость дрейфа, создавая направленный ток электронов с одновременным излучением ТГц сигнала в дальней зоне.

В описанных выше основных методах, генерация ТГц излучения в газах является результатом макроскопического отклика среды. В некоторых случаях применяется квантово-механический аппарат для расчета, в частности, ионизации атома. Вместе с тем, возникает интерес в исследовании микроскопической (квантово-механической) природы генерации излучения в ТГц диапазоне, которая является результатом взаимодействия одиночного атома с лазерным полем. Такой подход, учитывающий как динамику населенностей дискретных уровней атома (которая является причиной возникновения макроскопических нелинейностей среды), так и динамику населенностей квазиуровней непрерывного спектра атома (которая является причиной возникновения фототока) в сочетании с учетом вкладов распределенных в среде атомов объединяет два способа описания генерации ТГц излучения интенсивными лазерными полями.

В настоящей главе представлены результаты цикла исследований генерации ТГц излучения многочастотными лазерными полями, взаимодействующими с одиночными атомами, протяженными газовыми средами, а также средами, представляющими собой набор газовых струй [39–52]. Развит уникальный комплекс теоретических подходов, позволяющий описывать такие нелинейно-оптические явления, происходящие при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с веществом, как генерация ТГц излучения, гармоник высокого и низкого порядков с общих позиций, как результат единого процесса движения электрона в суперпозиционном поле многокомпонентного многочастотного произвольно поляризованного лазерного излучения и кулоновского потенциала атома. До недавнего времени считалось, что природа генерации гармоник высокого порядка и природа генерации ТГц излучения находятся на разных пространственных масштабах описания нелинейно-оптического отклика среды на воздействие интенсивного лазерного поля. Так, явление генерации гармоник высокого порядка является результатом нелинейно-оптического отклика одиночного атома, а макроскопические факторы среды оказывают влияние на условия фазового синхронизма [53]. При обсуждении механизмов генерации ТГц излучения в газовых средах, взаимодействующих с двухчастотными лазерными полями, в основном, выделяют вклады фототока, создаваемого движением в лазерном поле ионизованных электронов, и нейтральной среды за счет учета ее тензоров нелинейной восприимчивости [54], компоненты которого, как правило, описаны феноменологически. Вместе с тем, экспериментальные исследования демонстрируют общие черты у генерации ТГц излучения и генерации гармоник высокого порядка [55], что позволяет предположить их единую природу и демонстрирует уникальные преимущества разработанного подхода. Уникальный непертурбативный теоретический подход к описанию отклика одиночного атома, а также интерференционная модель, разработанная для описания отклика среды, были применены для изучения предложенного нового механизма генерации ТГц излучения при взаимодействии одиночного атома с последовательностью лазерных импульсов в доионизационном режиме (при котором вкладом ионизации атома лазерным полем можно пренебречь). Представлены результаты серии численных расчетов, которые позволили исследовать влияние параметров лазерного поля и параметров среды на характеристики генерируемого длинноволнового излучения. Проведенные исследования демонстрируют перспективные методы управления параметрами частотно-угловых спектров генерируемого излучения, в частности, его амплитуды и поляризационными свойствами.

Ниже представлены основные положения уникального непертурбативного теоретического подхода и интерференционной модели, а также результаты численных исследований генерации ТГц излучения одиночными атомами и газовыми средами, взаимодействующими с двухчастотными лазерными полями.

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ

1.1. Микроскопический отклик. Непертурбативная квантово-механическая теория описания взаимодействия одиночного атома с лазерным полем

Взаимодействие одиночного атома с полем лазерного импульса может быть описано с помощью нестационарного уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\vec{r},t)}{\partial t} = \left[\frac{1}{2m} \left(\vec{p} - \frac{q}{c}\vec{A}(\vec{r},t)\right)^2 + U(\vec{r})\right] \psi(\vec{r},t),$$
(1)

где $U(\vec{r})$ – потенциальная энергия внутриатомного поля, а $\vec{A}(\vec{r},t)$ – векторный потенциал поля внешней электромагнитной волны, $\psi(\vec{r},t)$ – волновая функция валентного электрона, \vec{p} – оператор импульса, \hbar – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, q и m – заряд и масса электрона, соответственно. Собственные значения и собственные волновые функции гамильтониана уравнения (1) могут быть определены следующим образом.

Пусть $u_n(\vec{r})$ есть полная система собственных функций краевой задачи свободного атома

$$\left(\frac{p^2}{2m} + U(\vec{r})\right)u_n(\vec{r}) = E_n u_n(\vec{r}).$$
(2)

Собственные волновые функции указанной краевой задачи с произвольным сферически симметричным внутриатомным потенциалом имеют вид

$$u_{nlm}(\vec{r}) = R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \varphi), \qquad (3)$$

где $Y_{lm}(\theta, \phi)$ – сферические функции, а $R_{nl}(r)$ – радиальная волновая функция, отвечающая заданным граничным условиям в точках r = 0 и $r = \infty$, n – главное (или радиальное) квантовое число, а l и m – величина углового момента состояния и его проекции, соответственно.

Обратимся теперь к краевой задаче вида:

$$\left[\frac{1}{2m}(\vec{p}-\frac{q}{c}\vec{\nabla}\chi(\vec{r},t))^2 + U(\vec{r})\right]\varphi_n(\vec{r},t) = E_n\varphi_n(\vec{r},t)$$
(4)

Граничные условия краевой задачи (4) совпадают с граничными условиями краевой задачи (2) в пределе $\chi \to 0$. Решение краевой задачи (4) имеет вид:

$$\varphi_N(\vec{r},t) = u_n(\vec{r}) \exp\left(i\frac{q}{\hbar c}\chi(\vec{r},t)\right),\tag{5}$$

$$E_N = E_n, \tag{6}$$

где $u_n(r)$ собственная функция краевой задачи (2), отвечающая собственному значению E_n . Действительно, подставляя решения (5) в уравнение (4), получаем краевую задачу (2). Таким образом, видно, что собственные значения краевых задач (2) и (4) в точности совпадают, а собственные волновые функции различны.

Симметрийные свойства гамильтониана уравнения (4) зависят от вида функции $\chi(\vec{r},t)$, следовательно, симметрийные свойства волновых функций (5) в общем случае отличаются от симметрийных свойств волновых функций свободного атома.

Собственные функции краевых задач (2) и (4) составляют полные ортонормированные базисы

$$\int u_n^*(\vec{r}) u_m(\vec{r}) dV = \delta_{nm}, \quad \int \varphi_N^*(\vec{r},t) \varphi_M(\vec{r},t) dV = \delta_{NM},$$

поэтому любую собственную функцию краевой задачи (4) можно представить в виде разложения по собственным волновым функциям свободного атома и наоборот:

$$\varphi_N(\vec{r},t) = \sum_m C_{Nm}(t) u_m(\vec{r}), \qquad (7)$$

$$u_{n}\left(\vec{r}\right) = \sum_{M} D_{nM}\left(t\right) \varphi_{M}\left(\vec{r},t\right),\tag{8}$$

где коэффициенты разложения определяются выражениями:

$$C_{nm}(t) = \int u_m^*(\vec{r}) \exp\left(i\frac{q}{\hbar c}\chi(\vec{r},t)\right) u_n(\vec{r}) dV,$$
$$D_{nm}(t) = \int \varphi_M^*(\vec{r},t) u_n(\vec{r}) dV = \int u_m^*(\vec{r}) \exp\left(-i\frac{q}{\hbar c}\chi(\vec{r},t)\right) u_n(\vec{r}) dV.$$

Подставляя (7) в (8), получаем

$$\sum_{m} C_{nm} D_{mp} = \delta_{np}.$$
(9)

Удобно ввести эрмитову матрицу преобразования

$$V_{nm}(t) = \int u_n^*(\vec{r}) \exp\left(-i\frac{q}{\hbar c}\chi(\vec{r},t)\right) u_m(\vec{r}) dV, \qquad (10)$$

тогда условие (9) приобретает вид условия унитарности матрицы (10), т.е. V^+ , V^{-1} или

$$\sum_{m} V_{pm} V_{mn}^{-1} = \mathcal{S}_{np},$$

отметим, что $V_{nm}^{-1} = (V^{-1})_{nm}$ и $V_{nm}^{-1} = (V_{mn})^*$.

Пусть $\chi(\vec{r},t)$ имеет вид

$$\chi(\vec{r},t) = \vec{A}(t)\vec{r}.$$
(11)

В этом случае гамильтониан краевой задачи (4), которая при таком виде потенциала $\chi(\vec{r},t)$ обладает физическим смыслом краевой задачи «об атоме в поле», принимает вид

$$H = \frac{1}{2m} \left(\vec{p} - \frac{q}{c} \vec{A}(t) \right)^2 + U(r).$$
 (12)

Как видно, гамильтониан (12) совпадает с гамильтонианом уравнения (1) в нерелятивистском приближении. Под нерелятивистским приближением подразумевается малость средней скорости движения электрона в поле электромагнитной волны по сравнению со скоростью света, т.е. $v \ll c$. В этом случае, электрон в процессе всего движения перемещается в пространстве на расстояние, значительно меньшее длины волны излучения. Таким образом, зависимостью векторного потенциала от пространственной координаты можно пренебречь:

$$\vec{A}(\vec{r},t) \approx \vec{A}(t).$$

Электромагнитная волна в рамках нерелятивистского приближения трансформируется. В общем случае она имеет две составляющие: электрическую \vec{E} и магнитную \vec{B} . В случае независимости векторного потенциала от пространственной координаты получаем:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} \neq 0, \quad \vec{B} = rot \vec{A} = 0.$$

В рамках нерелятивистского приближения симметрия системы «атом + поле» становится аксиальной.

Важно подчеркнуть, что оператор, матричные элементы которого вычисляются по формуле (10), имеет вид

$$\hat{V} = \exp(-i\frac{q}{\hbar c}\vec{A}(t)\vec{r}).$$
(13)

Он учитывает многоквантовость процесса (а также его нелинейность) произвольного порядка, т.к. представляет собой экспоненту, содержащую поле, а значит – учитывая степенное представление экспоненты – поле в произвольной степени т.е. $E_0^n e^{in\omega_0 t}$, где п пробегает значения от 0 до ∞ , а ω_0 – несущая частота электромагнитного поля.

Дествительно, оператор \hat{V} может быть представлен в виде ряда разложения по степеням поля:

$$\hat{V} = \exp(-i\frac{q}{\hbar\hat{e}}\vec{A}(t)\vec{r}) = \sum_{\hat{e}=0}^{\infty} \frac{1}{!} \left(-\frac{e\vec{A}\vec{r}}{\hbar}\right)^{\hat{e}}.$$
(14)

Предположим, что $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega_0 t)$, где \vec{E}_0 – амплитуда вектора напряженности электрической компоненты электромагнитной волны, используя

$$\vec{E} \propto -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$
 получим:
 $\hat{V} = \exp(-i\frac{q}{\hbar c} \vec{A}(t)\vec{r}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left(-\frac{e\vec{A}\vec{r}}{\hbar c}\right)^k = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left(\frac{e\vec{E}_0\vec{r}}{\hbar\omega_0}\cos(\omega_0 t)\right)^k.$

Таким образом, собственные волновые функции краевой задачи (4) в случае потенциала $\chi(\vec{r},t)(11)$ (собственные волновые функции краевой задачи «об атоме в поле») имеют вид

$$\varphi_{N}(\vec{r},t) = u_{n}(\vec{r}) \exp\left(i\frac{q}{\hbar c}\vec{A}(t)\vec{r}\right).$$
(15)

Важно отметить, что любая волновая функция краевой задачи «об атоме в поле» включает все возможные переходы между виртуальными уровнями, соответствующими k-фотонным переходам:

$$\varphi_N(\vec{r},t) = u_n(\vec{r}) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left(-\frac{e\vec{A}\vec{r}}{\hbar c}\right)^k = u_n(\vec{r}) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left(\frac{e\vec{E}_0\vec{r}}{\hbar\omega_0}\cos(\omega_0 t)\right)^k.$$

Квантовое число *N* является совокупностью трех квантовых чисел n = (nlm), которые однозначно определяют вид радиальной и угловой зависимости волновых функций $u_{nlm}(\vec{r})$. Учитывая простоту выражения (15) естественно положить N = (nlm). Однако радиальное и угловое распределение волновых функций $\varphi_N(\vec{r},t)$ в общем случае зависят от времени и потому квантовые числа (nlm) не имеют в этом случае традиционного смысла радиального квантового числа, углового момента и его проекции. Вместе с тем $|\varphi_N(\vec{r},t)|^2 = |u_n(\vec{r})|^2$, т.е. пространственное распределение плотности вероятности в обоих случаях оказывается одинаковым. Следовательно, энергия кулоновского взаимодействия электрона и ядра остается неизменной. Действительно, неизменным остается не только распределение плотности вероятности, но и все пространственные моменты распределения (например, $P_{\alpha}^{(nm)} = \int u_n^* x_{\alpha} u_m dV$, $P_{\alpha\beta}^{(nm)} = \int u_n^* x_{\alpha} x_{\beta} u_m dV$

и т.д.) Это и является причиной совпадения собственных значений энергии (6).

Для простоты изложения в дальнейшем будем использовать строчный индекс *n* при обозначении состояния волновой функции \mathcal{Q}_n а также, набор квантовых чисел (nlm) применительно к собственным функциям краевых задач свободного атома и "об атоме в поле" будем обозначать как n, где это не может привести к неясности изложения.

Следует отметить, что базис функций $\varphi_n(\vec{r},t)$ является таким же полным, как и базис функций $u_n(\vec{r})$. Действительно, условие ортонормированно-

сти (аналогичная, но в более общем виде формула уже присутствовала выше (см. (9))) и полноты волновых функций $\varphi_n(\vec{r},t)$ имеют, соответственно, вид:

$$\int \varphi_n^*(\vec{r},t) \varphi_m(\vec{r},t) dV = \int u_n^*(\vec{r}) u_m(\vec{r}) dV = \delta_{nm},$$

$$\sum_n \varphi_n^*(\vec{r},t) \varphi_n(\vec{r},t) = \exp\left[-i\frac{q}{\hbar c}\vec{A}(t)(\vec{r}-\vec{r})\right] \sum_n u_n^*(\vec{r}) u_n(\vec{r}) = \delta(\vec{r}-\vec{r}).$$

Эффективность использования базиса волновых функций – точных решений краевой задачи «об атоме в поле» (15) состоит в следующем. Волновые функции (15) являются точными решениями краевой задачи (1) с гамильтонианом (12), поэтому

$$\int \varphi_n^* H \varphi_m dV = E_n \delta_{nm}.$$
(16)

С другой стороны,

$$\int u_{n}^{*} H u_{m} dV = \sum_{p} V_{np}^{-1}(t) E_{p} V_{pm}(t), \qquad (17)$$

т.е. матричные элементы гамильтониана (12) по состояниям свободного атома являются, в общем случае, бесконечными суммами собственных значений гамильтониана краевой задачи (2). Как видно, количество существенных слагаемых в правой части (17) определяется видом матричных элементов $V_{nm}(t)$, которые для водородоподобного атома рассчитываются в аналитическом виде. Это дает строгий математический критерий отбора числа существенных слагаемых в правой части (17) при любых заданных значениях параметров лазерного импульса (амплитуды, несущей частоты, длительности).

Матричные элементы исходного гамильтониана (12) в базисе собственных функций $\varphi_n(\vec{r},t)$ имеют гораздо более простой вид, поскольку указанные волновые функции являются его собственными волновыми функциями. Поэтому, казалось бы, естественным разложить волновую функцию нестационарного уравнения (1) в ряд по собственным функциям краевой задачи (4):

$$\psi(\vec{r},t) = \sum_{n} b_n(t) \varphi_n(\vec{r},t).$$

При этом, правая часть уравнения (1) решается простым путем (действительно, матричные элементы оператора \hat{H} находятся аналитически (16)). Вместе с тем, в левой части уравнения возникает такое соотношение:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \sum_{n} \left[\frac{\partial b_{n}}{\partial t} \varphi_{n}(\vec{r}, t) + b_{n} \frac{\partial \varphi_{n}(\vec{r}, t)}{\partial t} \right].$$

Для его аналитического решения необходимо знать решение следующей краевой задачи:

$$\left[\frac{1}{2m}\left(\vec{p}-\frac{q}{c}\vec{A}(t)\right)^{2}+U(\vec{r})-E_{n}\right]\frac{\partial\varphi_{n}\left(\vec{r},t\right)}{\partial t}=\frac{q}{mc}\frac{\partial\vec{A}}{dt}\left(\vec{p}-\frac{q}{c}\vec{A}(t)\right)\varphi_{n}\left(\vec{r},t\right)$$

Однако гамильтониан краевой задачи (4) зависит явно от времени, поэтому временные производные $\partial \varphi_n(\vec{r},t)/\partial t$ не являются собственными функциями краевой задачи (4), и, следовательно, не ортогональны волновым функциям $\varphi_n(\vec{r},t)$. Учитывая наличие временной производной в левой части уравнения (1), несложно видеть, что при разложении волновой функции в ряд по собственным функциям $\varphi_n(\vec{r},t)$ мы неизбежно столкнемся с проблемой расчета интегралов следующего вида $\int \varphi_n^*(\vec{r},t) \partial \varphi_m(\vec{r},t)/\partial t dV$. Функции $\partial \varphi_n(\vec{r},t)/\partial t$ определяются решением неоднородного дифференциального уравнения, получающегося в результате дифференцирования по времени уравнения (4). Это уравнение является уравнением второго порядка по координате. Как известно из теории дифференциальных уравнений, при решении неоднородных уравнений наряду с решением $R^{(1)}(r)$, входящим в (3), мы должны учесть второе линейное независимое решение $R^{(2)}(r)$, асимптотическое поведение которого при $r \to 0$ и $r \to \infty$ отличается от первого. Следовательно, производные $\partial \varphi_n(\vec{r},t)/\partial t$ не могут быть представлены в виде разложения по функциям $\varphi_n(\vec{r},t)$.

Однако, несмотря на более сложный вид уравнения (17) по сравнению с (16), оно дает кардинальные преимущества, состоящие в том, что правая часть указанного соотношения зависит лишь от матричных элементов оператора \hat{V} , являющегося функцией оператора координаты. Выше было показано, что квантово-механические средние любых функций оператора координаты не зависят от фазы волновой функции, в то время как квантово-механические средние любых функции оператора зависят от фазы волновой функции, в то время как квантово-механические средние любых функции оператора зависят от фазы волновой функции. В то время как квантово-механические средние любых функции. Действительно, запишем волновую функцию в виде

$$\psi(\vec{r},t) = f(\vec{r},t) \exp[i\Phi(\vec{r},t)],$$

тогда для квантово-механические среднего оператора импульса получаем

$$\int \psi^* \vec{p} \psi \, dV = -i\hbar \int f \left(\vec{\nabla} f + i f \vec{\nabla} \Phi \right) dV.$$

В то время как для произвольной функции оператора координаты $F(\vec{r})$ получаем $\int \psi^* F(\vec{r}) \psi dV = -i\hbar \int f^2 F(\vec{r}) dV$. Как следует из (15), собственные волновые функции краевой задачи «об атоме в поле» отличаются от собственных функций краевой задачи свободного атома лишь наличием фазового множителя. Следовательно, матричные элементы оператора импульса для атома, взаимодействующего с электромагнитным полем, принципиально отличаются от его матричных элементов для свободного атома, что вполне понятно и из классических представлений – траектория движения электрона в присутствии внешнего поля не может не зависеть от направления вектора напряженности внешнего поля. Однако матричные элементы любых функций оператора координаты для атома в поле в точности совпадают с соответствующими матричными элементами для

свободного атома, поскольку в рамках нерелятивистского приближения напряженность электромагнитного поля не зависит от координаты.

Вместе с тем, как показано выше, собственные волновые функции краевых задач (2) и (4) взаимнооднозначно связаны друг с другом, поэтому мы можем разложить волновую функцию нестационарного уравнения (1) в ряд по собственным волновым функциям свободного атома

$$\psi = \sum_{n,l} a_{n,l}(t) u_{n,l}(\vec{r}) + \sum_{l} \int dk a(k,l,t) u(k,l,\vec{r}), \qquad (18)$$

подставить в исходное нестационарное уравнение Шредингера (1), которое записано в нерелятивистском приближении, а затем воспользоваться разложениями (7) и (8). После несложных преобразований для амплитуд населенности уровней дискретного $(a_{n,l}(t))$ и непрерывного (a(k,l,t)) спектра получаем следующую систему уравнений

$$i\frac{da(k,l,t)}{t} = \sum_{n,\lambda'',m,\lambda'} V_{klm\lambda'}^{-1} \frac{E_{m,\lambda'}}{\hbar} V_{m\lambda'n\lambda''} a_{n,\lambda''}(t) + \sum_{m,\lambda',l'} \int d\mu V_{klm\lambda'}^{-1} \frac{E_{m,\lambda'}}{\hbar} V_{m\lambda'\mul'} a(\mu,l',t) + \sum_{n,\lambda'',l'} \int d\mu V_{kl\mul'}^{-1} \frac{\hbar}{2m} \mu^2 V_{\mu l'n\lambda''} a_{n,\lambda''}(t) + \sum_{l',l'} \int d\mu' \int d\mu V_{kl\mul'}^{-1} \frac{\hbar}{2m} \mu^2 V_{\mu l'\mu'l''} a(\mu',l'',t),$$

$$i\frac{da_{n,l}(t)}{t} = \sum_{p,\lambda'',m,\lambda'} V_{nlm\lambda'} \frac{E_{m,\lambda'}}{\hbar} V_{m\lambda'p\lambda''} a_{p,\lambda''}(t) + \sum_{m,\lambda',l''} \int d\mu V_{nlm\lambda'}^{-1} \frac{E_{m,\lambda'}}{\hbar} V_{m\lambda'\mu l''} a(\mu,l'',t),$$

$$(19)$$

$$i\frac{da_{n,l}(t)}{t} = \sum_{p,\lambda'',m,\lambda'} V_{nlm\lambda'} \frac{E_{m,\lambda'}}{\hbar} V_{m\lambda'p\lambda''} a_{p,\lambda''}(t) + \sum_{m,\lambda',l''} \int d\mu V_{nlm\lambda'}^{-1} \frac{E_{m,\lambda'}}{\hbar} V_{m\lambda'\mu l''} a(\mu,l'',t) + \sum_{m,\lambda',l''} \int d\mu V_{nlm\lambda'}^{-1} \frac{E_{m,\lambda'}}{\hbar} V_{m\lambda'\mu l''} a(\mu,l'',t) + \sum_{m,\lambda',l''} \int d\mu V_{nlm\lambda'}^{-1} \frac{E_{m,\lambda'}}{\hbar} V_{m\lambda'\mu l''} a(\mu',l'',t).$$

Здесь k, μ – волновые числа электрона, находящегося в непрерывном спектре атома, $E_{m,\lambda'}$ – энергии уровней дискретного спектра атома. Для простоты, квантовое число *m* в формулах (19–20) не обозначено, однако, оно может быть легко учтено в них путем добавление дополнительных сумм, учитывающих область вариации указанного квантового числа для конкретных уровней.

В виду бесконечного набора дискретных и непрерывных уровней даже в простейшем атоме водорода, а также, учитывая бесконечную вырожденность уровней непрерывного спектра по орбитальному квантовому числу, система (19–20) содержит в себе бесконечное количество уравнений. К сожалению, бесконечную систему уравнений с бесконечным количеством неизвестных решить ни аналитически, ни численно не представляется возможным. Следовательно, количество уравнений необходимо ограничить. Ограничение количества уравнений происходит, в первую очередь, путем выбора тех состояний свободного атома, которые необходимо учитывать при описании взаимодействия. Количество состояний, которые необходимо учесть, зависит как от параметров лазерного поля, так и от самой энергетической структуры атома. Ограничение числа уровней атома естественным образом ограничивает бесконечный ортонормированный базис волновых функций свободного атома $u_n(\vec{r}, \theta, \varphi)$.

1.1.1. Управляющий параметр квантово-механической задачи

Определим управляющий параметр задачи. Им является параметр

$$\mu_{0} = \frac{eA_{0}a_{B}}{\hbar c} = \frac{eE_{0}a_{B}}{\hbar \omega_{0}} = \frac{e^{2}}{a_{B}\hbar\omega_{0}} \frac{E_{0}}{E_{at}} = \frac{2Ry}{\hbar\omega_{0}} \frac{E_{0}}{E_{at}},$$
(21)

где a_B – боровский радиус, а A_0 – амплитуда векторного потенциала электромагнитного поля, $E_{at} = \frac{e}{a_B^2}$ – внутриатомная напряженность электрического поля, $Ry = me^4/2\hbar^2$ – энергия Ридберга. Параметр μ_0 можно представить в виде отношения

$$\mu_0 = \frac{F_0}{F_{at}},$$

где $F_0 = qE_0 = \frac{q\omega_0 A_0}{c}$ – сила, действующая на электрон со стороны внешнего

поля, а $F_{at} = \frac{\partial U}{\partial r} \approx \frac{\hbar \omega}{a_B}$ – внутриатомная сила.

В теории ионизации атома важную роль играет параметр Келдыша [56]

$$\gamma = \sqrt{\frac{E_i}{2U_p}} = \frac{\sqrt{2mc^2 E_i}}{eA_0},\tag{22}$$

где E_i – энергия ионизации атома, а U_p – пондеромоторный потенциал поля. Для атома водорода из (21) получаем

$$\mu_0 = \frac{e^3 A_0}{2\hbar c R y} = \frac{\alpha}{\gamma} \sqrt{\frac{mc^2}{2R y}},$$

где $\alpha = e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры. Учитывая, что энергетическая структура атома водорода определяется выражением

$$E_n = -\frac{mc^2\alpha^2}{2n^2} = -\frac{Ry}{n^2},$$

несложно видеть, что между параметрами μ_0 и γ имеет место следующая связь

$$\mu_0 = \frac{1}{\gamma}.$$

Таким образом, параметр задачи μ_0 , рассчитанный для атома водорода, обратно пропорционален параметру Келдыша (22).

1.1.2. Матричные элементы оператора \hat{V}

Ключевыми в непертурбативной теории являются матричные элементы оператора \hat{V} (13), которые вычисляются по формуле (10). Матричные элементы оператора \hat{V} могут быть вычислены аналитически при использовании ба-

зиса водородоподобных волновых функций [57]. Волновая функция уровня с квантовыми числами (*n*,*l*,*m*) дискретного спектра водородоподобного атома имеет вид:

$$u_{n,l,m}(r,\theta,\phi) = -\frac{2}{n^2} \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{\left[(n+l)!\right]^3}} e^{-\frac{r}{n}} \left(\frac{2r}{n}\right)^l L_{n+l}^{2l+1}\left(\frac{2r}{n}\right) Y_{lm}(\theta,\phi),$$
(23)

волновая функция уровня со значением волнового числа k и квантовыми числами (l,m) непрерывного спектра водородоподобного атома имеет вид:

$$u(k,l,m) = \frac{C_{kl}}{(2l+1)!} (2kr)^l e^{-ikr} F\left(\frac{i}{k} + l + 1, 2l + 2, 2ikr\right) Y_{lm}(\theta,\varphi),$$
(24)

где $L_{n+l}^{2l+1}\left(\frac{2r}{n}\right)$ – обобщенные полиномы Лагерра, $C_{kl} = 2ke^{\pi 2k}\left|\Gamma\left(l+1-\frac{i}{k}\right)\right|$, $F\left(\frac{i}{k}+l+1,2l+2,2ikr\right)$ – вырожденная гипергеометрическая функция, $\Gamma\left(l+1-\frac{i}{k}\right)$ – гамма-функция, а $Y_{lm}\left(\theta,\varphi\right)$ – сферическая функция.

При нахождении волновых функций непрерывного спектра атома путем аналитического решения стационарного уравнения Шредингера в [57] пользовались атомными единицами ($e = m = \hbar = 1$).

Волновая функция основного состояния *Is* выглядит следующим образом: $u_{1s} = e^{-r} / \sqrt{\pi}$. Наиболее лаконичный вид имеют матричные элементы диискрет-дискретных переходов. Например, матричные элементы V_{1s1s} , V_{1s2p0} , V_{2p02p0} и V_{1s2s} имеют соотвественно вид:

$$V_{1s1s} = \frac{16}{\left(4 + \mu(t)^2\right)^2}, \quad V_{1s2p0} = \frac{384\sqrt{2}\mu(t)}{\left(9 + 4\mu(t)^2\right)^3},$$
$$V_{2p02p0} = \frac{1 - 5\mu(t)^2}{\left(1 + \mu(t)^2\right)^4}, \quad V_{1s2s} = \frac{256\sqrt{2}\mu(t)^2}{\left(9 + 4\mu(t)^2\right)^3},$$

где в $\mu(t) = \mu_0 T(t)$ здесь и далее учтена временная зависимость электрического поля лазерного излучения (вид зависимости T(t), пока не принципиальный для текущего изложения теории, но важный для численных расчетов, будет определен ниже). На рисунке 1 показана нелинейная зависимость матричных элементов от параметра μ_0 , которая показывает, что в области околоатомных значений полей (при $\mu_0 \approx 1$) величины матричных элементов как дипольно разрешенных (1s-2p), так и дипольно запрещенных переходов (1s-2s) становятся соразмерными; при стремлении внешнего поля к нулю ($\mu_0 \rightarrow 0$), матричные элементы, вычисленные для переходов, начальным и конечным уровнем которых является один и тот же уровень, стремятся к единице, а для переходов между различными уровнями – к нулю, причем, величина матричных элементов для дипольно разрешенных переходов больше, чем для дипольно запрещенных переходов в области малых значений параметра μ_0 (амплитуды лазерного поля).



Рис. 1. Зависимость матричных элементов V_{1s1s} (черная кривая с квадратами), V_{1s2p0} (красная кривая с кружками) и V_{2p02p0} (синяя кривая с треугольниками) V_{1s2s} (зеленая кривая с перевернутыми треугольниками) от управляющего параметра

Аналитически также могут быть получены матричные элементы V_{nlmkl_1} , вычисленные для переходов между уровнями дискретного спектра n, l, m и состояниями непрерывного спектра атома со значениями орбитального квантового числа, равными l_1 . В качестве примера, ниже приведены матричные элементы, рассчитанные для перехода из состояния *ls* в состояние непрерывного спектра атома с $l_1 = 0$:

$$V_{1s \to k0} = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \frac{4k\sqrt{\pi}e^{\frac{\pi}{2k}} \left| \Gamma\left(1 - \frac{i}{k}\right) \right|}{i\mu(t)} \Gamma(2) \times \left(\frac{{}_{2}F_{1}\left(\frac{i}{k} + 1, 2, 2; \frac{2ik}{ik + 1 - i\mu(t)}\right)}{\left(ik + 1 - i\mu(t)\right)^{2}} - \frac{{}_{2}F_{1}\left(\frac{i}{k} + 1, 2, 2; \frac{2ik}{ik + 1 + i\mu(t)}\right)}{\left(ik + 1 + i\mu(t)\right)^{2}} \right),$$

и $l_1 = 1$:

$$V_{1s \to k1} = \frac{2k^2 \sqrt{\pi} e^{\frac{\pi}{2k}} \left| \Gamma\left(2 - \frac{i}{k}\right) \right|}{\sqrt{3}} \times \left(\frac{\Gamma(3)}{\mu(t)} \left(\frac{{}_2F_1\left(\frac{i}{k} + 2, 3, 4; \frac{2ik}{ik + 1 - i\mu(t)}\right)}{(ik + 1 - i\mu(t))^3} + \frac{{}_2F_1\left(\frac{i}{k} + 2, 3, 4; \frac{2ik}{ik + 1 + i\mu(t)}\right)}{(ik + 1 + i\mu(t))^3} \right) - \frac{\Gamma(2)}{i\mu(t)^2} \left(\frac{{}_2F_1\left(\frac{i}{k} + 2, 2, 4; \frac{2ik}{ik + 1 - i\mu(t)}\right)}{(ik + 1 - i\mu(t))^2} - \frac{{}_2F_1\left(\frac{i}{k} + 2, 2, 4; \frac{2ik}{ik + 1 + i\mu(t)}\right)}{(ik + 1 + i\mu(t))^2} \right) \right),$$

где $_{2}F_{1}$ – гипергеометрическая функция.

Матричные элементы, вычисленные для других значений орбитального квантового числа имеют схожий вид и отличаются количеством гипергеометрических функций, их параметрами и коэффициентами при них.

1.1.3. Нормировка волновых функций $\varphi(\vec{r},t)$ в ограниченном базисе волновых функций свободного атома

Как было сказано выше, система уравнений (19–20) в общем случае состоит из бесконечного числа уравнений. Для того, чтобы решить эту систему, а следовательно, и исходное нестационарное уравнение Шредингера (1), необходимо ограничить количество уравнений. А поскольку каждое уравнение системы описывает динамику амплитуды населенности уровня, необходимо исключить из рассмотрения те уровни, учет вклада которых не приведет к заметному уточнению конечного результата решения системы (19-20), а лишь заметно увеличит время расчетов. Проблема выбора эффективного набора уровней при описании взаимодействия атома с лазерными полями является общей для всех известных подходов к описанию взаимодействия, в том числе и для методов прямого численного решения уравнения Шредингера (1), поскольку пространственный размер сетки интегрирования определяет шаг дискретизации состояний сплошного спектра. Однако, имея аналитические выражения для собственных волновых функций задачи об «атоме в поле» (5), мы можем, еще до численного решения уравнений для амплитуд населенности уровней, строго математически определить насколько полным является набор выбранных состояний дискретного и непрерывного спектров при произвольных заданных значениях параметров лазерного импульса. Вместе с тем, мы можем численно оценить минимально необходимое число состояний, а, следовательно, и количество дифференциальных уравнений, необходимых для достижения заданной точности компьютерных расчетов. Для этого введем следующую сумму

$$S_N^{(n)} = \sum_{m=1}^N |V_{mn}|^2.$$
(25)

Если учитывать все возможные состояния атома, то, в силу ортонормированности базиса волновых функций $\varphi_n(\vec{r},t)$ (см. (9)), сумма $S_{\infty}^{(n)} = 1$. При учете конечного числа состояний дискретного и непрерывного спектров правая часть выражения (25) не равна единице тождественно. Однако величина этой суммы рассчитывается аналитически для произвольных значений параметров лазерного импульса, поэтому отличие этой суммы от единицы показывает, насколько полным является базис выбранного конечного числа состояний дискретного и непрерывного спектров при заданных значениях параметров лазерного импульса.

1.1.4. Модельная структура уровней атома аргона

Аргон является одним из наиболее удобных в экспериментальных исследованиях газом, он инертный, моноатомный, доступный. Для расчета матричных элементов переходов нам нужно знать полный ортонормированный базис собственных функций. В случае многоэлектронных атомов аналитические выражения для собственных функций неизвестны.

Кроме того, спектр состояний многоэлектронного атома отличается от нерелятивистского спектра состояний водородоподобного атома:

$$E_n = \frac{Z^2 e^4 m}{2\hbar^2 n^2},$$

где Z – заряд ядра водородоподобного атома. Это обусловлено следующими причинами. Во-первых, валентный электрон движется в поле, создаваемом ионным остатком, при этом эффективный заряд ионного остатка отличен от единичного, поскольку электроны внутренних оболочек атома с угловым моментом отличным от нуля не полностью экранируют заряд ядра. Во-вторых, учет спина составляющих атом частиц приводит к сверхтонкому расщеплению уровней. Несмотря на малость этой величины по сравнению с энергией квантов рассматриваемых лазеров, учет обоих указанных уровней принципиален, поскольку вид волновых функций этих состояний существенно различен.

Волновые функции многоэлектронного атома отличны от водородоподобных. Однако, учитывая, что степень экранировки заряда ядра электронами внутренних оболочек атома зависит от расстояния до центра ядра, мы можем ввести различный эффективный заряд (Z_{eff}) ионного остатка для различных состояний спектра, с тем чтобы реальный спектр состояний совпал с водородоподобным. С увеличением энергии уровня величина эффективного заряда уменьшается. Формальная замена $Z \rightarrow Z_{eff}$ и $a_B \rightarrow a_{hl} = a_B Z_{eff}$ не меняет свойств ортогональности собственных функций [58]. Следовательно, мы можем воспользоваться этим базисом для расчета требуемых матричных элементов. Ясно, что полученный таким образом базис волновых функций является приближенным. Однако физически измеряемыми величинами являются спектр собственных значений и величина матричных элементов переходов. Указанная замена позволяет получить непло-

хое соответствие между теоретически рассчитываемыми и экспериментально наблюдаемыми значениями. При этом изменение величины характерного радиуса атомных орбит, используемое нами, находит вполне естественное объяснение, связанное с учетом конечности массы ядра и его размеров. Хорошо известно, что спектр электрона в кулоновском поле эквивалентен спектру водородоподобного атома или иона с бесконечно тяжелым точечным ядром.

Используем вышеописанные рассуждения для определения модельной структуры уровней атома аргона, которая будут использоваться для получения результатов настоящей главы. Важно подчеркнуть, что обсуждаемая модельная структура уровней атомов органичивает базис волновых функций – решений краевой задачи «об атоме в поле» φ_N , а не набор волновых функций краевой задачи свободного атома u_n (напомним, что эти базисы совпадают только в начале и в конце импульса, когда лазерное поле равно нулю). Из этого следует, в частности, что отсуствие в модели квазиуровней непрерывного спектра не накладывает ораничений на возможное движение населенности по квазиуровням непрерывного спектра в момент прохождения импульса.

Выбранная для численных исследований модельная структура уровней атома аргона не предполагает учета вкладов населенностей непрерывного спектра, в ней учтены вклады уровней лишь дискретного спектра атома. В численных исследованиях мы ограничились учетом 13 наинизших дискретных состояний (3p (основное состояние), 3d, 4s-f, 5s-f, 6s,6p,7s). Отметим, что разность энергий между самым низшим учтенным состоянием и самым высшим составляет 96.5% от энергии ионизации атома, которая составляет величину -15.76 эВ. Количество уровней было выбрано таким образом, чтобы в учтенный набор попали уровни, отвечающие различным значениям орбитального квантового числа. Также, в модели учитывались вклады подуровней всех 13 уровней атома, отвечающих всем возможным значениям проекции обритального квантового числа m.

Энергии уровней, которые использовались для получения результатов, представлены в таблице 1. Она организована следующим образом: по строкам меняется значение главного, а по столбцам – орбитального квантового числа. Для учетных в модельной структуре уровней указана их энергия в электрон-вольтах (эВ), полученная из диаграммы Гротриана для атома аргона [58].

n\l	0	1	2	3
3	X	-15.76	-1.91	Х
4	-4.21	-2.85	-1.07	-0.86
5	-1.69	-1.3	-0.66	-0.55
6	-0.92	-0.75	Х	Х
7	-0.58	Х	X	Х

Табл. 1. Энергии уровней, представленные в эВ, учтенных в модельной структуре уровней атома аргона

На рисунке 2 представлена зависимость $S_N^{(n)}$ (25), вычисленная для основного состояния атома аргона, в случае учета только основного состояния (черная кривая с квадратами) и в случае учета 13 низколежащих состояний дискретного спектра (красная кривая с кружками). Для сравнения на рисунке 2 приведена зависимость $S_{N}^{(n)}$, вычисленная с учетом квазиуровней непрерывного спектра со значениями орбитального квантового числа, равными l = 0.4 (синяя кривая с треугольниками) и зависимость $S_N^{(n)}$, вычисленная с учетом первых 13 низколежащих возбужденных уровней и квазиуровней непрерывного спектра со значениями орбитального квантового числа, равными l = 0.4 (зеленая кривая с перевернутыми треугольниками). Видно, что квазиуровни непрерывного спектра начинают играть существенную роль при $\mu_0 \approx 0.3$ (когда красная кривая с квадратами начинает отличаться от зеленой кривой с перевернутыми треугольниками). Это может быть критерием применимости модели атома аргона для исследования особенностей доионизационного режима взаимодействия. Таким образом, из рисунка 2 видно, что 13 дискретных уровней достаточно чтобы описывать взаимодействие атома с полями, амплитуда напряженности поля которых удовлетворяет условию $\mu_0 \le 0.3$ (что соответствует I < 6 $\cdot 10^{13}$ Bt/см² для излучения Ti:Sa лазера). Учитывать более высоколежащие уровни можно, но усложнение расчетов не приведет к заметному улучшению точности.



Рис. 2. Зависимость полноты базиса конечного числа собственных волновых функций атома аргона, используемого в численных расчетах, от управляющего параметра µ₀, вычисленная для основного состояния атома неона, при учете самого лишь основного состояния (черная кривая с квадратами), при учете первых 13 низколежащих возбужденных уровней и основного состояния (красная кривая с кружками), при учете квазиуровней непрерывного спектра со значениями орбитального квантового числа, равными *l* = 0-4 (синяя кривая с треугольниками), при учете первых 13 низколежащих возбужденных уровней и основного состояния и квазиуровней непрерывного спектра со значениями орбитального квантового числа, равными *l* = 0-4 (синяя кривая с треугольниками), при учете первых 13 низколежащих возбужденных уровней и основного состояния и квазиуровней непрерывного спектра со значениями орбитального квантового числа, равными *l* = 0-4 (зеленая кривая с перевернутыми треугольниками)

1.1.5. Специфика отклика одиночного атома в многокомпонентных произвольно поляризованных лазерных полях

Специфика собственных волновых функций краевой задачи «об атоме в поле» (5) состоит в том, что пространственная симметрия собственных волновых функций указанной задачи определяется цилиндрической симметрией внешнего поля. Действительно, в сферически симметричном поле сила, действующая на электрон, зависит лишь от расстояния между электроном и ядром и не зависит от ориентации углового момента атомного электрона, следовательно, угловое распределение собственных волновых функций в системе координат, связанной с направлением углового момента атома, зависит лишь от направления углового момента электрона. Напротив, при движении электрона в суперпозиции сферически симметричного внутриатомного поля и цилиндрически симметричного внешнего поля пространственное распределение волновой функции не может не зависеть от взаимной ориентации углового момента атома и направления вектора поляризации внешней волны. В рамках классической физики это означает, что изменение траектории движения атомного электрона при появлении внешнего поля не может не зависеть от направления вектора поляризации внешнего поля. Возникающая асимметрия пространственного распределения волновой функции зависит от времени, что и приводит к отклику атома. Таким образом, отклик атома связан со светоиндуцированной анизотропией формы волновой функции электрона и обусловлен работой, совершаемой внешним полем по перемещению электрона во внутриатомном потенциале.

Такой подход имеет важное следствие. Поскольку атомный потенциал является негармоническим, то в отклике атома возникают гармоники несущей частоты поля, амплитуда которых растет с ростом напряженности поля.

Запишем формулу (5) в «трехиндексном» виде

$$\varphi_{n_{1}l_{1}m_{1}}\left(\vec{r},t\right) = \sum_{n_{2}l_{2}m_{2}} \left\langle n_{2}l_{2}m_{2} \left| V^{-1} \right| n_{1}l_{1}m_{1} \right\rangle u_{n_{2}l_{2}m_{2}}\left(\vec{r}\right).$$
(26)

Воспользуемся разложением экспоненты в ряд по сферическим функциям :

$$\exp\left(i\frac{q}{\hbar c}\vec{A}(t)\vec{r}\right) = 4\pi\sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l}i^{l}j_{l}\left(\frac{q}{\hbar c}A(t)r\right)Y_{lm}^{*}\left(\vec{e}(t)\right)Y_{lm}\left(\vec{n}\right),$$

где $\vec{e}(t) = \vec{A}(t)/A(t)$, $\vec{n} = \vec{r}/r$ и $j_l(z)$ – сферические функции Бесселя. Тогда для матричных элементов в выражении (26) получаем

$$\langle n_{2}l_{2}m_{2}|V^{-1}|n_{1}l_{1}m_{1}\rangle = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} i^{l} \int_{0}^{\infty} R_{n_{2}l_{2}}(r) j_{l} \left(\frac{q}{\hbar c}A(t)r\right) R_{n_{1}l_{1}}(r)r^{2}dr \cdot \frac{1}{2} \sum_{m=-l}^{l} Y_{lm}^{*}(\vec{e}(t)) \int Y_{l_{2}m_{2}}^{*}(\theta,\varphi) Y_{lm}(\theta,\varphi) Y_{l_{1}m_{1}}(\theta,\varphi) do,$$

где $d0 = \sin \theta d\theta d\varphi$, $R_{nl}(r)$ – радиальная часть волновой функции краевой задачи свободного атома (3). Пользуясь теорией сложения угловых моментов, окончательно получаем

$$\left\langle n_{2}l_{2}m_{2}\left|V^{-1}\right|n_{1}l_{1}m_{1}\right\rangle = \sum_{l=\left|l_{1}-l_{2}\right|}^{l_{1}+l_{2}}Y_{lm}^{*}\left(\vec{e}\left(t\right)\right)C\left(lm\left|l_{2}m_{2},l_{1}m_{1}\right)\right\rangle\left\langle n_{2}l_{2}\left\|j_{l}\left(\frac{q}{\hbar c}A\left(t\right)r\right)\right\|n_{1}l_{1}\right\rangle,$$
(27)

где

$$C(lm|l_2m_2, l_1m_1) = (-1)^{l+m_2} \begin{pmatrix} l_2 & l & l_1 \\ -m_2 & m & m_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_2 & l & l_1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \sqrt{4\pi (2l+1)(2l_1+1)(2l_2+1)}$$
(28)

и приведенные матричные элементы имеют вид

$$\left\langle n_{2}l_{2} \left\| j_{l} \left(\frac{q}{\hbar c} A(t)r \right) \right\| n_{1}l_{1} \right\rangle = \int_{0}^{\infty} R_{n_{2}l_{2}}(r) j_{l} \left(\frac{q}{\hbar c} A(t)r \right) R_{n_{1}l_{1}}(r) r^{2} dr.$$
(29)

В формуле (28) слагаемым $\begin{pmatrix} a & b & c \\ d & e & f \end{pmatrix}$ обозначены 3j – символы Вигнера. Таким образом, мы видим, что угловая часть матричных элементов V_{nm} рассчитывается полностью в аналитическом виде. Что же касается радиальной части матричных элементов, определяемой (29), то при использовании базиса собственных волновых функций водородоподобного атома (23–24) она также рассчитывается в аналитическом виде для произвольных состояний дискретного и непрерывного спектров.

Подставляя (27) в (26), получаем

$$\varphi_{n_{l}l_{1}m_{1}}\left(\vec{r},t\right) = \sum_{n_{2}l_{2}m_{2}}\sum_{l=|l_{1}-l_{2}|}^{l_{1}+l_{2}} Y_{lm}^{*}\left(\vec{e}\right) Y_{l_{2}m_{2}}\left(\vec{n}\right) R_{n_{2}l_{2}}\left(r\right) \left\langle n_{2}l_{2} \left\| j_{l} \right\| n_{1}l_{1} \right\rangle C\left(lm\left|l_{2}m_{2},l_{1}m_{1}\right)\right).$$
(30)

где $j_l = j_l (qA(t)r/\hbar c)$. Из (30) следует, что угловая часть волновой функции $\varphi_n(\vec{r},t)$ зависит от взаимной ориентации вектора напряженности электромагнитного поля \vec{e} и углового момента атома, поскольку направление вектора \vec{n} совпадает с направлением углового момента \vec{l} .

Собственные волновые функции краевой задачи о движении электрона в центрально симметричном поле обладают сферической симметрией при l = 0 и аксиальной симметрией при l > 0. Как видно из (30), угловая зависимость собственных волновых функций аксиально симметричной краевой задачи является тензорной и зависит от направления двух векторов \vec{e} и \vec{l} . Вместе с тем, очевидно, что собственные волновые функции краевой задачи (4) должны принимать аксиальную симметрию, по крайней мере, в следующих двух случаях.

Во-первых, поскольку волновые функции $u_n(\vec{r})$ являются сферически симметричными при l = 0, то ясно, что при появлении внешнего поля соответству-

ющие собственные функции краевой задачи (4) становятся аксиально симметричными. Действительно, при $l_1 = 0$ из (30) получаем

$$\varphi_{n_{l_{1}=0}}(\vec{r},t) = 2\sqrt{\pi} \sum_{n_{2}l_{2}} (-1)^{l_{2}} R_{n_{2}l_{2}}(r) \left\langle n_{2}l_{2} \left\| j_{l_{2}} \right\| n_{1}0 \right\rangle \sum_{m_{2}=-l_{2}}^{l_{2}} Y_{l_{2}m_{2}}^{*}(\vec{e}) Y_{l_{2}m_{2}}(\vec{n}).$$
(31)

Учитывая выражение

$$\sum_{m=-l}^{l} Y_{lm}^{*}(\vec{e}) Y_{lm}(\vec{n}) = \frac{2l+1}{4\pi} P_{l}(\vec{e}\vec{n}),$$

мы видим, что волновая функция (31) имеет аксиально симметричный вид относительно направления вектора поляризации электромагнитного поля.

Во-вторых, при l > 0 и $\vec{e} \parallel l$ волновая функция остается аксиально симметричной. Действительно, пользуясь выражением

$$Y_{lm}\left(\vec{e}\right)\Big|_{\vec{e}=\vec{n}_{z}}=i^{l}\sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}}\delta_{m0},$$

получаем

$$\varphi_{n_{l}l_{1}m_{1}}(\vec{r},t) = \sum_{n_{2}l_{2}} \sum_{l=|l_{1}-l_{2}|}^{l_{1}+l_{2}} i^{l} \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} \left\langle n_{2}l_{2} \| j_{l} \| n_{l}l_{1} \right\rangle C(l0|l_{2}m_{1},l_{1}m_{1}) R_{n_{2}l_{2}}(r) Y_{l_{2}m_{1}}(\vec{n}).$$
(32)

Как видно, волновая функция (32) является суперпозицией волновых функций $u_{n'lm}(\vec{r})$ с одним и тем же значением проекции углового момента на направление внешнего поля. Это отражает тот факт, что сохраняющейся величиной краевой задачи (4) является лишь проекция углового момента на направление внешнего поля, а величина углового момента сохраняющейся величиной не является.

Как следует из выражения (27), зависимость матричных элементов V_{nm} от состояния поляризации электромагнитного поля определяется угловой частью указанных матричных элементов. Зависимость от амплитуды векторного потенциала поля, а, следовательно, от напряженности электромагнитного поля, определяется радиальной частью указанных матричных элементов, т.е. видом приведенных матричных элементов $\langle n_2 l_2 || j_i(z) || n_i l_i \rangle$. Приведенные матричные элементы являются нелинейными функциями напряженности электромагнитного поля.

1.1.6. Фотоэмиссионный спектр атома

Развитая в предыдущих параграфах теория, позволяет рассчитать динамику населенностей уровней дискретного и квазинепрерывного спектров атома. Она была успешно применена для изучения особенностей ионизации атома: исследовались угловые и энергетические спектры фотоэлектронов, полная ионизация атома в линейно поляризованных фемтосекундных лазерных полях доатомной и околоатомной напряженности, исследовано нарушение дипольных правил отбора в околоатомных лазерных полях [60–62].

В месте с тем, для исследования процессов генерации излучения при взаимодействии лазерного поля с одиночным атомом, решить систему уравнений (19–20) недостаточно, необходимо также рассчитать плотность тока, которая для уравнения (1) определяется в следующем виде [57]:

$$\vec{j}(\vec{r},t) = \frac{q}{2m} \left[\psi^* \cdot \left(\vec{p} - \frac{q}{c} \vec{A} \right) \psi + \left(\left(\vec{p} - \frac{q}{c} \vec{A} \right) \psi \right)^* \cdot \psi \right].$$
(33)

Необходимость расчета плотности тока связана с тем, что его спектр в дальней зоне совпадает со спектром гененируемого излучения [57]:

$$\vec{A}_r(\vec{r},\omega) = \frac{\exp(ikr)}{rc} \int \vec{j}(\vec{r},\omega) \exp(-i\vec{k}\vec{r}) dV,$$

спектры напряженности магнитного и электрического полей в дальней зоне выражаются через спектр векторного потенциала следующим образом:

$$\vec{B}_r(\vec{r},\omega) = -i\frac{\omega}{c} \left[\vec{A}_r(\vec{r},\omega)\vec{n} \right], \quad \vec{E}_r(\vec{r},\omega) = -i\frac{\omega}{c} \left[\left[\vec{A}_r(\vec{r},\omega)\vec{n} \right]\vec{n} \right].$$

Поток энергии электромагнитного поля определяется вектором Пойнтинга

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \left[\vec{E}_r \vec{B}_r \right] = \frac{c}{4\pi} B_r^2 \left(\vec{r}, t \right) \vec{n}$$

Интенсивность излучения в элемент телесного угла равна

$$dI = \frac{c}{4\pi} B_r^2 \left(\vec{r}, t \right) r^2 do$$

Подставляя сюда спектральное разложение $B_r(\vec{r},t)$ и усредняя по времени, для спектральной плотности интенсивности излучения получаем

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{c}{4} \left| B_r(\vec{r},\omega)^2 \right| r^2 do = \frac{\omega^2}{4c^3} \left| \int \left[\vec{j}(\vec{r},\omega)\vec{n} \right] \exp\left(-i\vec{k}\vec{r}\right) dV \right|^2 do.$$

В случае, когда условие $ka_0 \ll 1$ (a_0 – амплитуда колебаний атомного электрона во внешнем поле) выполняется для всех гармоник поля, то спектр напряженности поля отклика и спектральной интенсивности излучения одиночного атома определяются следующими выражениями

$$\vec{E}_{r}(\vec{r},\omega) = -i\frac{\omega\exp(ikr)}{rc^{2}} \left[\left[\vec{J}(\omega)\vec{n} \right] \vec{n} \right],$$
$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{\omega^{2}}{4c^{3}} \left[\left[\vec{J}(\omega)\vec{n} \right] \right]^{2} do,$$

где

$$\vec{J}(\omega) = \int \vec{j}(\vec{r},\omega) dV.$$

Таким образом, расчет спектра тока атомного отклика позволяет определить в дальней зоне спектр генерируемого одиночным атомом излучения.

Матричные элементы оператора обобщенного импульса $\vec{P} = \vec{p} - q\vec{A}/c$ в базисе собственных функций краевых задач (2) и (4) имеют, соответственно, вид

$$\int u_{n}^{*}(\vec{r}) \left(\vec{p} - \frac{q}{c} \vec{A} \right) u_{m}(\vec{r}) dV = \sum_{k,p} V_{nk}^{-1}(t) \vec{p}_{kp} V_{pm}(t),$$
(34)

$$\int \varphi_n^*(\vec{r},t) \left(\vec{p} - \frac{q}{c} \vec{A} \right) \varphi_m(\vec{r},t) dV = \int u_n^*(\vec{r}) \vec{p} u_m(\vec{r}) dV = \vec{p}_{nm}.$$
(35)

Подставляя волновую функцию (18) в (33) и пользуясь (34–35), для тока атомных электронов получаем

$$\vec{J}(t) = \frac{q}{m} \sum_{n,m,p,q} a_n^*(t) a_m(t) V_{np}^{-1}(t) \vec{p}_{pq} V_{qm}(t).$$
(36)

Как видно из формул (33), матричные элементы \vec{P}_{nm} , входящие в правую часть этих уравнений, являются матричными элементами по состояниям свободного атома. Временная эволюция матричных элементов оператора обобщенного импульса $\vec{P} = \vec{p} - q\vec{A}/c$ по состояниям свободного атома определяется соотношением (34). Матричные элементы оператора импульса \vec{p} по состояниям свободного атома взаимно однозначно связаны с матричными элементами оператора координаты \vec{r} хорошо известным соотношением $\vec{p}_{nm} = im\omega_{nm}\vec{r}_{nm}$, где $\omega_{nm} = \frac{E_n - E_m}{\hbar}$, E_n – собственные значения энергии свободного атома (см., например, [63]). Учитывая вышесказанное, несложно видеть, что соотношение (36) дает аналитическую зависимость матричных элементов атомного тока от напряженности поля лазерного импульса.

Используя отмеченную связь, выражение (36) можно переписать в следующем тождественном виде

$$\vec{J}(t) = i \sum_{n,m,p,q} a_n^*(t) a_m(t) \omega_{pq} V_{np}^{-1}(t) \vec{d}_{pq} V_{qm}(t).$$
(37)

Используя трехмерные обозначения, для парциальных матричных элементов тока, содержащихся в выражении (37), получаем

$$\langle n_{l}l_{1}m_{1} | \vec{J} | n_{2}l_{2}m_{2} \rangle = i \sum_{n_{3}l_{3}m_{3}} \sum_{n_{4}l_{4}m_{4}} \omega_{n_{3}l_{3}n_{4}l_{4}} \times \times \langle n_{1}l_{1}m_{1} | V^{-1} | n_{3}l_{3}m_{3} \rangle \langle n_{3}l_{3}m_{3} | \vec{d} | n_{4}l_{4}m_{4} \rangle \langle n_{4}l_{4}m_{4} | V | n_{2}l_{2}m_{2} \rangle.$$

$$(38)$$

Пользуясь аппаратом теории сложения угловых моментов, для матричных элементов оператора дипольного момента \vec{d} получаем

$$\langle n_{3}l_{3}m_{3} | \vec{d} | n_{4}l_{4}m_{4} \rangle = q \langle n_{3}l_{3} ||r|| n_{4}l_{4} \rangle (-1)^{m_{3}} i^{l_{4}-l_{3}} \sqrt{(2l_{3}+1)(2l_{4}+1)} \times \\ \times \sum_{m=-1}^{1} \vec{n}^{(m)} \begin{pmatrix} l_{3} & 1 & l_{4} \\ -m_{3} & m & m_{4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_{3} & 1 & l_{4} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Матричные элементы оператора \hat{V} были рассчитаны выше, используя результаты этих расчетов, для матричных элементов (38) получаем

$$\langle n_{l}l_{1}m_{1} | \vec{J} | n_{2}l_{2}m_{2} \rangle = 4\pi q i^{l_{2}-l_{1}+l} \sqrt{(2l_{1}+1)(2l_{2}+1)} \cdot \sum_{n_{3}l_{3}n_{4}l_{4}} \omega_{n_{3}l_{3}n_{4}l_{4}} (2l_{3}+1)(2l_{4}+1) \cdot \\ \cdot \sum_{l=|l_{1}-l_{3}|l^{-}|l_{2}-l_{4}|}^{l_{1}+l_{3}} \sqrt{(2l+1)(2l^{+}+1)} \langle n_{1}l_{1} | | j_{l} | | n_{3}l_{3} \rangle \langle n_{3}l_{3} | | r | | n_{4}l_{4} \rangle \langle n_{4}l_{4} | | j_{l} | | n_{2}l_{2} \rangle \cdot \\ \cdot \left(l_{1} \quad l \quad l_{3} \atop 0 \quad 0 \quad 0 \right) \left(l_{1} \quad 1 \quad l_{3} \atop 0 \quad 0 \quad 0 \right) \left(l_{4} \quad l' \quad l_{2} \atop 0 \quad 0 \quad 0 \right) \cdot \\ \cdot \sum_{m=-1}^{+1} \sum_{m_{3}=-l_{3}}^{l_{3}} (-1)^{l^{-m_{2}+m_{3}}} Y_{l(m_{3}-m_{1})} (\vec{e}) \vec{n}^{(m)} Y_{l(m_{3}-m_{2}-m)} (\vec{e}) \cdot \\ \cdot \left(l_{1} \quad l \quad l_{3} \atop -m_{1} \quad m_{1} - m_{3} \quad m_{3} \right) \left(l_{3} \quad 1 \quad l_{4} \atop -m_{3} \quad m \quad m_{3} - m \right) \left(l_{4} \quad l' \quad l_{2} \atop m_{3} - m \quad m_{2} - m_{3} + m \quad -m_{2} \right),$$

где, как и ранее, $j_l = j_l (qA(t)r/\hbar c)$.

Таким образом, приведенные в настоящем разделе формулы позволяют рассчитывать частотно-угловой спектр поля отклика атома как для произвольной ориентации углового момента атома и вектора поляризации электромагнитной волны, так и для произвольного состояния поляризации электромагнитной волны. Как следует из (39), поляризация различных частотно-угловых компонент поля отклика зависит как от направления углового момента атома, так и от поляризации воздействующего поля. В свою очередь состояние поляризации поля отклика ансамбля неполяризованных атомов определяется лишь состоянием поляризации воздействующей электромагнитной волны.

1.1.7. Определение формы лазерного импульса

До сих пор мы не накладывали никаких ограничений на явный вид временной зависимости поля T(t), таким образом, вышеописанная теория может быть использована при любом его определении. В главе рассмотрен случай, когда атом взаимодействует с суперпозицией двух линейно поляризованных полей с произвольными направлениями векторов поляризации \vec{e}_1 и \vec{e}_2 :

$$\dot{A}(t) = \vec{e}_1 A_1(t) + \vec{e}_2 A_2(t),$$
(40)

где $A_{1,2}(t)$ можно представить, например, в виде

$$A_{1,2}(t) = a_{1,2} \exp\left[\frac{\left(t-t_{1,2}\right)^2}{\tau_{1,2}^2}\right] \sin\left[\left(\omega_{1,2}+\alpha_{1,2}t\right)\left(t-t_{1,2}\right)+\varphi_{1,2}\right],$$

здесь $\omega_{1,2}$ – несущие частоты, $\tau_{1,2}$ – длительности и $t_{1,2}$ – времена задержки импульсов, $\alpha_{1,2}$ – чирп лазерного поля, $\varphi_{1,2}$ – фазы компонент поля. В случае взаимодействия атома с суперпозиционным полем вида (40) направление вектора поляризации суперпозиционного поля $\vec{e}(t)$, определяемого выражением

$$\vec{A}(t) = \vec{e}_1 A_1(t) + \vec{e}_2 A_2(t) = \vec{e}(t) A(t),$$
(41)

в общем случае меняется во времени.

В целях наглядности и большей простоты интерпретации рассмотрим, например, следующий частный случай. Положим, что вектор \vec{e}_1 направлен вдоль оси *Z* в лабораторной системе отсчета, а вектор \vec{e}_2 лежит в плоскости (*y*,*z*) и составляет угол θ_0 с направлением оси *z*. В этом случае вектора $\vec{A}_{1,2}(t)$ имеют вид

$$\vec{A}_{1}(t) = \{0, 0, A_{1}(t)\}, \quad \vec{A}_{2}(t) = \{0, A_{2}(t)\sin\theta_{0}, A_{2}(t)\cos\theta_{0}\}.$$

Вектор $\vec{A}(t)$ в этом случае будет всегда лежать в плоскости (*y*,*z*) и составлять с осью z выбранной системы координат угол $\theta(t)$, определяемый выражением

$$\theta(t) = \arctan \frac{A_2(t)\sin\theta_0}{A_1(t) + A_2(t)\cos\theta_0}.$$
(42)

При этом вектор $\vec{e}(t)$ и величина вектора $\vec{A}(t)$ определяются выражениями

$$\vec{e}(t) = \{0, \sin\theta(t), \cos\theta(t)\}, \quad A(t) = A_1(t)\cos\theta(t) + A_2(t)\cos(\theta_0 - \theta(t)).$$
(43)

Как видно, угол $\theta(t)$ не зависит от времени лишь в двух случаях: (а) когда не зависит от времени отношение $\frac{A_1(t)}{A_2(t)}$, (б) в случае коллинеарной поляризации падающих волн $\theta_0 = \pi n$.

Если угол $\theta(t)$, определяемый формулой (42), зависит от времени, то поляризация суммарного поля (41) перестает быть линейной. В иллюстративных целях на рисунке 3 а-г показаны траектории описываемые концом вектора $\vec{A}(t)$ в следующих случаях: a) $\omega_1 = \omega_2$, $t_1 = t_2 = 0$; б) $\omega_1 = \omega_2$, $t_1 = 0$, $\omega_2 t_2 = 0.5$; в) $\omega_2 = 2\omega_1$, $t_1 = t_2 = 0$; г) $\omega_2 = 2\omega_1$, $t_1 = 0$, $\omega_2 t_2 = 0.5$. Во всех случаях полагалось: $a_1 = 1$, $a_2 = 0.2$ И $\theta_0 = \pi/2$.



Рис. 3. Траектория движения конца вектора в случаях: а) $\omega_1 = \omega_2$, $t_1 = t_2 = 0$; б) $\omega_1 = \omega_2$, $t_1 = 0$, $\omega_2 t_2 = 0.5$; в) $\omega_2 = 2\omega_1$, $t_1 = t_2 = 0$; г) $\omega_2 = 2\omega_1$, $t_1 = 0$, $\omega_2 t_2 = 0.5$. Во всех случаях полагалось: $a_1 = 1$, $a_2 = 2$ и $\theta_0 = \pi/2$. Длительность импульсов соответствует 3 осцилляциям поля

Как видно, поляризация суперпозиционного поля является линейной лишь в случае одинаковости временных профилей импульсов, т.е. при совпадении несущих частот, длительности и времен задержки импульсов. В случае $\omega_1 = \omega_2$ введение временной задержки между импульсами приводит к тому, что поляризация суперпозиционного поля становится близкой к эллиптической, однако, ввиду временной зависимости огибающей импульса ось эллипса прецессирует во времени. В случае $\omega_2 = 2\omega_1$ направление вектора поляризации суперпозиционного поля всегда зависит от времени, а введение временной задержки существенно влияет на вид зависимости $\vec{e}(t)$.

Временная динамика поляризации суперпозиционного поля отражается, естественно, и на поле отклика атома.

1.2. Отклик ансамбля атомов – интерференционная модель отклика среды

В случае ансамбля идентичных атомов плотность заряда и тока имеют вид

$$\rho(\vec{r},t) = \sum_{i} \rho_i \left(\vec{r} - \vec{r}_i, t - t_i\right), \tag{44}$$

$$\vec{j}(\vec{r},t) = \sum_{i} \vec{j}_{i}(\vec{r} - \vec{r}_{i}, t - t_{i}), \qquad (45)$$

где \vec{r}_i – положение центра масс *i*-го атома, а t_1 – время прихода лазерного импульса в точку расположения *i*-го атома. Формулы для Фурье-компонент поперечной и продольной компонент поля отклика принимают в этом случае следующий вид

$$\vec{E}_{\perp}(\vec{r},\omega) = -\frac{i\omega}{c^2} \sum_{i} \int \frac{\left[\vec{n}_i' \left[\vec{n}_i' \vec{j}_i\left(\vec{r}',\omega\right)\right]\right]}{\left|\vec{r}-\vec{r}_i-\vec{r}'\right|} \exp\left[i\frac{\omega}{c}\left|\vec{r}-\vec{r}_i-\vec{r}'\right|+i\omega t_i\right] dV', \quad (46)$$

$$\vec{E}_{\parallel}(\vec{r},\omega) = \sum_{i} \int \frac{\vec{n}_{i}'}{\left|\vec{r}-\vec{r}_{i}-\vec{r}'\right|^{2}} \left(\rho_{i}\left(\vec{r}',\omega\right) + \frac{1}{c}\vec{n}_{i}'\vec{j}_{i}\left(\vec{r}',\omega\right)\right) \times \exp\left[i\frac{\omega}{c}\left|\vec{r}-\vec{r}_{i}-\vec{r}'\right| + i\omega t_{i}\right] dV',$$
(47)

где $\vec{n}'_i = (\vec{r} - \vec{r}_i - \vec{r}') / |\vec{r} - \vec{r}_i - \vec{r}'|$. В приближении модели точечного атома ($|\vec{r} - \vec{r}_i| >> a_B$, где a_B – боровский радиус) получаем

$$\vec{E}_{\perp}(\vec{r},\omega) = -\frac{i\omega}{c^2} \sum_{i} \frac{1}{R_i} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R_i\right) \int \left[\vec{n}_i \left[\vec{n}_i \vec{j}_i \left(\vec{r}',\omega\right)\right]\right] \exp\left[i\left(\omega t_i - \frac{\omega}{c}\vec{n}_i \vec{r}'\right)\right] dV', \quad (48)$$

$$\vec{E}_{\parallel}(\vec{r},\omega) = \sum_{i} \frac{\vec{n}_{i}}{R_{i}^{2}} \exp\left(i\frac{\omega}{c}R_{i}\right) \int \left(\rho_{i}\left(\vec{r}',\omega\right) + \frac{1}{c}\vec{n}_{i}\vec{j}_{i}\left(\vec{r}',\omega\right)\right) \exp\left[i\left(\omega t_{i}-\frac{\omega}{c}\vec{n}_{i}\vec{r}'\right)\right] dV'.$$
(49)

где $\vec{R}_{i} = \vec{r} - \vec{r}_{i}$ и $\vec{n}_{i} = \vec{R}_{i}/R_{i}$.

Наконец, в дальней зоне излучения, которая определяется условием $|\vec{r}| \gg |\vec{r}_i|$, получаем

$$\vec{E}_{\perp}(\vec{r},\omega) = -\frac{i\omega}{c^2} \frac{\exp(i\omega r)}{r} \sum_{i} \exp\left[i\left(\omega t_i - \frac{\omega}{c}\vec{n}\vec{r}_i\right)\right] \times \\ \times \int \left[\vec{n}\left[\vec{n}\vec{j}_i(\vec{r}',\omega)\right]\right] \exp\left(-i\frac{\omega}{c}\vec{n}\vec{r}'\right) dV',$$
(50)

$$\vec{E}_{\parallel}(\vec{r},\omega) = \frac{\vec{n}}{r^{2}} \exp\left(i\frac{\omega}{c}r\right) \sum_{i} \exp\left[i\left(\omega t_{i} - \frac{\omega}{c}\vec{n}\vec{r}_{i}\right)\right] \times \\ \times \int \left(\rho_{i}\left(\vec{r}',\omega\right) + \frac{1}{c}\vec{n}\vec{j}_{i}\left(\vec{r}',\omega\right)\right) \exp\left(-i\frac{\omega}{c}\vec{n}\vec{r}'\right) dV',$$
(51)

где $\vec{n} = \vec{r}/r$.

В случае идентичности атомов среды и в предположении о неизменности формы профиля лазерного импульса имеем

$$\rho_i(\vec{r},\omega) = \rho_0(\vec{r},\omega), \quad \vec{j}_i(\vec{r},\omega) = \vec{j}_0(\vec{r},\omega), \quad (52)$$

тогда формулы (50-51) принимают вид

$$\vec{E}_{\perp}(\vec{r},\omega) = -\frac{i\omega}{c^2} \frac{\exp(i\omega r)}{r} f\left(\vec{k},\vec{k}_0\right) \int \left[\vec{n}\left[\vec{n}\vec{j}_0\left(\vec{r}',\omega\right)\right]\right] \exp\left(-i\vec{k}\vec{r}'\right) dV',\tag{53}$$

$$\vec{E}_{\parallel}(\vec{r},\omega) = \frac{\vec{n}}{r^2} \exp\left(i\frac{\omega}{c}r\right) f\left(\vec{k},\vec{k}_0\right) \int \left(\rho_0\left(\vec{r}',\omega\right) + \frac{1}{c}\vec{n}\vec{j}_0\left(\vec{r}',\omega\right)\right) \exp\left(-i\vec{k}\vec{r}'\right) dV'.$$
(54)

Форм-фактор $f(\vec{k},\vec{k}_0)$ определяется выражением

$$f\left(\vec{k},\vec{k}_{0}\right) = \sum_{i} g_{\omega}\left(\vec{r}\right) \exp\left[i\left(\omega t_{i}-\frac{\omega}{c}\vec{n}\vec{r}_{i}\right)\right] = \sum_{i} g_{\omega}\left(\vec{r}\right) \exp\left[i\frac{\omega}{c}\left(\vec{n}_{0}\left(\omega_{0}\right)-\vec{n}\left(\omega\right)\right)\vec{r}_{i}\right],\quad(55)$$

где $\vec{n}(\omega) = \vec{k}c/\omega$ и $\vec{n}_0(\omega_0) = \vec{k}_0c/\omega_0$.

При выводе (55) мы воспользовались следующими соображениями.

Во-первых, время t_i в (44–45) определяется фазой поля накачки в месте расположения *i*-го атома $\Phi_i(\vec{r},t) = \omega_0 t_i - \vec{k}_0 \vec{r}_i$, где \vec{k}_0 – волновой вектор поля накачки, а ω_0 – частота. Таким образом, $t_i = \frac{\vec{k}_0 \vec{r}_i}{\omega_0}$.

Во-вторых, при учете наличия макроскопической среды необходимо учесть наличие дисперсии, поэтому вектора $\vec{n}(\omega)$ и \vec{n} не совпадают, поскольку фазовая скорость распространения поля на частоте ω отличается от скорости света, т.е. $|\vec{n}(\omega)| \neq |\vec{n}|$.

В-третьих, появление фактора $g_{\omega}(\vec{r})$ в (55) связано с тем, что плотность атомного тока на частоте гармоники $h = \omega/\omega_0$ пропорциональна, как минимум, напряженности лазерного импульса в степени E_0^h . Реально, с ростом напря-

женности лазерного импульса количество слагаемых в степенном ряду, определяющем величину атомного тока на частоте гармоник, существенно растет с приближением амплитуды лазерного импульса к внутриатомным значениям. Поскольку профиль лазерного пучка не является прямоугольным, то амплитуда воздействующей волны различна в разных частях поперечного и продольного профиля лазерного поля.

Таким образом, в рамках приближения заданного поля накачки получаем

$$\vec{E}_{\perp}(\vec{r},\omega) = -\frac{i\omega}{c^2} \frac{\exp(i\omega r)}{r} f(\vec{k},\vec{k}_0) \Big[\vec{n} \Big[\vec{n}\vec{j}_0(\vec{k},\omega) \Big] \Big],$$
(56)

$$\vec{E}_{\parallel}(\vec{r},\omega) = \frac{\vec{n}}{r^2} \exp\left(i\frac{\omega}{c}r\right) f\left(\vec{k},\vec{k}_0\right) \left(\rho_0\left(\vec{k},\omega\right) + \frac{1}{c}\vec{n}\vec{j}_0\left(\vec{k},\omega\right)\right),\tag{57}$$

где введены пространственные Фурье компоненты четырех – вектора плотности тока

$$j_{\mu}(\vec{k},\omega) = \int j_{\mu}(\vec{r},\omega) \exp(-i\vec{k}\vec{r}) dV$$

Следует отметить, что в протяженных средах предположение о неизменности профиля лазерного импульса никогда строго не выполняется. В случае одночастотного поля накачки это связано с отличием фазовой и групповой скоростей импульса, что приводит к зависимости времени задержки импульса от положения атома в ансамбле. В случае многочастотного поля накачки в дополнение к указанным причинам существенную роль начинает играть дисперсия, приводящая к серьезному изменению как фазовых, так и групповых скоростей, составляющих импульса накачки. В следствии чего, атомные токи $\vec{j}_i(\vec{r},\omega)$ начинают зависеть от положения атома (т.е. от векторов \vec{r}_i), поскольку групповые скорости компонент также в общем случае различны. Следовательно, пространственно – временной профиль импульса изменяется по мере его распространения в среде.

В длинноволновом приближении ($\frac{\omega}{c}a_B <<1$) формула (48) принимает вид:

$$\vec{E}(\vec{r},\omega) = -\frac{i\omega}{c^2} \sum_{i} \left[\vec{n}_i \left[\vec{n}_i \vec{J}_i(\omega) \right] \right] \frac{1}{R_i} \exp\left(i\frac{\omega}{c} R_i \right),$$
(58)

где $\vec{J}(\omega) = \int \vec{j}(\vec{r},\omega) dV$.

Формула (58) определяет напряженность поля отклика макроскопического ансамбля атомов в произвольной точке наблюдения, расположенной как внутри ансамбля, так и вне него. Действительно, единственные приближения, которые использовались при выводе (58) состоят в том, что (i) размер атомных оболочек много меньше длины волны испускаемого излучения и (ii) расстояние до точки наблюдения много больше размеров атома. Эти приближения, конечно же, вносят определенные ограничения на положение точки наблюдения, однако, они часто являются несущественными.

Перейдем теперь к выводу формул для дальней зоны наблюдения. В этом случае полагается, что $|\vec{r}| >> |\vec{r_i}|$, т.е. расстояние до точки наблюдения много больше линейных размеров ансамбля. С учетом вышесказанного из (58) получаем

$$\vec{E}(\vec{r},\omega) = -\frac{i\omega}{c^2} \frac{1}{r} \exp\left(i\frac{\omega}{c}r\right) \sum_i \left[\vec{n}\left[\vec{n}\vec{J}_i(\omega)\right]\right] \exp\left(-i\vec{k}\vec{r}_i\right),\tag{59}$$

где $\vec{k} = \frac{\omega}{c} \frac{\vec{r}}{r}$.

Формула (58) будет использоваться для расчета отклика протяженных газовых сред в рамках интерференционной модели. Эта модель выглядит следующим образом. Среда представляет собой набор невзаимодействующих друг с другом атомов, расположенных, в общем, случае, в цилиндре, ориентированным вдоль направления распространения лазерного излучения, длины L и радиусом R (двумерная проекция области локализации атомов представлена на рисунке 4). Фотоэмиссионные отклики атомов рассчитываются с помощью представленной выше непертурбативной теории. Спектральные компоненты генерируемого одиночными атомами излучения «суммируются» с помощью формулы (58) при расчете величины поля в определенной точке пространства в ближней зоне и с помощью формулы (59) – при расчете величины поля в дальней зоне. Формулы учитывают интерференцию вкладов от различных источников поля.



Рис. 4. Схематическое изображение газа (серый прямоугольник) с атомами (черные кружки), генерирующими электромагнитное поле (красные стрелки указывают две его проекции).
 Черными сплошными стрелками и черными пунктирными стрелками обозначены две проекции поля, повернутые друг относительно друга на угол поворота а,

Таким образом, интерференционная модель обладает сочетанием уникальных преимуществ: она позволяет рассчитывать отклик среды, учитывая отклики одиночных атомов, рассчитанных квантово-механически с использованием разработанного непертурбативного теоретического подхода. Это позволяет прослеживать модификации фотоэмиссионных спектров при распространении лазерного излучения в среде, сохраняя особенности спектра отклика одиночных атомов, что становится критически важно при исследовании нелинейно-оптических явлений, в частности, при описании генерации ТГц излучения. Вместе с тем, интерференционная модель может служить альтернативой моделям сред, которые используют тензоры нелинейной восприимчивости среды, определенных, как правило, феноменологически. Преимуществом интерфе-
ренционной модели среды является то, что нелинейности среды имеют квантово-механическую, а не феноменологическую природу.

В общем случае воздействия многочастотного произвольно поляризованного лазерного поля, отклик среды имеет 3 проекции на перпендикулярные оси. Предположим для начала, что лазерное поле линейно поляризованное, направление поляризации совпадает с направлением углового момента атома. Тогда и ток атомного отклика, и соответствующее ему генерируемое электрическое поле обладают линейной поляризацией. Одиночный атом в данном случае является источником сферической волны, соответственно величина поля может быть рассчитана для любой точки пространства, окружающую среду с помощью формулы (58). Зафиксировав точку наблюдения, можно рассчитать отклик ансамбля атомов, расположенных в среде, с использованием векторного сложения соответствующих напряженностей полей. Технически, это реализуется суммированием двух проекций напряженности поля на перпендикулярные оси, генерируемых одиночным атомом в точке наблюдения с последующим вычислением интенсивности излучения. В случае взаимодействия протяженной среды с полем, поляризация которого имеет двумерное распределение (например, эллиптически поляризованное одночастотное поле, или двухчастотное лазерное поле, состоящее из двух линейно поляризованных компонент, направления поляризации которых составляют ненулевой угол), генерируемое одиночным атомом поле может быть представлено двумя проекциями на перпендикулярные оси $E_{xj} = |E_{xj}| e^{i\sigma_{xj}}$ и $E_{yj} = |E_{yj}| e^{i\sigma_{yj}}$ (см. рисунок 4). С использованием (58) можно найти две проекции суммарного поля в заданной точке площадки для каждой проекции (х- и у-) поля в отдельности (см. рисунок 4 где показаны две проекции только для у- компоненты поля, две другие проекции для х- компоненты поля лежат в перпендикулярной плоскости). В результате две проекции одноатомного отклика поля трансформируются в четыре при рассмотрении задачи отклика протяженных газовых сред. Но поворот двух перпендикулярных осей на угол может уменьшить количество проекций. Действительно, если мы повернем оси yz- на угол α , то проекции генерируемого поля на новые y'z'- оси станут равными

$$E_{v'} = E_v \cos \alpha + E_z \sin \alpha, \quad E_{z'} = -E_v \sin \alpha + E_z \cos \alpha.$$

Если угол поворота выбрать следующим образом $\tan \alpha_y = \frac{E_z}{E_y}$, то $E_{z'} = 0$,

а $E_{y'}$ будет иметь вид $E_{y'} = E_y \cos\left(\arctan\left(\frac{E_z}{E_y}\right)\right) + E_z \sin\left(\arctan\left(\frac{E_z}{E_y}\right)\right)$.

В результате только одна комплексная проекция имеет ненулевое значение. При выполнении следующей процедуры с двумя другими проекциями (с соответствующими *x*- компонентам откликов атомов) мы будем иметь только одну проекцию поля в точке наблюдения, которая имеет вид

$$E_{x'} = E_x \cos\left(\arctan\left(\frac{E_z}{E_x}\right)\right) + E_z \sin\left(\arctan\left(\frac{E_z}{E_x}\right)\right).$$

Таким образом, можно добиться, чтобы комплексных проекций поля в каждой точке пространства было всего две. Используя это преобразование, можно охарактеризовать параметры генерируемого поля (интенсивность, эллиптичность, угол поляризации). Описанной выше интерференционной моделью мы будем пользоваться при расчете отклика в ТГц диапазоне.

Как отмечалось выше, дисперсия света в среде приводит к серьезному изменению как фазовых, так и групповых скоростей составляющих импульса накачки. Так, например, для двухчастотного лазерного импульса, образованного излучением на частотах ω_0 и $2\omega_0$ за счет дисперсии при распространении в среде возникают дополнительные фазовые набеги $\varphi_1 = \vec{k_1}\vec{r} = \frac{\omega_0}{c}n_1(\omega_0)z$, $\varphi_2 = \vec{k_2}\vec{r} = \frac{2\omega_0}{c}n_2(2\omega_0)z$, где $n_{1,2}$ – показатели преломления атомной среды на основной частоте лазерного импульса и на частоте второй гармоники, соответственно. В результате чего, появляется разность фаз, которая зависит от координаты в среде:

$$\Delta \varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\omega_0}{c} \left(n_1(\omega_0) - n_2(2\omega_0) \right) z.$$

В результате чего, атомный ток оказывается промодулированным по длине среды с пространственной частотой

$$\Lambda = \frac{\pi c}{\omega_0} \frac{1}{n_1(\omega_0) - n_2(2\omega_0)} \tag{60}$$

Таким образом, в случае протяженной атомной среды различные атомы ансамбля находятся в различных условиях. Эти различия связаны со следующим. Во-первых, поперечная неоднородность лазерного пучка приводит к тому, что амплитуда воздействующего поля оказывается зависящей от координаты в плоскости поперечной к направлению волнового вектора двухчастотного лазерного поля. Во-вторых, эффекты пространственной дисперсии приводят к тому, что амплитуда тока атомного отклика оказывается промодулирована вдоль направления распространения лазерного пучка. В третьих, эффекты пространственной дисперсии приводят не только к амплитудной модуляции атомного отклика, но и к фазовой задержке

$$\Delta \varphi = 2\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\omega_0}{c} \left(n_1(\omega_0) - n_2(2\omega_0) \right) z , \qquad (61)$$

поэтому, поле отклика протяженной атомной среды в дальней зоне принимает вид

$$\vec{E}(\vec{r},\omega) = -\frac{i\omega}{c^2} \frac{1}{r} \left[\vec{n} \left[\vec{n} \vec{J}(\omega,\vec{k}) \right] \right],$$

где $\vec{J}(\omega, \vec{k}) = \sum_{i} \vec{J}_{i}(\omega) \exp\left[i\left(\Delta\varphi_{i} - \vec{k}\vec{r}_{i}\right)\right].$

Полагая, что плотность атомов в пределах ансамбля однородна, получаем

$$\vec{J}(\omega,\vec{k}) = \vec{J}_0(\omega) \int_0^\infty d\rho \rho \int_0^{2\pi} d\varphi \exp\left(-\frac{\rho^2}{d^2}\right) \exp\left(i\Delta \vec{k}_\perp \vec{\rho}\right) \int_{-L/2}^{L/2} dz f(z) \exp\left(i\Delta k_\parallel z\right), \quad (62)$$

где $\vec{J}_0(\omega)$ – ток отклика одиночного атома, находящегося на оси пучка лазерного поля и при нулевой задержке импульсов двухчастотного поля; d – поперечный размер лазерного пучка; L – продольный размер атомной среды. С учетом (61), для $\Delta \vec{k}$ получаем

$$\Delta \vec{k} = 2\vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k} \; .$$

Функция f(z) в (62) описывает периодический пространственный профиль отклика атомной среды с пространственным периодом (60). Как показывают численные расчеты, этот профиль хорошо аппроксимируется следующим выражением

$$f(z) = |\sin(Kz)|, \tag{63}$$

где $K = 2\pi/\Lambda$ и Λ – пространственный период профиля. Подставляя (63) в (62) и проводя интегрирование, получаем

$$\vec{J}(\omega,\vec{k}) = \vec{J}_0 \frac{\pi d^2 K}{K^2 - \Delta k_{\parallel}^2} \exp\left(-\frac{\Delta k_{\perp}^2 d^2}{4}\right) \frac{\sin\left(\Delta k_{\parallel} \Lambda \frac{N+1}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\Delta k_{\parallel} \Lambda}{2}\right)} \times \exp\left(i\Delta k_{\parallel} \Lambda \frac{N}{2}\right) \left(1 + \exp\left(i\frac{\Delta k_{\parallel} \Lambda}{2}\right)\right)^2, \quad (64)$$

где $T = L/\Lambda$.

В виду поперечной ограниченности падающего лазерного пучка, лазерное поле в области атомной среды представляет собой суперпозицию плоско-волновых компонент с характерной поперечной шириной $\Delta k_1 = \pi/d$. С другой стороны, в виду продольной пространственной периодичности поля отклика атомной среды мы имеем

$$k_{\parallel}^{(n)} = k_{\parallel}^{(0)} + \frac{2\pi n}{\Lambda},$$

где $k_{\parallel}^{(0)}$ – проекция волнового вектора падающего поля на направление его распространения. Таким образом, результирующий угловой спектр генерируемого излучения на частоте $\omega = 2\pi c/\lambda$ зависит от соотношения длины волны λ и параметров d и Λ и представляет собой, в общем случае, суперпозицию вложенных конусов.

Разработанный непертурбативный теоретический подход и интерференционная модель были успешно апробированы с помощью сравнения полученных результатов численных исследований с соответствующими экспериментальными результатами по исследованию особенностей генерации гармоник в газах (Ar, Ne, Xe, Xe+CO₂) [64–67], в плазме (Ag, In) [68–72], в газо-кластерных смесях (Ar) [73], а также по генерации ТГц излучения (CO₂) [12]. Кроме того, получен ряд пионерских результатов в области генерации гармоник высокого порядка и ТГц излучения.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ОСОБЕННОСТЕЙ ГЕНЕРАЦИИ ТГЦ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВУХЧАСТОТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

Исследуем отклик атома аргона на воздействие двухчастотного лазерного поля, образованного линейно поляризованными первой и второй гармониками Ti: Sapphire лазера ($\lambda = 800$ нм), параметры которого $\mu_{01} = 0.1$, $\mu_{02} = 0.1$, $\tau_1 = \tau_2 = 26.6 fs$, $\theta = \frac{21\pi}{48}$, $t_{02} - t_{01} = 0$. Решим предварительно ограниченную по количеству уравнений систему уравнений (19–20) и рассчитаем спектр тока атомного отклика с помощью (37) и (39). На рисунке 5 (а)

представлена динамика населенности уровней атома аргона, учтенных в его модели (синей кривой представлена динамика населенности основного состояния атома (3p), красной кривой представлена динамика суммы населённостей всех 12 возбужденных уровней модельной структуры атома). Видно, что в центре импульса, когда мгновенная амплитуда поля достигает своих максимальных значений, населенности возбужденных уровней становятся сравнимы по величине с населенностью основного состояния атома, следовательно, они вносят соизмеримый вклад при формировании тока атомного отклика и генерации когерентного излучения.



Рис. 5. Динамика населенности уровней атома аргона (синяя кривая описывает динамику основного состояния, красная кривая – суммарную динамику населенностей всех учтенных возбужденных состояний атома аргона, вычисленного для двухчастотного лазерного поля, характеризующегося следующими параметрами

$$\mu_{01} = 0.1, \quad \mu_{02} = 0.1, \quad \tau_1 = \tau_2 = 26.6 \, fs, \quad \theta_0 = \frac{21\pi}{48}, \quad t_{02} - t_{01} = 0 \, (a),$$

$$\mu_{01} = 0.3, \quad \mu_{02} = 0.3, \quad \tau_1 = \tau_2 = 26.6 \, fs, \quad \theta_0 = 0, \quad t_{02} - t_{01} = 0 \, (b),$$

При увеличении амплитуды компонент двухчастотного поля (см. рисунок 5 б) суммарная населённость возбужденных уровней может превосходить населённость основного состояния, следовательно, их вклад в формирование тока атомного отклика становится принципиальным. Расчет амплитуд населенностей уровней атома позволяет также восстановить динамику волновой функции исходного нестационарного уравнения Шредингера (1). На рисунке 5 б распределения модуля волновой функции $|\psi(r,t)|^2$ в конкретные моменты времени (по осям отложены расстояния в единицах боровских радиусов). Представленные распределения наглядно демонстрируют сложную динамику изменения волновой функции, а также то, что ее пространственные размеры в определенные моменты времени существенно превосходят область распределения волновой функции основного состояния в начальный момент времени.





$$\mu_{01} = 0.1, \quad \mu_{02} = 0.1, \quad \tau_1 = \tau_2 = 26.6 \, fs, \quad \theta_0 = \frac{21\pi}{48}, \quad t_{02} - t_{01} = 0$$

С помощью (37) и (39) рассчитаем плотность тока атомного отклика. Временная динамика плотности тока атомного отклика представлена на рисунке 6. Видно, что плотность тока повторяет симметрию поля, он имеет ненулевые две проекции на перпендикулярные оси. Фотоэмиссионный спектр отклика одиночного атома, полученный с помощью Фурье-преобразования плотности тока, представленного на рисунке 6, представлен на рисунке 7 (а) синей кривой с треугольниками. В виду того, что поляризации компонент двухчастного лазерного поля неколлинеарны друг другу, фотоэмиссионный спектр содержит в себе обе проекции поля на оси z и y (плоскость поляризации лазерного поля схематически представлена на вставке рисунке 7 б), которые изображены черной кривой с квадратами и красной кривой с кружками, соответственно. Фотоэмиссионный спектр (и его проекции) состоят из последовательности нечетных и четных гармоник поля. Важно отметить, что несмотря на близость угла между компонентами двухчастотного поля к $\pi/2$, в обоих проекциях спектра присутствуют как четные, так и нечетные гармоники поля.



Рис. 7. Фотоэмиссионный спектр отклика атома (синяя кривая с треугольниками), и его проекии на перпендикулярные оси (черная кривая с квадратами и красная кривая с кружками) (а) и его длинноволновая часть (б), рассчитанный для атома аргона, взаимодействующего с лазерным полем, параметры которого

$$\mu_{01} = 0.1, \quad \mu_{02} = 0.1, \quad \tau_1 = \tau_2 = 26.6 \, fs, \quad \theta = \frac{21\pi}{48}, \quad t_{02} - t_{01} = 0.$$

Фотоэмиссионный спектр отклика атома, представленный на рисунке 7 также содержит ненулевой сигнал на «нулевой» частоте. Поскольку длительности воздействующих лазерных импульсов составляют десятки фемтосекунд, «нулевая» частота ассоциируется с ТГц излучением. Чтобы это доказать, временной интервал расчета плотности тока атомного отклика был существенно расширен (чтобы увеличить частоту дискретизации спектра), в результате чего, удалось визуализировать спектр «нулевой» гармоники, который (вместе с проекциями на перпендикулярные оси) представлен на рисунке 7 б. Таким образом, в численных экспериментах было показано, что при взаимодействии одиночного атома в двухчастотным лазерным полем фемтосекундной длительности помимо спектра гармоник высокого порядка генерируется ТГц излучение.

2.1. Природа генерации ТГц излучения одиночными атомами

Представленные на рисунке 7 результаты расчета отклика модельного атома аргона наглядно демонстрируют, что ТГц излучение эффективно генерируется даже в том случае, когда двухчастотное лазерное поле взаимодействует с одиночным атомом. Очевидно, что для объяснения природы генерации ТГц излучения одиночным атомом нельзя апеллировать к нелинейности макроскопических токов плазмы (см., например [37]). Кроме того, модельная структура уровней атома аргона, которая использовалась для получения результатов, представленных на рисунке 7, не учитывает вклад населенностей квазиуровней непрерывного спектра атома. Таким образом, в этом случае механизм ТГц излучения может быть связан только с чисто внутриатомной нелинейностью. Обратимся к (36), чтобы проиллюстрировать механизм генерации ТГц излучения. Расчеты в этом случае показывают (см. рисунке 5 а), что в слабых лазерных полях преимущественно заселено основное состояние атома (у атома аргона, ТГц отклик которого будет исследоваться в настоящей главе, таким состоянием является уровень 3p), поэтому атомный ток (36) имеет вид

$$\vec{J}(t) \simeq \frac{q}{m} \sum_{n,m} V_{3p,n}^{-1}(t) \vec{p}_{nm} V_{m,3p}(t).$$
(65)

Наибольший вклад при расчете тока атомного отклика будет давать матричный элемент дипольно-разрешенного перехода 3p-4s:

$$V_{3p4s}(t) = \frac{-442368\sqrt{2\mu(t)}}{(49+144\mu(t)^2)^7} \times (16807 - 98784\mu(t)^2 + 62208\mu(t)^4)(91 + 576\mu(t)^2(-13 + 36\mu(t)^2)).$$
(66)

Положим $\mu(t) = \mu_{01} \cos(\omega_0 t) + \mu_{02} \cos(2\omega_0 t)$, где ω_0 – частота лазерного поля. Т.е. рассмотрим взаимодействие атома аргона с двухчастотным лазерным полем, образованным первой и второй гармониками лазерного источника.

Оператор \hat{V} можно представить в виде следующей суммы:

$$\hat{V} = e^{-i\frac{q}{\hbar c}\vec{A}(t)\vec{r}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-i)^n}{n!} \left(\frac{q\vec{A}\vec{r}}{\hbar c}\right)^n$$

Рассчитаем матричные элементы $\langle 3_{S} | r^{n} | 4_{p} \rangle$ и получим следующее выражение для (66):

$$V_{3p4s}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i(-1+(-1)^n)(-i\mu(t))^n}{31104\sqrt{2}(2+n)n!} 2^{15+2n} 3^{6+n} 7^{-8-n} (-91+n(277+9n(29+(67))+(9+2n)))) \Gamma(4+n).$$

Подставив явный вид $\mu(t)$, проведем суммирование первых 9 слагаемых (67) и выделим отдельно часть матричного элемента, не зависящую от времени:

$$V_{3p4s} \approx -1.42 \cdot 10^{-5} \mu_{01}^2 \mu_{02} \cdot (-8084167 + 514982160 \mu_{02}^2 + 480(167203440 \mu_{01}^6 + +270 \mu_{02}^4 (-99911 + 1548180 \mu_{02}^2) + 135 \mu_{01}^4 (-99911 + 9495504 \mu_{02}^2) + \mu_{01}^2 (715253 + 540 \mu_{02}^2 (-99911 + 3096360 \mu_{02}^2)))) + B \cos \omega_0 t + ...$$
(68)

Члены на «нулевой» частоте определяют амплитуду ТГц сигнала в спектре атомного отклика. Видно, что «нулевая» частота существует в фотоэмиссионных спектрах отклика атома при любых ненулевых значениях μ_1 и μ_2). Можно показать, что матричные элементы, рассчитанные для других переходов, также будут иметь члены, не зависящие от времени. Следовательно, ток атомного отклика (65) также будет иметь «нулевую» компоненту. Эти рассуждения доказывают, что при взаимодействии двухчастотных лазерных полей, образованных первой и второй гармониками лазерного источника, в фотоэмиссионных спектрах отклика атома должен присутствовать ТГц сигнал. Обратим внимание, что в данном случае анализ проводился для матричного элемента оператора \hat{V} , вычисленного для внутриатомного перехода 3p-4s, и в рассуждениях не обсуждаются вклады населенностей квазиуровней непрерывного спектра атома, это означает, что проведенные рассуждения также объясняют генерацию ТГц излучения в доионизационном режиме взаимодействия (когда вкладом населенностей квазиуровней непрерывного спектра атома можно пренебречь).

Обобщение анализа разложения матричного элемента V_{3p4s} в ряд (68) на случай произвольных частот компонент двухчастотного поля позволяет показать, при каких соотношениях частот компонент двухчастотного поля в фотоэмиссионном спектре отклика атома будет наблюдаться ТГц сигнал. ТГц сигнал будет присутствовать при воздействии двухчастотного поля, образованного нечетной и четной гармониками лазерного поля ($\omega_1 = 2q\omega_0, \omega_2 = (2p + 1)\omega_0, q, p \in N$) или только четными гармониками поля ($\omega_1 = 2q\omega_0, \omega_2 = 2 p\omega_0, q, p \in N$). Вместе с тем, использование только нечетных гармоник поля ($\omega_1 = (2q + 1)\omega_0, \omega_2 = (2p + 1)\omega_0, \omega_2 = ($

2.2. Угол между компонентами двухчастотного лазерного поля как эффективный управляющий параметр характеристик генерируемого ТГц излучения

В виду существенной нелинейности задачи генерации ТГц излучения одиночным атомом, на параметры генерируемого излучения (эффективность генерации ТГц излучения, его поляризационные характеристики и спектр) оказывает влияние вариация практически каждого из параметров двухчастотного лазерного поля (40). Вместе с тем, наиболее интуитивно неочевидным управляющим параметром является угол между поляризациями двухчастотного лазерного поля θ_0 (в результатах численных исследований предполагалось, что атом взаимодействует с двухчастотным лазерным полем, образованным линейно-поляризованными первой и второй гармониками лазерного источника). Действительно, вариация θ_0 не меняет общую энергию лазерного поля, но перераспределяет ее в плоскости поляризации. Вместе с тем, θ_0 является параметром, который может быть использован в эксперименте для оптимизации эффективности генерации излучения [67].

На рисунке 8. представлены ТГц спектры отклика атома, рассчитанные при следующих параметрах воздействующих полей $\mu_{01} = 0.1, \mu_{02} = 0.0316, t_{02} - t_{01} = 0, \tau_{01} = \tau_{02} = 26.6 \phi c$ для $\theta_0 = 5\pi/24$ (кривая с квадратами), $\theta_0 = 21\pi/48$ (кривая с кружками). Видно, что амплитуды низкочастотных составляющих спектров, рассчитанные для разных θ_0 , различаются на порядок.



Рис. 8. ТГц части фотоэмиссионных спектров отклика атома аргона, взаимодействующего с двухчастотным лазерным полем, образованным линейно поляризованными первой и второй гармониками Ti:Sapphire лазера, рассчитанные для различных значений $\theta_0 : \theta_0 = 5\pi/24$ – кривая с квадратами, $\theta_0 = 21\pi/48$ – кривая с кружками. Остальные параметры поля имеют вид: $\mu_{01} = 0.1, \mu_{02} = 0.0316, t_{02} - t_{01} = 0. \tau_1 = \tau_2 = 26.6 \phi c$

На рисунке 9 а показана зависимость интегральной по спектру эффективности генерации ТГц излучения от угла θ_0 , рассчитанная для следующих параметров двухчастотного лазерного поля: $\mu_{01} = 0.1$, $\mu_{02} = 0.0316$, $t_{02} - t_{01} = 0$. $\tau_1 = \tau_2 = 26.6 \phi c$, $\lambda = 800$ нм. Видно, что амплитуда ТГц излучения нелинейно и немонотонно зависит от θ_0 . Следовательно, изменяя этот угол, можно оптимизировать условия эффективной генерации ТГц излучения.

Поскольку двухчастотное лазерное поле при вариации θ_0 в общем случае не обладает линейной поляризацией, направление поляризации генерируемого ТГц-излучения жестко не задано (как в случае, когда поляризации компонент поля сонаправлены). На рисунке 9 б показана зависимость угла между направлением ТГц излучения и направлением поляризации гармоники на основной частоте Ті:Sapphire лазера в зависимости от угла θ_0 . При малых углах θ_0 зависимость носит линейный характер, и направление поляризации ТГц излучения совпадает с направлением поляризации второй гармоники. С последующим ростом угла θ_0 зависимость становится нелинейной. Рисунок 9 б построен в предположении, что генерируемое ТГц излучение линейно поляризовано (что справедливо, как будет показано ниже, для низкочастотной части спектра).



Рис. 9. (а) Интегральная по спектру эффективность ТГц излучения как функция угла θ₀. (б) Угол между направлением поляризации ТГц сигнала и направлением поляризации падающего поля на основной частоте в зависимости от угла θ₀. Расчет проведен для двухчастотного лазерного поля, образованного линейно поляризованными первой и второй гармониками Ti:Sa лазера, задаваемого следующими параметрами: μ₀₁ = 0.1, μ₀₂ = 0.0316, t₀₂ - t₀₁ = 0. τ₁ = τ₂ = 26.6φc

Проведенные численные расчеты, выполненные для других значений длительностей импульсов компонент двухцветного поля, также демонстрируют немонотонную зависимость выхода ТГц излучения как функцию угла между поляризациями компонент двухчастотного поля. На рисунке 10 (а) представлена в полярных координатах зависимость эффективности генерации ТГц излучения от θ_0 , рассчитанная для параметров двухчастотрного поля, равных $\mu_{01} = \mu_{02} = 0.1$, $\tau_1 - \tau_2 = 4.25 \ \phi c$, $t_{02} - t_{01} = 0$. На рисунке 10 (б) представлена зависимость, вычисленная для $\mu_{01} = 0.1$, $\mu_{02} = 0.045$, $\tau_1 = 50 \ \phi c$, $\tau_2 = 35.5 \ \phi c$, $\tau_{02} - \tau_{01} = 0$.



Рис. 10. Зависимость интегральной по спектру эффективности генерации ТГц излучения от θ_0 , рассчитанная при $\mu_{01} = \mu_{02} = 0.1$, $\tau_1 - \tau_2 = 4.25 \ \phi c$, $t_{02} - t_{01} = 0$ (а) и $\mu_{01} = 0.1$, $\mu_{02} = 0.045$, $\tau_1 = 50 \ \phi c$, $\tau_2 = 35.5 \ \phi c$, $\tau_{02} - \tau_{01} = 0$ (б)). Расчеты проводились для двухчастотного лазерного поля, образованного первой и второй гармниками Ti:Sa лазера

Представленные зависимости эффективности ТГц излучения от угла θ_0 вычиленные в широкой области вариации длительностей импульсов, демонстрируют следующие общие черты: (1) зависимости эффективности генерации ТГц излучения нелинейно и немонотонно зависят от угла θ_0 : (2) существуют области углов θ_0 (в общем случае, разные для разных значений параметров двухчастотного поля), при которых эффективность генерации ТГц излучения возрастает. Варьируя θ_0 можно оптимизировать как эффективность генерации ТГц излучения, так и форму его спектра.

Приступим к описанию поляризационных свойств генерируемого ТГц излучения.

На рисунке 11 а представлена ТГц часть фотоэмиссионных спектров отклика атома, вычисленная при различных значениях θ_0 . Параметры двухчастотного лазерного поля (40), образованного первой и второй гармониками Ti:Sa лазера, имею вид: $\mu_{01} = 0.1$, $\mu_{02} = 0.0147$, $\tau_1 = \tau_2 = 30$ фс, $t_{02} - t_{01} = 0$, $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2$. Хорошо видно, что спектры имеют пиковую структуру (с пиками около 10 ТГц), они более или менее симметричны относительно $\theta_0 = \pi/2$, а напряженность поля максимальна, когда угол близок к 0 или π . Последнее совпадает с результатами из [8]. Положение пика на частоте ~11 ТГц связано с атомной нелинейностью, а не с макроскопическими токами плазмы [54].



Рис. 11. Карты напряженности (а) и эллиптичности (б) ТГц поля, генерируемого одиночным атомом, полученные при различных значениях θ_0 . Параметры поля, которые использовались в расчетах, имеют следующий вид: $\mu_{01} = 0.1$, $\mu_{02} = 0.0147$, $\tau_1 = \tau_2 = 30 \, \phi c$, $t_{02} - t_{01} = 0$, $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2$. Расчет проводился для излучения Ti:Sa лазера. Красными звездочками отмечены две пары углов и частот ($\theta_0 = \pi/2$, v = 56 ТГц и $\theta_0 = \pi/4$, v = 29 ТГц), для которых будут представлены результаты расчетов отклика протяженных газовых сред

На рисунке 11 б представлено распределение эллиптичности для различных спектральных компонент от θ_0 . Хорошо видно, что низкочастотная часть спектров (< 20 ТГц) линейно поляризована при всех возможных значениях θ_0 . Ранее это было продемонстрировано экспериментально [8], настоящие же результаты являются квантово-механической их верификацией. На рисунке 11 также видно, что в области спектров > 20 ТГц присутствуют участки повышенной эллиптичности (вплоть до циркулярной), максимальное значение эллиптичности и области участков уменьшаются по мере увеличения ТГц частоты. Красными звездами отмечены значения угла и частоты, для которых будет проводиться исследование отклика протяженной среды (см. ниже).

Природа генерации эллиптически поляризованного высокочастотного ТГц излучения в двухчастотных лазерных полях, образованных линейно поляризованными компонентами, направления поляризации компонент которых составляют ненулевой угол, связана с вкладом каскадных переходов между уровнями с изменением величины проекции орбитального квантового числа $\Delta m = \pm 2$ [65].

Таким образом, мы показали, что угол θ_0 является эффективным управляющим параметром, который позволяет оптимизировать как эффективность генерации ТГц излучения, так и форму его спектра и поляризационные характеристики.

2.3. Временная задержка между импульсами двухчастотного лазерного поля как эффективный управляющий параметр характеристик генерируемого ТГц излучения

Еще одним управляющим параметром задачи, который не меняет, но перераспределяет во времени суммарную энергию лазерного поля, является временная задержка между импульсами. Исследуем его влияние на эффективность генерации ТГц излучения. В численных расчетах зададим параметры двухчастотного поля, образованного линейно поляризованными первой и второй гармониками Ti:Sa лазера, в следующем виде: $\mu_{01} = 0.1, \mu_{02} = 0.0147$, $\tau_1 = \tau_2 = 30 \, \phi c$, $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2$, $\theta_0 = 0$. Согласно расчетам, представленным на рисунке 11, при данных параметрах поля генерируется линейно поляризованное ТГц излучение, максимум спектра кторого приходится на 11 ТГц. На рисунке 12 представлена зависимость амплитуды ТГц поля, рассчитанного для частоты 11 ТГц (красная кривая с кружками), от временной задержки между импульсами. Для сравнения черной кривой с квадратами представлена зависимость, вычисленная для частоты 1 ТГц. Видно, что амплитуда ТГц поля на обоих частотах осциллирует с периодом 660 ас при вариации временной задержки между импульсами. Период осцилляций в точности совпадает с величиной, равной половине периода осцилляций поля на частоте второй гармоники. Это значение вполне предсказуемое, поскольку временная зависимость двухчастотного лазерного поля будет повторяться при изменении временной задержки на эту величину (в предположении большого количества осцилляций поля в импульсе). Действительно, при нулевой задержке между импульсами (при заданных выше параметрах двухчастотного поля) временное распределение двухчастотного поля наиболее ассимметричное относительно горизонтальной оси (см. рисунок 13 а), амплитудные значения двухчастотного поля в центре импульса максимальны. Нарушение симметрии импульса, а также сравнительно большие амплитудные значения двухчастотного поля увеличивают нелинейность отклика и приводят к максимальной эффективности генерации ТГц поля (при заданных значениях параметров поля). Смещение импульсов (огибающих и набивки) на 330 ас приводит к изменению временного профиля двухчастот-

ного поля – он становится более симметричным (то есть, более похожим на одночастотное поле по виду), мгновенные значения амплитуды поля становятся меньше (см. рисунок 13 б). Это приводит к уменьшению нелинейного отклика атома в целом и эффективности генерации ТГц излучения, в частности. Дальшейшее увеличение временной задержки между импульсами на 330 ас приводит к тому, что снова поля складываются так, как это показано на рисунке 13 а, и эффективность генерации ТГц излучения снова достигает своих амплитудных значений. Следует отметить, что представленная на рисунке 12 зависимость амплитуды ТГц поля от временной задержки между импульсами совпадает с эксперментально измеренной зависимостью в [8], в эксперименте задержка между импульсами контролировалась с помощью двух клинов, изготовленных из плавленного кварца. Зарегистрированный период колебаний точно равен 660 ас.



Рис. 12. Зависимость амплитуды ТГц импульса на частоте 11 ТГц (красная кривая с кружками) и 1 ТГц (черная кривая с квадратами) от временной задержки между импульсами, рассчитанными для следующих значений параметров двухчастотного поля, образованного линейно поляризованными первой и второй гармониками Ti:Sa лазера:

$$\mu_{01} = 0.1, \, \mu_{02} = 0.0147, \, \tau_1 = \tau_2 = 30 \phi c, \, \varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2, \, \theta_0 = 0$$



Рис. 13. Схематические изображения временного профиля двухчастотного поля, состоящего из линейно поляризованных первой и второй гармоник Ti:Sa лазера, рассчитанные для следующих значений параметров двухчастотного поля $\mu_{01} = 0.1, \mu_{02} = 0.1, \tau_1 = \tau_2 = 30 \, dpc, \ \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\pi}{2}, \ \theta_0 = 0 \ t_{02} - t_{01} = 0$ (a) и $t_{02} = t_{01} = 330 \ ac(6)$

Исследования показали, что наблюдаемая периодическая зависимость амплитуды ТГц излучения сохраняется при изменении длины волны лазерного источника двухчастотного поля (с соответствующим изменением периода осцилляций), угла между направлениями поляризаций компонент двухчастотного поля, а также присутствует в расчетах, выполненных для других атомов.

Если представить рассчитанные зависимости как функции относительной фазы между импульсами, вычисляемой по формуле $\Phi = 2\omega_0(t_{01} - t_{02}) + 2\varphi_1 - \varphi_2$, то будет видно, что максимум ТГц излучения достигается при одних и тех же значениях относительной фазы двухчастотного поля $\pi \cdot (2n+1)/2$ (где $n \in N$). Положения максимума эффективности генерации ТГц излучения совпадают с измеренными в экспериментах [37, 74–76].

2.4. Соотношение частот двухчастотного поля как эффективный управляющий параметр

Проведены исследования генерации ТГц излучения в двухчастотных лазерных полях, образованных лазерных излучением, соотношение частот (ω_2/ω_1) которого варьировалось. Для этого фиксиовались часть параметров поля ($\mu_{01} = 0.1, \mu_{02} = 0.0147, t_{02} - t_{01} = 0, \theta_0 = 0$), при этом, расчеты проводились для трех значений длин волн лазерного источника ($\lambda = 800$ нм, 2000 нм, 4600 нм), длительность импульса была зафиксирована (в колличествах осцилляций поля $\tau_1 = \tau_2 = 10T_3$, где T_2 – период колебания поля). Результаты расчетов представлены на рисунке 14. Видно, что эффективность генерации ТГц излучения существенно (почти на 2 порядка) возрастает при отклонении частоты второй компоненты двухчастотного поля от величины $2\omega_0$, причем, при условии, что модуль разности частоты второй компоненты и удвоенной частоты первой гармоники лазерного источника лежит в ТГц диапазоне. В этом случае, генерируется ТГц излучение на указанной разностной частоте. Кроме того, амплитуда генерируемого ТГц излучения возрастает при увеличении длины волны лазерного источника. Таким образом, источники среднего ИК диапазона [77] могут быть удобным источником с точки зрения создания мощных перестраеваемых по частоте ТГц импульсов. Действительно, благодаря малой частоте излучения, область вариации соотношения частот ω_2/ω_1 , при которой модуль разности частоты второй компоненты и удвоенной частоты первой гармоники лазерного источника лежит в ТГц диапазоне, увеличивается, что позволяет подстроить соотношение частот для генерации требуемого излучения с увеличенной (по сравнению с более коротковолновыми источниками) амплитудой.



Рис. 14. ТГц части фотоэмиссионных спектров отклика атома аргона, взаимодействующего с двухчастотным лазерным полем, образованным линейно поляризованными первой гармоникой лазерного источника и излучением на заданной частоте, рассчитанная для различных значений соотношений частот компонент поля. Расчет проведен для $\lambda = 800$ нм (а), $\lambda = 2000$ нм (б), $\lambda = 4600$ нм (в). Остальные параметры поля имеют вид: $\mu = 0.1$, $\mu_{02} = 0.0147$, $\tau_{02} - \tau_{01} = 0$, $\theta_0 = 0$, $\tau_1 = \tau_2 = 10T_{\lambda}$

Выше мы подробно остановились на обсуждении влияния параметров лазерного поля, на параметры генерируемого ТГц излучения. Вместе с тем, представленные результаты численных расчетов получены для различных длительностей импульсов, соотношения амплитуд двухчастотных полей, сравнительный анализ представленных зависимостей может позволить сделать общие выводы о влиянии оставшихся, подробно не описанных выше, параметров поля. Так, можно сделать вывод, что величина длительности импульса будет оказывать существенное влияние на ширину ТГц спектра – более широкий спектр ТГц излучения будет генерироваться при воздействии более коротких импульсов, поскольку при уменьшении длительности импульса, ширина его спектрального представления увеличивается, следовательно, область вариации смешения частот ω_0 и $2\omega_0$, необходиомого для генерации ТГц излучения, увеливается. Увеличение амплитуд компонент поля приводит к увеличению общей энергии воздействующего лазерного поля, что приводит к росту нелинейно-оптического отклика одиночного атома в целом, и к росту ТГц излучения, в частности.

2.5. Частотно-угловой спектр ТГц излучения, генерируемого протяженной газовой средой

Временная задержка между импульсами может естественным образом возникать при распространении двухчастотного лазерного излучения в среде, обладающей дисперсией. Действительно, если показатели преломления для излучений на частотах ω_0 и 2 ω_0 не равны друг другу, то импульсы будут распространяться с разными скоростями, формируя временную задерку межд импульсами, зависящую от координаты в среде. Предположим, что импульс распространяется вдоль оси z в положительном направлении. Пусть также, уравнение (40) описывает профиль двухчастотного поля на левой (входной) границе газовой среды. Из-за дисперсии среды фазы компонент двухчастотного поля будут варьироваться при распространении $\varphi_1(z) = \vec{k}_1 \vec{r} = \omega_0 n_1 z/c$, $\varphi_2(z) = \vec{k}_2 \vec{r} = 2\omega_0 n_2 z/c$, где n_{12} – показатели преломления для излучения на частотах ω_0 и $2\omega_0$, соответственно. Зависимость фазы от координаты можно преобразовать в зависимости параметра $t_{01,2}(z)$: $t_{01,2}(z) = t_{01,2} + z \cdot n_{1,2}/c$, для временной задержки между импульсами получаем $\Delta t(z) = \Delta t_0 + z \cdot (n_1 - n_2)/c$. Таким образом, зависимость, представленную на рисунке 12 можно преобразовать в зависимость от бегущей координаты z (см. рисунок 15). Простанственный период осцилляций (Λ) может быть легко вычислен с помощью формулы (60). Для аргона, находящегося при нормальных условиях, $\Lambda \approx 2.7$ см.



Рис. 15. Зависимость, представленная на рисунке 12, в которой временная задержка между импульсами соотнесена с координатой *z* точки внутри газовой среды (верхняя ось), в которой достигается такая величина временной задержки

Исследуем отклик протяженной среды на воздействие двухчастотного лазерного поля, образованного линейно поляризованными первой и второй гармониками Ti:Sa лазера, направляения поляризации которых совпадают ($\theta_0 = 0$). Удобно двухчастотное поле формировать путем пропускания излучения на основной частоте через нелинейный кристалл (для излучения Ti:Sa лазера чаще всего используют кристаллы Barium Borate Oxide (BBO), который преобразует часть излучения лазера во вторую гармонику). После кристалла формируется двухчастотное поле, в котором импульсы сдвинуты на зависящую от ширины нелинейного кристалла величину задержки между импульсами, кроме того, линейно поляризованные гармоники на основной ω_0 и удвоенной частоте $2\omega_0$ ортогональны друг другу (см. рисунок 16). Чтобы «довернуть» направление поляризации одной компоненты двухчастотного поля до направления поляризации другой компоненты двухчастотного поля можно использовать полуволновую пластинку (DWP), в данном случае удобно использовать рассчитанную на частоту основной гармоники ω_0 . Она не только преобразует ортогонально поляризованное двухчастотное поле в линейно-поляризованное, но и компенсирует часть временной задержки между импульсами, полученную в кристалле ВВО. Сформированное таким образом поле попадает в газ. Пространственное распределение поля в плоскости, перпендикулярной направлению распростра-

нения, имеет гауссовский профиль ($e^{-\frac{r}{\sigma^2}}$, где σ - ширина лазерного пучка).



Рис. 16. Примерный вид схемы эксперимента. Верхняя часть рисунка указывает на относительное положение импульсов во времени в разных частях схемы, BBO – нелинейный кристалл, DWP – полуволновая пластинка, стрелками и точками условно обозначены направления поляризации компонент поля (красным цветом – на частоте ω₀, синим – на частоте 2ω₀). Схематический вид распределения поля по поперечной координате изображен в виде гауссовского профиля, уровнями 1–5 обозначены срезы этого распределения, которые отвечают уровням напряженности поля, равные соответственно 100%, 90%, 80%, 50%, 30% от свего амплитудного значения. Газовая среда условно обозначена оранжевым прямоугольником

Для того, чтобы учесть поперечное распределение профиля пучка, гауссовский профиль был заменен на ступенчатую функцию, положения «ступеней» соотвествовали значениям интенсивностей гауссовского распределения, соответствующим 100%, 90%, 80%, 50%, 30% от его амплитудного значения. Предполагалось, что атомы среды, находящиеся не на оси распространения гауссовского импульса, и попавшие в определеную зону (от 1 до 5) взаимодействуют с полем, амплитуда которого отвечает максимальному значению в данной зоне. На рисунке 17 представлены ТГц спектры, рассчитанные для различных зон, а также усреденный по пространственному распределению ТГц спектр (изображен кривой с правыми треугольниками), где мы учитывали различия в количестве атомов в каждой зоне (из-за их разного объема). Все рассчитанные спектры имеют пик при 11 ТГц.

С использованием интерференционной модели были рассчитаны напряженности полей в точках пространства, окружающих газовую среду. Расчеты проведены для частот 11 ТГц и 1 ТГц и следующих параметров двухчастотного лазерного поля $\mu_{01} = 0.1$, $\mu_{02} = 0.0147$, $\tau_1 = \tau_2 = 30 \ \phi c$, $\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\pi}{2}$.

Частотно-угловые спектры ТГ ц излучения представлены на рисунке 18. Они вычислены для различных значений длины среды (l) и ширины среды (d) которая в численных расчётах в 6 раз больше ширины лазерного пучка (σ). Верхний ряд рассчитан для частоты 11 ТГ ц, нижний – 1 ТГ ц. Рассчеты показывают, что частотно-угловой спектр имеет форму вложенных конусов. Такие виды угловых спектров связаны с осевой симметрией среды и конечного поперечного размера газовой среды (64). Коническая структура углового распределения ТГ ц излучения неоднократно наблюдалась в экспериментах [78–79]. Помимо конической эмиссии, наблюдаемой как для излучения на частоте 1 ТГ ц, так и для излучения на частоте 11 ТГ ц (см. рисунок 18), в высокочастотной части спектра наблюдаются дополнительные «лепестки» – коническая эмиссия ТГ ц излучения под большими углами к оси распространения лазерного излучения, причем, их амплитуда и угол сильно зависят от l и d.



Рис. 17. ТГц спектры отклика атома, рассчитанные в разных зонах пространственного профиля лазерного пучка (см. рисунок 16), а также интегральный ТГц спектр (кривая с правыми треугольниками). Вертикальные линии указывают на положения частот 1 ТГц и 11 ТГц

Для изучения происхождения боковых лепестков были проведены дополнительные расчеты частотно-угловых спектров излучения на частоте 11 ТГц в предположении недисперсионности среды, т.е. путем исключения пространственных колебаний (рисунок 15) из расчетов. Результаты представлены на рисунке 19 (верхний ряд – расчет с учетом пространственных колебаний, нижний ряд – без них). Сравнение спектров, представленных на рисунке 19, показывает, что боковые лепестки возникают за счет пространственных колебаний тока атомных откликов, которые формируются за счет пространственных социлляций поля. Действительно, интенсивность боковых лепестков на рисунке 19 (нижний ряд) более чем на порядок ниже, чем у угловых спектров, представленных на рисунке 19 (верхний ряд). Отметим, что интенсивность излучения в продольном направлении практически не меняется.

Кроме того, помимо излучения, направленного в сторону распространения импульса, существует «обратное» излучение как на частоте 1 ТГц, так и на частоте 11 ТГц (см. рисунок 18). Это явление было теоретически предсказано в [78] и экспериментально верифицировано в [26–27]. Используемая модель позволяет понять природу генерации «обратного» излучения – она связана с интерференцией вкладов откликов отдельных атомов. Отметим, что использование интерференционной модели не предполагает знания априорной информации о конкретных условиях фазового синхронизма (векторного равенства волновых векторов взаимодействующих и генерируемых полей), он получается автоматически при расчете интерференции откликов ансамбля атомов. Причем, поскольку отклик одиночных атомов рассчитывается с учетом нелинейностей произвольного порядка, при генерации излучения заданной частоты учитываются все возможные «каналы» генерации, что естественным образом сказывается на виде частотно-угловых спектров отклика среды.



Рис. 18. Излучение на частотах 11 ТГц (верхний ряд) и 1 ТГц (нижний ряд), испускаемое протяженной газовой средой, вычисленное для нескольких значений ее пространственных размеров. Черный прямоугольник показывает объем газовой камеры



Рис. 19. Излучение на частоте 11 ТГц, испускаемое протяженной газовой средой, вычисленное для нескольких значений ее пространственных размеров. Расчет проводился с учетом пространственных осцилляций духчастотного поля (рисунок 15) (верхний ряд) и без учета пространственных осцилляций поля (нижний ряд)

2.6. Генерация эллиптически поляризованного ТГц излучения протяженной газовой средой

На рисунке 11 представлены результаты численных расчетов ТГц отклика одиночного атома, взаимодействующего с двухчастотнтым лазерным полем, образованным линейно поляризованными первой и второй гармониками Ti:Sa лазера, причем направления поляризации компонент поля образуют ненулевой угол θ_0 . Ниже представлены результаты расчета отклика протяженной газовой среды, взаимодействующей с таким полем.

Для расчетов были выбраны два угла и две соответствующие им частоты: $\theta_0 = \pi/2$ и v = 56 ТГц, $\theta_0 = \pi/4$ и v = 29 ТГц. Эти две пары были выбраны по следующей логике: угол $\theta_0 = \pi/2$ может быть естественным образом достижим в эксперименте [66], угол $\theta_0 = \pi/4$ можно также достичь в эксперименте; для этих двух углов мы выбрали первый низкочастотный пик в фотоэмиссионных спектрах, который имеет ненулевую эллиптичность для каждого угла, в результате при $\theta_0 = \pi/2$ спектр имеет пик с ненулевой эллиптичностью при v = 56 ТГц, для $\theta_0 = \pi/4$ – при v = 29 ТГц (значения отмечены красными звездами на рисунке 11).

Для выбранных углов были проведены дополнительные расчеты с изменением времени задержки между импульсами с целью получения зависимости комплексного ТГц поля от временной задержки между импульсами (или двух проекций на перпендикулярные оси $E_{xj} = \left| E_{xj} \right| e^{i\sigma_{xj}}$ и $E_{yj} = \left| E_{yj} \right| e^{i\sigma_{yj}}$). Используя зависимости $|E_{xj}|$, σ_{xj} , $|E_{yj}|$, σ_{yj} от временной задержки, легко получить их зависимость от пространственной координаты вдоль оси распространения лазерного поля (продольной координаты z, см. рисунок 15). Также, были рассчитаны зависимости $\left|E_{xj}\right|, \sigma_{xj}, \left|E_{yj}\right|, \sigma_{yj}$ в плоскости, перпендикулярной оси распространения лазерного поля. На рисунке 20 представлены распределения модулей проекций электрической компоненты ТГц поля на перпендикулярные оси $(x \ u \ y)$, расположенные в плоскости, перпендикулярной оси распространения импульса, а также восстановленные распределения эллиптичностей в пределах одного периода по продольной координате (2.7 см), рассчитанные для выбранного угла и частоты (три распределения для $\theta_0 = \pi/2$ и v = 56 ТГц слева и три распределения для $\theta_0 = \pi/4$ и v = 29 ТГц справа). Отметим, что предполагается сохранение аксиальной симметрии задачи, следовательно, проекции поля представлены на одну из двух находящихся в плоскости, перпендикулярной оси распространения, осей. Пространственные распределения, рассчитанные для двух углов, демонстрируют противоположное поведение. Действительно, для $\theta_0 = \pi/4$ и v = 29 ТГц максимальное значение проекции поля совпадает с максимальным значением эллиптичности $(\varepsilon = 0.9)$, для $\theta_0 = \pi/2$ и v = 56 ТГц максимальное значение эллиптичности $(\varepsilon = 0,5)$ совпадает с минимальным значением проекций поля.

Обсужденные результаты параметров отклика одиночных атомов были использованы для расчета отклика протяженных газовых сред.



Рис. 20. Распределения двух проекций напряженности ТГц поля и величины эллиптичности на поперечную (*x*) и продольную (*z*) координаты в газе. Распределение по координате *z* приведено в пределах одного периода колебаний (2,7 см)

Типичные распределения ТГц поля, рассчитанные для l = 6 см и $\sigma = 0,1$ см, представлены на рисунке 21. Распределения, представленные на рисунке 21 а, рассчитаны для $\theta_0 = \pi/4$ и v = 29 ТГц, а на рисунке 21 б рассчитаны для $\theta_0 = \pi/2$ и v = 56 ТГц. Распределения ТГц поля демонстрируют коническую структуру углового спектра, угол конуса уменьшается с увеличением ТГц частоты. Частотно-угловые спектры также демонстрируют наличие излучения в обратном направлении. Обратное излучение менее интенсивно по сравнению с изложением в «прямом» направлении. На рисунке 22 приведено распределение величины эллиптичности, соответствующее распределению величины ТГц поля, представленного на рисунке 21 а. Видно, что это распределение демонстрирует немонотонную апериодическую структуру.



Рис. 21. Пространственное распределение напряженности ТГц поля, рассчитанное для v = 29 ТГц (а) и v = 56 ТГц (б) для l = 6 см и $\sigma = 0,1$ см. Черным прямоугольником условно обозначена излучающая среда

Распределения напряженности ТГц поля и распределения эллиптичности, рассчитанные для фиксированных координат положения «детектора» ($x_0 = -10$ (a), 10 (в), 40 (г) и $y_0 = 5$ (б)), представлены на рисунке 23, которые получены для тех же параметров (l = 6 см и $\sigma = 0.1$ см), что и распределение, представленное на рисунке 21 а. На рисунке 23 представлена только половина реальных распределений по координате детектора (y), начиная с его центра, в виду полной симметрии соответствующих распределений относительно оси распространения двухчастотного поля (см. рисунок 21). Расчет параметров ТГц излучения проводился независимо в каждой исследуемой точке выбранной плоскости, что привело в частности, к немонотонному распределению величины эллиптичности. В связи с этим, проведен расчет степени эллиптичности и степени поляризации генерируемого излучения. Это было сделано с помощью формул (44-46) из [81]. Результаты представлены на рисунке 24. Поскольку интегрирование по формулам (46) из [81] производилось по координате на детекторе (y), диапазон интегрирования увеличивался с увеличением координаты (чтобы рассчитать степень эллиптичности или степень поляризации для конкретной координаты детектора необходимо провести интегрирование от оси до данной координаты), что привело к уменьшению степени поляризации при возрастании у. Результаты такого интегрирования показывают, что даже при

учете центральной части пространственного распределения ТГц излучения, охватывающей два вставленных конуса, степень поляризации высока (более 0,97), а еще выше (около 0,99) при «учете» только первого (внутреннего) конуса, что является доказательством высокой когерентности генерируемого излучения. Распределение степени эллиптичности практически не зависит от координаты наблюдения. Для выбранных параметров расчета ($l = 3 \text{ см и } \sigma = 0,1$) степень эллиптичности близка к $\varepsilon \approx 0,2$.



Рис. 22. Распределение величины эллиптичности ТГц поля, рассчитанное для параметров, используемых для получения напряженности ТГц поля, представленного на рисунке 21



Рис. 23. Пространственные распределения напряженности ТГц поля (черные кривые) и эллиптичности (синие кривые), рассчитанные для v = 29 ТГц для l = 6 см и $\sigma = 0,1$ см при $x_0 = -10$ (а), 10 (в), 40 (г) и $y_0 = 5$ см (б)

На основе серии численных расчетов предложено три способа управления параметрами генерируемого протяженной средой ТГц излучения (величиной эллиптичности и величиной напряженности поля) [41]: первый заключается в изменении относительной фазы между импульсами двухчастотного лазерного поля ($\Delta \varphi$) перед газовой средой, существуют «оптимальные» значения φ_0 около $3\pi/2$, где значение эллиптичности достаточно высокое ($\varepsilon \approx 0.5$), оно достаточно стабильно при небольшом изменении φ_0 : распределение амплитуды напряженности ТГц поля также значительно не меняется при небольшом изменении φ_0 около 3π/2; второй способ эффективного управления величиной эллиптичностью генерируемого ТГц излучения заключается в изменении пространственных размеров газовой среды и поперечных размеров лазерного пучка (l и σ , соответственно), расчеты показывают, что для генерации интенсивных эллиптически поляризованных полей лучше использовать небольшие газовые среды и широкие лазерные пучки; третий способ эффективного управления величиной эллиптичности генерируемого ТГц излучения заключается в изменении пространственного профиля лазерного луча, т.е. в использовании диафрагмы и маски, полностью противоположной диафрагме: диафрагма пропускает центральная часть лазера пучка, а маска пропускает периферийную часть лазерного пучка.



Рис. 24. Пространственное распределение напряженности ТГц поля (черные квадраты) и степени поляризации (синие квадраты) (а), эллиптичности (черные квадраты) и степени эллиптичности (красные кружки) (б), рассчитанные для *v* = 29 ТГц для *l* = 3 см и *σ* = 0,1 см при *x*₀ = 40 см

2.7. Эффекты квази-фазового согласования при генерации ТГц излучения в средах, представляющих собой набор газовых струй

Также проведено исследование частотно-углового спектра ТГц излучения в периодически профилированных газовых средах, взаимодействующих с двухчастотными лазерными полями. Для этого, была проведена серия расчетов отклика протяженной газовой среды, взаимодействующей с двухчастотным лазерным полем, образованным сополяризованными первой и второй гармониками Ti:Sa лазера ($\lambda = 800$ нм), длительности импульсов были выбраны равными 30 фс для обоих компонент двухчастотного поля, интенсивности компонент поля $\mu_{01} = 0.1, \mu_{02} = 0.0147$. Для того, чтобы продемонстрировать влияние профилирования газовой среды были выбраны 2 частоты в спектре 1 ТГц и 10 ТГц. Численные расчеты были проведены для газовых аргоновых сред нескольких длин. Наиболее типичные распределения ТГц излучения представлены на рисунке 25 (расчет проводился для газовой среды длиной 6 см и для пространственного размера гауссовского пучка $\sigma = 0.3$ см) и на рисунке 26 (расчет проводился для газовой среды длиной 40 см и для пространственного размера гауссовского пучка $\sigma = 0.3$ см). Профилированные среды представляли собой последовательность газовых струй шириной d, разделенных вакуумными промежутками такой же длины. На рисунке 25 а, в, д, ж представлено пространственное распределение излучения на частоте 1 ТГц, на рисунке 25 б, г, е, з, представлено пространственное распределение излучения на частоте 10 ТГц, рассчитанное для случая сплошной газовой среды (а, б), газовой среды, состоящей из 30 газовых струй с d = 0.1 см (в, г), из 15 газовых струй c d = 0.2 см (д, е), из 10 газовых струй с d = 0.3 см (ж, з). Видно, что профилирование среды может приводить как к уменьшению эффективности генерации ТГц излучения (ТГц излучение для d = 0.1 см менее эффективное, чем у сплошной среды), так и к перераспределению пространственного распределения излучения между различными угловыми компонентами пространственного спектра излучения. Так, профилирование среды может существенно усилить излучение, распространяющееся в обратном (по отношению к направлению распространения лазерного излучения) направлении (например, для d = 0.3 см излучение как на частоте 1 ТГЦ, так и на частоте 10 ТГц имеет более ярко выраженный «обратный лепесток», чем излучение, генерируемое непрофилированной средой), также можно существенно усилить коническую эмиссию ТГц излучения (особенно ярко выражено для 10 ТГц и d = 0.6 см). Указанные особенности влияния профилирования среды наблюдаются и для более длинных сред (см. рисунок 26, на котором представлены пространственные спектры, рассчитанные для излучения 1 ТГц а, в, д, ж и 10 ТГц б, г, е, з для сплошной газовой среды (a,б), газовой среды, состоящей из 20 газовых струй с d = 1 см (в, г), из 10 газовых струй с d = 2 см (д, е), из 5 газовых струй с d = 4 см (ж, з). Таким образом, профилирование среды оказывает существенное влияние на частотно-угловой спектр ТГц излучения. Варьируя ширину и количество газовых струй, можно добиться эффективной генерации ТГц излучения.



Рис. 25. Пространственное распределение излучения на частоте 1 ТГц (а, в, д, ж, и) и 10 ТГц (б, г, е, з, к), построенное для случая сплошной газовой среды (а, б), газовой среды, состоящей из 30 газовых струй с d = 0.1 см (в, г), из 15 газовых струй с d = 0.2 см (д, е), из 10 газовых струй с d = 0.3 см (ж, з)

Сравнение частотно-угловых спектров демонстрирует некоторое уменьшение общей эффективности генерации ТГц излучения при взаимодействии с набором газовых струй по сравнению с протяженной средой. Это связано с различием в количестве атомов в среде: за счет большего количества атомов в сплошной протяженной среде, генерация ТГц излучения в ней происходит более эффективно. Вместе с тем, наличие отдельных газовых струй позволяет эффективно управлять угловым спектром излучения, влияя на конструктив-

ную интерференцию вкладов отдельных атомов, формирующих набор газовых струй. Так, например, можно существенно уменьшить (см. рисунок 25 г), либо увеличить (рисунок 25 з) эффективность конической эмиссии, сохранив генерацию излучения в направлении распространения лазерного поля, либо существенно увеличить эффективность ТГц излучения в обратном направлении (рисунки 25 д, е, 26.г).



Рис. 26. Пространственное распределение излучения на частоте 1 ТГц (а, в, д, ж) и 10 ТГц (б, г, е, з), построенное для случая сплошной газовой среды (а, б), газовой среды, состоящей из 20 газовых струй с d = 1 см (в, г), из 10 газовых струй с d = 2 см (д, е), из 5 газовых струй с d = 4 см (ж, з). Цветовая палитра такая же, как и на рисунке 25

Также проведены исследования по генерации ТГц излучения в двухчастотных лазерных полях, образованных первой и второй гармониками лазерной системы среднего ИК диапазона ($\lambda = 4$.6 мкм, $\tau = 120 \ \phi c$). Мы предположили, что компоненты двухчастотного поля линейно поляризованы, направления поляризации компонент поля образуют нулевой угол. Проведена серия расчетов откликов одиночных атомов для различных временных задержек между компонентами двухчастотного лазерного поля. Проведенные расчеты показали, что эффективность генерации излучения на частоте v = 0.1 ТГц как функция временной задержки между импульсами осциллирует с периодом, равным половине периода поля на частоте второй гармоники, т.е. период осцилляций равен 3.825 фс. Такая временная задержка между импульсами «набирается» при распространении двухчастотного поля в аргоновой среде длиной 5.3624 м (расчет проведен с помощью формулы (60) в предположении, что ионизации среды незначительно вносит изменение в показатели преломления аргоновой среды на длинах волн двухчастотного поля). Это открывает предпосылки к генерации мощного ТГц излучения, поскольку, например, в коротких газовых кюветах можно создавать достаточно большое давление (тем самым увеличивая количество атомов вещества, генерирующих ТГц излучение), сохраняя конструктивную интерференцию вкладов различных атомов в общее ТГц поле среды, тем самым улучшая условия квази-фазового синхронизма. Недавно было экспериментально показана высокая эффективность генерации ТГц излучения в двухчастотных филаментах [82], что подтверждает наше заключение.

Мы провели численные расчеты для двух длин газовых сред (l = 5 см и 2 м), а также для набора из 5, 10 и 20 газовых струй, формирующих вместе с вакуумными промежутками области длиной 5 см и 2 м. Расчеты проводились для ширины поперечного гауссовского профиля лазерного пучка $\sigma = 0.3$ см и для давления в среде p = 0.1 атм. На рисунке 27 представлены соответствующие расчеты, проведенные для короткой ((*l* = 5 см, левый ряд) и для длинной ((l = 2 м правый ряд) среде в случае сплошной среды (a,б), среды, состоящей из 5 (в,г), 10 (д,е) и 20 (ж,з) одинаковы газовых струй разделенных вакуумными промежутками такой же длины. Черным прямоугольником условно обозначена среда. Видно, что для короткой среды профилирование среды сказывается незначительно на угловой спектр ТГц излучения. Это связано с большими пространственными масштабами осцилляций эффективности генерации ТГц излучения (5.3624 м). Вместе с тем в средах, длина которых соразмерна с этим масштабом, профилирование среды (т.е. замена сплошной среды набором струй) приводит к изменению углового спектра генерируемого излучения: в нем появляются дополнительные лепестки, количество которых совпадает с количеством газовых струй (см. правый ряд рисунка 27), эффективность генерации на оси распространения лазерного поля меняется незначительно. Важно отметить, что генерация ТГц излучения в обратном направлении (относительно направления распространения лазерного поля) более эффективно происходит для коротких сред, вместе с тем, профилирование длинной среды может позволить увеличить эффективность такой генерации (см. рисунок 27 е) по сравнению с непрофилированной длинной средой.





50

Ó

a

Ампл. ТГц поля, отн. ед.

0.01000

1,0005-04

1.0006-05

0005-06

д)

4

2

8 0

-2









Рис. 27. ТГц отклик аргоновой протяженной сплошной (а, б) и составной (состоящей из 5-ти (в, г), 10 (д, е), 20 (ж, з) газовых струй) среды длиной 5 см (левый ряд) и 2 м (правый ряд), рассчитанный для v = 0.1 ТГц, двухчастотного поля с параметрами $\mu_{01} = 0.1$, $\mu_{02} = 0.01$, $\tau = 120 \ \phi c$, $\lambda = 4.6 \ \text{мкм}$, $\sigma = 0.3 \ \text{см}$ при давлении в среде p = 0.1 атм

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей главе представлены результаты исследования длинноволновой части фотоэмиссионного спектра отклика одиночного атома и протяженных газовых сред на воздействие двухчастотных лазерных полей, образованных первой и второй гармониками лазерного источника. С помощью анализа матричных элементов продемонстрирована причина появления ТГц излучения в двухчастотных лазерных полях. Предложен новый метод генерации ТГц излучения при взаимодействии одиночного атома с последовательностью лазерных импульсов в доионизационном режиме. На атомарном уровне доказано, что в двухчастотных линейно-поляризованных полях для любого угла между направлениями поляризации компонент поля низкочастотная часть ТГц спектра обладает линейной поляризацией; также показано, что в высокочастотной части ТГц спектра существуют области вариации угла между направлениями поляризаций компонент поля, при которых генерируемое одиночным атомом ТГц излучение обладает высокой эллиптичностью. Показано, что эффективными управляющими параметрами характеристик ТГц излучения (амплитуды поля, величины эллиптичности, формы спектра) являются угол между поляризациями линейно поляризованных компонент поля, формирующих двухчастотное лазерное поле, и временная задержка между импульсами двухчастотного поля. Вместе с тем, вариация этих параметров не меняет, но перераспределяет общую энергию лазерного поля во времени (за счет вариации временной задержки между импульсами), и в плоскости поляризации (за счет изменения угла между поляризациями компонент двухчастоного поля).

Показано, что при определенных соотношениях частот импульсов двухчастотного поля амплитуда ТГц импульса существенно увеличивается. Последнее также зависит от длины волны лазерного источника, формирующего двухчастотное поле: амплитуда ТГц излучения возрастает при увеличении длины волны (при сохранении определенного соотношения частот импульсов).

Исследован отклик протяженной газовой среды, взаимодействующей как с колинеарно поляризованными двухчастотными лазерными полями, так и с двухчастотными лазерными полями, поляризации компонент которых образуют ненулевой угол. Показано, что в обоих случаях частотно-угловой спектр генерируемого ТГц излучения представляет собой последовательность вложенных конусов, причем в общем случае, присутствующих как в прямом, так и в обратном направлении. Также, проанализированы эффекты квази-фазового согласования при генерации ТГц излучения в средах, представляющих собой набор газовых струй. Учитывая то, что результаты, представленные в главе, были получены в доионизационном режиме взаимодействия, то есть, генерация ТГц излучения возникала на внутриатомных нелинейностях, а отклик среды рассчитывался в рамках интерференционной модели, полученные результаты позволяют предложить внутриатомный механизм генерации ТГц излучения, свободный от необходимости генерации свободных носителей заряда для генерации ТГц излучения.



Рис. 28. Зависимость эффективности генерации ТГц излучения от давления: 1 – эксперимент; 2 – расчет с помощью модели фототока, 3 – расчет с помощью модели, которая применялась для получения результатов настоящей главы [12]

Вместе с тем, предложенный подход дополняет модели, основанные на расчетете динамики фототока [37]. Действительно, сравнение этих двух подходов к описанию генерации ТГц излучения показал области наибольшего проявления того или иного «механизма» генерации ТГц излучения. Так, оба механизма были применены для объянения эффективности генерации ТГц излучения при вариации давления в газовой кювете, заполненной углекислым газом [12]. На рисунке 28 представлено сравнение рассчитанных с помощью модели фототока (линия 2), с помощью описанной в главе интерференционной модели (линия 3) и экспериментальной зависимости эффективности генерации ТГц излучения от давления в кювете (линия 1). Видно, что в области малых давлений, экспериментальная зависимость лучше описывается с помощью модели фототока, в то время, как в области высоких значений давлений, основным механизмом генерации ТГц излучения, по-видимому, являются внутриатомные нелинейности среды.

Учет вкладов квазиуровней непрерывного спектра атома при расчете тока атомного отклика одиночных атомов, формирующих среду, позволит объединить эти два механизма генерации ТГц излучения. Таким образом, развитый способ описания генерации ТГц излучения протяженными газовыми средами, который основан на учете влияния нелинейности отклика одиночного атома и интерференции вкладов одиночных атомов при расчете отклика среды, является наиболее общим подходом к описанию указанного явления. Еще раз подчеркнем, что использование интерференционной модели не предполагает знания априорной информации о конкретных условиях фазового синхронизма (векторного равенства волновых векторов взаимодействующих и генерируемых полей), он получается автоматически при расчете интерференции откликов ансамбля атомов. Причем, поскольку отклик одиночных атомов рассчитывается с учетом нелинейностей произвольного порядка, при генерации излучения заданной частоты учитываются все возможные «каналы» генерации, что естественным образом сказывается на виде частотно-угловых спектров отклика среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Horvat J. Peeling adhesive tape emits electromagnetic radiation at terahertz frequencies / Horvat J., Lewis R.A. // Optics letters. – 2009. – T. 34. – №. 14. – C. 2195–2197.

2. Knyazev B.A. Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements / Knyazev B.A., Kulipanov G.N., Vinokurov N.A. // Measurement Science and Technology. – 2010. – T. 21. – N_{\odot} . 5. – C. 054017.

3. Byrd J.M. Observation of broadband self-amplified spontaneous coherent terahertz synchrotron radiation in a storage ring / Byrd J. M. Leemans W.P., Loftsdottir A., Marcelis B., Martin M.C., McKinney W.R., Sannibale F., Scarvie T., Steier C. // Physical Review Letters. – 2002. – T. 89. – №. 22. – C. 224801.

4. Pérez S. Terahertz Gunn-like oscillations in InGaAs/InAlAs planar diodes / Pérez S. González T., Pardo D., Mateos J. // Journal of applied physics. – 2008. – T. 103. – №. 9. – C. 094516.

5. Ozyuzer L. Emission of coherent THz radiation from superconductors / Ozyuzer L. Koshelev A.E., Kurter C., Gopalsami N., Li Q., Tachiki M., Kadowaki K., Yamamoto T., Minami H., Yamaguchi H., Tachiki T., Gray K.E., Kwok W.-K., Welp U. // Science. – 2007. – T. 318. – №. 5854. – C. 1291–1293.

6. Williams B.S. Terahertz quantum cascade lasers / Williams B.S. // Asia Optical Fiber Com-munication and Optoelectronic Exposition and Conference. – Optical Society of America, 2008. – C. SuG3.

7. Kim K.Y. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser–gas interactions / Kim K.Y. Taylor A.J., Glownia J.H., Rodriguez G. // Nature photonics. $-2008. - V. 2. - N_{\odot}. 10. - p. 605.$

8. Dai J. Coherent polarization control of terahertz waves generated from twocolor laser-induced gas plasma / Dai J., Karpowicz N., Zhang X.C. // Physical Review Letters. – 2009. – V. 103. – P. 023001.

9. Zhang X.C. Extreme terahertz science / Zhang X.C., Shkurinov A., Zhang Y. // Nat. Photonics. – 2017. – V. 11, No 1. – p. 16

10. Румянцев Б.В. Генерация перестраиваемого мощного малопериодного терагерцового излучения в органических кристаллах при накачке мультигигаваттными чирпированными лазерными импульсами ближнего ИК диапазона на длине волны 1.24 мкм / Румянцев Б.В., Пушкин А.В., Сулейманова Д.З., Жидовцев Н.А., Потёмкин Ф.В. // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2023. – Т.117. – С. 571–579/

11. Dey I. Highly efficient broadband terahertz generation from ultrashort laser filamentation in liquids / Dey I., Jana K., Fedorov V. Yu., Koulouklidis A.D., Mondal A., Shaikh M., Sarkar D., Lad A.D., Tzortzakis S., Couairon A., Kumar G.R. // Nature Communications 2017. V. 8, №. 1 P.1184.

12. Andreev A.V. THz Generation in Laser-Induced Breakdown in Carbon Dioxide at Different Levels of Gas Pressure / Andreev A.V., Angeluts A.A., A.V. Balakin A.V., Kotelnikov I.A., Minaev N.V., Solyankin P.M., Stremoukhov S.Yu., Zhu Y., Shkurinov A.P. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2020. – V. 10. P. 85–92

13. Cook D.J. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air / Cook D. J., Hochstrasser R. M. // Optics letters. – 2000. – T. 25. – No. 16. – C. 1210–1212.

14. Hamster H. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction / Hamster H. Sullivan A., Gordon S., White W., Falcone R.W. // Physical review letters. $-1993. - T. 71. - N_{\odot}. 17. - C. 2725.$

15. Löffler T. Efficient terahertz pulse generation in laser-induced gas plasmas / Löffler T. Kress M., Thomson M., Roskos H.G. // Acta Phys. Pol. A. – 2005. – T. 107. – C. 99–108.

16. Tzortzakis S. Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air / Tzortzakis S. Méchain G., Patalano G., André Y.-B., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A., Munier J.-M., Gheudin M., Beaudin G., Encrenaz P. // Optics Letters. – 2002. – T. 27. – № 21. – C. 1944–1946.

17. Bartel T. Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes / Bartel T. Gaal P., Reimann K., Woerner M., Elsaesser T. // Optics Letters. $-2005. - T. 30. - N_{\odot}. 20. - C. 2805-2807.$

18. Xie X. Coherent control of THz wave generation in ambient air / Xie X., Dai J., Zhang X.C. // Physical review letters. $-2006. - T. 96. - N_{\odot}. 7. - C. 075005.$

19. Thomson M. D. Terahertz white-light pulses from an air plasma photo-induced by incommensurate two-color optical fields / Thomson M.D., Blank V., Roskos H. G. // Opt. Express. – 2010. – т. 18, No 22. – р. 23173–23182

20. Matsubara E. Coherent infrared spectroscopy system from terahertz to near infrared using air plasma produced by 10-fs pulses / Matsubara E., Nagai M., Ashida M. // J. Opt. Soc. Am. B. -2013. - V. 30, No 6. - p. 1627-1630.

21. Fuji T. Generation of sub-two-cycle mid-infrared pulses by four-wave mixing through filamentation in air / Fuji T., Suzuki T. // Opt. Lett. -2007. - V. 32, No 22. - p. 3330-3332.

22. Andreeva V.A. Ultrabroad terahertz spectrum generation from an air-based filament plasma / Andreeva V.A., Kosareva O. G., Panov N.A., Shipilo D.E., Solyankin P.M., Esaulkov M.N., Gonz'alez de Alaiza Mart'inez P., Shkurinov A.P., Makarov V.A., Berge L., Chin S.L. // Phys. Rev. Lett. – 2016. – V. 116, No 6. – p. 063902.

23. Borodin A.V. On the role of photoionization in generation of terahertz radiation in the plasma of optical breakdown / Borodin A.V., Esaulkov M.N., Kuritsyn I.I., Kotelnikov I.A., Shkurinov A.P. // J. Opt. Soc. Am. B. – 2012. –V. 29, No 8. – p. 1911–1919.
24. Oh T.I. Intense terahertz generation in two-color laser filamentation: energy scaling with terawatt laser systems / Oh T.I., You Y.S., Jhajj N., Rosenthal E.W., Milchberg H.M., Kim K.Y.// New J. Phys. – 2013. – V. 15 – No 7. – p. 075002.

25. Ushakov A.A. Ring and unimodal angular-frequency distribution of THz emission from two-color femtosecond plasma spark / Ushakov A.A., Chizhov P.A., Andreeva V.A., Panov N.A., Shipilo D.E., Matoba M., Nemoto N., Kanda N., Konishi K., Bukin V.V., Kuwata-Gonokami M., Kosareva O.G., Garnov S.V., Savel'ev A.B. // Opt. Express. – 2018. – V. 26, No 14. – p. 18202–18213.

26. Ushakov A. Backward terahertz radiation from the two-color femtosecond laser filament / Ushakov A., Matoba M., Nemoto N., Kanda N., Konishi K., Chizhov P.A., Panov N.A., Shipilo D.E., Bukin V., Kuwata-Gonokami M., Yumoto J.,Kosareva O.G., Garnov S.V., Savelev A.// JETP Letters. – 2017. – V. 106, P. 706.

27. Ushakov A.A. Waveform, spectrum, and energy of backward terahertz emission from two-color femtosecond laser induced microplasma / Ushakov A.A., Panov N.A., Chizhov P.A., Shipilo D.E., Bukin V.V., Savel'ev A.B., Garnov S.V., Kosareva O.G. // Appl. Phys. Lett. – 2019. – т. 114, No 8. – с. 081102.

28. Clerici M. Wavelength scaling of terahertz generation by gas ionization / Clerici M. Peccianti M., Schmidt B. E., Caspani L., Shalaby M., Giguère M., Lotti A., Couairon A., Légaré F., Ozaki T., Faccio D., Morandotti R.// Physical Review Letters. – 2013. – T. 110. – №. 25. – C. 253901.

29. Wang W. Tunable circularly polarized terahertz radiation from magnetized gas plasma / Wang W. Gibbon M. P., Sheng Z.-M., Li Y.-T. // Physical review letters. $-2015. - T. 114. - N_{\odot}. 25. - C. 253901.$

30. Nazarov M.M., Broadband terahertz generation by optical rectification of ultrashort multiterawatt laser pulses near the beam breakup threshold / Nazarov M. M., Shcheglov P.A., Teplyakov V.V., Chashchin M. V., Mitrofanov A.V., Sidorov-Biryukov D.A., Panchenko V.Y., Zheltikov A.M.// Optics Letters – 2021– V. 46 – Is. 23 – pp. 5866–5869.

31. Zhang X.C., Xu J. Introduction to THz wave photonics. – New York : Springer, 2010. – T. 29. – C. 246.

32. Wang W.M. Terahertz radiation by two-color lasers due to the field ionization of gases / Wang W.M., Li Y.-T., Sheng Z.-M., Lu X., Zhang J.// Physical Review E. – 2013. – T. 87. – №. 3. – C. 033108.

33. Zhang L.L. Observation of terahertz radiation via the two-color laser scheme with uncommon frequency ratios / Zhang L.L. Wang W.-M., Wu T., Zhang R., Zhang Sh.-J., Zhang C.-L., Zhang Y., Sheng Z.-M., Zhang X.-C. // Physical Review Letters. $-2017. - T. 119. - N_{\odot}. 23. - C. 235001.$

34. Wang W.M. Terahertz emission driven by two-color laser pulses at various frequency ratios / Wang W.M. Sheng Z.-M., Li Y.-T., Zhang Y., Zhang J. // Physical Review A. $-2017. - T. 96. - N_{\odot} 2. - C. 023844.$

35. Kostin V.A. Ionization-induced multiwave mixing: terahertz generation with two-color laser pulses of various frequency ratios / Kostin V.A., Laryushin I.D., Silaev A.A., Vvedenskii N.V. // Physical Review Letters. $-2016. - T. 117. - N_{\odot}. 3. - C. 035003.$

36. Zhou Z. Analysis of THz generation by multicolor laser pulses with various frequency ratios / Zhou Z. Iv Z., Zhang D., Zhao Z., Lin C. D. // Physical Review A. $-2020. - T. 101. - N_{\odot}. 4. - C. 043422.$

37. Kim K.Y. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields / Kim K.Y., Glownia J.H., Taylor A.J., Rodriguez G. // Opt. Express. – $2007. - V. 15. - N_{2}8. - P. 4577-4584.$

38. Andreev A.V. Spectrum of high harmonics generated by two-color circularly polarized laser field in atomic media / Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A. // Laser Physics. – 2020. – V. 30. – P. 105402.

39. Андреев А.В. Продольный ток, индуцируемый плоской электромагнитной волной в одиночном атоме / Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2018. – Т. 154. – Вып.1(7). – С. 31–43.

40. Andreev A. Longitudinal current in single-atom interacting with laser field / Andreev A., Stremoukhov S., Shoutova O. // Europhysics Letters. – 2017. – V. 120. – P. 14003.

41. Stremoukhov S. Quantum-mechanical fingerprints in generation of elliptical terahertz radiation by extended media interacting with two-color laser field / Stremoukhov S., Andreev A. // Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics. – 2017. – V. 34(2). – Pp. 232–237.

42. Stremoukhov S.Yu. Spatial variations of the intensity of THz radiation emitted by extended media in two-color laser fields / Stremoukhov S.Yu., Andreev A.V. // Laser Physics Letters -2015. -V.12. -p. 015402.

43. Andreev A.V. Terahertz-radiation generation in the ionization-free regime of light-atom interaction /Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu.// Physical Review A - 2013. - V.87. - p. 053416.

44. Andreev A.V. Light-induced anisotropy of atomic response: prospects for emission spectrum control / Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A. // European Physical Journal D - 2012 - V.66 - p.16.

45. Андреев А.В. Управление откликом атома в многокомпонентных лазерных полях / Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А. // Оптика и спектроскопия – 2012. – Т. 112. – № 3. – с. 454–464.

46. Андреев А.В. Отклик атома, взаимодействующего с произвольно поляризованным электромагнитным полем / Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А. // Известия вузов. Радиофизика – 2011. – Т. 54. – № 2. – с. 139–158.

47. Андреев А.В. Нелинейно-оптический отклик атома в поле фемтосекундных лазерных импульсов околоатомной напряженности /Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А. // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики – 2011. – Т. 93 – Вып. 8. – с. 522–533.

48. Стремоухов С.Ю. Эффекты квази-фазового согласования в газах при генерации терагерцевого излучения в двухчастотных лазерных полях // Известия РАН. Серия Физическая – 2022 – т. 86, № 6, – с. 770–774.

49. Andreev A.V. Interaction of Atom With Laser Pulses of Intra-Atomic Field Strength/ Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A. // Femtosecond-Scale Optics, – InTech, 2011 – pp. 247–284.

50. Stremoukhov S.Yu. Terahertz radiation in two-color laser fields: from single atom to extended gas response / Stremoukhov S.Yu., Andreev A.V. // EPJ Web of Conferences -2018. - V.195. - p. 03009.

51. Stremoukhov S.Yu. The Quantum-Mechanical Theory of THz Radiation Conical Structure Emitted from Extended Gas Media / Stremoukhov S.Yu., Andreev A.V. // EPJ Web of Conferences – 2015. – V.103. – p. 04011.

52. Andreev A.V. Terahertz Emission by Atom in Multicolor Laser Field in Ionization-free Regime / Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A. // PIERS Proceedings, Kuala Lumpur – 2012. – pp. 1581–1583.

53. Стрелков В.В. Аттосекундные электромагнитные импульсы: генерация, изменение и применение. Генерация высоких гармоник интенсивного лазерного излучения для получения аттосекундных импульсов / Стрелков В.В., Платоненко В.Т., Стержантов А.Ф., Рябикин М.Ю. // Успехи физически наук. – 2016. – Т. 86. – № 5. – С. 449–470.

54. Borodin A.V. / Borodin A.V., Panov N.A., Kosareva O.G., Andreeva V.A., Esaulkov M.N., Makarov V.A., Shkurinov A.P., Chin S.L., Zhang X.-C. Transformation of terahertz spectra emitted from dual-frequency femtosecond pulse interaction in gases // Optics Letters. – 2013. – V. 38. – P. 1906–1908.

55. Zhang D. Synchronizing Terahertz Wave Generation with Attosecond Bursts / Zhang D., Lü Z., Meng C., Du X., Zhou Z., Zhao Z., Yuan J. // Physics Review Letters. – 2012. – V. 109. – P. 243002.

56. Келдыш Л. В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // Журнал экспериментальной и теоретической физики –1964 – Т.47, №5.– с.1945–1957.

57. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том 3. Квантовая механика (нерелятивистская теория). Изд. 6. – М.: Физматлит, 2020. – С. 156.

58. Андреев А.В. Релятивистская квантовая механика: частицы и зеркальные частицы – М.: Физматлит, 2009. – С. 179.

59. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. Физические величины: Справочник – М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 895.

60. Андреев А.В. Ионизация многоуровневого атома ультракороткими лазерными импульсами /Андреев А.В., Стремоухов С.Ю., Шутова О.А. // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики – 2010. – Т. 138. – Вып. 6. – с. 1060.

61. Andreev A.V. Atom in electromagnetic field of near-atomic strength / Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A. // Journal of Russian Laser Research $-2008. - V. 29. - N_{\odot} 3. - pp. 203-218.$

62. Andreev A.V. Theory of Multilevel Atom Ionization / Andreev A.V., Stremoukhov S.Yu., Shoutova O.A. // AIP Conference Proceedings – 2010. – V. 1228. – pp. 92–111.

63. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомомв с одним и двумя электронами. – М.: ГИФМЛ, 1960. – С. 256.

64. Migal E.A. Ionization-free resonantly enhanced low-order harmonic generation in a dense gas mixture by a mid-IR laser field / Migal E.A., Stremoukhov S.Yu., Potemkin F.V. // Physical Review A. – 2020. – V. 101. – V. 021401(R).

65. Stremoukhov S. Origin of ellipticity of high-order harmonics generated by a two-color laser field in the cross-polarized configuration / Stremoukhov S., Andreev A., Vodungbo B., Salières P., Mahieu B., Lambert G. // Physical Review A – 2016. – V.94. – p. 013855.

66. Lambert G. Towards enabling femtosecond helicity-dependant spectroscopy with high-harmonic sources / Lambert G., Vodungbo B., Gautier J., Mahieu B., Malka V., Sebban S., Zeitoun P., Luning J., Perron J., Andreev A., Stremoukhov S., Ardana-Lamas F., Dax A., Hauri C.P., Sardinha A., Fajardo M. // Nature Communications – 2015. – V.6. – p. 6167.

67. Mahieu B. Control of ellipticity in high-order harmonic generation driven by two linearly polarized fields/ Mahieu B., Stremoukhov S., Gauthier D., Spezzani C., Alves C., Vodungbo B., Zeitoun P., Malka V., De Ninno G., G. Lambert G. // Physical Review A. – 2018. – V. 97. – P. 043857

68. Ganeev R.A. High-order harmonic generation during different overlaps of two-colored pulses in laser-produced plasmas and gases / Ganeev R.A., Boltaev G.S., Stremoukhov S.Y., Kim V.V., Andreev A.V., Alnaser A.S. // European Physical Journal D. -2020. - V. 74. - p.199.

69. Ganeev R.A. Application of Quasi-Phase Matching Concept for Enhancement of High-Order Harmonics of Ultrashort Laser Pulses in Plasmas / Ganeev R.A., Stremoukhov S.Y., Andreev A.V., Alnaser A.S.// Applied Science. – 2019. V. 9. – P. 1701.

70. Andreev A.V. High-order harmonic cut-off frequency in atomic silver irradiated by femtosecond laser pulses: theory and experiment / Andreev A.V., Ganeev R.A., Kuroda H., Stremoukhov S.Yu, Shoutova O.A. // European Physical Journal D - 2013 - V.67 - 22.

71. Stremoukhov S.Yu. Enhancement of Harmonics Generated in Modulated Indium Laser-Plasmas: Experiment and Theory / Stremoukhov S.Yu., Ganeev R.A., Andreev A.V. // Springer Proceedings in Physics – 2020. – V. 241. – p. 99–102.

72. Stremoukhov S. Quasi-phase matching of harmonics generating in laser plasmas: experiment and theory / Stremoukhov S., Ganeev R., Andreev A. // EPJ Web of Conferences – 2019. – V. 220. – p. 01013.

73. Zhvaniya I.A. Comparative study of low-order harmonic generation in gas and cluster media at Ti:Sa femtosecond laser intensity up to 2000 TW/cm2 / Zhvaniya I.A., Dzhidzhoev M.S., Semenov T.A., Savel'ev A.B., Stremoukhov S.Yu., Usmanov T., Gordienko V.M. // Journal of Physics: Conference Series – 2020. – V.1692. – p. 012017.

74. Li M., Verification of the physical mechanism of THz generation by dualcolor ultrashort laser pulses / Li M., Li W., Shi Y., Lu P., Pan H., Zeng H. // Appl. Phys. Lett. -2012. -V. 101 - P. 161104.

75. Kim K.Y. Generation of coherent terahertz radiation in ultrafast laser-gas interactions / Kim K.Y. // Phys. Plasmas. – 2009. – V. 16. – P. 056706.

76. Liu J. Broadband terahertz wave remote sensing using coherent manipulation of fluorescence from asymmetrically ionized gases / Liu J., Dai J., Chin S.L., Zhang X.-C. // Nat. Photon. -2010. - V. 4. P. 627.

77. Migal E. 3.5-mJ 150-fs Fe:ZnSe hybrid mid-IR femtosecond laser at 4.4 μ m for driving extreme nonlinear optics / Migal E., Pushkin A., Bravy B., Gordienko V., Minaev N., Sirotkin A., Potemkin F. // Optics Letters – 2019. – V. 44– P. 2550–2553.

78. Mitryukovskiy S.I. Coherent synthesis of terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air / Mitryukovskiy S.I., Liu Y., Prade B., Houard A., Mysyrowicz A. // Appl. Phys. Lett. – 2013. – V. 102. – P. 221107.

79. Zhong H. Terahertz emission profile from laser-induced air plasma / Zhong H., Karpowicz N., Zhang X.-C. // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 88. – P. 261103.

80. Panov N.A. Angular distribution of the terahertz radiation intensity from the plasma channel of a femtosecond filament / Panov N.A., Kosareva O.G., Andreeva V.A., Savel'ev A.B., Uryupina D.S., Volkov R.V., Makarov V.A., Shkurinov A.P. // JETP Lett. – 2011. – V. 93. – Is. 11. – P. 638

81. Antoine P. Theory of high-order harmonic generation by an elliptically polarized laser field. / Antoine P., L'Huillier A., Lewenstein M., Salières P., Carré B. // Physical Review A. – 1996. – V. 53(3) – p. 1725–1745.

82. Koulouklidis, A.D. Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments/ Koulouklidis, A.D., Gollner, C., Shumakova, V. Fedorov V., Pugžlys A., Baltuška A. Tzortzakis S. // Nature Communications – 2020 – V.11. – p. 292. DOI: 10.1038/s41467-019-14206-x

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО И СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЕ СВЕРХКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

А.В. Митрофанов^{1,2,3}, Д.А. Сидоров-Бирюков^{1,2,3}, А.А. Ланин^{1,2}, А.А. Воронин^{1,2}, М.В. Рожко^{1,2}, И.В. Савицкий¹, Е.А. Степанов^{1,2}, П.Б. Глек¹, М.М. Назаров³, Е.Ф. Асташкин¹, Я.О. Романовский^{1,2}, Е.Е. Серебрянников^{1,2}, А.Б. Федотов^{1,2}, А.М. Желтиков⁴

¹Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва 119992, Россия ²Российский квантовый центр, Сколково, Московская область 143025, Россия ³НИЦ«Курчатовский институт», Москва 123182, Россия ⁴Улица Правды 17/19, Москва 125040, Россия

введение

Развитие оптики мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного (ИК) диапазона диктуется насущными потребностями различных областей физики и современных технологий. Наряду с разработкой новых подходов к генерации, управлению параметрами и транспортировке сверхкоротких ИК-сигналов высокой пиковой мощности, неизбежно возникают вопросы с особенностями нелинейной оптики сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона.

В настоящей главе представлены результаты исследований широкополосного нелинейно-оптического преобразования сверхкоротких лазерных импульсов среднего ИК-диапазона, выполненных коллективом научной группы фотоники и нелинейной спектроскопии МГУ имени М.В. Ломоносова и Российского квантового Центра под руководством профессора А.М. Желтикова. Экспериментальные исследования проводились с использованием субтераваттной фемтосекундной лазерной системы с центральной длиной волны 3.9 мкм и титан-сапфировой лазерной системы с оптическим параметрическим усилителем и генератором разностной частоты, работающей в диапазоне 2–12 мкм. Наличие такого уникального набора фемтосекундных лазерных источников среднего ИК-диапазона дает возможность исследовать различные сценарии нелинейно-оптических преобразований: генерации высших оптических гармоник, мультиоктавного суперконтинуума и однопериодных импульсов в видимом и ближнем ИК-диапазоне, а также формирования электромагнитных импульсов вплоть до терагерцового и микроволнового (ТГц/СВЧ) диапазонов. Энергии используемых импульсов позволяют варьировать интенсивности от достаточно умеренных, соответствующих режимам взаимодействия со средой, описываемых в рамках теории возмущений, до субрелятивистских интенсивностей. Теоретическое описание основано на модели, в которой сверхкороткий импульс лазерного излучения вызывает высокочастотную модуляцию связывающего потенциала, удерживающего электроны в атомах, молекулах или узлах кристаллической решетки. Сверхбыстрая динамика формируемых при этом электронных волновых пакетов обуславливает сверхширокополосный, мультидиапазонный нелинейно-оптический отклик вещества, приводящий к богатой картине нелинейно-оптических явлений – от генерации гармоник высокого порядка до излучения ТГц/СВЧ-суперконтинуума.

В разделе 1 рассмотрены основные особенности использования фемтосекундных импульсов среднего ИК-диапазона, отличные от широко распространенных источников фемтосекундных импульсов ближнего ИК и видимого диапазонов. Квадратичная зависимость эффективности нелинейно-оптических процессов от длины волны лазерной накачки, в частности, при филаментации фемтосекундных импульсов в газовых средах и прозрачных твердых телах, позволяет говорить о новых физических аспектах распространения и взаимодействия импульсов среднего ИК-излучения со средой.

Для описания новых физических особенностей нелинейно-оптических преобразований фемтосекундных импульсов среднего ИК-диапазона, приводящих к генерации ТГц/СВЧ-суперконтинуума, был проведен анализ на основе модели токов в лазерных филаментах или лазерной плазме, генерирующих вторичное низкочастотное ТГц/СВЧ-излучение. Развитая модель является обобщением теории Франка-Тамма генерации черенковского излучения при наличии краевых эффектов и демонстрирует единую природу тормозного, переходного и черенковского излучения. Эти вопросы подробно изложены в разделе 2.

Большое внимание в проведенных новых исследованиях отводится характеризации получаемых в процессе нелинейного преобразования электромагнитных импульсов: их временному профилю, поляризационным особенностям, пространственным условиям распространения. При этом измерения проводились в огромном спектральном диапазоне от рентгеновского до ТГц/СВЧ-диапазона (раздел 3). Рассмотрение нелинейно-оптических эффектов с участием сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона было бы неполным, если рассматривать только генерацию низкочастотных электромагнитных импульсов. Электронные токи в плазме, формируемые при облучении твердотельных мишеней лазерными импульсами субрелятивистской и релятивистской интенсивности, могут не только являться источником низкочастотного излучения, но также одновременно приводить к генерации гармоник высокого порядка. Поэтому было решено расширить рамки представляемого материала и в последнем пункте этого раздела рассмотрены эффекты, приводящие к генерации излучения уже в высокочастотной области.

В разделе 4 приведены результаты экспериментов по генерации предельно коротких импульсов с длительностями порядка одного и менее периодов поля, влиянию фазы относительно огибающей на генерацию мультиоктавного суперконтинуума и формированию этих импульсов в полых антирезонансных волноводах, заполненных инертными газами.

Результаты исследований, представленных в настоящей главе, не только представляют увлекательную физику взаимодействия фемтосекундных импульсов с веществом, но позволяют говорить о практическом использовании электромагнитных импульсов в спектре с мультидиапазонными границами.

1. ШИРОКОПОЛОСНОЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ГАЗОВЫХ СРЕДАХ

Возможность эффективного широкополосного преобразования лазерных импульсов с центральной длиной волны, лежащей в среднем ИК-диапазоне, была продемонстрирована в конце 1970-х годов [1]. На поверхности алюминиевой мишени наносекундными импульсами СО, лазера генерировалась плазма, которая становилась источником оптических гармоник вплоть до 11-го порядка. Через несколько лет также с использованием этого типа лазера были сгенерированы гармоники вплоть до 46-го порядка (230 нм) [2] на поверхности карбоновых стержней. Использование более коротковолновых пико- и субпикосекундных эксимерных [3, 4], а затем и неодимовых лазерных систем [5, 6] продемонстрировало генерацию высших гармоник в благородных газах. Развитие технологии твердотельных фемтосекундных лазерных источников [7], в частности, широко используемых в настоящее время и технологичных титан-сапфировых лазеров [8], положило начало интенсивного исследования процессов взаимодействия мощных световых полей ближнего ИК-диапазона с веществом при длительности лазерных импульсов порядка нескольких периодов поля, в результате чего была реализована генерация гармоник вплоть до рентгеновского диапазона [9, 10].

Развитие фемтосекундных лазерных источников в более длинноволновую область относительно титан-сапфировых систем [11–16] актуализирует исследования масштабирования известных нелинейно-оптических эффектов по длине волны поля накачки и обусловливает потребность расширения и обобщения физической картины при взаимодействии излучения таких источников с веществом [17–19]. Повышенное влияние пондеромоторного потенциала и больший период колебания поля лазерного излучения в среднем ИК-диапазоне напрямую влияет на кинетические параметры и динамику свободных электронов в создаваемой в газах или на поверхности твердотельных мишеней плазме, заметно снижая порог интенсивности накачки, необходимой для наблюдения эффектов релятивистской электронной динамики [20, 21]. Квадратичная зависимость критической мощности самофокусировки от длины волны лазерного источника в сочетании со свойствами аномальной дисперсии атмосферного воздуха в среднем ИК-диапазоне обеспечивает высокую степень пространственно-временной локализации излучения без существенных потерь энергии на ионизацию [22–24]. Продемонстрированы сценарии рекордно широкополосного нелинейно-оптического преобразования лазерных импульсов среднего ИК-диапазона в газах, твердых телах, фотонно-кристаллических (ФК) волноводах [25–27].

На рисунке 1.1 иллюстрируются основные идеи физической модели универсальной картины взаимодействия сверхкороткого импульса интенсивного лазерного излучения с веществом [28–30]. В рамках этой модели сверхкороткий импульс лазерного излучения вызывает высокочастотную модуляцию связывающего потенциала, удерживающего электроны в атомах, молекулах или узлах кристаллической решетки. Сверхбыстрая динамика формируемых при этом электронных волновых пакетов обусловливает сверхширокополосный, мультидиапазонный нелинейно-оптический отклик вещества, приводит к богатой картине нелинейно-оптических явлений – от генерации гармоник высокого порядка до излучения ТГц-СВЧ-суперконтинуума.



Рис. 1.1. Физическая модель универсальной картины взаимодействия сверхкороткого импульса интенсивного лазерного излучения с веществом [28–30]

Эффективным и уникальным инструментом генерации как интенсивного высокочастотного, так и низкочастотного излучения является лазерная филаментация [31–33]. При этом вторичное излучение лазерно-плазменных источ-

ников, индуцируемых импульсами среднего ИК-диапазона, может характеризоваться повышенной эффективностью и отличными от условий ближнего ИК управляющего поля свойствами, определяясь динамикой фотоэлектронных токов [34, 35]. Схожие физические процессы, приводящие к генерации высокочастотного излучения гармоник и низкочастотного излучения терагерцового и СВЧ-диапазонов [36, 37], мотивируют проводить исследования по развитию универсальных лазерно-плазменных методов генерации сверхширокополосного вторичного излучения в поле лазерных импульсов среднего ИК-диапазона. Данные методики представляют несомненный интерес с точки зрения исследований сверхбыстрой электронной динамики [38], широкополосной спектрохронографии [39], дистанционного зондирования [40] и удаленной высокоплотной передачи информации [41].

Кратко остановимся на некоторых особенностях распространения мощных лазерных импульсов среднего ИК-диапазона. Множество методов нелинейной спектроскопии, таких как спектроскопия удаленного зондирования и лазерно-индуцированного пробоя [42], нелинейное метеорологическое лазерное детектирование ИК-диапазона [43], многомерная спектроскопия в диапазоне длин волн характерных молекулярных резонансов и прочие требуют доставки на большие расстояния интенсивного излучения с необходимой длительностью и энергией импульса, а также хорошим качеством лазерного пучка. Часто эта задача затруднена атмосферной турбулентностью, вызывающей случайные вариации показателя преломления и приводящей к флуктуациям интенсивности света на мишени [44, 45]. Распространение света в режиме филаментации, при которой интенсивность ограничена плазменной дефокусировкой, в некоторой степени помогает решить эту задачу, но вызывает новые проблемы, связанные с формированием плазмы, сопровождающимся энергетическими потерями и расщеплением временной формы импульса [45]. Другое ограничение на доставку излучения с помощью филаментации порог мультифиламентации, вызванный модуляционными неустойчивостями, которые имеют случайный характер и приводят к сильным искажениям лазерного пучка на мелком масштабе. Множественная филаментация происходит в условиях сильного превышения пиковой мощности импульса P_{peak} над критической мощностью самофокусировки P_{cr} ($P_{peak} > 10 P_{cr}$ [46]). Поэтому в случае 40-фс, 800-нм импульсов энергия, содержащаяся в одном филаменте атмосферного воздуха, ограничена на уровне субмиллиджоуля [47]. Чирпирование лазерного импульса помогает индуцировать филаментацию из удаленной позиции в пространстве [48] и увеличивает максимальную энергию, которую можно передать в режиме одиночной филаментации, до 1-2 мДж в ближнем ИК-диапазоне [49], но не устраняет упомянутых выше проблем, связанных с формированием плазмы.

Ситуация значительно меняется, если увеличить центральную длину волны лазерного излучения. Так как Р_{сг} масштабируется как квадрат длины волны, в одиночном филаменте среднего ИК-диапазона можно передать значительно больше энергии. Кроме этого, в среднем ИК-диапазоне ниже скорость иони-

зации и меньше скорость нарастания модуляционных неустойчивостей [22]. Из-за большого диаметра [22, 50] филаменты в среднем ИК-диапазоне менее чувствительны к случайным флуктуациям показателя преломления, аэрозолям и мелким водяным каплям. Наконец, уникальная комбинация высокой прозрачности атмосферы и аномальной дисперсии воздуха в некоторых окнах прозрачности атмосферы дает возможность передачи высокоэнергетичных лазерных импульсов практически без потерь [51] в режиме солитонной самокомпрессии [52, 53], который помогает увеличить интенсивность излучения на удаленно расположенной мишени, необходимую для генерации когерентного суперконтинуума [54, 55], интенсивного терагерцового излучения [56] и высоких гармоник [57]. С другой стороны, сильные молекулярные резонансы, характерные для среднего ИК-диапазона, не только задают аномальную дисперсию атмосферы, но и усложняют распространение сверхкоротких лазерных импульсов из-за энергетических потерь, вызванных молекулярными полосами поглощения атмосферы.

Таким образом, достаточно краткий обзор распространения импульсов среднего ИК-диапазона в газовых средах показывает разнообразие новых физических аспектов относительно использования импульсов видимого и ближнего ИК-диапазонов.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО, МИЛЛИМЕТРОВОГО И СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ФИЛАМЕНТАХ И ПЛАЗМЕННЫХ КАНАЛАХ

В настоящем разделе обсуждаются особенности физической картины генерации вторичного низкочастотного излучения плазмы в поле сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона. Приводимый анализ основан на модели электрических токов в лазерных филаментах и плазменных каналах, генерирующих вторичное низкочастотное терагерцовое и СВЧ-излучение. Рассматриваются два основных физических механизма. Во-первых, туннелирование электронов в поле высокоинтенсивного лазерного излучения приводит к скачкообразному росту электронной плотности. Скачки электронной плотности, локализованные вблизи максимумов оптического поля, модулируют вызванный фотоионизацией ток в поперечном по отношению к распространению лазерного импульса направлении, служащий источником сверхширокополосного излучения со спектром от миллиметрового до вакуумного ультрафиолетового (УФ) диапазона. За счет интерференции излучения, сгенерированного на каждом полупериоде поля, формируются оптические гармоники высокого порядка и суперконтинуум в терагерцовом и миллиметровом диапазонах. При возбуждении двухчастотным полем временная асимметрия

лазерного импульса усиливает генерацию низкочастотного излучения и гармоник за счет асимметрии поперечных фотоионизационных токов. Во-вторых, краевые эффекты в лазерных филаментах связывают черенковское излучение, генерируемое сопровождающими быстро движущийся ионизационный фронт лазерного импульса продольными и поперечными токами, с тормозным и переходным излучением, делая эти три типа излучения физически неразличимыми. Обобщая эффект Черенкова на эванесцентные поля путем учета субсветовых (т.е. движущихся со скоростью меньше фазовой скорости электромагнитного излучения в среде) электрических токов, разработана единая модель для данного класса явлений, описывающая суб- и сверхсветовые излучающие токи.

2.1 Генерация терагерцового, миллиметрового и СВЧ-излучения в двухчастотных лазерноиндуцированных филаментах и плазменных каналах

В основе метода генерации сверхширокополосного электромагнитного излучения поперечными туннельными токами лежит использование двухчастотного поля, состоящего из импульса ИК-диапазона высокой пиковой мощности и его второй гармоники со сдвинутой на $\pi/2$ фазой, генерирующих широкополосный нелинейный отклик газовой системы (рисунок 2.1). Туннельная ионизация на каждом полупериоде лазерного поля приводит к формированию всплесков электронной плотности (рисунок 2.2а). Часть электронов, траектория которых отмечена черными стрелками на рисунке 2.1а, возвращается к атомному остову в течение следующего полупериода лазерного поля, излучая последовательность аттосекундных импульсов (показаны белым на рисунке 2.16). Спектр этой последовательности представляет собой множество высоких гармоник, простирающихся от среднего ИК- до УФ-диапазона (рисунок 2.1в) [58]. В двухчастотной схеме временная асимметрия импульса приводит к генерации низкочастотного излучения за счет фотоионизационного тока (фототока) [59-66] и четырехволнового смешения [67–71]. Часть электронов, траектория которых отмечена сине-розовой заливкой на рисунке 2.1а, улетает безвозвратно от атомного остова до тех пор, пока их не остановят столкновения с ионами и нейтральными молекулами. Эта часть электронов испускает низкочастотное широкополосное излучение, временная форма которого показана на рисунке 2.16 фиолетовой заливкой. Спектральный состав этого излучения образует сверхширокополосный континуум, перекрывающий СВЧ, миллиметровый и терагерцовый спектральные диапазоны (рисунок 2.1в).

Модель ионизационного фототока как источника низкочастотного излучения основана на стандартном полуклассическом уравнении [46, 72] $\partial j(\eta)/\partial \eta + v_j(\eta) = (e^2/m_e)\rho(\eta)E(\eta)$, где η – время в сопровождающей импульс системе отсчета, $j(\eta)$ – фототок, $E(\eta)$ – поле накачки, v_e – частота столкновений, $\rho(\eta)$ –

электронная плотность, е, m_e – заряд и масса электрона, соответственно. Электрическое поле, излучаемое фототоком, вычисляется как $E_j(\eta) \propto \partial j(\eta)/\partial \eta$ [46, 72]. Спектральная интенсивность $|E_j(\omega)|^2 \propto |\omega j(\omega)|^2$ содержит множитель ω^2 – характерное следствие дифракции в дальнем поле [73]. Двухчастотное поле задается в виде $E(\eta) = E_0[exp(-\eta^2/\tau_p^2)cos(i\omega_0\eta) + \xi exp(-\eta^2/\tau_p^2)cos(2i\omega_0\eta+\psi)]$, где $\tau_p^2 = 0.64 \tau_0^2$, τ_0 – длительность импульса, вычисленная по уровню половины высоты его временного профиля интенсивности, ξ и ψ – относительные амплитуда и фаза второй гармоники, соответственно. Уравнение для фототока решается совместно со скоростным уравнением для электронной плотности $d\rho/d\eta = w(\eta)[\rho_0 - \rho(\eta)]$, где $w(\eta)$ – скорость ионизации воздуха, вычисленная по модели Амосова-Делоне-Крайнова [46, 74], ρ_0 – плотность нейтральных частиц. Частота столкновений вычисляется как $v_e = 1/\tau_e$, где $\tau_e = 350(p_{atm}/p)$ фс, p – давление воздуха, p_{atm} – атмосферное давление [46].



Рис. 2.1. Иллюстрация метода генерации сверхширокополосного электромагнитного излучения. (а) Динамика движения электронов в двухчастотном лазерном поле. (б, в) Временная форма (б) и спектр (в) электромагнитного импульса, излучаемого плазменными токами

На рисунках 2.2–2.4 приведены результаты моделирования лазерно-плазменной генерации терагерцового и миллиметрового излучения интенсивными лазерными импульсами с длиной волны 800 нм. Туннельный режим ионизации, доминирующий в среднем ИК-диапазоне, поддерживается в ближнем ИК-диапазоне за счет увеличения интенсивности лазерного поля (на уров-

не 200 ТВт/см²). Поэтому данные общие принципы и физический механизм туннельных фототоков пригодны как для интенсивных импульсов ближнего ИК-диапазона, так для лазерных импульсов среднего ИК-диапазона, где туннельная ионизация происходит даже при умеренных интенсивностях лазерного поля.



Рис. 2.2. Генерация суперконтинуума туннельными фотоэлектронными токами. (а) Ступеньки электронной плотности ρ(η) (розовая кривая) и скорость ионизации w(η) (зеленая заливка), индуцированные двухчастотным лазерным полем E(η) (штриховая кривая) с интенсивностью I₀ = 200 TBт/см² в атмосферном воздухе при давлении p = 1 мбар. (б) Временная динамика фототока j(η), демпфированного электронными столкновениями на временном масштабе характерного времени электронных столкновений τ_e. (в) Спектр мультидиапазонного суперконтинуума, излучаемого единичным фототоком j(η) (сплошная кривая)

Сильное электромагнитное поле в перетяжке сфокусированного в газе лазерного пучка вызывает туннельную ионизацию атомов и приводит к ступенчатому нарастанию электронной плотности $\rho(\eta)$ (розовая кривая на рисунке 2.2a), в которой каждая ступенька связана с максимумом поля в пределах каждого полупериода колебаний поля. Скорость электронного туннелирования w(η) (зеленая заливка на рисунке 2.2а) резко возрастает с ростом интенсивности поля І, что приводит к крутому временному профилю ступенек электронной плотности $\rho(\eta)$ (розовая кривая на рисунке 2.2а). Такие ступеньки модулируют фототок, генерирующий низкочастотное излучение с шириной в десятки октав (рисунок 2.2а, 2.3г) и оптические гармоники высокого порядка. Например, для интенсивности лазерного поля I₀ = 200 ТВт/см² типичная длительность ступеньки составляет менее 0.5 фс. Каждая ионизационная ступенька локализована в пределах полупериода поля (рисунок 2.2a), $\rho(\eta)$ индуцирует сверхширокополосную силу $F(\eta) = (e^2/m_{\eta})\rho(\eta)E(\eta)$, которая инициирует фотоэлектронный ток j(η) в поперечном по отношению к распространению лазерного импульса направлении. Но демпфирование фототока со скоростью столкновений у приводит к экспоненциальному спаду фототока на характерном временном масштабе электронных столкновений с ионами и нейтральными молекулами (рисунок 2.2б), ограничивая спектр электромагнитного излучения, испущенного фототоком i(n), и обозначая низкочастотную границу спектра $\approx v_a$ такого излучения (пунктирная вертикальная линия на рисунке 2.2в).

Спектр отдельного фототока, индуцированного одним полупериодом лазерного импульса, показан на рисунке 2.2в и представляет собой широкое плато, ограниченное на низких частотах частотой столкновений, а на высоких частотах – обратной длительностью акта фотоионизации полупериодом лазерного импульса (длительность зеленых пиков на рисунке 2.2a, 2.3a–2.3в). Когерентно складываясь, спектр туннельных фототоков, индуцированных многопериодным лазерным импульсом, представляет собой гармоники в высокочастотной области и суперконтинуум в терагерцовом и миллиметровом диапазоне (рисунок 2.3г). Видность гармоник зависит от числа актов ионизации, что хорошо заметно на рисунке 2.3г, а следовательно, от длительности лазерного импульса, выраженной в оптических периодах.



Рис. 2.3. (а-в) Временные профили импульса накачки (синие пунктирные кривые), скорости ионизации (зеленая заливка) и электронной плотности (розовые сплошные кривые) в атмосферном воздухе при длительности импульсов $\tau_0 = 5 \, \varphic$ (а), 10 φc (б) и 20 φc (в). (г) Спектр излучения, сгенерированного в атмосферном воздухе при различной длительности импульсов (указаны на рисунке). Голубой заливкой приведен спектр двухчастотного поля при $\tau_0 = 5 \, \varphic$. Давление воздуха равно 1 мбар. Параметры двухчастотного поля: центральная длина волны лазерного импульса $\lambda_0 = 800 \, \text{нм}$, доля амплитуды поля второй гармоники относительно амплитуды лазерного поля $\xi = 0.3$, сдвиг фазы второй гармоники $\psi = \pi/2$, пиковая интенсивность $I_0 = 200 \, \text{TBT/cm}^2$

Как показывают расчеты, столкновения электронов с ионами и нейтральными частицами приводят к экспоненциальному подавлению фототока $j(\eta)$ на временах порядка τ_e , что, в свою очередь, определяет низкочастотную отсечку спектра суперконтинуума $\omega_c \approx v_e$ (рисунок 2.3, 2.4а, 2.4б). Анализ длин-

новолновой части суперконтинуума позволил установить, что ее максимальная частота ω_h с высокой точностью аппроксимируется выражением $\omega_h \approx \pi/\tau_0$. Отметим, что масштабирование с давлением у этих частот разное, ω_h не зависит от давления, а $\omega_c \approx v_e \propto p$. На рисунке 2.4в показана зависимость от давления центральной частоты $\omega_m \propto p^{1/2}$ длинноволновой части суперконтинуума ($\omega_c < \omega_m < \omega_h$). А максимальная частота отсечки гармоник определяется $\omega_q \approx (v_e \sigma)^{1/2} \propto p^{1/2}$, где σ – ширина ионизационного пика во временной зависимости скорости ионизации w(η) (зеленая заливка на рисунке 2.3а–2.3в).

Четырехволновое смешение $2\omega_0 - \omega_0 - \omega_0$ также приводит к генерации терагерцового излучения, однако численный анализ в рассмотренном диапазоне параметров импульса и давлений газа показывает, что сигнал четырехволнового смешения имеет центральную частоту порядка 15 ТГц и быстро спадает с уменьшением частоты, достигая значения 0.1 от своей максимальной интенсивности уже на частоте 5.7 ТГц (голубая заливка на рисунке 2.4а, 2.4б). Спектры фототоков простираются намного глубже в низкочастотную область, чем спектр нелинейной поляризации четырехволнового смешения (см. сплошные кривые и синюю заливку на рисунке 2.4а, 2.4б).



Рис. 2.4. (а, б) Спектры длинноволновой части суперконтинуума, сгенерированного туннельными фотоионизационными токами в воздухе двухчастотным лазерным полем при различных давлениях (указаны на рисунке): линейный (а) и логарифмический масштаб (б). Голубой заливкой показаны спектры нелинейной поляризации по модели четырехволнового смешения. (в) Зависимость центральной частоты длинноволновой части суперконтинуума от давления газа р: моделирование (кружки) и аппроксимация зависимостью $p^{1/2}$ (розовая кривая). Параметры двухчастотного поля: центральная длина волны лазерного импульса $\lambda_0 = 800$ нм, доля амплитуды поля второй гармоники относительно амплитуды лазерного поля $\xi = 0.3$, сдвиг фазы второй гармоники $\psi = \pi/2$, пиковая интенсивность $I_0 = 200$ TBT/см², длительность импульса $\tau_0 = 40$ фс. (г) Зависимость высокочастотной отсечки длинноволновой части суперконтинуума от длительности лазерного импульса: моделирование (кружки) и аппроксимация зависимостью $1/\tau_0$

Помимо низкочастотной отсечки, длинноволновая часть суперконтинуума обладает и высокочастотной отсечкой (рисунок 2.4a, 2.4б), которую можно объяснить интерференцией ионизационных скачков в зависимости $\rho(\eta)$. В поле лазерного излучения, состоящего из M/2 оптических периодов, когерентное сложение отдельных скачков фототока приводит к интерференционной картине $\Phi(M, \omega/\omega_0) = [\sin(M\pi\omega/\omega_0)/\sin(\pi\omega/\omega_0)]^2$ [58]. Главные максимумы функции $\Phi(M, \omega/\omega_0)$ соответствуют частотам $\omega_1 = 1\omega_0$, где 1 = 0, 1, 2... Ширина каждого максимума и, соответственно, высокочастотная отсечка длинноволновой части суперконтинуума равна $\omega_h \approx \pi/\tau_0$. Результаты моделирования показывают, что величина ω_h при различных длительностях импульса τ_0 отлично аппроксимируется зависимостью $\propto 1/\tau_0$ (рисунок 2.4г).

Таким образом, лазерно-индуцированный туннельный фотоэлектронный ток при надлежащем выборе давления газа и параметров лазерного импульса может служить источником электромагнитного излучения со сверхшироким спектром, простирающимся от вакуумного УФ-диапазона до СВЧ-диапазона. Интерференция излучения, сгенерированного на каждом полупериоде поля отдельными скачками фототока, приводит к формированию СВЧ/ТГц-суперконтинуума в низкочастотной области спектра и хорошо разрешенных оптических гармоник высокого порядка в высокочастотной области спектра.

2.2 Модель плазменной антенны генерации черенковского и переходного СВЧ-излучения в лазерноиндуцированных филаментах и плазменных каналах

Черенковское излучение – один из центральных эффектов релятивистской электродинамики, лежащий в основе широкого класса оптических явлений, в которых движущийся источник генерирует излучение с характерной конусообразной диаграммой направленности. Однако когда траектория источника ограничена в пространстве, трансляционная симметрия его движения нарушается, что приводит к возникновению краевых эффектов, модифицирующих картину конической эмиссии. Такие краевые эффекты, а также их взаимосвязь с характеристиками вторичного излучения лазерных филаментов исследованы в настоящем разделе. Продемонстрировано, что переходные токи заряженных частиц вблизи границ филамента связывают черенковское излучение с тормозным и переходным излучением, что приводит к появлению зависящих от протяженности плазменного канала особенностей в структуре поля. Разработана единая модель данного класса излучательных явлений, описывающая суб- и сверхсветовые излучающие токи, в рамках которой низкочастотная отсечка спектра излучения определяется протяженностью филамента.

Модели лазерно-индуцированных плазменных токов [35, 46, 60, 72, 75–78] позволили выявить множество важных свойств вторичного терагерцового излучения в экспериментах с лазерными филаментами и лазерной плазмой. В частности, было показано, что пондеромоторные продольные плазменные токи [75, 76, 78] являются источником яркого переходного-черенковского излучения в терагерцовом диапазоне. Возможность данных физических механизмов

описать продемонстрированную в недавних исследованиях [79–84] генерацию излучения от филаментов на гораздо более низких микроволновых частотах не очевидна. Действительно, спектр низкочастотного излучения от филаментов в экспериментах оказывается значительно ниже плазменной частоты, что вызывает вопрос о том, могут ли сверх- [75] или субсветовые [78, 66] плазменные токи (т.е. токи, движущиеся со скоростью больше или меньше фазовой скорости света в среде) генерировать излучение на длинах волн, намного превышающих поперечный размер лазерно-плазменного источника.

Выполненный анализ электрических токов в лазерных филаментах, генерирующих вторичное низкочастотное СВЧ-ТГц-излучение, показывает, что краевые эффекты в лазерных филаментах связывают черенковское излучение, генерируемое такими токами, с тормозным и переходным излучением, делая эти три типа излучения физически неразличимыми. Благодаря расширению эффекта Черенкова на эванесцентные поля путем учета субсветовых электрических токов была разработана единая модель для данного класса явлений, описывающая суб- и сверхсветовые излучающие токи. В данной модели лазерно-плазменного взаимодействия длинноволновое излучение формируется на пространственных масштабах, намного превышающих поперечный размер лазерного филамента. Интерференция электромагнитных полей, излучаемых импульсно возбужденными переходными токами вблизи краев филамента, лежит в основе проведенного анализа. Модель успешно описывает спектральные и пространственные свойства вторичного излучения, наблюдаемые в экспериментах, и связывает низкочастотную отсечку спектра излучения с протяженностью филамента.

Рассмотрим подход Франка-Тамма, в котором рассматривается электрический ток ј электрического заряда е, который распространяется вдоль бесконечной прямой линии с постоянной скоростью **v**: **j** = (0, 0, е**v** δ (**r**-vt)) (рисунок 2.5). В этом случае поле излучения определяется тремя ненулевыми компонентами E_{ρ} , E_z и H_{ϕ} , а его волновой фронт распространяется под углом Черенкова θ_0 = arccos(1/ β n) (рисунок 2.5а), где β = v/c, с – скорость света в вакууме, n – показатель преломления [85-89].



Рис. 2.5. (а) Черенковское излучение релятивистского заряда, распространяющегося со скоростью v в среде с показателем преломления n, как результат интерференции сферических волн (розовые окружности), излучаемых каждой точкой траектории частицы. (б) Решение Перселла [90] для поля заряда, мгновенно начинающего движение из точки z = 0, и электростатическое поле заряда. Пунктирной кривой показан сегмент окружности с центром в точке z = 0 и радиусом ct/n

В оригинальной релятивистской формулировке [86–88] черенковское излучение – это излучение релятивистского заряда, движущегося в среде со скоростью v_c , превышающей фазовую скорость генерируемого излучения $v_c > u = c/n$. С появлением лазеров теория черенковского излучения была с успехом применена для объяснения широкого класса излучательных процессов, в которых источник излучения, распространяющийся со скоростью более с/п, генерирует излучение вне оси распространения с характерной конусообразной диаграммой направленности.

Рассмотрим случай, когда источник – лазерный импульс или индуцированная им нелинейная поляризация и ионизационный фронт – перемещается в среде со скоростью более с/n(ω_s) (рисунок 2.6), но имеет фазовое согласование с распространяющимся не по оси излучением на частоте ω_s . Примером таких нелинейно-оптических явлений может служить черенковская генерация гармоник в волноводах и фотонных кристаллах [91–95], черенковское излучение терагерцового диапазона в электрооптических средах [96, 97], черенковское излучение оптических солитонов [98–101], а также черенковское излучение терагерцового диапазона от лазерных филаментов [66, 75, 78].

Электрический заряд, мгновенно начинающий движение со скоростью у в точке z = -L/2 вдоль филамента с протяженностью L, является источником тормозного излучения (рисунок 2.6а), диаграмма направленности которого показана синей линией. При этом диаграмма направленности излучения электрического диполя $\mathbf{d} = eLe_{z}$ показана розовой кривой, а всего филамента конечной протяженности – черной кривой (е_z – единичный вектор вдоль оси z, R₀ – расстояние между филаментом и точкой наблюдения в дальнем поле). Сверхкороткий лазерный импульс (зеленая кривая на рисунке 2.6б) индуцирует сверхбыструю ионизацию изначально нейтрального газа (розовая заливка на рисунке 2.6б), формируя резкий фронт ионизации (граница между розовой заливкой и незакрашенной областью), который распространяется в кильватере лазерного импульса. Переходные плазменные токи, индуцированные сверхбыстрой ионизацией, являются источником низкочастотного вторичного излучения в терагерцовом и субтерагерцовом диапазонах [66, 75, 78]. Электроны, формирующие данные токи, движутся при этом со скоростью, гораздо меньше скорости света. Ионизационный фронт, индуцирующий токи, распространяется в газе совместно с лазерным импульсом (рисунок 2.6б). Скорость фронта ионизации может быть близкой или превышать фазовую скорость СВЧ/ТГц-излучения, приводя к генерации излучения с диаграммой направленности, имеющей вид черенковского конуса (рисунок 2.66). Данный эффект последовательно описывает коническую эмиссию терагерцового излучения, наблюдавшуюся во множестве экспериментов с филаментацией [66, 76, 81, 82, 84].



Рис. 2.6. Черенковская схема генерации низкочастотного импульса. (а) Диаграмма направленности тормозного излучения электрического заряда после того, как он мгновенно начинает движение в точке z = −L/2 (синяя кривая) со скоростью v вдоль филамента с протяженностью L, а также диаграммы направленности электрического диполя d = eLe_z (розовая кривая) и всего филамента конечной протяженности (черная кривая). e_z – единичный вектор вдоль оси z, R₀ – расстояние между филаментом и точкой наблюдения в дальнем поле. (б) Тормозное-переходное-черенковское излучение от лазерного филамента. Сверхкороткий лазерный импульс (зеленая кривая) индуцирует сверхбыструю ионизацию изначально нейтрального газа (розовая заливка), формируя резкий фронт ионизации (граница между розовой заливкой и незакрашенной областью), который распространяется в кильватере лазерного импульса. Синей кривой показана диаграмма направленности вторичного излучения лазерного филамента, простирающегося от z = −L/2 до z = L/2

Несмотря на то, что в кильватере лазерного импульса остается плазма, оценка $\omega = \omega_p$ низкочастотной отсечки вторичного излучения, где ω_p – плазменная частота, является несостоятельной, поскольку лазерный импульс распространяется в изначально нейтральной среде с фронтом ионизации позади него, в то время как вторичное излучение, излучаемое данным фронтом, распространяется за пределы лазерно-индуцированной плазмы (рисунок 2.6).

В силу того, что скорость источника излучения $v = c/n_g(\omega_0)$ определяется групповым показателем преломления пространственно-однородной нейтральной среды на частоте ω_0 , а фазовая скорость вторичного излучения $u = c/n(\omega)$ определяется показателем преломления пространственно-однородной среды на частоте ω , скорости v и и можно считать не зависящими от z пространственно-однородными параметрами. Как следствие, вторичное излучение генерируется как сверхсветовыми токами с v > c/n, так и субсветовыми токами с v < c/n. Излучение субсветовыми токами становится возможным из-за нарушения трансляционной симметрии источника и может рассматриваться как расширение описывается определением $\sin\theta_0$ в области $\beta n < 1$ как $\sin\theta_0 = i[1/(\beta n)^2 - 1]^{1/2}$ [84], где $\beta = v/c$.

Спектральная интенсивность поля, генерируемого ограниченным в пространстве током, имеет вид

$$S(\omega, \theta, L) \propto e^2 \beta^2 [Q(\omega, \theta, L)]^2 \sin^2 \theta / (4\pi^2 c R_0^2), \qquad (2.2.1)$$

где Q(ω , θ , L) = sin[ω L(1- β ncos θ)/(2v)]/(1- β ncos θ), R₀ – расстояние до точки наблюдения. Угловой максимум спектральной интенсивности S(ω , θ , L) достигается при угле θ_m , задаваемым условием ω L(1- β ncos θ_m) = π c. Если выражение (2.2.1) представить в виде S(ω , θ , L) $\propto J_B(\theta) \sin^2[\phi L/2]/R_0^2$, то можно заметить, что $J_B(\theta) = e^2\beta^2 \sin^2\theta/[4\pi^2c(1-\beta n\cos\theta)] - cпектральная интенсивность тормозного излучения в единичном телесном угле [89, 102-104]. В релятивистском пределе <math>J_B(\theta)$ достигает максимума при $\theta \approx 1/\gamma = (1-\beta^2)^{1/2}$, формируя диаграмму направленности, представленную синей кривой на рисунке 2.6а.

Рассмотрим теперь заряд е, покоящийся при z = 0 и t < 0, но мгновенно начинающий движение вдоль оси z с постоянной скоростью v при t = 0. Поле излучения такого заряда в точке r направлено по касательной к сфере с центром в точке z = 0 и радиусом сt/n и дается выражением [90, 105, 106]

$$E_{a} = \sin\theta b(\beta, \theta) \delta(r - ct/n)/r^{2}$$
(2.2.2)

На рисунке 2.5б это поле показано совместно с электростатическим полем заряда, иллюстрируя решение Перселла [90] для поля заряда, мгновенно начинающего движение в точке z = 0. Поле заряда, мгновенно останавливающегося при z = 0 и t = 0, имеет такую же амплитуду E_{ρ} , но противоположный знак.

Уравнение (2.2.2) может быть рассмотрено с точки зрения переходного излучения – электромагнитного излучения заряженной частицы при ее переходе через границу раздела сред A и B с различными диэлектрическими свойствами [89]. Как показали Гинзбург и Франк [106, 107], переходное излучение можно представить как сумму $E_A + E_B$ излучения E_A заряда, однородно движущегося в среде A, но мгновенно останавливающегося на границе раздела, и излучения E_B заряда, мгновенно начинающего движение в среде B. Поля E_A и E_B компенсируют друг друга только в случае, если среды A и B имеют одинаковые диэлектрические свойства. Поскольку структура обоих полей E_A и E_B задается выражением (2.2.2), поле вида (2.2.2) является характерным для переходного излучения.

Признаки переходного излучения и тормозного излучения неотделимы друг от друга, поскольку тормозное излучение происходит за счет ускорения зарядов, которое в представленной модели является бесконечным. Эта связь была выявлена в оригинальном подходе Гинзбурга-Франка к описанию переходного излучения [106, 107]. Ранее возможность описания генерации терагерцового излучения из филаментов в терминах теории переходного излучения была отмечена в работе [66], где исследована зависимость свойств вторичного излучения от протяженности филамента. Таким образом, поле ограниченного в пространстве тока можно представить в виде суперпозиции двух полей переходного излучения от заряда, мгновенно начинающего движение при z = -L/2и продолжающего двигаться со скоростью v вплоть до мгновенной остановки при z = L/2. В начале движения при z = -L/2 излучается поле W_1 , показанное розовым цветом на рисунке 2.7. При остановке движения при z = L/2 излучается второе поле W_2 переходного излучения с противоположной полярностью, показанное синим цветом на рисунке 2.7.

Время, затрачиваемое зарядом на прохождение расстояния L, равно L/v. Поэтому поля W_1 и W_2 достигают детектора, расположенного под углом θ к оси z, с задержкой $\Delta t = L/v - (n/c)Lcos\theta = (L/v)(1-\beta ncos\theta)$ (рисунок 2.7), формируя

фазовый сдвиг $\varphi = \omega \Delta t = (\omega L/v)(1-\beta n \cos \theta)$ между полями W_1 и W_2 . Поле E_{θ} имеет такие же поляризационные характеристики, как и черенковское излучение (рисунок 2.56, 2.7), т. к. $E_{\theta} = E_z + E_{\rho}$. Важно отметить, что в случае двухчастотного поля накачки генерируется излучение с совершенно другими поляризационными свойствами, т. к. в этом случае доминирующим механизмом генерации СВЧ- и терагерцового излучения являются поперечные фототоки, индуцируемые двухчастотным лазерным полем с нарушенной временной симметрией [104].



Рис. 2.7. Пространственно-временная структура поля излучения от лазерного филамента протяженностью L. Розовой и синей полуокружностями показаны поля тормозного-переходного излучения электрического заряда, мгновенно начинающего движение при z = -L/2 (W_1) и мгновенно останавливающегося при z = L/2 (W_2). Также показано разложение $E_0 = E_z + E_2$

В пределе малой длины филамента L << v/ ω спектральная интенсивность (2.2.1) преобразуется к виду

$$S(\omega, \theta, L) \propto (e\omega L)^2 \sin^2 \theta / (4\pi^2 c^3 R_0^2), \qquad (2.2.3)$$

отвечающему спектральной интенсивности электрического диполя с дипольным моментом $\mathbf{d} = eLe_z$. Данный результат означает, что излучение от протяженного филамента можно представить как результат интерференции полей элементарных диполей, расположенных вдоль филамента. Поскольку выражение (2.2.3) не зависит от отношения v/c, поле излучения от филамента с протяженностью L существует как в случае субсветовых, так и в случае сверхсветовых токов.

Таким образом, при увеличении длины филамента от L $<< v/\omega$ до L $>> v/\omega$ диаграмма направленности вторичного излучения в дальнем поле непрерывно преобразуется от характерной для дипольного излучения «восьмерки» (розовая кривая на рисунке 2.6а) до черенковского конуса с углом $\theta_0 = \arccos(1/\beta n)$,

при этом излучение на оси z подавляется за счет множителя sin² θ , входящего в выражения (2.2.1–2.2.3). Длинноволновая отсечка $\lambda_{\rm f}$ спектра вторичного излучения, которую можно оценить из выражения для Q(ω , θ , L), равна $\lambda_{\rm f}/2 \approx$ Ln|cos θ_0 – cos θ |, что при β n \approx 1 и n \approx 1 дает $\lambda_{\rm f} \approx$ 2 L|1 – cos θ |, откуда получается результат для $\lambda_{\rm f} \approx$ 4L при $\theta \approx \pi$. Новая характерная для процесса филаментации частота $\omega_{\rm f} = 2\pi c/\lambda_{\rm f} \sim c/L$ лежит в суб-ТГц- и СВЧ-диапазонах и гораздо ниже частоты $\omega_{\rm m} \sim 1/\tau_0$, определяемой длительностью лазерного импульса τ_0 . Данный факт позволяет объяснить генерацию низкочастотного вторичного излучения от лазерных филаментов.

Модель ограниченного в пространстве тока позволяет оценить масштабирование с длиной волны лазерного импульса λ₀ энергии вторичного излучения в дальнем поле W. Для случая гауссова возбуждающего импульса с амплитудой $i_{_0}$ и длительностью τ асимптотика W в пределе L/u \sim L/c >> τ имеет вид W \approx \check{W}_0 ln(L/ut), где $W_0 = \chi_0(\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} \tau i_0^2$, χ_0 – зависящий от пространственного распределения тока множитель [86]. Поскольку продольное поле, индуцируемое лазерным импульсом, масштабируется как λ_0^2 , имеем W $\propto i_0^2 \propto \lambda_0^4$. Другими физическими факторами, определяющими масштабирование энергии вторичного излучения с длиной волны λ_0 , являются зависимость от λ_0 скорости ионизации, а также дифракция, дисперсия и фазовое согласование. Результирующее масштабирование с учетом данных факторов оказывается более слабым, чем ∞ λ₀⁴, но, тем не менее, достаточно значительным для генерации СВЧ-импульсов с энергией до 1 мкДж и эффективностью преобразования 0.01% при филаментации в одночастотном поле с $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм. Данный результат показывает, что в одночастотном поле может генерироваться СВЧ-ТГц-излучение с энергией, сравнимой с двухчастотным случаем [84, 104].

3. ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ МУЛЬТИДИАПАЗОННОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО И СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА С ГАЗОВЫМИ СРЕДАМИ

Сверхбыстрая нелинейность плазменных токов, индуцированных пондеромоторной силой и ионизацией плазмы, играет центральную роль в процессе генерации низкочастотного излучения от терагерцового до СВЧ-диапазона в ходе филаментации [75, 78], что открывает перспективы создания ярких источников СВЧ-ТГц-излучения для использования в широком спектре приложений [108], включая медицинскую визуализацию, контроль безопасности, технологии дистанционного зондирования, исследование материалов, высокоскоростную твердотельную оптоэлектронику [109–111], ускорение частиц лазерной плазмы

[112], оптическую спинтронику [113] и лазерную валитронику [114, 115]. Модели лазерно-индуцированных плазменных токов [35, 46, 60, 72, 75–78] позволили выявить множество важных свойств вторичного терагерцового излучения в экспериментах с лазерными филаментами и лазерной плазмой. В частности, пондеромоторные продольные плазменные токи [75, 76, 78] являются источником яркого переходного-черенковского излучения в терагерцовом диапазоне.

Возможность данных физических механизмов описать продемонстрированную в недавних исследованиях [79–84] генерацию излучения от филаментов на гораздо более низких частотах не очевидна. Действительно, спектр низкочастотного излучения от филаментов в экспериментах оказывается значительно ниже плазменной частоты, что вызывает вопрос о том, могут ли сверх- [75] или субсветовые [78, 66] плазменные токи генерировать излучение на длинах волн, намного превышающих поперечный размер лазерно-плазменного источника.

Нелинейно-оптические свойства плазмы, возникающей при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом, широко исследуются, начиная с самых ранних этапов лазерной физики и нелинейной оптики [46, 72]. Понимание оптических нелинейностей плазмы необходимо для выяснения ограничений на параметры световых импульсов в мощных лазерных системах [72, 116]. На основе нелинейно-оптического отклика плазмы удается реализовать эффективные схемы преобразования частоты мощного лазерного излучения [117, 118].

Плазма, формируемая в поле мощных сверхкоротких лазерных импульсов, позволяет наблюдать новые нелинейно-оптические явления и реализовать новые режимы нелинейной динамики сверхкоротких световых импульсов [75, 76, 119–124]. На основе оптических нелинейностей такой плазмы удается обеспечить высокую эффективность генерации гармоник высокого порядка [75, 76, 119, 122–124] и терагерцового излучения [78, 60–82], а также осуществить уникальные режимы сверхширокополосных нелинейно-оптических взаимодействий [83, 84] и временно́го сжатия мощных световых импульсов [66].

3.1. Источник мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона

Развитие лазерных источников среднего ИК-диапазона [11-16] дало мощный импульс к пересмотру и дополнению физических основ нелинейно-оптических эффектов, наблюдаемых при работе с лазерами ближнего ИК-излучения. Одними из наиболее интересных являются задачи, связанные с формированием электромагнитных полей с шириной спектра в десятки октав. Такие волновые формы световых сигналов являются основой для создания субпериодных лазерных импульсов [60], когерентного синтеза световых сигналов [104], они предоставляют широкий набор инструментов для исследования сверхбыстрой динамики электронов в газах и твердых телах на предельно малых аттосекундных масштабах времени [125, 126]. В настоящее время наиболее мощные лазерные системы, позволяющие получить импульсы в среднем ИК-диапазоне, реализованы на принципе оптического параметрического усиления чирпированных импульсов (ОПУЧИ) [12]. При помощи источников этого класса, позволяющих генерировать импульсы с длительностями до сотни фемтосекунд и энергиями в единицы миллиджоулей были проведены эксперименты по исследованию оптических нелинейностей высокого порядка в атмосфере и инертных газах [127, 54], генерации когерентного рентгеновского излучения с энергией фотонов до 1.6 кэВ [25], филаментации в газах высокого давления [128].

Экспериментальные исследования, рассмотренные в данном разделе, были выполнены на уникальной лазерной системе, реализованной в лаборатории передовой фотоники Российского квантового центра совместно с группой профессора А. Балтушки (Венский Технический Университет, Австрия). В состав лазерной системы входит иттербиевый задающий лазер с регенеративным усилителем, промежуточный трехступенчатый оптический параметрический усилитель и трехступенчатый оптический параметрический усилитель чирпированных импульсов (рисунок 3.1).



Рис. 3.1. Экспериментальная схема субтераваттного источника фемтосекундных импульсов среднего ИК-диапазона, генерирующего импульсы с центральной длиной волны 3.9 мкм, энергией до 30 мДж, длительностью 80 фс. С – стретчер, К – компрессор, ГС – гризменный стретчер, РК – решеточный компрессор, СК – излучение суперконтинуума, YAG, КТР, КТА – нелинейные кристаллы

В качестве задающего источника используется твердотельный $Yb:CaF_2$ лазер, формирующий сверхкороткие импульсы с центральной длиной волны около 1030 нм. Методом регенеративного усиления энергия этих импульсов в системе может быть увеличена до 15 мДж при длительности импульсов около 200 фс и частоте повторения 500 Гц. Для целей генерации сверхкоротких импульсов в среднем ИК-диапазоне используются регенеративно усиленные импульсы с центральной длиной волны 1030 нм, энергией около 1 мДж и длительностью около 190 фс, служащие излучением накачки в схеме трехступенчатого оптического параметрического усиления. В данном режиме регенеративный усилитель работает с частотой повторения 1 кГц. На выходе оптического параметрического 200 фс. После увеличения их длительности до 70 пс в гризменном стретчере эти импульсы используются в качестве сигнальной волны на входе в трехступенчатый оптический параметрический усилитель чирпированных импульсов на основе кристаллов КТА. Накачкой

в параметрическом усилении служат импульсы излучения Nd:YAG-лазера длительностью 100 пс, формируемые в трех пучках с энергиями 50, 250 и 700 мДж. Энергия излучения холостой волны на выходе оконечного каскада оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов превышает 50 мДж. После их сжатия в решеточном компрессоре формируются импульсы с центральной длиной волны 3.9 мкм, энергией до 30 мДж и длительностью на уровне 90–100 фс. Для проведения экспериментов с высокой интенсивностью лазерного поля среднего ИК-диапазона имеются оптимизированные для условий лазерных экспериментов газовые камеры и вакуумное оборудование.

Описанная фемтосекундная субтераваттная лазерная система является одной из мощнейших в мире среди систем, генерирующих импульсы в среднем ИК-диапазоне. Ее фотографии представлены на рисунке 3.2.



Рис. 3.2. Фотографии субтераваттного источника сверхкоротких импульсов среднего ИКдиапазона, работающего на основе многокаскадного оптического параметрического усиления чирпированных лазерных импульсов

Для характеризации импульсов среднего ИК-диапазона (1500–5000 нм) имеется сканирующий монохроматор и ИК-детектор на основе HgCdTe с термоэлектрическим охлаждением. Для спектральных измерений в УФ, видимой области и ближнем ИК-диапазоне (200–1900 нм) используются стандартные спектрометры Ocean Optics. Временная характеризация импульса с восстановлением фазы поля производится методом оптического стробирования с разрешением по частоте на основе генерации второй гармоники (SHG FROG) в кристалле AgGaS₂ толщиной 0.5 мм. Характерный спектр мощного сверхкороткого импульса холостой волны, формируемой на выходе оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов, показан на рисунке 3.3а. Характерная FROG-спектрограмма этого импульса представлена на рисунке 3.36. Временная огибающая и фаза импульса, извлеченные из этой FROG-спектрограммы, показаны на рисунке 3.38.



Рис. 3.3. (а) Спектр (сплошная и штриховая кривые) и спектральная фаза (штрих-пунктирная кривая), (б) FROG-спектрограмма и (в) временной профиль (сплошная кривая) и фаза (штриховая кривая) импульса разработанного в лаборатории научной группы субтераваттного лазерного источника среднего ИК-диапазона

Создание и развитие подобной лазерной системы, генерирующей импульсы среднего ИК-диапазона с субтераваттными значениями пиковой мощности [129], позволило впервые наблюдать филаментацию при распространении лазерного излучения среднего ИК-диапазона в атмосферном воздухе [130-131], достичь более высокой эффективности удаленного резонансного возбуждения колебательных переходов лазера на азоте [132, 133], продемонстрировать компрессию субтераваттных импульсов среднего ИК-диапазона до длительностей, соответствующих нескольким периодам светового поля, в алюмоиттриевом гранате [134] и азоте [135], исследовать генерацию высших оптических гармоник [21] и мультидиапазонное формирование электромагнитных импульсов вплоть до ТГц/СВЧ-диапазона [83, 104, 136, 137].

3.2. Мультидиапазонная характеризация импульсов вторичного излучения плазмы

Ключевой задачей исследования мультидиапазонного суперконтинуума является разработка методов, с помощью которых можно было бы охарактеризовать сверхбыструю оптическую нелинейность связанных и свободных электронов во всем соответствующем частотном диапазоне – от УФ- до терагерцового диапазона и далее. Количественный экспериментальный анализ этого нелинейного отклика является сложной задачей. Для проведения спектрального анализа сверхширокополосного континуума в диапазоне от УФ до СВЧ была разработана экспериментальная схема характеризации сверхкоротких импульсов с мультидиапазонным спектром (рисунок 3.4, 3.5) с прямым измерением временной волновой формы поля на основе электрооптического метода и автокорреляционного анализа. Ниже будут рассмотрены предлагаемые методики характеризации сверхширокополосного поля в различных спектральных диапазонах.



Рис. 3.4. Экспериментальная схема характеризации СВЧ/ТГц-суперконтинуума: ОПУ – трехступенчатый оптический параметрический усилитель; ОПУЧИ – трехступенчатый оптический параметрический усилитель чирпированных импульсов; ГС – стретчер на основе двух пар решеток и призм; РК – решеточный компрессор; ПЗ1, ПЗ2, ПЗ3 – параболические зеркала с углом поворота 90°; AGS – кристалл второй гармоники AgGaS₂; КВП – коаксиальноволноводный переход; ШРА – широкополосная рупорная антенна; Φ – фильтры; ПЗО – 90° параболическое зеркало со сквозным отверстием; GaP - кристалл фосфида галлия; П – поляризатор; ЛЗ – линия задержки; З – зеркала; Л – линзы; λ/2 – полуволновая пластинка; λ/4 – четвертьволновая пластинка; Т– телескоп; ПВ – призма Волластона; БД – балансный детектор; СД – кремниевая светоделительная пластинка

Средний ИК-диапазон

Спектральный анализ суперконтинуума в среднем ИК-диапазоне выполняется с помощью сканирующего монохроматора, соединенного с криогенно-охлаждаемым детектором HgCdTe (рисунок 3.5а). Характеризация импульса во временном представлении выполнялась с помощью метода оптического стробирования с разрешением по частоте сигнала второй гармоники (SHG FROG), полученного в кристалле AgGaS₂ толщиной 300 мкм. Характеризация профиля пучка выполнялась с помощью пироэлектрической камеры на основе LiTaO₃ матрицы (рисунок 3.5а). Результаты измерения спектрально-временных свойств импульса и пространственной структуры пучка представлены на рисунке 3.56-3.5d.



Рис. 3.5. (а) Экспериментальная схема характеризации электромагнитного поля среднего ИК-диапазона. СЗ – сферические зеркала, К – клин из СаF₂, Д – диафрагма, СД – светоделительная пластина, С – InGaAs спектрометр, ЛЗ – линия задержки, SHG FROG – метод оптического стробирования сигнала второй гармоники с разрешением по частоте. (б) Спектрограмма FROG импульса на выходе лазерной системы. (в) Спектр импульса, измеренный непосредственно при помощи сканирующего монохроматора, (г) временная огибающая (сплошная кривая) и временная фаза (штриховая кривая) импульса, восстановленные из FROG спектрограммы, (д) пространственный профиль пучка на выходе лазерной системы

Терагерцовый диапазон

В терагерцовом диапазоне частот для характеризации применялась методика оптического сэмплирования [138, 139] и автокорреляционный метод [60, 140]. Излучение суперконтинуума проходило через набор фильтрующих элементов и сводилось в кристалле GaP толщиной 250 мкм с опорным пучком иттербиевого лазера. Лазерное излучение на длине волны 3,9 мкм и его вторая гармоника дополнительно блокировалось непрозрачным металлическим экраном диаметром 5 мм (рисунок 3.6). Сигнал на суммарной частоте проходил через четвертьволновую пластинку и призму Волластона на вход балансного детектора. Однако данный метод не позволяет характеризовать высокочастотную область спектра. Ограничение по частоте определяется условиями фазового согласования в кристалле и длительностью опорного импульса и в условиях экспериментов составляло около 3 ТГц.

Для характеризации более высокочастотного излучения применялся автокорреляционный метод. Данный метод основан на разделении исследуемого пучка на две реплики в кремниевом светоделителе (рисунок 3.7), одна из которых смещается относительно другой в линии задержки. Обе реплики затем объединяются на том же кремниевом светоделителе. Мощность комбинированного сигнала измеряется пироэлектрическим измерителем мощности на основе кристалла LiTaO₃ в зависимости от временной задержки между репликами. Фурье-преобразование автокорреляционной функции позволяет извлечь высокочастотную часть терагерцового диапазона спектра суперконтинуума (с частотами v от 3 до 50 ТГц).



Рис. 3.6. Экспериментальная реализация метода электрооптического сэмплирования: ЛЗ – линия задержки опорного пучка на центральной длине волны 1030 нм, П – поляризатор, λ/2, λ/4 – полу- и четвертьволновая пластинки, Л – линза, ПЗ – параболическое зеркало с апертурой 2 дюйма и сквозным отверстием, GaP – электрооптический кристалл, ПВ – призма Волластона, БД – балансный детектор, Ф – спектральный фильтр

Таким образом, хотя метод электрооптического сэмплирования обладает более высоким отношением сигнал/шум на частотах ниже 0.1 ТГц, он не позволяет анализировать высокочастотную область спектра, а автокорреляционный метод имеет ограничения в низкочастотной области спектра из-за передаточной функции кремниевой пластинки.



Рис. 3.7. Экспериментальная схема автокорреляционного анализа терагерцового излучения. 3 – зеркала, Si – кремниевая делительная пластина, ПЗ – широкоапертурное параболическое зеркало

Измерения спектра излучения в терагерцовом и миллиметровом диапазонах

Количественный анализ спектрального распределения мощности излучения суперконтинуума в терагерцовой и миллиметровой областях был выполнен с помощью набора калибровочных фильтров с известными высокочастотными отсечками. Прошедший через фильтры сигнал регистрировался ячейкой Голея в диапазоне 0.05–30 ТГц и затем обрабатывался с учетом полосы пропускания используемых при измерении фильтров.

Пространственная характеризация излучения в терагерцовом и миллиметровом диапазонах



Рис. 3.8. Поперечное распределение интенсивности широкополосного излучения в терагерцовом и миллиметровом спектральных диапазонах, полученное с помощью LiTaO₃ пироэлектрической камеры в фокусе параболического зеркала с фокусным расстоянием 10 см: (а) двумерный профиль пучка, (б) х- и (в) *у*-сечения данного профиля

При фокусировке сверхширокополосного излучения терагерцового и миллиметрового диапазона внеосевым параболическим зеркалом с апертурой 2 дюйма и фокусным расстоянием 10 см был получен профиль пучка в области его перетяжки (рисунок 3.8). Характерный размер радиуса пучка в перетяжке составил около 1.3 мм. Совместно с проведенными измерениями энергии и оценкой длительности импульса в терагерцовой и миллиметровой спектральных областях из автокорреляционных измерений можно оценить напряженность поля на оси пучка в области его фокуса.

Дециметровый и сантиметровый диапазон

Излучение в гигагерцовом диапазоне характеризовалось двумя способами. Первый способ основан на использовании пояса Роговского (B-dot, [62]) диаметра 7 мм, расположенного так, чтобы плазменная область пронизывала пояс (рисунок 3.9). Продольные плазменные токи, возбуждающие гигагерцовое электромагнитное излучение, регистрируются гигагерцовым осциллографом непосредственно во временном представлении. Полученный на осциллографе сигнал после деконволюции с функцией отклика регистрирующей электроники S(t)~dB(t)/dt пропорционален производной от магнитного поля, наведенного в петле продольными плазменными токами j(t). Используя закон Ампера, получим, что этот сигнал пропорционален производной от самих продольных плазменных токов $S(t) \sim dj(t)/dt$, возбуждающих электромагнитные волны. После Фурье-преобразования в спектральное представление сигнал B-dot дает информацию о спектре возбуждающих электромагнитное излучение плазменных токов в гигагерцовом диапазоне от 1 до 4 ГГц. Второй способ характеризации гигагерцовой части спектра электромагнитного излучения основан на использовании рупорной антенны, имеющей рабочий диапазон частот от 0.5 до 18 ГГц, подсоединенной через коаксиально-волноводный переход к осциллографу с максимальной частотой пропускания 50 ГГц (рисунок 3.9), а также регистрации ГГц излучения непосредственно коаксиально-волноводными пе-

реходами (КВП) с различными полосами пропускания. В экспериментах использовались несколько КВП с полосами пропускания, лежащими в диапазоне 5–50 ГГц. Геометрические размеры данных КВП позволяют регистрировать поляризацию исследуемых импульсов.



Рис. 3.9. Экспериментальная схема характеризации излучения в дециметровом и сантиметровом диапазоне длин волн. Л – линза из CaF₂, B-dot – пояс Роговского, PA – рупорная антенна

Видимый и ближний ИК-диапазон

Спектральные измерения в диапазоне 300–1100 нм проводятся с использованием спектрометра Ocean Optics HR4000 на основе кремниевой матрицы, а спектры в диапазоне 900–2200 нм измеряются с помощью InGaAs спектрометра NIRQuest. Достаточное перекрытие спектральных диапазонов, охватываемых этими спектрометрами, облегчает калибровку кусочно-спектральных измерений. Имелась возможность производить спектральные измерения с разрешением по поперечному сечению пучка при помощи регулируемой ирисовой диафрагмой, размещенной на высокоточной подвижке с двумя степенями свободы.

Характеризация контраста лазерного импульса

Для изучения взаимодействия интенсивного лазерного излучения с плазмой важен контроль контраста лазерного импульса, т.е. отношение пиковой интенсивности импульса к фоновой интенсивности за несколько десятков или даже сотен пикосекунд до пика лазерного импульса. Для измерения контраста использовалась техника SHG FROG (рисунок 3.5а), позволяющая производить измерения во временном диапазоне задержек более 100 пс. Такая схема позволяет измерить контраст импульса в динамическом диапазоне сигнал/шум, составляющем 4 порядка. Для увеличения динамического диапазона лазерный импульс растягивается в выходном решеточном компрессоре (чирпируется), при этом его интенсивность падает на 2 порядка, а на интенсивность фона такая величина чирпа практически не влияет из-за большой длительности фонового пьедестала. Таким образом, суммарный динамический диапазон измерений контраста импульса составляет 6 порядков.

3.3. Генерация суперконтинуума в терагерцовом и миллиметровом диапазоне одновременно с генерацией гармоник высокого порядка в видимом и ультрафиолетовом диапазонах при двухчастотной лазерной накачке

Комбинированная оптическая нелинейность связанных и свободных электронов позволяет осуществить генерацию высокоэнергетичного суперконтинуума сразу в нескольких спектральных диапазонах от вакуумного УФ- до СВЧ-диапазона [141–143]. Генерация настолько широкополосного суперконтинуума остро требуется для решения задач петагерцовой оптоэлектроники [110], сверхбыстрой спектрохронографии [143-145] и синтеза субпериодных световых полей [146]. Более длинноволновое излучение миллиметрового диапазона длин волн активно используется в задачах радиоастрономии, дистанционного зондирования, а также в телекоммуникационных технологиях, медицине и технологиях контроля безопасности [147, 148].

Основой подхода является использование двухчастотного лазерного поля, состоящего из сверхкороткого импульса среднего ИК-диапазона с высокой пиковой мощностью и его второй гармоники. Увеличение длины волны лазерного импульса приводит к значительному росту интенсивности терагерцового излучения [148, 149], обуславливая преимущества использования импульсов среднего ИК-диапазона.

В экспериментах использовались импульсы с центральной длиной волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, длительностью $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией до $E_0 \approx 30$ мДж (см. [130] и п. 3.1). Лазерное излучение заводилось в ячейку, заполненную газом при различных давлениях. В экспериментах использовались воздух, криптон, аргон, гелий и азот. Кристалл AGS толщиной 0.5 мм, используемый для генерации второй гармоники, располагался внутри газовой ячейки для уменьшения группового и фазового разбегания полей на основной частоте (3.9 мкм) и частоте второй гармоники (1.95 мкм). Для детектирования широкополосного излучения в области длин волн от УФ- до среднего ИК-диапазона на выходе кюветы ставилось окно из CaF₂ и далее излучение отводилось в сторону, коллимировалось и заводилось в спектрометр. При регистрации терагерцового излучения

было использовано окно из тефлона или полипропилена. Терагерцовое излучение коллимировалось параболическим зеркалом и затем фокусировалось вторым параболическим зеркалом на пироэлектрический детектор для измерения мощности терагерцового излучения либо на пироэлектрическую матрицу для измерения профиля пучка терагерцового излучения. Для спектрального анализа генерируемого терагерцового излучения была возможность использования набора фильтров, имеющих разные кривые пропускания в терагерцовом диапазоне. Временные характеристики генерируемых импульсов исследовались методом электрооптического сэмплирования и автокорреляционным методом (см. раздел 3.2).

Двухчастотное поле, полученное на выходе из кристалла, фокусировалось в газе, генерируя сверхширокополосное излучение (рисунок 3.10). Часть спектра суперконтинуума состоит из оптических гармоник, простирающихся от 250 нм до 2200 нм при $E_0 \approx 5$ мДж (рисунок 3.10а, 3.10б). Низкочастотная часть спектра лежит в диапазоне от 70 ГГц до 55 ТГц (рисунок 3.10в) и во временном представлении имеет форму импульса длительностью ≈ 70 фс (рисунок 3.10г–3.10е), что составляет менее половины периода поля на центральной частоте 6.7 ТГц. Напряженность сфокусированного низкочастотного излучения оценена с помощью измерений мощности излучения, его длительности и пространственного профиля пучка и составляет около 5 MB/ см. При этом напряженность поля только в миллиметровом диапазоне превышает 100 кВ/см.

Генерация суперконтинуума в экспериментах возможна по двум сценариям. В первом сценарии нелинейная поляризация третьего порядка генерирует излучение третьей гармоники в процессе $2\omega_0 + 2\omega_0 - \omega_0$, где $\omega_0 = 2\pi/\lambda_0$, а также излучение в терагерцовом и субтерагерцовом диапазонах в процессе $\omega_0 + \omega_0 - 2\omega_0$ [67]. Во втором сценарии индуцированное лазерным полем туннелирование электронов приводит к ступенчатому нарастанию электронной плотности. Источником широкополосного излучения в этом случае является сверхбыстрая модуляция фотоэлектронного тока [58, 150, 151].

Численное моделирование, выполненное с использованием стандартных моделей нелинейной поляризации и лазерно-индуцированного фототока (см. п. 2.1), позволило установить, что генерация сверхширокополосного излучения в экспериментах обусловлена совместным действием этих двух эффектов. Оба механизма приводят к сравнимой спектральной интенсивности оптических гармоник, в то время как в низкочастотной части спектра для достижения хорошего согласия с экспериментами оказывается достаточным учесть только модель фототоков, вызванных сверхбыстрым действием туннельной ионизации (рисунок 3.10в).



Рис. 3.10. Спектры излучения суперконтинуума на оси (бордовые кривые) и вне оси (синие кривые) лазерного излучения, полученные в атмосферном воздухе в двухчастотном световом поле с $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $\tau_0 \approx 80$ фс, $E_0 \approx 4.0$ мДж (а) и $E_0 \approx 8.5$ мДж (б), сфокусированном параболическим зеркалом с фокусным расстоянием $f \approx 50$ см (a) и $f \approx 100$ см (б). Серой заливкой обозначен спектр второй гармоники. По оси ординат отложена спектральная плотность мощности (СПМ). (в) Спектр суперконтинуума в среднем ИК, ближнем ИК, видимом и УФ диапазонах (бордовая кривая), а также на частотах от терагерцового до миллиметрового диапазона (синяя и розовая кривые), измеренные в воздухе в двухчастотном световом поле с $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $\tau_0 \approx 80$ фс, $E_0 \approx 6.0$ мДж и f ≈ 50 см. Серой заливкой приведен спектр двухчастотного поля накачки. Голубой заливкой показан расчет по модели тупнельных фотоэлектронных токов, зеленой и розовой пунктирными кривыми – расчет по модели нелинейной поляризации. (г, д) Результаты временных измерений методами (г) электрооптического детектирования и (д) автокорреляционным. (е) Спектр излучения на частотах от терагерцового до миллиметрового диапазона: Фурье-преобразование трейса, полученного с помощью электрооптического детектирования (розовая кривая) и автокорреляционной методики (синяя кривая), расчет по модели ионизационных фотоэлектронных токов (голубая заливка) и асимптота ω² (пунктирная кривая)

Увеличение длины волны лазерных импульсов в экспериментах по генерации излучения на частотах от терагерцового до миллиметрового диапазона имеет ряд преимуществ. Во-первых, амплитуда фотоэлектронного тока в первом приближении пропорциональна длине волны излучения λ_0 [148]. Учет зависимости от длины волны λ_0 диаметра пучка в фокусе и параметров фазового согласования приводит к тому, что амплитуда низкочастотного сигнала масштабируется как $\lambda_0^{\ q}$, где q >> 1 [148, 149]. Во-вторых, критическая мощность самофокусировки масштабируется как $\lambda_0^{\ 2}$ и поэтому эксперименты с излучением среднего ИК-диапазона позволяют использовать излучение с гораздо большей пиковой мощностью, не вызывая филаментацию пучка, уменьшающую интенсивность вторичного излучения. В-третьих, дисперсия газов в среднем ИК-диапазоне обычно гораздо слабее, чем в ближнем ИК-диапазоне,

что приводит к уменьшению фазового набега, набираемого основным излучением и его второй гармоникой в области нелинейного взаимодействия. В-четвертых, так как амплитуда возвратно-поступательного движения электронов возрастает с длиной волны λ_0 , то область, занимаемая источником вторичного излучения, быстро увеличивается с ростом длины волны λ_0 . Фотоэлектроны, сгенерированные вблизи пиков интенсивности поля, могут покидать область перетяжки пучка (330–400 мкм в экспериментах). В условиях выполненных экспериментов смещение таких фотоэлектронов, как показывают результаты моделирования, при типичном времени столкновений порядка 1 пс может достигать 4 мм, что согласуется с зарегистрированной низкочастотной границей суперконтинуума (3–4 мм, рисунок 3.10е).

Для количественного анализа энергии и распределения спектральной плотности мощности терагерцового и миллиметрового излучения после лазерного филамента был установлен спектральный фильтр, состоящий из 3 мм полипропиленовой пластинки и 20 мкм плёнки из полиэтилена высокой плотности, блокирующих ИК, видимую и УФ часть спектра. Поле субтерагерцового и терагерцового диапазона, прошедшее сквозь фильтр, ослабляется затем частотно-селектирующим фильтром определенной толщины из материала с хорошо известным коэффициентом пропускания. Типичные спектры пропускания таких фильтров, используемых в эксперименте, представлены на рисунке 3.11а. Излучение, прошедшее сквозь ослабляющий фильтр, детектируется при помощи ячейки Голея или пироэлектрического детектора на основе танталата лития, чувствительного в диапазоне 0.05–30 ТГц. Данные измерения показали, что из полной энергии импульса СВЧ/ТГц-излучения, оцененной нами в примерно 10–16 мкДж (рисунок 3.11б), как минимум 4% (зелёная кривая на рисунке 3.11в), то есть около 0.4–0.6 мкДж, сосредоточено в излучении на частотах менее 300 ГГц. Анализ распределения спектральной плотности мощности в диапазоне частот 0.04–5 ТГц (розовая кривая на рисунке 3.11а, 3.11в) показал, что около 10% от полной энергии данного излучения содержится в диапазоне частот 0.04-0.5 ТГц. Энергия излучения на частоте 0.04-5 ТГц, в свою очередь, составляет примерно 65% от полной энергии, заключённой в интервале 0.04–50 ТГц (розовая и синяя кривые на рисунке 3.11в).



Рис. 3.11. (а) Спектр пропускания спектральных фильтров, используемых в экспериментах по оценке энергии терагерцового излучения. (б) Полная энергия терагерцового излучения в зависимости от давления воздуха, полученная при фокусировке 3.9-мкм, 6-мДж, 80-фс лазерного импульса и его второй гармоники с энергией около 0.2 мДж и длительностью около 80 фс. (в) Энергия СВЧ/ТГц-излучения, измеренная с помощью детектора на основе ячейки Голея после спектрального фильтра со спектром пропускания, изображенным соответствующим цветом на панели (а)
Таким образом, было продемонстрировано, что нелинейный отклик газа в условиях сверхбыстрой ионизации является источником излучения суперконтинуума сразу в нескольких спектральных диапазонах на длинах волн от 300 нм до 4.3 мм, что составляет около 14 октав. Часть суперконтинуума на частотах от терагерцового до миллиметрового диапазона имеет форму импульса длительностью менее половины периода поля, а напряженность поля при фокусировке достигает значений 5 МВ/см.

3.4. Анализ поляризационных и угловых свойств СВЧ-излучения лазерно-индуцированной газовой плазмы. Одночастотная и двухчастотная лазерная накачка

В то время как физика, лежащая в основе генерации терагерцового и субтерагерцового излучения в лазерных филаментах и плазме, индуцируемых двухчастотным лазерным импульсом, обычно может быть адекватно описана в терминах поперечных фотоионизационных токов [60, 136, 140, 152, 153], физические механизмы преобразования частоты излучения в терагерцовый и субтерагерцовый диапазон в лазерной плазме, возбужденной одночастотным лазером, до сих пор мало изучены. Важная веха на пути разрешения этой проблемы была достигнута, когда была разработана модель генерации терагерцового и субтерагерцового излучения продольными плазменными токами, индуцируемыми пондеромоторными силами в лазерной плазме [75]. В дальнейшем эта модель использовалась для корректного предсказания и объяснения множества свойств терагерцового и субтерагерцового излучения в экспериментах с одночастотными лазерными филаментами [76, 66, 154]. Попытки разработать единый подход к описанию разнообразия механизмов, приводящих к генерации терагерцового излучения в экспериментах с одночастотным лазерным полем [78], привели к появлению всесторонней теории сверхбыстрого взаимодействия лазерного излучения с плазмой, которая учитывает и поперечные, и продольные источники терагерцового и субтерагерцового излучения. Детальный анализ, выполненный в рамках этой теории, продемонстрировал, что для лазерных импульсов с длительностью больше двух периодов колебания поля генерация терагерцового и субтерагерцового излучения в лазерных филаментах и плазме обычно вызвана продольными компонентами тока, индуцированными пондеромоторными силами, вызывающими излучение черенковского типа в терагерцовом и субтерагерцовом диапазоне. Однако далеким от тривиального остается вопрос о том, может ли этот механизм эффективно излучать на меньших частотах, распространяясь глубоко в СВЧ-диапазон. Действительно, классические модели одночастотной лазерной генерации терагерцового и субтерагерцового излучения с помощью продольных компонент плазменных токов предсказывают низкочастотную отсечку широкополосного излучения вблизи плазменной частоты,

которая для типичных одночастотных лазерных экспериментов варьируется от 0.3 до 10 ТГц. Тем не менее, спектр низкочастотного излучения в некоторых экспериментах распространяется глубоко за частоту отсечки, достигая значений порядка единиц ГГц (рисунок 3.12).



Рис. 3.12. Характерные осциллограммы СВЧ-излучения, зарегистрированные (а) рупорной антенной и (б) токовым зондом в экспериментах с одночастотным излучением с центральной длиной волны 3.9 мкм, энергией 10 мДж, длительностью 80 фс в газовой ячейке, заполненной воздухом при давлении р, указанном на рисунке. (в) Спектры СВЧ-излучения, полученные при фурье-преобразовании осциллограмм с рупорной антенны (синие линии) и токового зонда (розовые линии). (г) Спектры излучения, зарегистрированные с помощью рупорной антенны в экспериментах с двухчастотным излучением на центральной длине волны λ₀ ≈ 3.9 мкм, с энергией 10 мДж, длительностью 80 фс и длиной волны второй гармоники λ_{SH} = λ₀/2, энергией 0.1 мДж, длительностью 80 фс, со сдвигом фазы π/2 относительно импульса на основной частоте в заполненной воздухом газовой ячейке при давлении р, указанном на рисунке

Ключ к идентификации физических процессов, ответственных за формирование такого низкочастотного вторичного излучения, лежит в характеризации спектральных свойств и пространственно-временной структуры этого излучения, сгенерированного как при лазерной филаментации, так и при рассеянии на лазерной плазме. Из-за огромных ширин спектров и сложных временных форм экспериментальное исследование такого излучения оказывается непростым и лежит за пределами оптики сверхкоротких лазерных импульсов. Анализ широкополосного, распространяющегося через атмосферный воздух электромагнитного поля вплоть до его границы спектра, лежащей в СВЧ-диапазоне, является одной из сложнейших проблем в стремительно развивающейся междисциплинарной области на стыке электроники, оптики атмосферы, лазерной физики и задач удаленного зондирования. В качестве образующего филамент излучения служит импульс на выходе из трехканального оптического параметрического усилителя чирпированных импульсов (ОРСРА), описанный в разделе 3.1 (рисунок 3.1). Усилитель генерирует импульсы среднего ИК-диапазона с центральной длиной волны $\lambda_0 = 3.9$ мкм, длительностью $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией вплоть до $W_0 \approx 30$ мДж. Это излучение фокусируется в камеру с газом с помощью линзы с фокусным расстоянием 50 см (рисунок 3.13). Давление газа р в камере варьируется в диапазоне от 0.02 мбар до 1.0 бар. Для двухчастотных экспериментов с лазерной плазмой кристалл AgGaS₂ (AGS на рисунке 3.13) толщиной 0.5 мм располагался сразу позади окна из CaF₂ в камере и использовался для генерации излучения на частоте второй гармоники $2\omega_0$, где $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$. Сфокусированное одночастотное (только импульсы ОРСРА с $\lambda_0 = 3.9$ мкм) или двухчастотное (импульсы ОРСРА с $\lambda_0 = 3.9$ мкм и их вторая гармоника) поле формирует лазерно-плазменный источник, дающий широкополосное вторичное излучение, спектр которого простирается через терагерцовый глубоко в СВЧ-диапазон.

Основа экспериментального анализа чрезвычайно широкополосного излучения заключается в использовании нескольких дополняющих друг друга методов исследования для точной поляризационной и пространственной характеризации СВЧ/ТГц-излучения в широком диапазоне давлений газа р. Детектирование СВЧ-излучения в эксперименте производилось с помощью широкополосной рупорной антенны с хорошо откалиброванной чувствительностью в диапазоне 0.5–20 ГГц и грубо откалиброванной – вплоть до 0.2 ГГц. Для более подробного анализа различных частей СВЧ-спектра были использованы пять различных коаксиально-волноводных переходов (КВП), которые, в своей широкополосной модификации, позволяют детектировать излучение в перекрывающихся друг с другом диапазонах от ≈ 3.0 до 15 ГГц (КВП1), от 5.0 до 19 ГГц (КВП2), от 8.0 до 25 ГГц (КВП3), от 13.0 до 33 ГГц (КВП4), от 30 до 50 ГГц (КВП5). В то время как рупорная антенна должна быть расположена на расстоянии D \approx 0.5–2 метра от плазменного источника, КВП может также быть использован на расстоянии от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров от плазмы (рисунок 3.13).



Рис. 3.13. Экспериментальная установка для генерации и детектирования СВЧ/ГГц-излучения из лазерной плазмы, формируемой мощным излучением среднего ИК-диапазона. AGS – кристалл AgGaS₂ для генерации второй гармоники; КВП – коаксиально-волноводный переход с осевым приемником, показанным красной линией; ШРА – широкополосная рупорная антенна; ТЗ – токовый зонд на основе пояса Роговского; П – проволочный поляризатор; Ф1 – терагерцовый фильтр; Ф2 – интерференционный фильтр; П31, П32 – параболические зеркала; ПК – поляризационный куб. Панели 1–3 иллюстрируют схемы измерения поляризации (1) лазерного излучения накачки, (2) второй гармоники и (3) терагерцовой части суперконтинуума. Также показаны радиально и линейно поляризованные моды СВЧ/ГГц-излучения и вектор электрического поля ИК лазерного импульса Е₀

Для измерения энергии терагерцовой части суперконтинуума использовалась ячейка Голея, позволяющая производить измерения с высокой чувствительностью в диапазоне от 0.04 ТГц до 300 ТГц. При использовании необходимой комбинации спектральных фильтров такой детектор представляет собой удобный инструмент для анализа спектра излучения в миллиметровом и терагерцовом диапазоне. Для полной характеризации СВЧ-излучения, помимо детекторов КВП и рупорной антенны, в газовую ячейку на сканирующей подвижке был установлен медный токовый зонд на основе пояса Роговского (ТЗ, рисунок 3.13), позволяющий регистрировать волновой фронт СВЧ/ТГц-излучения с разрешением вдоль одной пространственной координаты. Сигнал, получаемый с помощью детекторов КВП, рупорной антенны и токового зонда, анализировался и записывался с помощью быстрого осциллографа с полосой пропускания 50 ГГц. Поляризация СВЧ-излучения анализировалась при помощи вращения КВП вокруг нормали к его поверхности, а также при выборе направления осевого приемника (указан красным на рисунке 3.13) вдоль поля для выделения проекций компонент поля, характеризующих поляризационные моды СВЧ-излучения. Пространственные моды СВЧ-поля исследовались с помощью сканирования КВП детекторами угла

 θ между осью z и линией, соединяющей плазменный источник и КВП (рисунок 3.13). Для анализа поляризации терагерцовой части излучения луч, выходящий из газовой ячейки, коллимировался с помощью двухдюймового параболического зеркала с фокусным расстоянием 15 см (ПЗ1 на рисунке 3.13, панель 3). Пучок проходил через проволочный поляризатор П, расположенный после полипропилен-полиэтиленового фильтра Ф1, после чего фокусировался на ячейку Голея с помощью двухдюймового параболического зеркала ПЗ2 с фокусным расстоянием 10 см. Поляризатор, используемый в данных экспериментах, имеет контраст по крайней мере 10000:1 в диапазоне длин волн 3–5 мкм. Характеризация поляризации СВЧ-терагерцового излучения дополнялась измерениями поляризации одночастотного и двухчастотного возбуждающего излучения. Поляризация излучения накачки на длине волны $\lambda_0 = 3.9$ мкм характеризовалась с помощью проволочного поляризатора и пироэлектрического детектора (рисунок 3.13, панель 1). Направление поляризации излучения на удвоенной частоте анализировалось (рисунок 3.13, панель 2) с помощью поляризационного куба ПК, интерференционного фильтра Ф2 с пропусканием в диапазоне от 1.8 и 2.3 мкм, фокусирующей и коллимирующей линз из CaF₂, а также измерителя мощности, основанного на эффекте Пельтье.

Одночастотное и двухчастотное лазерное поле.

На рисунке 3.14 представлены временные осциллограммы и зависимости амплитуды СВЧ-излучения от давления для разных поляризаций в экспериментах с одночастотной и двухчастотной накачкой. Одной из измеряемых величин в данном исследовании была компонента поля E_r , выделенная при помощи коаксиально-волноводного перехода, ориентированного вдоль вектора **r** (рисунок 3.13). Эта компонента поля не зависит от угла φ в случае радиально поляризованной моды конической эмиссии, однако демонстрирует зависимость в виде цифры «8», соответствующую sin(φ), для линейно поляризованного излучения (рисунок 3.13). Ортогональная компонента поля E_{φ} , измеренная коаксиально-волноводным переходом, ориентированным вдоль нормали к вектору **r** (рисунок 3.13), не равна нулю для линейно поляризованной моды, но исчезает в случае радиально поляризованного излучения.

В экспериментах с одночастотной накачкой компонента $E_r CBЧ$ -поля (коричневая кривая на рисунке 3.14а, 3.14в) оказывается на 1–2 порядка больше по амплитуде, чем ортогональная компонента E_{ϕ} (розовая кривая на рисунке 3.14а, 3.14в, изображена с множителем 10 на рисунке 3.14а). На рисунке 3.15а, 3.15б представлена измеренная характерная зависимость компоненты поля E_r от угла ϕ , полученная при помощи двух микроволновых коаксиально-волноводных переходов КВП-1 и КВП-5, эффективно работающих в двух частотных диапазонах: ~3–15 ГГц (рисунок 3.15а) и ~30–50 ГГц (рисунок 3.15б), соответственно. Измеренное значение амплитуды E_r показало отсутствие зависимости от угла ϕ во всём диапазоне давлений, использовавшемся в эксперименте (от менее 1 мбар до примерно 1 бар). Такая поляризационная структура СВЧ-излучения свидетельствует о доминирующем вкладе в процесс генерации СВЧ-излучения

продольных плазменных токов, возникающих под действием пондеромоторных сил, вызванных продольными кильватерными полями. Наличие хоть и значительно более слабой, но достоверно регистрируемой компоненты Е СВЧ-поля (рисунок 3.14а, 3.14в) может быть связано с поперечными плазменными токами. Такие токи могут возникать в среде, ионизированной полем с несимметричным временным профилем, и оказываются сильно подавленными в случае длинных одночастотных многопериодных полей накачки. Для коротких одночастотных импульсов накачки, длительность которых не превышает нескольких периодов поля, напряжённость сильно изменяется от одного периода к другому, что приводит к неполной компенсации поперечных фотоионизационных токов. Для импульсов накачки длительностью 80 фс на длине волны 3.9 мкм, использовавшихся в экспериментах, разница амплитуд поля соседних максимумов может быть оценена в 3% от амплитуды поля, что означает наличие слабого, но ненулевого поперечного фотоионизационного тока. С другой стороны, так как устойчиво детектируемый СВЧ-сигнал со слабой или отсутствующей угловой зависимостью также наблюдается в экспериментах при высоком давлении газа, нельзя исключить и существование некогерентной составляющей СВЧ-излучения, возникающего, например, в виде тормозного излучения.

Эксперименты с двухчастотной накачкой показали генерацию СВЧ-излучения с принципиально отличающимися от экспериментов с одночастотной накачкой поляризационными свойствами (рисунок 3.14б, 3.14г). В этих экспериментах импульс накачки длительностью $\tau_0 \approx 80$ фс на длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм смешивался со своей второй гармоникой на длине волны $\lambda_0/2$, сдвинутой по фазе на $\phi_{sh} = \pi/2$, с варьируемой энергией E_{sh} для формирования поля накачки с нарушенной временной симметрией. Оба поля на фундаментальной и удвоенной частоте были линейно поляризованы в представленных экспериментах, что подтверждается зависимостями энергии от угла поворота поляризатора (зелёные квадраты и красные круги на рисунке 3.15в), идеально ложащимися на аппроксимирующую функцию $\cos^2(\phi + \phi_i)$ (зелёная и красная сплошные линии на рисунке 3.15в), где $\phi_1 = 0$ для поля накачки (i = 1), $\phi_2 = 111^{\circ}$ для второй гармоники (i = 2). В отличие от одночастотного поля, такая двухчастотная накачка возбуждает поперечные фотоионизационные токи, не компенсирующие друг друга в пределах одного периода поля, что приводит к формированию линейно-поляризованной угловой компоненты Е в СВЧ-ТГц-излучении в лазерном филаменте (рисунок 3.14б, 3.14г, 3.15в). В пользу аргумента о роли временной симметрии свидетельствуют результаты поляризационного анализа СВЧ/ТГц-излучения в экспериментах с двухчастотной накачкой, выполненные в широком диапазоне значений давления газа. Полученная поляризационная зависимость (розовые квадраты и синие круги на рисунке 3.15в) хорошо ложатся на аппроксимирующую функцию $\cos^2(\phi + \phi_3)$ (синяя сплошная линия на рисунке 3.15в), где $\phi_3 = 32^\circ$, соответствующую линейной поляризации поля. Полученный результат показывает, в согласии с обширной литературой по вопросу двухчастотной генерации терагерцового излучения, что основную роль в процессе генерации терагерцового излучения играют поперечные токи.



Рис. 3.14. Зависящие от поляризации временные осциллограммы (а, б) и зависимости от давления (в, г) амплитуд E_r (сплошная линия, заполненные маркеры) и E_{ϕ} (светлая линия, пустые маркеры) – поляризационных компонент СВЧ-поля, измеренных при помощи коаксиальных адаптеров в экспериментах с (а, в) одночастотной накачкой на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с энергией $E_0 \approx 10$ мДж и длительностью импульса $\tau_0 \approx 80$ фс и с (б, г) двухчастотной накачкой с параметрами $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $E_0 \approx 10$ мДж, $\tau_0 \approx 80$ фс, центральной длиной волны второй гармоники $\lambda_{SH} = \lambda_0/2$, энергией гармоники $E_{SH} \approx 0.3$ мДж и сдвигом фазы $\phi_{SH} = \pi/2$ импульса второй гармоники относительно фазы импульса накачки

В отличии от терагерцового, для СВЧ-излучения лазерного филамента заметную роль могут играть как поперечные, так и продольные токи, что демонстрируют эксперименты (рисунок 3.14б, 3.14г), а относительный вклад этих токов изменяется с варьированием давления газа (рисунок 3.14г). При давлении более, примерно, 300 мбар излучение в СВЧ-диапазоне, также как и в терагерцовом, возникает в основном под действием поперечных токов плазмы. При более низких давлениях, однако, влияние продольных токов на механизм генерации СВЧ-излучения существенно возрастает. При давлении около 200 мбар вклад продольных токов оказывается равным вкладу поперечных токов и начинает доминировать над последним при ещё более низких давлениях.

Измерение и анализ поляризационных и угловых свойств СВЧ-излучения лазерно-индуцированной плазмы.

Экспериментальные методы анализа поляризации, угловой структуры СВЧ/ТГц-излучения, а также их зависимостей от давления газа позволяют определить общие свойства СВЧ/ТГц-излучения, продиктованные симметрией электрических токов в процессе генерации излучения. Ключевым вопросом исследования является поиск связи пространственно-поляризационной структуры СВЧ/ТГц-излучения с симметрией сверхбыстрых взаимодействий между излучением и плазмой. Пространственно-временная симметрия лазерного импульса, преимущественно поперечная волновая форма которого ограничена в пространстве и времени размером пучка и длительностью импульса, предписывает естественный выбор базиса описания плазменных токов **J**_n как суммы продольной и

поперечной компонент, $\mathbf{J}_{p} = \mathbf{j}_{l} + \mathbf{j}_{v}$, где вектор \mathbf{j}_{l} параллелен оси распространения фундаментальной волны (ось z на рисунке 3.13), вектор \mathbf{j}_{v} лежит в поперечной плоскости (плоскость гф на рисунке 3.13), где угол ф относится к полярной системе координат (г, ϕ) и отсчитывается от оси, перпендикулярной полю лазерного импульса \mathbf{E}_{0} (рисунок 3.13). Симметрия \mathbf{j}_{l} и \mathbf{j}_{v} транслируется в симметрию поляризационных мод вторичного излучения. А именно, продольные компоненты тока служат источником излучения с радиальной поляризацией, в то время как поперечные токи с определенным ϕ испускают в основном излучение с линейной поляризацией (линейно и радиально поляризованные моды схематично показаны на рисунке 3.13). Поляризация вторичного СВЧ/ТГц-излучения несет в себе свойства симметрии плазменных токов, давая возможность разрешить пространственную структуру индуцированных лазером плазменных токов и позволяя понять физику сверхбыстрой лазерной плазмы.

В качестве модели пространственной структуры СВЧ/ТГц-излучения в исследуемой схеме генерации лазерной плазмы используется решение Франка-Тамма для поля, излучаемого электрическим током **j**₁ на длине L [85, 86], приводящее к характерной диаграмме направленности в виде конуса черенковского излучения, описываемого угловым профилем

$$S(\omega,\theta,L) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left[S_p(\omega) \right]^{\frac{1}{2}} \sin \theta \sin \left[\left(\frac{\omega}{c} \right) L \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \left[\sin \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]^{-2} d\omega. \quad (3.4.1)$$

Здесь $S_p(\omega) - \Phi$ урье преобразование от временного профиля (спектр) плазменных токов. Уравнение может быть получено в рамках модели Франка-Тамма в предположении, что излучающий ток задается выражение $\mathbf{J}_p = \mathbf{j}_0(\eta)\delta(\mathbf{r})$ в случае $0 \le z \le L$ и равен нулю для всех остальных z. Здесь $\eta = z - ut$, u - груп-повая скорость волновой формы тока $\mathbf{j}_0(\eta)$, $\delta(\mathbf{r}) - дельта-функция от <math>\mathbf{r}$. Таким образом, в уравнении считаются пренебрежимо малыми изменения продольного тока в области $0 \le z \le L$, также как и все эффекты, связанные с поперечным распределением плазменных токов и поперечным перемещением зарядов в плазме. Некоторые из этих эффектов могут быть включены в рассмотрение при помощи полуклассического приближения.

На рисунке 3.15(г-е) представлены результаты характеризации пространственной структуры СВЧ-излучения, полученные при помощи сканирования КВП детекторами по углу θ (рисунок 3.13), и измерения амплитуды СВЧ-сигнала в зависимости от угла θ для различных давлений газа р. Расстояние между КВП и источником плазмы фиксировалось и было равно D \approx 20 см при энергии лазерного импульса $E_0 \approx 10$ мДж. Профиль S(θ), показанный на рисунке 3.15д, 3.15е изображает хорошо различимые пики, показывающие строение пространственной когерентности в СВЧ-поле. Пунктирными линиями показаны наилучшие аппроксимации экспериментальных зависимостей функцией синхронизма S(θ). Учитывая ω_1 и ω_2 , взятые на краях соответствующих диапазонов детектирования КВП [$\omega_1 \approx 3.0$ и $\omega_2 \approx 15$ ГГц (КВП1), $\omega_1 \approx 5.0$ и $\omega_2 \approx 19$ ГГц (КВП2), $\omega_1 \approx 8.0$ и $\omega_2 \approx 25$ ГГц (КВП3), $\omega_1 \approx 13.0$ и $\omega_2 \approx 33$ ГГц (КВП4), $\omega_1 \approx 30$ и $\omega_2 \approx 50$ ГГц (КВП5)], лучшее согласование между экспериментально измеренной зависимостью и функцией синхронизма Черенкова S(θ) было достигнуто при L \approx 1.6 см, p \approx 1 бар и при L \approx 2.5 см, p \approx 0.5 мбар. Этот результат подтверждает, что во всем мультиоктавном диапазоне генерации CBЧ-излучения пространственная структура излучения остается равномерной с характерной конической структурой вдоль всего чрезвычайно широкого спектра. Угловая дисперсия и пространственная мода задается условиями фазового синхронизма, характерными для излучения Черенковского типа с функцией S(θ).



Рис. 3.15. (а, б) Компонента Е, СВЧ-поля, формирующегося под действием одночастотной накачки с параметрами $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $E_0 \approx 10$ мДж, $\tau_0 \approx 80$ фс в зависимости от угла ϕ , полученная при помощи двух микроволновых коаксиально-волноводных переходов КВП-1 и КВП-5 в двух частотных диапазонах: ~3–15 ГГц (а) и ~30–50 ГГц (б). Соответствующее давление газа указано на графиках. Сплошные линии показывают аппроксимацию зависимости E₍(ϕ) постоянной функцией. (в) Поляризационные зависимости терагерцового излучения (розовые квадраты и синие точки), излучения импульса накачки на длине волны 3.9 мкм (зелёные квадраты) и его второй гармоники (красные пустые точки) от угла ф. Сплошными линиями показаны аппроксимации экспериментальных зависимостей функцией $\Phi_i(\phi) = \cos^2(\phi + \phi_i)$, где $\phi_i = 0$ для поля накачки (i = 1), $\phi_2 = 111^\circ$ для второй гармоники (i = 2) и $\phi_{2} = 32^{\circ}$ для терагерцового поля (i = 3). Поляризация терагерцового излучения измерена при давлении 1 бар (синие точки) и 50 мбар (розовые квадраты). (г-е) Амплитуда терагерцового сигнала в зависимости от угла θ для излучения накачки с параметрами $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, $E_0 \approx 10$ мДж, $\tau_0 \approx 80$ фс при давлении 50 мбар (г), 1 бар (д) и 0,5 мбар (е), измеренная микроволновыми переходами различной частотной чувствительности: КВП-1 (чёрные круги), КВП-2 (синие треугольники), КВП-3 (розовые круги), КВП-4 (зелёные квадраты) и КВП-5 (красные треугольники). Также показана лучшая аппроксимация экспериментальных зависимостей по формуле (3.4.1) (пунктирные линии)

Представление СВЧ-излучения лазерной плазмы в качестве импульсной антенны позволяет также сделать важные выводы о поляризационных свойствах и диаграмме направленности СВЧ-излучения в экспериментах. В частности, для одночастотной схемы генерации компонента E_r СВЧ-поля (розовые треугольники на рисунке 3.16) не зависит от φ во всем диапазоне давлений газа и на несколько порядков по амплитуде сильнее, чем ортогональная ей компонента E_{φ} (зеленые треугольники на рисунке 3.16). Подобный характер поляризации СВЧ-излучения полностью соответствует модели импульсной антенны, возбуждаемой продольными плазменными токами. Векторный потенциал такого поля направлен вдоль оси z, как того требует пространственная симметрия J_{i} , порождая таким образом электрическое поле с $E_{\varphi} = 0$ и компонентой E_{r} , не зависящей от φ .



Рис. 3.16. Экспериментально измеренные компоненты СВЧ-поля Е_r (розовые треугольники) и Е_φ (зеленые треугольники), генерируемого одночастотным лазерным полем, как функции угла φ, измеренные при помощи КВП5 (30–50 ГГц) в условиях давления атмосферного воздуха 50 мбар (а) и 1000 мбар (б). Кривыми показаны результаты теоретического моделирования

В случае двухчастотной схемы генерации наблюдается СВЧ-излучение с принципиально отличными поляризационными свойствами (рисунок 3.17д, 3.17е). Вследствие нарушенной временной симметрии двухчастотное лазерное поле индуцирует поперечные фотоионизационные токи, которые не компенсируются в пределах длительности лазерного импульса, как это происходит в экспериментах с использованием длинных, многопериодных одночастотных лазерных импульсов. Эти поперечные фототоки приводят к линейной поляризации СВЧ-излучения (рисунок 3.17е). В полном согласии с требованиями симметрии, обе компоненты СВЧ-поля E_r и E_{ϕ} в двухчастотных экспериментах составляют подобную восьмерке зависимость от ϕ (рисунок 3.17е), демонстрируя линейную поляризацию СВЧ-поля. Таким образом, поляризация СВЧ-излучения несет в себе четкие признаки симметрии переходных плазменных токов, выступая тем самым инструментом анализа пространственной структуры лазерно-индуцированных плазменных токов и обеспечивая необходимое понимание сверхбыстрой физики взаимодействия лазерного излучения с плазмой.



Рис. 3.17. (а-в) Зависимость экспериментально измеренного сигнала СВЧ-излучения от угла θ в условиях двухчастотного лазерного поля с добавлением второй гармоники,
λ_{SH} = λ₀/2, E_{SH} = 0.1 мДж, φ_{SH} = π/2, фокусируемого внутрь газовой ячейки с атмосферным воздухом при давлении 0.5 мбар (а), 50 мбар (б), 1000 мбар (в). Измерения выполнены с помощью детекторов КВП-1 3–15 ГГц (темно-синие квадраты), КВП-3 8–25 ГГц (синие ромбы), КВП-4 13–33 ГГц (звезды), КВП-5 30–50 ГГц (красные треугольники).
(г-е) Экспериментально измеренные компоненты СВЧ-поля E_r (розовые треугольники) и E_φ (зеленые треугольники), генерируемого двухчастотным лазерным полем, как функции угла φ, измеренные при помощи КВП5 (30–50 ГГц) в условиях давления атмосферного воздуха 10 мбар (г), 50 мбар (д), 1000 мбар (е). Кривыми показаны результаты моделирования

Диаграммы направленности и угловая дисперсия

Итак, процесс генерации СВЧ-излучения в одночастотных и двухчастотных экспериментах можно рассматривать с точки зрения модели импульсной антенны, возбуждаемой продольными или поперечными плазменными токами. Как видно из рисунка 3.15-3.17, уравнение (3.4.1) обеспечивает точное описание диаграмм направленности S(θ) СВЧ-излучения как в одночастотных, так и в двухчастотных экспериментах в широком диапазоне микроволновых частот и давлений газа. В частности, профили S(θ), измеренные в одночастотной схеме генерации СВЧ-излучения (рисунок 3.15r-3.15e) содержат хорошо разрешенные провалы в направлении распространения лазерного пучка ($\theta = 0$) и боковые максимумы, смещающиеся к большим θ для КВП, предназначенных для более низких частот.

Данная особенность объясняется в рамках модели импульсной антенны путем представления зарегистрированных при помощи КВП волновых форм СВЧ-поля в виде суперпозиции сферических волн, излучаемых ускоряющимися и тормозящими зарядами на границах антенны. Детектор, расположенный в дальнем поле на расстоянии $R_0 >> L$ под углом θ относительно направления распространения лазерного пучка, таким образом, зарегистрирует волновые формы с пространственно разделенными на $\Delta L = c\Delta t = (cL/v)(1 - (v/c)ncos\theta)$ максимумами и минимумами. Такое пространственное разделение полей разного знака определяет центральную длину волны СВЧ-импульса $\lambda = 2c\Delta t = 2c(L/v)(1 - (v/c)ncos\theta)$. Следовательно, детектор, расположенный под большими углами θ , зарегистрирует волновые формы поля с большими λ .

Широкая направленность и энергия СВЧ-излучения

Как хорошо видно из проведенных измерений, сигнал КВП детекторов, работающих на высоких микроволновых частотах, убывает с ростом θ гораздо быстрее, нежели сигнал на КВП, работающих на более низких ω . В результате для больших углов θ за пределами поперечной плоскости регистрируются компоненты СВЧ-излучения лишь с наименьшими частотами (рисунок 3.17г–3.17е). В проведенных экспериментах видно, что диаграммы направленности становятся шире в области низких частот и доходят до больших углов θ .

Анализ угловых профилей S(θ) для частот <10 ГГц показывает, что значительная часть потока излучения приходится на углы $\theta > 125^{\circ}$ относительно направления лазерного пучка (рисунок 3.17г–3.17е). Данные результаты находятся в полном согласии с физической картиной излучающей импульсной СВЧ-антенны, генерируемой при взаимодействии лазерного излучения с плазмой, которая предсказывает излучение более низких частот под большими углами θ . Измерения показывают, что для лазерных импульсов среднего ИК-диапазона с длительностью 80 фс и при энергии 15 мДж в таких больших углах достигаются энергии генерируемого СВЧ-излучения порядка одного микроджоуля. При спектральном окне считывания СВЧ-сигнала 2–12 ГГц пик напряжения сигнала осциллографа оказывается выше 4 В, входное сопротивление осциллографа 50 Ом, а длительность измеряемого импульса 200 пс. Если предположить, что эффективность преобразования сигнала при передаче с антенны КВП в осциллограф оказывается около 10%, то полная энергия СВЧ-излучения в угол раствора 20° приблизительно равна 1.4 мкДж, что соответствует пиковой мощности СВЧ-импульса в 7 кВт.

Лазерные методы удаленной генерации электромагнитного поля с настолько широкой диаграммой направленности пользуются большим спросом в областях дистанционного зондирования и детектирования. Описанная в данных исследованиях лазерно-плазменная система предоставляет новые подходы к решению этих задач, поскольку с ее помощью реализуется компактный плазменный источник интенсивного сверхширокого СВЧ/ТГц-излучения, который может быть создан удаленным (например, наземным) лазерным источником, генерирующим интенсивное СВЧ/ТГц-излучение под большими углами далеко за пределами поперечной плоскости генерации. Тем самым может быть создан мощный инструмент дистанционного зондирования и обнаружения газовых примесей, микрокапель и аэрозолей в атмосфере и на удаленных поверхностях.

Зависимости временных форм и спектров СВЧ-излучения от давления газа

Одним из главных полученных результатов является обнаружение сильной чувствительности сигнала электромагнитного излучения, сгенерированного в лазерно-индуцированной плазме, к давлению газа. Зарегистрированные временные формы и спектры электромагнитного излучения представлены на рисунке 3.18. Как видно из рисунка 3.18а, сигнал, детектируемый рупорной антенной, растет на порядок при понижении давления от 1000 до 1 мбар. В представленных на рисунке 3.18б и рисунке 3.19 спектрах ярко выражено усиление низкочастотной части спектра электромагнитного излучения при понижении давления.



Рис. 3.18. Временные профили (а) и спектры (б) излучения электромагнитного импульса, образованного при помощи фокусировки лазерного поля на центральной длине волны 3.9 мкм, с энергией 10 мДж и длительностью импульса 80 фс внутрь газовой ячейки, заполненной атмосферным воздухом при указанных на графиках давлениях р. Регистрирующая сигнал рупорная антенна расположена на расстоянии 1.5 м от формируемого лазерным импульсом плазменного канала под углом *θ* = 45° к нему



Рис. 3.19. Спектры СВЧ-излучения, восстановленные из измеренных временных профилей импульса с помощью КВП1 (черная кривая), КВП2 (синяя кривая), КВП3 (розовая кривая), КВП4 (зеленая кривая) и КВП5 (красная кривая) при их расположении под углом $\theta = 53^{\circ}$ в геометрии регистрации проекции поля E_r в экспериментах с использованием одночастотного лазерного излучения на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью $\tau_0 \approx 80$ фс и энергией $W_0 \approx 15$ мДж, распространяющегося внутри газовой ячейки, заполненной атмосферным воздухом при указанном на рисунках давлении *p*



Рис. 3.20. Зависимость энергии СВЧ-сигнала Ф от расстояния R₀ между детектором и плазменным источником, измеренная при помощи детекторов с различными рабочими диапазонами частот: КВП1 (3–15 ГГц, черные кружки), КВП2 (5–19 ГГц, синие кружки), КВП3 (8–25 ГГц, розовые кружки), КВП4 (13–33 ГГц, зеленые кружки) и КВП5 (30–50 ГГц, красные кружки), расположенных в геометрии регистрации проекции поля E_r под углами (КВП1-КВП4) θ = 40°, (КВП5) θ = 30°. Давление атмосферного воздуха р = 50 мбар. Штриховыми кривыми представлена лучшая аппроксимация 1/R₀²

Для всех КВП зависимость энергии СВЧ-излучения Φ от расстояния R_0 до плазменного источника излучения близко следует зависимости $1/R_0^2$ (рисунок 3.20). Обнаружено, что энергия СВЧ-сигнала Φ точно следует масштабирова-

нию $1/R_0^2$ по расстоянию R_0 до источника лазерной плазмы во всем диапазоне давлений газа и для всех КВП, используемых для анализа Ф как в одночастотных, так и в двухчастотных экспериментах (рисунок 3.20). Данное масштабирование полностью согласуется с физической картиной генерации СВЧ-излучения в дальней зоне в условиях описанной экспериментальной схемы как суперпозиции смещенных по фазе сферических волн излучения импульсной антенны, возбуждаемой переходными токами.

Лазерно-плазменная генерация СВЧ-излучения тераваттными импульсами титан-сапфировой лазерной системы. Многоэлектронная ионизация

Данный раздел посвящен генерации СВЧ-излучения на лазерной системе ближнего ИК-диапазона. В качестве мощного источника для генерации СВЧ-излучения выступают усиленные импульсы титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 0.8 мкм, длительностью 25–35 фс и энергией в импульсе до 100 мДж, что обеспечивает пиковую мощность порядка 4 ТВт. Излучение титан-сапфирового лазера фокусируется в газовую ячейку с помощью сферического зеркала с большой апертурой и фокусным расстоянием 2.5 метра. Давление газа изменяется в пределах от 0.0001 до 1 бар. В экспериментах с двухчастотной лазерной накачкой искусственно выращенный кристалл дигидрофосфата калия (КDР) толщиной менее 150 микрон располагается сразу за входным окном газовой ячейки для того, чтобы сгенерировать вторую компоненту двухчастотного поля на частоте второй гармоники с эффективностью порядка 5%.

При фокусировке в газовую ячейку одночастотная (с центральной длиной волны 0.8 мкм) или двухчастотная (с центральными длинами волн 0.8 мкм и 0.4 мкм) накачка создает суперконтинуум, чей спектр покрывает большую часть терагерцовой области и идет далее в микроволновую область. СВЧ-часть спектра детектируется с использованием трех коаксиально-волноводных адаптеров (КВП), которые позволяют измерять сигнал в спектральном диапазоне от 2 до 12 ГГц для первого адаптера (КВП-I), от 4 до 18 ГГц для второго (КВП-II) и от 12 до 32 ГГц для третьего (КВП-II). Собранный сигнал анализируется и записывается осциллографом с полосой пропускания 20 ГГц. Свойства пространственной моды СВЧ-излучения исследуются изменением угла θ между осью z и направлением на адаптер. Поляризация СВЧ-излучения исследуется измерением сигнала как функции угла φ (рисунок 3.13).

На рисунке 3.21а показан типичный временной профиль импульса СВЧ-излучения, измеренного вторым адаптером в эксперименте с одночастотным лазерным импульсом с центральной длиной волны $\lambda_0 \approx 0.8$ мкм, длительностью $\tau_0 \approx 35$ фс, энергией $E_0 \approx 60$ мДж и диаметром пучка $d_0 \approx 7$ см, сфокусированным сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 2.5 метра в газовую ячейку, заполненную воздухом при давлении 0.5 миллибар. Интенсивность поля в несфокусированном лазерном пучке составляет около 50 ГВт/см².



Рис. 3.21. (а) Временной профиль СВЧ-излучения, измеренного детектором КВП-ІІ в эксперименте с одночастотной накачкой с $\lambda_0 \approx 0.8$ мкм, $\tau_0 \approx 35$ фс, $E_0 \approx 60$ мДж, сфокусированной в газовую ячейку, заполненную воздухом при давлении 0.5 мбар. (б) Зависимости СВЧ-сигнала лазерной плазмы, сгенерированной в воздухе импульсами с $\lambda_0 \approx 0.8$ мкм, $\tau_0 \approx 35$ фс, $E_0 \approx 10$ мДж (синие закрашенные круги), и Е₀ ≈ 60 мДж (розовые полые круги) от давления. (в, г) Зависимости от давления СВЧ-излучения лазерной плазмы с одночастотной (в) и двухчастотной (г) накачкой с $\lambda_0 \approx 0.8$ мкм, $\tau_0 \approx 35$ фс, $E_0 \approx 60$ мДж в (в) N₂ (зеленые треугольники), воздухе (розовые круги), и аргоне (темно-красные треугольники) и (г) в атмосферном воздухе. Измерения проведены с использованием КВП с рабочими диапазонами (в) от 4 до 18 ГГц и (г) от 2 до 12 ГГц (синяя линия) и от 12 до 32 ГГц (розовая линия). (д) СВЧ-излучение лазерной плазмы, возбуждаемой двухчастотным лазерным полем в воздухе при р ≈ 0.5 мбар в зависимости от энергии лазерного импульса $E_0 c \lambda_0 \approx 0.8$ мкм, $\tau_0 \approx 35$ фс и пиковой мощностью P_0 , показанной на верхней оси. (е) Зависимость амплитуды СВЧ-сигнала от угла θ , измеренная с помощью КВП-I (синие закрашенные круги) и КВП-II (розовые полые круги) при расстоянии от детектора до плазмы $D \approx 40$ см, центральной длине волны лазерного импульса $\lambda_0 \approx 0.8$ мкм, $\tau_0 \approx 35$ фс, $E_0 \approx 60$ мДж и р ~ 3 мбар: (круги) экспериментальные результаты и (заливка) их наилучшее соответствие с функцией S (см. формулу 3.4.1). (ж, з) Диаграммы поляризации СВЧ-излучения, измеренные в экспериментах с одночастотным входным импульсом при $\lambda_0 \approx 0.8$ мкм, $\tau_0 \approx 35$ фс, $E_0 \approx 60$ мДж, $p \approx 1$ мбар (ж) и с двухчастотным входным импульсом при $\lambda_0 \approx 0.8$ мкм, $\tau_0 \approx 35$ фс, $E_0 \approx 60$ мДж, $E_{sH} \approx 2,5$ мДж, p ≈ 50 мбар (3) с помощью КВП-III при D ≈ 40 см, коаксиальный зонд КВП параллелен проекции поля Е, (синие закрашенные круги) и коаксиальный зонд КВП параллелен проекции поля Е, (розовые полые круги). Сплошная линия соответствует аппроксимации функцией $(1 - \xi_i)^{\phi} + \xi_i \cos(\phi - \phi_i)$ с параметрами $\xi_1 = 0$ (ж) и $\xi_2 = 1$, $\phi_2 = 70^{\circ}$ (з, синяя линия) и $\xi_3 = 0.5, \phi_3 = 160^{\circ}$ (з, розовая линия)

Интенсивность поля в сфокусированном пучке в данном эксперименте, как показали измерения и моделирование, может достигать 3·10¹⁷ Вт/см² по оси плазменного канала. И хотя такая интенсивность достаточно высока для многоэлектронной ионизации, только однократная ионизация играет значительную роль в генерации СВЧ-излучения в проводимом эксперименте, так как СВЧ-излучение связано с внешними слоями плазмы, где интенсивность лазерного поля гораздо ниже, чем в центре плазменного канала. Низкочастотное излучение, сгенерированное в центральной части плазменного канала, где интенсивность лазерного поля высока, экранируется плазмой, что не позволяет ему выйти из плазменного канала. Полная энергия СВЧ-излучения составляет около одного микроджоуля, что соответствует пиковой мощности СВЧ-импульса в несколько киловатт.

Исследование спектра было проведено в широком диапазоне давлений и мощностей накачки, а измерение вторичного СВЧ-излучения проводилось с использованием различных СВЧ-детекторов. На рисунке 3.216 показаны две зависимости от давления измеренного излучения плазмы, вызванного 35-фс импульсами с энергией 10 и 60 мДж. В согласии с результатами моделирования, зависимость излучения от давления при накачке 10-мДж импульсами значительно отличается от зависимости, полученной при накачке 60-мДж импульсами. Зависимость от давления, измеренная при накачке 10-мДж импульсами, как и ожидалось, имеет отклонения от монотонного поведения в виде плато, расположенные в районе давления 0.1 бар и 3 миллибар (синие кружки на рисунке 3.21б). С другой стороны, зависимость сигнала от давления при генерации 60 мДж импульсами монотонно растет, что говорит о том, что при такой энергии лазерного импульса в азоте происходит множественная ионизация во всем диапазоне давлений. Похожее поведение наблюдается и для других молекулярных (воздух, азот) и атомарных (аргон) газов (рисунок 3.21в), а также в экспериментах с двухчастотной накачкой (рисунок 3.21г).

Структура пространственной моды СВЧ-излучения плазмы, индуцированной тераваттным импульсом титан-сапфировой лазерной системы

Профиль пространственной моды СВЧ-поля показан на рисунке 3.21e. Была обнаружена корреляция между усилением генерации СВЧ-излучения, типичным для режима взаимодействия сильного поля лазера с плазмой, и ростом когерентности, на что указывает хорошо разрешенный конус излучения в пространственной моде СВЧ-излучения лазерной плазмы (рисунок 3.21e). Для физического обоснования обратимся к механизму низкочастотного вторичного излучения переходными плазменными токами, индуцированными в газе вслед за движущимся ионизационным фронтом. Электроны, составляющие такие токи, движутся со скоростью значительно ниже скорости света. Однако лазерно-индуцированный ионизационный фронт, возбуждающий эти токи, распространяется через газ вместе с лазерным импульсом. Скорость этого фронта ионизации может быть близка к фазовой скорости ТГц/СВЧ-излучения или даже превышать ее, что приводит к пространственной структуре СВЧ-излучения в виде конуса черенковского излучения.

На рисунке 3.21е полыми и закрашенными кружками представлены измерения диаграммы направленности СВЧ-поля в двух частотных диапазонах при одночастотной лазерной накачке 0.8-мкм, 35-фс, 60-мДж импульсами, сфокусированными в воздухе при давлении р \approx 3 мбар. На этих зависимостях видны пики нарастания пространственной когерентности в СВЧ-поля. Эти диаграммы аппроксимированы формулой для S(θ) (см. формулу 3.4.1) при параметрах ω_1 и ω_2 , выбранных в соответствии с диапазонами детектирования волноводов в этих экспериментах, $\omega_1 \approx 4,7$ ГГц и $\omega_2 \approx 8,2$ ГГц для КВП-II и $\omega_1 \approx 7,8$ ГГц и $\omega_2 \approx 12$ ГГц для КВП-III. Диаграммы направленности черенковского излучения S(θ), как видно, очень хорошо согласуются с экспериментальными профилями (см. точки экспериментальных данных и заливкой результаты моделирования на рисунке 3.21е).

Структура поляризационной моды СВЧ-излучения плазмы, индуцированной тераваттным импульсом титан-сапфировой лазерной системы

На рисунке 3.21ж представлены результаты исследования поляризации CBЧ-излучения лазерной плазмы, генерируемого в воздухе при р ≈ 1 мбар одночастотным лазерным импульсом с центральной длиной волны 0.8 мкм, длительностью 35 фс и энергией 60 мДж. СВЧ-излучение лазерной плазмы в этих экспериментах измеряется с использованием волноводно-коаксиального детектора (КВП-II), сначала установленного так, что осевой приемник КВП (выделен красным на рисунке 3.13) параллелен проекции поля Е. (закрашенные синие круги на рисунке 3.21ж), а затем установленного так, что осевой приемник КВП параллелен проекции поля Е (полые розовые круги на рисунке 3.21ж). С детектором для измерения поля Е, полностью радиально поляризованная мода должна быть представлена в виде идеального круга на полярном графике функции Φ амплитуды сигнала от угла ϕ , Φ = const. Режим линейно поляризованного излучения, с другой стороны, проявил бы себя в этом случае в виде $\Phi(\phi) = \cos^2(\phi)$, т.е. как график в виде восьмерки в полярных координатах. Как видно из рисунка 3.21ж, круговой график (синяя сплошная линия) Φ = const очень хорошо соответствует экспериментальным измерениям $\Phi(\phi)$ (закрашенные круги на рисунке 3.21ж), со стандартным отклонением в пределах 4%. Нет никаких признаков зависимости графика в форме восьмерки, которая могла бы указывать на то, что в эксперименте наблюдается линейно поляризованная мода. При установке КВП в направлении регистрации проекции поля Е, полностью радиально поляризованная мода не дает вклад в измеряемый сигнал. Данный сигнал более чем на порядок слабее сигнала, зарегистрированного КВП при ориентации в направлении регистрации проекции поля Е. С учетом эффективного подавления сигнала от полностью радиально поляризованной моды, установка КВП для регистрации проекции поля Е является гораздо более подходящей схемой для измерения линейно поляризационного излучения. Примечательно, что даже в этом случае график функции $\Phi(\phi)$ не показывает никаких признаков зависимости от ф.

Таким образом, поляризационные измерения показывают, что в СВЧ-излучении, генерируемом плазмой под воздействием мощного одночастотного лазерного поля, преобладает радиально поляризованная мода (двусторонние стрелки на рисунке 3.13). Этот факт указывает на доминирующую роль продольных плазменных токов, возникающих под действием пондеромоторных сил как источника СВЧ-излучения. То, что детектор на основе КВП, установленный в геометрии регистрации проекции поля E_{ϕ} , дает не зависимый от ϕ уровень сигнала на порядок слабее, но все же отличный от нуля (розовые круги и сплошная линия на рисунке 3.21ж), свидетельствует о генерации некогерентной составляющей СВЧ-излучения, которая, как одно из объяснений, может быть некогерентным тормозным излучением лазерной плазмы.

Структура поляризационной моды СВЧ-излучения плазмы, индуцированной двухчастотным полем тераваттного импульса титан-сапфировой лазерной системы и его второй гармоникой

СВЧ-излучение с совершенно другими поляризационными свойствами наблюдается в экспериментах с двухчастотной лазерной накачкой (рисунок 3.213). В этих экспериментах для получения поля с нарушенной временной симметрией лазерный импульс титан-сапфировой системы с центральной длиной волны 0.8 мкм, длительностью 35 фс и энергией 60 мДж смешивался с его второй гармоникой, имеющей фазовый сдвиг относительно импульса на основной частоте, равный $\pi/2$, с центральной длиной волны на $\lambda_{sh} = \lambda_0/2$ и управляемой энергией импульса Е_{си}. В проведенных экспериментах поле на частоте 0.8 мкм и его вторая гармоника были линейно поляризованными, что было тщательно подтверждено соответствующими поляризационными измерениями. В отличие от одночастотной накачки, такое двухчастотное поле приводит к появлению поперечных фотоионизационных токов, которые не компенсируются в пределах длительности лазерного импульса. Симметрия этих токов приводит к излучению линейно поляризованных полей. В соответствии с этими выводами, поляризационный анализ СВЧ-излучения в проведенных экспериментах с двухчастотной лазерной накачкой дает полярные графики (полые и закрашенные круги на рисунке 3.21з), которые точно следуют графику функции cos²(ф + ф.) (сплошные и пунктирные линии на рисунке 3.213, соответственно). При повороте зонда КВП на 90° в геометрию регистрации проекции поля Е (рисунок 3.13), полярный график СВЧ-поля также поворачивается на тот же угол (полые и закрашенные круги на рисунке 3.21з) в полном соответствии с проведенным поляризационным анализом. Результаты этих экспериментов с генерацией СВЧ-излучения двухчастотным лазерным полем находятся в согласии с обширным материалом по генерации терагерцового излучения с помощью двухчастотного поля [60, 136, 140, 152, 153, 155], в котором подтверждена доминирующая роль поперечных токов как источников терагерцового излучения.

Анализ плазменных токов и движения фотоэлектронов в случае высокочастотной и низкочастотной накачки

Одним из серьезных последствий использования полуклассической модификации теории сверхбыстрой фотоионизационной динамики, индуцированной импульсами в среднем ИК-диапазоне, является необходимость переосмысления некоторых основных приближений, обычно используемых в классических моделях, что были полностью оправданы и имели практическую ценность для описания генерации терагерцового излучения лазерными импульсами ближнего ИК-диапазона. Действительно, в полуклассической модели траектории фотоэлектронов находятся с помощью решения уравнения движения Ньютона dv(x, y, z, t)/dt = (e/m_e) [E(x, y, z, t) + v(x, y, z, t) × B(x, y, z, t)], где v – скорость электрона, E и $B = e_z \times E/c$ – электрические и магнитные поля индуцирующего импульса, e_z – единичный вектор, параллельный волновому вектору импульса. На рисунке 3.22а–3.22г изображены решения x(t) и z(t) этого уравнения для

поперечной и продольной координат фотоэлектрона, подвергающегося фотоионизации в момент времени t_0 в поле лазерного импульса с длительностью $\tau_0 = 80$ фс и центральной длиной волны $\lambda_0 = 0.8$ мкм (рисунок 3.226, 3.22г) и $\lambda_0 = 3.9$ мкм (рисунок 3.22а, 3.22в). Для сравнения показано приближенное аналитическое решение $x_e(t_0) = (4U_p/m_e)^{1/2} t \sin(\omega_0 t_0)$ (розовые штриховые линии), где пондеромоторная энергия электрона $U_p = e^2 E_0^{-2}/(4m_e\omega_0^{-2})$. Это решение достаточно близко к численному решению x(t), что дает аналитическое представление о полуклассической модели фотоэлектронной динамики.



Рис. 3.22. Полуклассические решения x(t) (синие линии) и z(t) (зеленые линии) для поперечной и продольной координат фотоэлектрона, подвергающегося фотоионизации в момент времени t_0 в поле лазерного импульса с длительностью $\tau_0 = 80$ фс и центральной длиной волны $\lambda_0 = 0.8$ мкм (б, г) и $\lambda_0 = 3.9$ мкм (а, в) при давлении газа p = 1 бар (а, б) и 1 мбар (в, г). Также показано приближенное аналитическое решение $x_e(t)$ (розовые штриховые линии) и диаметр d_0 лазерного пучка в фокальной плоскости (красные пунктирные линии)

Фотоэлектроны могут находиться на своих траекториях z(t), найденных из решений x(t) и z(t) (рисунок 3.22), только в пределах времени столкновения электронов с ионами и нейтральными частицами $\tau_c \approx \tau_{c0} p_0/p$, где $p_0 = 1$ бар, $\tau_{c0} = 350$ фс в атмосферном воздухе. При давлении p = 1 бар электроны остаются сильно ограниченными в движении во всем интервале $0 < t < \tau_c = 350$ фс (рисунок 3.22а, 3.22б), причем поперечная координата $x_c = x(\tau_c)$ электрона равна ≈ 0.15 мкм в случае импульса с $\lambda_0 = 0.8$ мкм (рисунок 3.226) и ≈ 0.8 мкм при $\lambda_0 = 3.9$ мкм (рисунок 3.22а). Каждое из этих значений x_c значительно меньше типичного диаметра перетяжки лазерного пучка d_0 , $d_0 \approx 50$ мкм при $\lambda_0 = 0.8$ мкм и $d_0 \approx 90$ мкм при $\lambda_0 = 3.9$ мкм, что определено с помощью решения трехмерного обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера для распространения поля в ионизирующемся газе. При малых давлениях газа, однако, фотоэлектроны начинают дрейфовать за пределы типичных диаметров перетяжки d_0 . Действительно, при давлении p = 1 мбар время столкновения $\tau_c = 350$ пс, а полуклассическое уравнение движения дает $x_c \approx 150$ мкм при $\lambda_0 = 0.8$ мкм (ри-

сунок 3.22г) и $x_c \approx 800$ мкм при $\lambda_0 = 3.9$ мкм (рисунок 3.22в). Таким образом, фотоэлектроны могут излучать на меньших частотах, но это низкочастотное излучение не ограничивается плазмой с фиксированным d_0 , что противоречит предположению, которое часто используется при численном моделировании терагерцового излучения лазерными филаментами.

Поперечный дрейф фотоэлектронов особенно силен в случае среднего ИК-излучения (рисунок 3.22в). То, что этот дрейф велик при низких давлениях газа, но подавляется при атмосферном давлении, хорошо коррелирует с поляризационными свойствами СВЧ-излучения, наблюдаемыми в изложенных экспериментах. Действительно, в диапазоне давлений от р $\approx 300\,$ мбар до р $> 1\,$ бар поляризационные свойства СВЧ-излучения в эксперименте указывали на преимущественно поперечную природу плазменных токов. В этом диапазоне давлений поперечный сдвиг электронов на порядок меньше размера пучка лазерного излучения x_c << d₀. При таком соотношении между x_c и d₀ плазменный источник СВЧ-излучения может быть рассмотрен как плазма с фиксированным d₀ и хорошо известными силами, лежащими в основе поперечных и продольных токов. С другой стороны, для меньших давлений газа фотоэлектроны склонны отклоняться на большие х за время столкновения, продолжая испускать СВЧ-излучение. В таком режиме СВЧ-излучение более не может быть ограничено плазмой с фиксированным d₀, а распространено в большей области размером x_c. Интуитивное преобладание ј в СВЧ-излучении оказывается неоправданным, предоставляя обширное пространство параметров для менее очевидной связи связи между j, и j, что согласуется с проведенными экспериментами.

3.5. Генерация сверхмощных терагерцовых импульсов релятивистской лазерной плазмой на поверхности твердых тел в поле сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона

Релятивистская оптика, предметом изучения которой являются нелинейные процессы в поле сверхкоротких импульсов экстремально высокой интенсивности, является одним из наиболее увлекательных и быстро развивающихся направлений лазерной физики [156]. Для диапазона длин волн λ_0 от 0.8 мкм до 1 мкм, в котором работает большинство используемых для релятивистских экспериментов лазерных систем, характерные интенсивности поля, при которых происходит переход от нерелятивистского режима взаимодействия излучения с веществом к релятивистскому, превышают 10^{18} BT/см² [157, 158]. Возможности существенного ослабления требований к интенсивности поля, необходимой для наблюдения релятивистских эффектов, связаны с законами масштабирования, применимыми к широкому классу явлений взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом. Ключевой параметр такого масштабирования выражается произведением $I_0 \lambda_0^2$ интенсивности поля I_0 на квадрат несущей длины волны λ_0 [157, 158]. В частности, основные критерии перехода от нереля-

тивистского режима взаимодействия излучения с веществом к релятивистскому формулируются в терминах нормированного векторного потенциала поля $a_0 = v_0/c = eE_0/(m_e\omega_0c)$ и пондеромоторной энергии электрона $W_p = mc^2\Phi(I_0\lambda_0^{-2})$, где v_0 , е, m_e – скорость, заряд и масса электрона, E_0 – амплитуда электрического поля, с – скорость света в вакууме, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ и $\Phi(I_0\lambda_0^{-2}) = (1 + I_0\lambda_0^{-2}/1.37 \cdot 10^{18})^{1/2} - 1$, где интенсивность выражена в Вт/см², длина волны – в микрометрах.

Как показывают результаты экспериментов, выполненных в широком диапазоне интенсивностей и несущих частот (рисунок 3.23) с использованием лазеров различного типа [159–165], релятивистские эффекты начинают играть заметную роль в процессах взаимодействия излучения с веществом при выполнении одного из следующих критериев: a₀ ~ 1, W_p ~ mc². Благодаря тому, что произведение $I_0 \lambda_0^2$ входит в качестве ключевого масштабирующего параметра как в нормированный векторный потенциал поля, так и в пондеромоторную энергию электрона и других заряженных частиц, использование излучения среднего ИК-диапазона позволяет реализовать релятивистские режимы взаимодействия излучения с веществом при гораздо более низких по сравнению с ближним ИК-диапазоном интенсивностях лазерного поля, что подтверждается рядом проведенных экспериментов [20, 21, 166, 167]. В частности, на основе суперкомпьютерного моделирования была продемонстрирована возможность генерации субтераваттными лазерными системами, работающими в среднем ИК-диапазоне, необычного связанного состояния света и вещества, в котором аттосекундные релятивистские электронные пучки синхронизированы с аттосекундными оптическими импульсами [168].



Рис. 3.23. Интенсивности излучения, достигнутые с использованием лазеров различного типа [159-165] (кружки); зависимость интенсивности, необходимой для выполнения условий а₀ = 1 (синяя сплошная кривая) и W_p = mc² (зеленая штриховая кривая), от длины волны. Розовой стрелкой показан диапазон интенсивностей, достижимых субтераваттными источниками сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона при оптимизации условий фокусировки лазерного пучка

В релятивистской оптике ТГц излучение используется для ускорения частиц [95], характеризации лазерно-индуцированных кильватерных полей [170, 171], генерации оптических гармоник высокого порядка во внешнем поле [111, 172, 115, 173], а также для диагностики электронных пучков в ускорителях частиц, синхротронных установках и лазерных системах на свободных электронах [174, 175]. Релятивистская оптика не только расширяет спектр приложений терагерцовой фотоники, но и предоставляет мощные инструменты для генерации ТГц импульсов с беспрецедентно высоким уровнем энергии [176–183]. Одним из наиболее многообещающих физических явлений, позволяющих формировать такие импульсы, является генерация когерентного переходного излучения – вторичного излучения, испускаемого релятивистскими электронами, пересекающими границу раздела двух сред [106, 80].

Исследование процесса генерации ТГц импульсов релятивистской лазерной плазмой в поле сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона возможно осуществить с помощью двух- и трехмерного суперкомпьютерного моделирования путем численного решения уравнений Максвелла-Власова [184, 185]. В двумерных расчетах, результаты которых описаны ниже, лазерный импульс с длиной волны $\lambda_0 = 3.9$ мкм, длительностью $\tau_0 = 80$ фс, диаметром перетяжки $d_0 = 4\lambda_0$, варьируемой поляризацией и варьируемым нормированным векторным потенциалом a_0 фокусируется на передней поверхности плазмы с заданной электронной плотностью $n_e/n_c > 1$ (где $n_c - критическая плотность плазмы), продольным размером <math>l_x = 16\lambda_0$ и толщиной $l_y = 4\lambda_0$ под углом $\phi_0 = 45^\circ$ к ее нормали. Оси координат двумерного пространства в моделировании выбраны так, что передняя поверхность плазмы расположена на прямой y = 0.

Когда центральная часть лазерного импульса достигает передней поверхности плазмы (соответствует моменту времени t $\approx 15T_0$ на рисунке 3.24a, где $T_0 = 2\pi/\omega_0$ – период лазерного поля), импульс среднего ИК-диапазона начинает модулировать электронную плотность n_e (x, y, t) внутри плазмы (рисунок 3.24a) и возбуждать нелинейные колебания ее поверхности (сплошная розовая кривая на рисунке 3.24a, 3.24б). Релятивистские колебания поверхности плазмы генерируют в направлении зеркального отражения цуг атгосекундных импульсов, имеющий в спектральном представлении вид гармоник высокого порядка (рисунок 3.24в).



Рис. 3.24. (а, б) Карта электронной плотности плазмы n_e (x = 0, y, t), облучаемой сверхкоротким р-поляризованным импульсом среднего ИК-диапазона с a₀ = 1, и координаты y(t) нескольких электронов плазмы (синие кривые). Розовыми кривыми показаны границы передней (сплошная кривая) и задней (пунктирная кривая) поверхностей плазмы. (в) Спектр излучения, генерируемого релятивистской лазерной плазмой в поле р-поляризованного импульса среднего ИК-диапазона с a₀ = 1

Пондеромоторная сила, индуцируемая лазерным импульсом, формирует пучок электронов, распространяющийся вглубь плазмы и частично отражающийся от ее задней поверхности электростатическим полем (координаты y(t) нескольких электронов этого пучка показаны синими кривыми на рисунке 3.24a, 3.24d). На рисунке 3.25 приведены карты компоненты магнитного поля $B_z(x, y)$, полностью описывающего генерируемое плазмой низкочастотное излучение (рисунок 3.25а–3.25д), карты ее низкочастотной части $B_z(x, y)$, полученной путем подавления высокочастотных компонент $B_z(x, y)$ супергауссовым фильтром (рисунок 3.25е–3.25к) и карты распределения электронов плазмы в фазовом пространстве f(y, p_y) в моменты времени t, соответствующие различным этапам взаимодействия лазерного импульса с поверхностью плазмы (рисунок 3.25л–3.25р).



Рис. 3.25. (а-д) Карты компоненты магнитного поля B₂(x, y), (е-к) карты его низкочастотной части B₂(x, y) и (л-р) карты распределения электронов плазмы в фазовом пространстве f(y, p_y) в моменты времени t/T₀ = 0 (а, е, л), 15 (б, ж, м), 30 (в, з, о), 40 (г, и, п) и 50 (д, к, р), соответствующие различным этапам взаимодействия р-поляризованного лазерного импульса среднего ИК-диапазона с a₀ = 1 с поверхностью плазмы. Ось ξ задает направление зеркального отражения, θ₀ – угол, при котором поле переходного терагерцового излучения меняет знак, Δr – расстояние между последовательными импульсами переходного терагерцового излучения, черными стрелками показано положение пучка рециркулирующих электронов в фазовом пространстве

Каждый раз, когда электронный пучок достигает одной из границ плазмы, он генерирует мощный субпериодный терагерцовый импульс (рисунок 3.253–3.25к) с радиальной поляризацией, полярность которого в точке наблюдения г определяется выражением sgnB_z = sgn[$\mathbf{j} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$]_z, где \mathbf{j} – плотность тока рециркулирующих электронов и \mathbf{r}_0 – центр передней поверхности плазменной мишени. В частности, данное выражение задает угол θ_0 , при котором поле переходного терагерцового излучения равно нулю (рисунок 3.25и).

Процесс рециркуляции электронов в плазме повторяется несколько раз (рисунок 3.246, 3.25м–3.25п), приводя к формированию последовательности субпериодных терагерцовых импульсов с монотонно спадающей интенсивностью вследствие постепенно уменьшающегося в пучке количества электронов при каждом отражении (рисунок 3.25к, 3.26а, 3.26б). Расстояние ∆г между ними (рисунок 3.25к) определяет частоту модуляции терагерцовой части спектра суперконтинуума $\Delta v = c/\Delta r$ (рисунок 3.24в, 3.25в–3.25г), соответствующую временной задержке между последовательными импульсами $\delta t =$ t₂ – t₁ (рисунок 3.26а, 3.26б). Аттосекундные импульсы жестко синхронизированы с отраженным от плазмы импульсом накачки (голубая и зеленая кривые на рисунок 3.26а–3.26б), поскольку они генерируются в определенной фазе взаимодействующего с поверхностью плазмы поля накачки. Вместе с тем временной интервал между пиком огибающей аттосекундного импульса и терагерцового импульса на оси зеркального отражения импульса накачки ξ зависит от периода рециркуляции электронов в плазме. Как показывают результаты моделирования (рисунок 3.26), увеличение толщины плазмы в 1.5 раза от $l_y = 4\lambda_0$ до $l_y = 6\lambda_0$ приводит к уменьшению частоты модуляции терагерцового спектра от $\Delta v \approx 4.4$ ТГц до $\Delta v \approx 3.0$ ТГц, что соответствует увеличению δt в ≈ 1.5 раза. Таким образом, генерируемое при релятивистском взаимодействии лазерных импульсов среднего ИК-диапазона с плазмой излучение оптических гармоник высокого порядка оказывается синхронизированным с переходным терагерцовым излучением на аттосекундной временной шкале. Задержка между ними может варьироваться путем изменения толщины плазменной мишени, позволяя реализовать схему «накачка-зондирование» с аттосекундной накачкой и терагерцовым зондирующим полем для исследования сверхбыстрых процессов с использованием лабораторных лазерных источников.



Рис. 3.26. Временные зависимости (а, б) и спектры (в, г) вторичного излучения плазмы, сгенерированного при взаимодействии р-поляризованного лазерного импульса среднего ИК-диапазона с $a_0 = 1$ с плазмой толщиной $l_y = 4\lambda_0$ (а, в) и $6\lambda_0$ (б, г) на расстоянии $\xi = 30\lambda_0$ от поверхности плазмы. На панелях (а, б) приведены поля накачки B_p , (голубые кривые), аттосекундного излучения B_a (зеленые кривые) и терагерцового излучения B_z (синие кривые), выделенные из поля B_z супергауссовыми частотными фильтрами, δt – интервал между последовательными ТГц импульсами, Δv – частота модуляции спектра ТГц излучения

Поскольку ТГц импульсы излучаются при пересечении электронным пучком поверхностей плазмы, резкость ее границ определяет характеристики генерируемого излучения. Для количественной оценки данного эффекта выполнена серия расчетов с профилем плотности плазмы, задаваемым как n_e (x, y, t = 0) = n₀ при – $4\lambda_0 \le y \le 0$ и n_e (x, y, t = 0) = n₀exp(-y/L) при y ≥ 0 (рисунок 3.27а), где L – варьируемая протяженность пространственного градиента плазмы. При увеличении L от 0 до $\lambda_0/20$ существенных изменений пространственной структуры терагерцового излучения не наблюдается (рисунок 3.27в–3.27д), что позволяет считать приближение бесконечно резких границ плазмы корректно описывающим картину генерации переходного терагерцового излучения: в то время как для газовых мишеней трудно достичь профилей плазмы с L $\le \lambda_0/20$, в лазерно-плазменных экспериментах с твердотельными мишенями неоднократно демонстрировались профили плотности плазмы с L $\le \lambda_0/100$ [186–188] и даже L $\approx \lambda_0/200$ [189]. Более того, интенсивность терагерцового излучения не коррелирует с толщиной плазмы l_v (рисунок 3.27б).



Рис. 3.27. (а) Профили электронной плотности $n_e(x, y, t = 0)$, использованные в моделировании, (б) зависимость интенсивности терагерцового излучения I_{TH_2} на расстоянии $\xi = 30\lambda_0$ от поверхности плазмы как функция толщины плазмы l_y . (в-д) Карты поля терагерцового излучения $B_z(x, y)$, генерируемого при взаимодействии р-поляризованного лазерного импульса среднего ИК-диапазона с $a_0 = 1$ с поверхностью плазмы при L = 0 (в), $\lambda_0/50$ (г) и $\lambda_0/20$ (д)

Анализ зависимости интенсивности терагерцового излучения ITHz от интенсивности I_0 и длины волны λ_0 импульса накачки (рисунок 3.28а) основан на исследовании энергетических спектров рециркулирующих электронов в момент их возвращения к передней поверхности плазмы y = 0 (рисунок 3.28б). Температуры $T_e(I_0\lambda_0^{-2})$ таких электронов, полученные путем аппроксимации высокоэнергетических хвостов спектров максвелловским распределением (рисунок 3.28б), в суб- и околорелятивистском режимах ($a_0 \le 1$ и $a_0 \sim 1$, соответственно) описываются зависимостью ($I_0\lambda_0^{-2}$)^{α}, где $\alpha = 1.2$ (рисунок 3.28в), что говорит о доминирующей роли вакуумного нагрева как механизма ускорения электронов, характерного для случая малой протяженностей плазменного градиента $L \le \lambda_0/20$ [190, 191]. В релятивистском режиме ($a_0 > 1$) характер масштабирования $T_e(I_0\lambda_0^{-2})$ меняется и хорошо аппроксимируется зависимостью ($I_0\lambda_0^{-2}$)^{α} с $\alpha = 1/2$, что согласуется с масштабированием $\Phi(I_0\lambda_0^{-2})$, диктуемым пондеромоторным потенциалом W_p [191, 192]. При этом обе зависимости $I_{THz}(I_0\lambda_0^{-2})$ и $T_e(I_0\lambda_0^{-2})$ при $a_0 > 1$ удовлетворяют $\Phi(I_0\lambda_0^{-2})$ -масштабированию (рисунок 3.28в).

В то время как р-поляризованный лазерный импульс ускоряет электроны за счет пондеромоторной силы и вакуумного нагрева, s-поляризованный импульс не обладает эффективной компонентой поля, способной индуцировать вакуумный нагрев. Как следствие, при суб- и околорелятивистских интенсивностях поля s-поляризованный импульс генерирует терагерцовое излучение с гораздо меньшей интенсивностью (рисунок 3.28а). При этом, однако, в режиме $a_0 > 1$ интенсивность терагерцового излучения $I_{THz}(I_0\lambda_0^2)$ масштабируется как $\Phi(I_0\lambda_0^2)$ вне зависимости от поляризации импульса накачки (рисунок 3.28а).

Таким образом, энергия переходного терагерцового излучения как функция интенсивности и длины волны импульса накачки является зондом температуры горячих электронов в широком классе лазерно-плазменных взаимодействий. Интенсивность переходного терагерцового излучения монотонно возрастает с увеличением длины волны импульса накачки λ_0 . В частности, при увеличении длины волны от $\lambda_0 = 0.8$ мкм до $\lambda_0 = 3.9$ мкм интенсивность терагерцового импульса увеличивается на порядок при $I_0 \approx 8 \cdot 10^{17}$ Bt/cm² (рисунок 3.28а), демонстрируя возможность лазерных систем среднего ИК-диапазона, работающих на основе оптического параметрического усиления чирпированных импульсов, значительно усиливать генерацию терагерцового излучения от релятивистской плазмы по сравнению со стандартными титан-сапфировыми лазерными источниками.



Рис. 3.28. (а) Напряженность E_{THz} (правая ось) и интенсивность I_{THz} (левая ось) терагерцового излучения на расстоянии $\xi = 30\lambda_0$ от поверхности плазмы, генерируемого при отражении p- (синие и зеленые квадраты) и s-поляризованного (фиолетовые треугольники) лазерного импульса с длиной волны $\lambda_0 = 3.9$ мкм (синие квадраты и фиолетовые треугольники) и $\lambda_0 = 0.8$ мкм (зеленые квадраты), длительностью $\tau_0 = 80$ фс и пиковой интенсивностью I_0 от поверхности плазменной мишени с толщиной $I_y = 4\lambda_0$. Также показано $\Phi(I_0\lambda_0^2)$ -масштабирование при $\lambda_0 = 3.9$ мкм (синяя и фиолетовая пунктирные кривые) и $\lambda_0 = 0.8$ мкм (зеленая пунктирная кривая). (б) Энергетические спектры рециркулирующих электронов в момент их достижения передней поверхности плазмы y = 0 при $I_0\lambda_0^2 = 1.4 \cdot 10^{18}$ (синяя кривая), $2.2 \cdot 10^{19}$ (бордовая кривая), $8.8 \cdot 10^{19}$ (зеленая кривая) и $1.4 \cdot 10^{20}$ (серая кривая) ВТ/см². Розовыми кривыми показана аппроксимация высокоэнергетичных хвостов спектров максвелловским распределением. (в) Интенсивность I_{THz} (левая ось, синие кружки) терагерцового излучения на расстоянии $\xi = 30\lambda_0$ от поверхности плазмы и температура рециркулирующих электронов T_e (правая ось, красные кружки) как функции $I_0\lambda_0^{-2}$. Также показаны $\Phi(I_0\lambda_0^2)$ -масштабирование (синяя пунктирная кривая) и 1/2 (фиолетова итрих-пунктирная кривая)

Для оценки эффективности преобразования энергии лазерного импульса в энергию терагерцового излучения в работе [184] было выполнено трехмерное моделирование, в котором лазерный импульс среднего ИК-диапазона фокусируется на поверхности плазмы в геометрии нормального падения. Энергии терагерцового поля W_{THz} в диапазоне амплитуд поля лазерного импульса, соответствующем значениям нормированного векторного потенциала a_0 от 1 до 10, составили от $W_{THz} \approx 13$ мкДж при $a_0 = 1$ до $W_{THz} \approx 15$ мДж при $a_0 = 10$, а максимальное значение коэффициента преобразования энергии лазерного импульса в терагерцовое излучение составило 2%.

3.6. Генерация высоких оптических гармоник и терагерцового излучения при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов среднего ИК-диапазона с поверхностью твердотельных мишеней

Исследованию оптических нелинейностей плазменных сред, образуемых при оптическом пробое вблизи поверхности твердотельных мишеней, уделялось внимание с конца 80-х годов [30, 156, 186, 28, 193-197]. Мощные лазерные импульсы с интенсивностью, позволяющей ускорять электроны образующейся плазмы до релятивистских энергий [157], дают возможность наблюдать широкий спектр нелинейно-оптических процессов, приводящих к эффективному преобразованию лазерного излучения в коротковолновую область [198], реализации новых режимов управления параметрами сверхкоротких лазерных импульсов [60, 199], генерации импульсов электромагнитного поля в терагерцовом и СВЧ-диапазоне [83, 126, 136, 137]. Однако не менее интересен оказывается переходный режим, когда интенсивность лазерного излучения недостаточна для образования полностью релятивистского плазменного зеркала. В данном случае в спектре генерируемого излучения наблюдаются характерные особенности, присущие кильватерному механизму и механизму релятивистского осциллирующего зеркала [157]. Так, например, кинетическая энергия свободного электрона под действием внешнего поля квадратично зависит от центральной длины волны λ_0 управляющих лазерных импульсов, $K_e \sim I_0 \lambda_0^2$, где I₀ – интенсивность лазерного излучения. В режиме когерентного кильватерного излучения плазмы скорость кильватерной волны электронной плотности $v_w \sim \lambda_0^{1/2}$ [200]. Величина смещения электронов масштабируется как d $\sim \lambda_0^{-2}$ при нерелятивистских интенсивностях и асимптотически стремится к зависимости d_е ~ λ_0 – при субрелятивистских и релятивистских. Использование длинноволнового излучения среднего ИК-диапазона позволяет увеличить пондеромоторную энергию электронов пропорционально квадрату длины волны [18, 25, 129], и уже при интенсивностях порядка 10¹⁷ Вт/см² приведенный векторный потенциал $a_0 = eE_0/(mc\omega_0)$ (где е, m – заряд и масса электрона, E_0 и ω_0 - амплитуда и центральная частота лазерного поля), определяющий энергию ускоренных лазерным полем электронов, становится порядка 1, что приводит к проявлению релятивистских эффектов в спектрах генерируемого излучения. Подобная масштабируемость подчеркивает перспективность использования длинноволновых источников лазерного излучения с точки зрения более эффек-

тивной характеризации и контроля лазерной плазмы, создаваемой на поверхности твердотельных материалов. Соответственно, становится возможным повышение эффективности генерации когерентного вакуумного УФ- и рентгеновского излучения и создание компактной альтернативы крупномасштабным синхротронным системам, а также мощного инструмента для исследований сверхбыстрой аттосекундной электронной динамики на лабораторном уровне.

За последние годы были проведены экспериментальные исследования генерации высоких гармоник от поверхности твердотельной мишени в поле субрелятивистских фемтосекундных лазерных импульсов среднего ИК-диапазона на центральной длине волны 3.9 мкм [21, 167, 201, 202]. Выполненные эксперименты продемонстрировали особенности широкополосной генерации гармоник как в соответствии с механизмом когерентного кильватерного излучения плазмы [167], так и при действии релятивистских эффектов [21, 201]. Изучено влияние материала твердотельной мишени на генерацию высоких гармоник в поле длинноволнового лазерного излучения [202], а также зависимость субфемтосекундной электронной динамики от начального чирпирования лазерных импульсов [167].

В данном разделе приводятся результаты экспериментального исследования генерации гармоник высокого порядка и ТГц-излучения в плазме пробоя у поверхности твердотельных мишеней из полистирола, CaF_2 и Al, возбуждаемой фемтосекундными лазерными импульсами среднего ИК-диапазона субтераваттного уровня мощности с приведенным векторным потенциалом $a_0 \approx 1$.

В качестве источника мощных лазерных импульсов среднего ИК-диапазона использовалась лазерная система, описание которой изложено в разделе 3.1. Излучение лазера на центральной длине волны $\lambda_0 \approx 3.9$ мкм, с длительностью импульсов $\tau_0 \approx 90$ фс, энергией до $E_0 \approx 20$ мДж и на частоте повторения 20 Гц заводилось в вакуумную камеру ВК1 (рисунок 3.29) и фокусировалось параболическим зеркалом ПЗ с фокусным расстоянием 50 мм на поверхность твердотельной мишени под углом $\theta \approx 45^\circ$, установленной на вращающемся диске. Скорость вращения подбиралась таким образом, чтобы каждый новый выстрел приходился на свежую поверхность. Через каждые 100 лазерных импульсов мишень сдвигалась по высоте. Диаметр лазерного пучка, направляемого на параболическое зеркало, увеличивался с помощью телескопа для уменьшения размера пятна в фокусе. При этом интенсивность излучения на мишени оценивалась на уровне 10¹⁷ Вт/см², что соответствует приведенному векторному потенциалу $a_0 \approx 1$. Имелась возможность менять поляризацию лазерного излучения с p- на s- при помощи зеркального перископа, стоявшего перед вакуумной камерой. Для защиты параболического зеркала от абляционного загрязнения сразу за зеркалом устанавливалась пластинка из CaF, толщиной 1 мм, которая требовала очистки после нескольких дней проведения экспериментов. Регистрация спектра высоких гармоник производилась в направлении зеркального отражения специально сконструированным спектрометром на основе тороидальной дифракционной решетки с плотностью штрихов 1200 штрихов/мм. Решетка имела золотое покрытие и была оптимизирована для регистрации

спектра в диапазоне от 100 до 40 нм. Спектрометр размещался в отдельном вакуумном объеме ВК2-ВК3. Регистрация спектров производилась при помощи детектора на основе шевронной сборки двух микроканальных пластин (МКП) с рабочим диаметром 40 мм и фосфорным экраном. Возможно было перемещать МКП детектор в плоскости спектра, а также изменять угол установки дифракционной решетки для измерения спектра высоких гармоник в широком диапазоне. Изображение с фосфорного экрана МКП детектора переносилось на ПЗС камеру, установленную вне вакуумного объема, при помощи объектива. Все спектры записывались в режиме одного выстрела лазера, после чего могло быть выполнено усреднение по нескольким кадрам. Вакуумные объемы ВК1 и ВК2-ВК3 откачивались отдельными турбонасосами, что позволяло поддерживать давление около 2 × 10⁻⁶ мбар. Такое давление необходимо, чтобы исключить образование плазмы в остаточном газе при жесткой фокусировке на поверхность мишени, а также для корректной работы МКП детектора. Дополнительно перед дифракционной решеткой могли вводиться фильтры в виде пластинки CaF, толщиной 1 мм или фильтр из свободно подвешенной фольги Sn толщиной 300 нм, установленные на вакуумных шиберах. Данные фильтры позволяли спектрально селектировать различные порядки гармоник и производить калибровку спектрометра. Кроме того, CaF, фильтр выдерживал перепад давлений в 1 атм и позволял менять мишень и юстировать оптические элементы без разгерметизации камеры спектрометра. После мишени на специальной трансляционной подаче была установлена щель А для пространственного селектирования сигнала высоких гармоник и повышения контраста относительно некогерентного фона. В эксперименте использовались мишени в форме пластинок из CaF₂, BK7, полистирола и алюминия толщиной 1 мм.



Рис. 3.29. Схема экспериментов по генерации и детектирования ВГ. ВК1-ВК3 – вакуумные камеры, 31-34 – зеркала, Т – телескоп, увеличивающий пучок в 2 раза, ПЗ – параболическое зеркало с фокусным расстоянием 50 мм, ТМ – твердотельная мишень на трансляторе, А – регулируемая щель, CaF₂ окно толщиной 1 мм на шибере, Sn фильтр толщиной 300 нм на шибере, ТДР – тороидальная дифракционная решетка, МКП – детектор на основе микроканальных пластин в шевронной сборке, O1, O2 – входное и выходное окно

Проведенные эксперименты [21, 167] по генерации гармоник от лазерных импульсов среднего ИК-диапазона показали, что излучение на центральной длине волны 3.85 мкм эффективно преобразуется в гармоники в видимой и УФ областях спектра. Были также зарегистрированы оптические спектры в области от 170 до 75 нм, что позволило наблюдать гармоники до 51 порядка [202]. На рисунке 3.30 представлены изображения экрана МКП для различных участков спектра и различных материалов мишени. Несимметричность изображений по вертикальной оси объясняется искажениями, вносимыми тороидальной дифракционной решеткой. Гармоника с максимальным номером 51 наблюдалась от мишени из полистирола (рисунок 3.30а–3.30в).



Рис. 3.30. Спектры высоких гармоник для мишени из полистирола (а-в) и алюминия (г-е) в разных спектральных диапазонах при облучении лазерными импульсами с λ₀ = 3.85 мкм и энергией 15 мДж. Вертикальными штриховыми линиями показаны ожидаемые позиции порядков гармоник, номерами отмечены только нечетные порядки для удобства чтения. Розовая кривая – спектр пропускания фильтра из CaF₂ толщиной 1 мм. Для алюминиевой мишени подписаны некоторые спектральные линии (д, е) многократно ионизированного алюминия (например, Al IV – трижды ионизированный). Клиновидная структура спектров обусловлена аберрациями тороидальной дифракционной решетки. Спектры гармоник получены в режиме одного выстрела лазера, карты спектральных линий показаны с усреднением по нескольким выстрелам

Существенное отличие было выявлено при использовании мишени из алюминия (рисунок 3.30г–3.30е), где гармоники наблюдались только в диапазоне 170–110 нм (до 35 порядка), которые далее перекрывались непрерывным континуумом. Также отчетливо наблюдались линии Al в коротковолновой области спектра вплоть до 25 нм.

В наблюдаемых спектрах свечения присутствуют линия четырехкратно ионизированного атома углерода (линия 24.9 нм для CV), энергия ионизации которого составляет 65 эВ. Вырывание следующего электрона не происходит, так как это требует значительно большей энергии 392 эВ. Полагая, что лазерное излучение четырехкратно ионизирует все атомы углерода в молекулах полистирола, и с учетом ионизации атомов водорода можно оценить максимальную плотность плазмы в 2.5 ×10²³ см⁻³. В спектрах свечения с поверхности алюминиевой мишени наблюдаются линии вплоть до Al VII на длине волны 24.1 нм (энергия шестикратной ионизации составляет 191 эВ). Плотность плазменного слоя в этом случае следует ожидать на уровне 3.6 × 10²³см⁻³, что оказывается выше, чем в случае мишени из полистирола. Более высокая плотность плазмы должна приводить к наблюдению более высоких порядков гармоник в режиме генерации кильватерной волны [203]. Однако эффективность генерации гармоник высокого порядка также существенным образом зависит от величины градиента создаваемого плазменного слоя [204]. Наибольшее число высоких гармоник наблюдалось для мишени из полистирола – 51 порядок. Гармоники до 45 порядка наблюдались при использовании мишеней из CaF, и BK7, для ионизации которых требуется достижение более высокой интенсивности, что выполняется ближе к центральной части лазерного импульса и приводит к формированию более крутого плазменного фронта. С другой стороны, в случае металлической мишени, наиболее легкой для ионизации, происходит расплывание фронта плазмы, что оказывается неоптимальным для генерации высших гармоник.



Рис. 3.31. Экспериментальный спектр высоких гармоник, полученный при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов субрелятивистской интенсивности на центральной длине волны λ₀ = 3.85 мкм с поверхностью мишени из полистирола. Красной штриховой кривой показана степенная аппроксимация для диапазона 40–51 порядков гармоник. Зеленой кривой представлена ожидаемая теоретическая зависимость интенсивности гармоник от их порядкового номера n^{-8/3} [119]

На рисунке 3.31 показан спектр гармоник высокого порядка в диапазоне 70–170 нм, что соответствует 23-51 порядкам гармоник лазерного излучения на центральной длине волны $\lambda_0 = 3.85\,$ мкм, генерируемых на мишени из по-

листирола. Интенсивность высоких гармоник быстро убывает в низкочастотной области (24–34 порядки), затем при увеличении номера гармоник градиент спада интенсивности уменьшается (40–51 порядки). Степенной характер спада интенсивности высоких гармоник является одним из основных индикаторов для режимов лазерно-плазменной генерации гармоник от поверхности твердотельной мишени [200]. Была проведена степенная аппроксимация п^{-α} высокочастотной области спектра гармоник, где n – порядок гармоники, α – показатель степени. Для гармоник 40–51 порядков получено значение $\alpha \approx 4$ (рисунок 3.31, красная штриховая кривая), при этом на границе экспериментального спектра обнаружено стремление зависимости к теоретической оценке п-8/3 для режима релятивистского осциллирующего зеркала [205]. В экспериментах [206] наблюдалось расхождение с этой оценкой. Недавние расчеты, выполненные в широком диапазоне лазерных интенсивностей и длин плазменного градиента [207, 208], подтверждают возможность расхождения, демонстрируя оценку 1.1 $< \alpha < 5.8$. Таким образом, полученный в приведенных экспериментах характер зависимости п-4 согласуется с экспериментальными данными, полученными для лазерного излучения ближнего ИК-диапазона.

Электронные токи в плазме, формируемые при облучении твердотельных мишеней лазерными импульсами субрелятивистской и релятивистской интенсивности, могут приводить не только к генерации высоких гармоник, но и являться источником излучения терагерцового диапазона [209, 210]. Возможность синхронного излучения высоких гармоник и терагерцовых импульсов при лазерно-плазменном взаимодействии позволяет применять методику накачки-зондирования в исследованиях сверхбыстрых процессов на аттосекундном масштабе [185]. При этом основными механизмами генерации низкочастотных электромагнитных импульсов от передней поверхности мишени являются процессы когерентного переходного излучения релятивистских электронов при пересечении границы между плазмой и вакуумом [176, 184] и возбуждения продольных поверхностных токов [211]. Для генерации низкочастотного излучения использовалась уже имеющаяся экспериментальная схема (рисунок 3.29). Генерируемое на мишени терагерцовое излучение выводилось из вакуумного объема ВК1 в атмосферу через окно из полиметилпентена (РМР, ТРХ) толщиной 6 мм, прозрачное в диапазоне < 6 ТГц, и далее заводилось на ячейку Голея. Сигнал с ячейки Голея после усиления подавался на цифровой осциллограф, что позволяло регистрировать непрерывную серию лазерных выстрелов. Сигнал терагерцового излучения собирался двухдюймовыми параболическими зеркалами из телесного угла 0.1 ср. Для предотвращения загрязнения ТРХ окна, вблизи которого располагалась мишень, использовалась пленка толщиной 25 мкм из полиэтилена низкой плотности, прозрачная в терагерцовом диапазоне. Материал окна ТРХ обладает сильным поглощением в среднем ИК-диапазоне, что позволяет экранировать детектор от отраженной части лазерного излучения $\lambda_0 = 3.85$ мкм. Для подавления сигнала второй гармоники ($\lambda_{20} \approx 1.9$ мкм) перед детектором дополнительно устанавливалась черная плотная полиэтиленовая пленка толщиной 100 мкм. В результате эксперимента наблюдался слабый сигнал терагерцового излучения от мишеней из полистирола, CaF, и алюминия при энергии лазерных импульсов накачки не менее $W_0 \approx 15$ мДж. Энергия наблюдаемых терагерцовых импульсов составляла около 3–5 нДж. Наиболее стабильный сигнал терагерцового излучения наблюдался при использовании мишени из полистирола, с регистрацией терагерцовых импульсов при каждом выстреле лазера. При облучении алюминиевой мишени s-поляризованными лазерными импульсами терагерцовый сигнал становился порядка уровня шума и надежно не регистрировался.

Таким образом, выполненные экспериментальные исследования позволили зарегистрировать терагерцовое излучение и гармоники вплоть до 51 порядка в плазме, образуемой на поверхности твердотельных мишеней фемтосекундными лазерными импульсами среднего ИК-диапазона субрелятивистской интенсивности. Было показано, что наибольший порядок гармоник и терагерцовые импульсы с большей энергией наблюдаются при использовании мишени из полистирола.

4. ГЕНЕРАЦИЯ СУБПЕРИОДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В БЛИЖНЕМ И СРЕДНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ. ВЛИЯНИЕ ФАЗЫ ПОЛЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ОГИБАЮЩЕЙ

В предыдущих разделах была показана важность методов солитонной компрессии сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона, что связано с возможностью использования таких режимов нелинейно-оптического преобразования для формирования предельно коротких импульсов относительно небольших энергий (до единиц микроджоулей). Эта методика была особенно востребована на ранних этапах развития техники генерации фемтосекундных импульсов среднего ИК-диапазона, когда были доступны и распространены лазерные системы, в которых в результате многокаскадного нелинейно-оптического понижения частоты, в частности, в процессе генерации разностной частоты, формировались импульсы подобного уровня энергии [212]. Впоследствии данный подход был успешно распространён и на значительно более мощные источники фемтосекундных импульсов среднего ИК-диапазона, позволив осуществить эффективную самокомпрессию импульсов с энергией в десятки миллиджоулей [134].

4.1. Источник перестраиваемых микроджоулевых предельно коротких импульсов среднего инфракрасного диапазона на основе компрессии и самокомпрессии импульсов накачки в полупроводниках

В работах научной группы фотоники и нелинейной спектроскопии впервые экспериментально продемонстрирован метод генерации микроджоулевых импульсов длительностью порядка одного периода поля в среднем ИК спектральном диапазоне на длине волны 4 – 8 мкм в полностью «твердотельном» формате [14, 213, 214]. Представленный подход заключается в использовании последовательности точно согласованных этапов нелинейно-оптического пре-

образования фемтосекундных импульсов – оптического параметрического усиления, генерации разностной частоты, спектрального уширения в полупроводниковом кристалле (арсениде галлия) и компенсации остаточной фазовой модуляции импульсов. Экспериментальная работа выполнена при помощи многофункциональной лазерной титан-сапфировой системы, состоящей из задающего фемтосекундного генератора, килогерцового регенеративного усилителя чирпированных импульсов, оптического параметрического усилителя и генератора разностной частоты на основе кристаллов AGS и GaSe. Формируемые импульсы среднего ИК-диапазона при помощи параболического зеркала с фокусным расстоянием 100 мм фокусировались в пластинку арсенида галлия, где происходило нелинейно-оптическое преобразование, включающее в себя фазовую самомодуляцию, самофокусировку, самоукручение огибающей, ионизационно-индуцированные оптические нелинейности, а также плазменные потери и дисперсионное расплывание (рисунок 4.1а). Излучение на выходе из кристалла коллимировалось вторым параболическим зеркалом и заводилось в систему измерения спектрально-временных характеристик импульса методом XFROG на основе процесса четырёхволнового смешения в воздухе с излучением накачки [215, 216].



Рис. 4.1. (а) Схема экспериментов по компрессии сверхкоротких импульсов среднего ИКдиапазона в нелинейном полупроводниковом материале. ДВФ – длинноволновый фильтр, ПЗ – параболические зеркала, ПЗО – параболическое зеркало с отверстием, ЛЗ – оптическая линия задержки, ЧВВ – процесс FWM XFROG на основе четырехволнового смешения для характеризации импульса, КВФ – коротковолновый фильтр. (б) Дисперсия групповых скоростей (сплошная линия) и задержек (пунктирная линия) арсенида галлия в среднем ИКдиапазоне

Для импульсов накачки на центральной длине волны менее 6.8 мкм, попадающих в область нормальной дисперсии групповых скоростей арсенида галлия (рисунок 4.1б), компрессия осуществлялась при помощи компенсации набега фазы в компрессоре, состоящем из оптических элементов с аномальной дисперсией. Из имеющегося в распоряжении набора оптических пластинок из фторидов кальция, бария и магния различной толщины, были подобраны оптимальные комбинации таким образом, чтобы суммарный дисперсионный профиль наилучшим образом компенсировал нелинейный набег фаз, обеспечивая тем самым наибольшую эффективность компрессии. В результате экспериментов существенное уменьшение длительности импульсов было получено в ди-
апазоне длин волн от 4 до 6.8 мкм, причем в спектральном диапазоне 5.9–6.3 мкм получено сжатие до длительностей менее 2 периодов поля на центральной длине волны [213]. Существенное влияние на спектрально временную эволюцию импульсов в процессе нелинейно-оптического преобразования в арсениде галлия оказало явление самофокусировки: характерная длина фокусировки нелинейной линзы, с учетом эффекта Керра высшего порядка, была оценена в 7.3 мм, порядка длины полупроводникового кристалла. Наилучшие результаты компрессии в области нормальной дисперсии групповых скоростей арсенида галлия соответствовали импульсам длительностью около 1.5 периодов поля на центральной длине волны 5.9 мкм при преобразовании в кристалле толщиной 7 мм с последующей компенсацией фазы в 5 мм фторида бария (3.5 мм линза $BaF_2 + 1.5 \text{ мм } BaF_2$). Энергия полученного импульса составила 1.7 мкДж, что соответствует пиковой мощности около 60 МВт.

В режиме аномальной дисперсии групповых скоростей арсенида галлия, то есть для импульсов на центральной длине волны более 6.8 мкм, генерация суперконтинуума сопровождается самокомпрессией импульса. За счёт уменьшения длительности импульса, а также из-за влияния самофокусировки пучка, на протяжении всего процесса распространения излучения в материале поддерживается высокая интенсивность, и для эффективного преобразования требуется меньшая длина материала. В этом режиме в экспериментах использовался кристалл арсенида галлия толщиной 5 мм. Временные огибающие сигнала суперконтинуума, восстановленные по спектрограммам XFROG, показывают, что в широком диапазоне длин волн от 7 до 8.5 мкм достижимы значения коэффициентов временной компрессии, превышающие значение 3 [214]. В частности, выходное излучение разностной частоты среднего ИК-диапазона с параметрами $\tau_0 \approx 150$ фс, $\lambda_0 \approx 7.9$ мкм, $W_0 \approx 2$ мкДж испытывает спектральное уширение и самокомпрессию в пластинке арсенида галлия толщиной 5 мм, преобразуясь в импульс с длительностью $\tau_0 \approx 45$ фс после кристалла. Такой импульс имеет длительность лишь 1.2 периода колебания электромагнитного поля на центральной длине волны λ₀ ≈ 7.9 мкм. В экспериментах с импульсами, лежащими в области аномальной дисперсии групповых скоростей арсенида галлия, в рассмотренном диапазоне пиковых мощностей выявлено, что самофокусировка также играет существенную роль в спектрально-временной эволюции импульса, подавляя дифракционно-индуцированное расхождение пучка. Характерная длина фокусировки нелинейной линзы, возникающей под действием эффекта Керра, с учётом нелинейности высшего порядка, оценивалась как l_{ef} ≈ 5.3 мм, что очень близко соответствует толщине кристалла арсенида галлия. Таким образом, нелинейная линза, фокусное расстояние которой оказывается согласованным с длиной нелинейного взаимодействия, помогает сохранить высокий уровень интенсивности поля, помогая поддержать солитонную динамику вдоль всей длины распространения внутри пластины GaAs, несмотря на наличие дифракции.

С точки зрения спектрального уширения и эффективной компрессии импульса особый интерес представляет режим, когда центральная длина волны излучения накачки попадает в область нуля дисперсии групповых скоростей материала. И именно этой длине волны было уделено особое внимание в экс-

периментах, позволивших в результате точного согласования всех параметров импульса накачки и условий взаимодействия с полупроводниковым материалом достичь замечательных результатов и впервые продемонстрировать полностью твердотельный источник предельно коротких импульсов длительностью около одного периода поля на центральной длине волны около 7 мкм. Особенностью данного режима оказывается выполнение в широком спектральном диапазоне условий фазового синхронизма для множественного каскадного процесса четырёхволнового смешения, приводящего к параметрической перекачке энергии из центральной части спектра в стоксову и антистоксову области, что радикально повышает эффективность спектрального уширения. На рисунке 4.2а изображена длина когерентности $l_{a} = \pi/|2\delta k|$, где $\delta k = 2k_{a} \cdot k_{a} \cdot k_{a}$, для процессов четырёхволнового смешения вида $2\omega_0 = \omega_s + \omega_s$, за счёт которого осуществляется перенос энергии от импульса накачки на частоте ω₀ с волновым вектором k, к стоксовым и антистоксовым компонентам с частотами ω_s и ω_s и волновыми векторами k, и k, соответственно. Расчёты выполнены для дисперсионного профиля полупроводникового кристалла арсенида галлия. Наиболее важной особенностью представленной зависимости является наличие узкой спектральной области вблизи нуля дисперсии групповых скоростей (λ₂ ≈ 6.8 мкм для GaAs), в которой достигается сверхширокий фазовый синхронизм для процесса $2\omega_0 = \omega_s + \omega_s$, приводящий к радикальному увеличению эффективности генерации суперконтинуума. Действительно, в экспериментах было обнаружено значительное повышение эффективности спектрального уширения от излучения накачки при перестроении его центральной длины волны в область нуля дисперсии групповых скоростей арсенида галлия в соответствии с зависимостью, представленной на рисунке 4.2а.



Рис. 4.2. (а) Зависимость длины когерентности $l_c = \pi/|2\delta k|$ процессов четырёхволнового смешения вида $2\omega_0 = \omega_s + \omega_a$ в арсениде галлия от длин волн $\lambda_s = 2\pi c/\omega_s$ и $\lambda_a = 2\pi c/\omega_a$ стоксовой и антистоксовой компонент. Центральная длина волны исходного импульса показана горизонтальной пунктирной линией. (б) Временной профиль изменения коэффициента преломления, вызванного эффектом Керра $\delta n_k = n_2 I(t)$ (пунктирная линия) и полная нелинейная часть коэффициента преломления $\delta n_{nl} = \delta n_{pl} + \delta n_k$ (сплошная линия). Модуль мнимой части плазменной добавки к показателю преломления $|\delta n_{pl}|$ показан серой заливкой. Розовая сплошная линия с заливкой отображает временной профиль импульса на расстоянии z = 5 мм. Голубая штрих-пунктирная линия показано вертикальными пунктирными линиями

С учётом того, что значительная часть спектра импульса среднего ИК-диапазона попадает в область аномальной дисперсии групповых скоростей, а влияние плазмы усиливается вследствие масштабирующего множителя λ^2 для показателя преломления плазмы, временная эволюция широкополосного импульса оказывается чрезвычайно сложной и во многом необычной, так как определяется сильно связанными нелинейными явлениями, вызванными сверхбыстрой ионизацией и керровскими оптическими нелинейностями в твёрдом теле (рисунок 4.2б). В процессе самокомпрессии аномальная дисперсия помогает сформировать условия для сверхширокополосного фазового синхронизма четырёхволнового процесса вблизи нуля дисперсии групповых скоростей, а также препятствует временному растяжению переднего фронта импульса, несущего в себе длинноволновые компоненты спектра суперконтинуума. Для выявления физических механизмов, стоящих за нелинейным преобразованием импульса при распространении в арсениде галлия, был проведён анализ на основе численного решения трёхмерного, зависящего от времени обобщённого нелинейного уравнения Шредингера [8,9], которое решалось совместно со скоростным уравнением для плотности электронов, включающим в себя фото- и ударную ионизацию. Расчеты выполнены для типичных параметров арсенида галлия: ширина запрещенной зоны 1.4 эВ, нелинейная керровская добавка к показателю преломления $n_2 \equiv n_{GaAs} \approx$ 3 • 10⁻¹⁴ см²/Вт и коэффициент эффекта Керра 4-го порядка $n_4 \approx 2$ • 10⁻²⁶ см⁴/ Вт². Выбранная модель позволила точно воспроизвести экспериментальные спектры и временные профили импульсов среднего ИК-диапазона на выходе из пластинки арсенида галлия, полученные в результате восстановления спектрохронограмм, измеренных методом FWM XFROG (рисунок 4.3a, 4.3г), подтверждая ее предсказательную силу.

Численный анализ позволил заметить несколько необычных эффектов в динамике импульса: в обычных условиях задний фронт импульса, несущий в себе высокочастотные компоненты спектра, должен удлиняться из-за нормальной дисперсии групповых скоростей арсенида галлия. Однако высокая скорость ионизации в твёрдом теле под действием импульса среднего ИК-диапазона приводит к быстрому нарастанию электронной плотности $\rho(t)$, благодаря чему формируется крутой перепад плазменной добавки к показателю преломления $\Delta n_{_{pl}} = \delta n_{_{pl}} + i \delta k_{_{pl}}$. Действительная часть $\Delta n_{_{pl}}$ вносит свой вклад в суммарную нелинейную, зависящую от интенсивности добавку к показателю преломления $\delta n_{\rm nl} = \delta n_{\rm K} + \delta n_{\rm pl}$ (сплошная и пунктирная линии на рисунке 4.26), где δn_{ν} = n,I(t) – изменение показателя преломления, вызванное нелинейным эффектом Керра, n₂ – нелинейный показатель преломления. Связанные с ионизацией рассеяние и поглощение, описываемые мнимой частью Δn_{nl} (серая заливка на рисунке 4.26), быстро нарастают к заднему фронту импульса и приводят к усилению высокочастотного крыла спектра на протяжении последнего миллиметра распространения. Так как быстро нарастающий перепад электронной плотности стремится погасить задний фронт импульса, не оказывая влияния на его центральную часть (рисунок 4.2б), обострение заднего фронта импульса

приводит к усиленной генерации высокочастотных компонент. В то же время, сверхширокий фазовый синхронизм вблизи нуля дисперсии групповых скоростей (рисунок 4.2a) связывает вызванные ионизацией высокочастотные спектральные компоненты с длинноволновой частью спектра посредством четырёхволнового процесса $2\omega_0 = \omega_s + \omega_a$, в котором высокочастотные компоненты ω_a выступают в качестве затравки, способствуя генерации новых спектральных компонент ω_s , усиливая таким образом длинноволновое крыло спектра на протяжении последнего миллиметра распространения и увеличивая суммарную спектральную ширину суперконтинуума.



Рис. 4.3. (а, г) FWM XFROG-спектрохронограммы импульсов среднего ИК-диапазона (а) на выходе из пластинки GaAs и (г) после дополнительной компенсации чирпа в пластинке фторида бария толщиной 0.5 мм. (б, в) Временная огибающая и фаза, (г, д) спектр и спектральная фаза, восстановленные из FWM XFROG-спектрохронограмм и полученные в результате численного моделирования для ИК-импульса (б, в) на выходе из пластинки арсенида галлия и (д, е) после дополнительной компенсации чирпа в пластинке фторида бария толщиной 0.5 мм

Широкополосное излучение в среднем ИК-диапазоне, получаемое на выходе из пластинки GaAs, имеет спектр протяженностью более одной октавы по уровню 10% от максимума и простирается от 4.0 до 9.4 мкм (рисунок 4.3в). Временная огибающая такого импульса, полученная в результате восстановления XFROG-спектрохронограммы (рисунок 4.3а), имеет короткий центральный пик шириной 29 фс по полувысоте и предымпульс (рисунок 4.3б), спадающий до уровня 1/е на протяжении 31 фс и содержащий порядка 35% от всей энергии ИК-импульса. Это излучение имеет остаточную фазовую модуляцию, которую можно частично компенсировать при помощи материала с аномальной дисперсией групповых скоростей. Действительно, при помощи пластинки из фторида бария толщиной 0.5 мм удалось компрессировать импульса до 10% от полной энергии импульса (рисунок 4.3д). С учётом того, что спектр полученного импульса располагается на центральной длине волны 6.8 мкм (рисунок 4.3e), длительность импульса в 20 фс соответствует около 0.9 периодов оптического поля [14]. Энергия центрального 20-фс импульса оценивается в 1 мкДж, что соответствует пиковой мощности около 50 МВт. В таком оптимальном режиме распространения импульса суммарные потери энергии из-за плазмы в арсениде галлия не превысили 13%.

4.2. Генерация суб-однопериодных импульсов в полых антирезонансных волноводах

Представленные в предыдущем параграфе методы нелинейно-оптического преобразования сверхкоротких импульсов среднего ИК-диапазона при распространении в арсениде галлия позволили сформировать предельно короткие импульсы длительностью порядка одного периода поля на центральной длине волны в диапазоне от 4 до 8 мкм. Такие полностью твердотельные источники предельно коротких импульсов позволяют достичь микроджоулевого уровня энергии, однако дальнейшее масштабирование энергии в твердотельных нелинейно-оптических материалах ограничено низкими порогами оптического пробоя и высокими коэффициентами нелинейности, приводящими к появлению нежелательных, трудно контролируемых нелинейных эффектов, таких как множественная самофокусировка, многофотонная фотоионизация. Для формирования в среднем ИК-диапазоне предельно коротких импульсов с энергиями на 1-2 порядка выше применяются компрессоры на основе полых капилляров и волноводов, заполненных газом. Использование капилляров для преобразования длинноволнового излучения сопряжено с дополнительными трудностями: потери, связанные с вытеканием моды при распространении излучения в капилляре, пропорциональны λ^2/a^3 , где λ – длина волны и а – радиус капилляра, в то время как характерная длина фазовой самомодуляции зависит от длины волны как $L_{\text{SPM}} = \lambda/(2\pi n_2 I_0)$, где $n_2 - \kappa o \Rightarrow \phi$ фициент керровской нелинейности, а І – пиковая интенсивность лазерного излучения в волноводе. Помимо этого, применение полых волноводов в среднем ИК-диапазоне дополнительно затруднено из-за высокого коэффициента поглощения материала волновода. Всё это приводит к высоким потерям мощности при распространении импульса среднего ИК-диапазона в капиллярах и фотонно-кристаллических волокнах.

Для преодоления ограничений, связанных с высокими потерями ИК-излучения, в результате исследований явления антирезонанса и волокон с решёткой кагоме был разработан новый тип фотонно-кристаллических волокон – полое антирезонансное волокно с отрицательной кривизной. Простейший пример данной структуры – кольцо капилляров с толщиной стенки порядка одного микрометра, окружающее центральное полое ядро, диаметром порядка 100 мкм (рисунок 4.4б). Структура из одного кольца тонкостенных капилляров совмещает в себе два преимущества: простоту изготовления и наличие отрицательной кривизны на границе центральной полости [217, 218]. В антирезонансных волокнах с отрицательной кривизной вектор нормали на грани-

це центральной полости направлен против радиус-вектора. В таких волокнах эффективно подавляется связь между фундаментальной модой центральной полости и модами оболочки. Моды оболочки в основном локализованы внутри капилляров, в стекле или в промежутках между капиллярами и внешней оболочкой. Явление антирезонанса необходимо для подавления связи между модами в таких волокнах, однако его недостаточно. Низкие потери при распространении, достигающие 10 дБ/км, получаются в результате совместного действия эффекта антирезонанса в стекле и явления несоответствия волновых векторов фундаментальной моды и моды оболочки. Дисперсионные свойства волокон, а также спектральные области низких потерь определяются структурой волокна: количеством и размером капилляров, размером центральной полости, толщиной стенок капилляров. В последнее время предложены различные методы улучшения характеристик волокон с отрицательной кривизной, такие как добавление зазоров между капиллярами или использование нескольких вложенных капилляров, увеличивающих число отражающих поверхностей.

Спектр пропускания данного типа волокон характеризуется наличием нескольких достаточно узких полос потерь, возникающих в результате резонансного взаимодействия фундаментальной центральной моды и мод капилляров, между которыми располагаются области с низкими потерями. Это, в свою очередь, приводит к изменению дисперсионного профиля волновода, формируя в длинноволновой части спектра за первой полосой потерь широкую область с аномальной дисперсией групповых скоростей, в которой возможна самокомпрессия лазерного импульса (рисунок 4.4в). Таким образом, максимальная ширина когерентного (сжимаемого) спектра суперконтинуума, возникающего в процессе нелинейно-оптических преобразований при распространении в волокне, определяется положением первого структурного резонанса и начальной длиной волны лазерного импульса. Точный подбор параметров полого фотонного-кристаллического волновода, таких как диаметр и толщина стенок капилляров, их количество и расположение, диаметр центральной полости, длина используемого отрезка волновода, а также прочих условий нелинейно-оптического преобразования (начальная длительность и энергия импульса, его центральная длина волны, давление и молекулярный состав заполняющего волновод газа) позволяет достичь в эксперименте предельно коротких длительностей импульса на выходе волновода. Данная работа была выполнена в научной группе профессора А.М. Желтикова с аналогичным антирезонансным волноводом, особенности структуры которого обеспечили смещение первой полосы резонансных потерь в область коротких длин волн вплоть до 1150 нм, что позволило получить на выходе такого волновода формируемый в результате самокомпрессии сверхкоротких импульсов накачки среднего ИК-диапазона с энергией порядка 100 мкДж мультиоктавный суперконтинуум, спектр которого поддерживает формирование предельно короткого импульса длительностью менее одного периода поля [27] (рисунок 4.4а).



Рис. 4.4. (а) Схема экспериментальной установки (описание в тексте). (б) Изображение поперечного сечения ФК волновода, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа. (в) Зависимость дисперсии групповых скоростей волновода, заполненного аргоном под давлением 0 (сплошная синяя кривая), 5 (пунктирная розовая кривая) и 16 (зелёная штрихпунктирная кривая) атмосфер. Также на графике показаны спектр потерь в волокне (коричневая пунктирная линия – эксперимент, серая заливка – расчет) и спектр исходного импульса (синяя заливка)

Исходный импульс на центральной длине волны 3.2 мкм с энергией до 100 мкДж, формируемый на выходе четырёхкаскадного оптического параметрического усилителя, накачиваемого излучением килогерцовой иттербиевой фемтосекундной лазерной системы на базе регенеративного усилителя чирпированных импульсов на кристалле Yb:CaF,, заводится линзой в полое фотонно-кристаллическое волокно, которое помещается в стеклянный капилляр, герметично закрепленный с двух сторон в газовые ячейки, заполненные аргоном под давлением 1–16 атмосфер. Для характеризации спектрального состава излучения суперконтинуума на выходе из волновода применялась система из трёх спектрометров, позволяющая регистрировать спектры в диапазоне нескольких октав от УФ- до среднего ИК-диапазона. Поперечная структура используемого волновода состоит из полой сердцевины диаметром D₂ ≈ 70 мкм, окруженной шестью тонкостенных кварцевых капилляров диаметром d \approx 35 мкм и толщиной стенки t \approx 0.59 мкм. Механизм сохранения излучения в сердцевине может быть объяснен в терминах интерференции Фабри-Перо на тонких стенках капилляра: условия антирезонанса определяют спектральную область малых потерь при распространении. Более аккуратная модель [219] позволяет аналитически оценить спектр волноводных потерь и профиль дисперсии групповых скоростей антирезонансного волновода (рисунок 4.4в).

При высоком давлении аргона и большой входной энергии импульса накачки начальная стадия медленного, постепенного спектрального уширения (в пределах первых 15–20 см волновода на рисунке 4.5г) сменяется чрезвычайно быстрым, буквально взрывным увеличением спектральной ширины более чем на одну октаву за несколько сантиметров (20-25 см на рисунке 4.5г). Для идентификации процессов, приводящих к таким спектрально-временным преобразованиям импульса накачки среднего ИК-диапазона при распространении в полом антирезонансном фотонно-кристаллическом волноводе, в научной группе профессора А.М. Желтикова было выполнено компьютерное моделирование, основанное на численном решении обобщённого нелинейного уравнения Шредингера [46, 72], модифицированного для учёта влияния на эволюцию поля сверхбыстрой ионизации и явления генерации оптических гармоник [220, 221]. Данное обобщение нелинейного уравнения Шредингера включает в рассмотрение все ключевые эффекты, играющие существенную роль при волноводном распространении сверхкороткого импульса среднего ИК-диапазона: дисперсию, линейные волноводные потери, керровскую нелинейность, явление генерации оптических гармоник, самоукручение фронта импульса, ионизационные потери, а также ионизационные дисперсию и нелинейность. Уравнение эволюции поля решалось совместно с уравнением для эволюции плотности плазмы, которое учитывает фото- и столкновительную ионизацию.

Результаты численного моделирования показывают, что пропускание и дисперсионный профиль полого ФК волновода, использованного в экспериментах, подходят для формирования предельно коротких лазерных импульсов длительностью менее одного периода поля, формирующихся в результате солитонной самокомпрессии. При достаточно высоких значениях энергии импульса и давления газа солитоны при распространении претерпевают несколько циклов самокомпрессии (рисунок 4.5д), формируя в результате такой осциллирующей динамики волновые всплески длительностью менее одного периода поля. В спектральном представлении таким предельно коротким импульсам соответствует многооктавный суперконтинуум, регистрируемый на выходе из волновода. На рисунке 4.5а представлен один из вариантов спектра такого суперконтинуума, измеренный на выходе ФК волокна длиной 31 см для начальной энергии импульса 35 мкДж и давления аргона 16 атм. Измеренный поперечный профиль пучка суперконтинуума на выходе волокна (рисунок 4.56) демонстрирует гладкое распределение интенсивности. Профиль пучка в дальней зоне не позволяет однозначно определить модовый состав излучения всего суперконтинуума, тем не менее, учитывая результаты анализа волноводных потерь [222], показывающие, что потери фундаментальной моды почти на два порядка меньше потерь мод высокого порядка, экспериментальные результаты хорошо согласуются с физическим сценарием, в котором генерация суперконтинуума происходит преимущественно в фундаментальной волноводной моде. В процессе спектрально-временной эволюции поля, ответственной за генерацию мультиоктавного суперконтинуума (рисунок 4.5г, 4.5д), происходит эффективная самокомпрессия импульса накачки, приводящая к формированию на расстоянии z = 31 см от входного торца волокна предельно короткого лазерного импульса, полная ширина на полувысоте (FWHM) которого составляет всего 2.2 фс (рисунок 4.5в), что соответствует примерно 0.31 периода поля на центральной длине волны $\lambda_c = 2.1$ мкм [27]. Энергия такого импульса длительностью 2.2 фс составила около 5 мкДж (\approx 30% от полной энергии излучения на выходе волокна), что соответствует пиковой мощности порядка 1.2 ГВт.



Рис. 4.5. (а) Спектр излучения на выходе отрезка фотонно-кристаллического волокна длиной 31 см, заполненного аргоном под давлением р ≈ 16 атм. для начальной энергии импульса накачки W₀ ≈ 35 мкДж: (сплошная линия) эксперимент, (голубая заливка) моделирование. Исходный спектр импульса накачки показан серой заливкой. (б) Профиль пучка на выходе волновода, измеренный в дальней зоне, одномерные сечения профиля вдоль двух координат изображены на рисунке пунктирными линиями. (в) Моделирование временного профиля сжатого импульса на выходе из волновода для р ≈ 16 атм и W₀ ≈ 35 мкДж. (г, д) Двумерные карты спектрального (г) и временного (д) преобразования импульса в полом ФК волноводе, заполненном аргоном

Прямое измерение длительности полученного мультиоктавного субпериодного импульса является отдельной непростой экспериментальной задачей. Для применения автокорреляционных методов требуется разделение исследуемого импульса на две идентичные реплики, что трудно осуществить в столь широком спектральном диапазоне, а также нелинейная среда с высоким коэффициентом оптической нелинейности и достаточно широким фазовым синхронизмом.



Рис. 4.6. Экспериментальная установка: Ti:Sapphire – титан-сапфировая лазерная система; ОПУ – оптический параметрический усилитель; СО – сапфировое окно; ВВО1-3 – кристаллы β-бората бария; ДЗ – дихроичные зеркала; СФ1,2 – спектральные фильтры; ПВП – полуволновая пластинка; П – поляризатор; Л1-3 – линзы; ФКВ – полый антирезонансный фотонно-кристаллический волновод; ОЗ – откидное зеркало;
ПЗ1-5 – параболические зеркала; СД – 50/50 светоделитель; УПФ1,2 – узкополосные фильтры; К – клин; ЛЗ1-3 – линии задержки; ПФ – пространственный фильтр; Щ – щель, СЗ1,2 – сферические зеркала; ДР1,2 – дифракционные решетки; СМОЅ, камера; ВП – вращательная подвижка; Д – диафрагма; f-2f – f-2f интерферометры

В то же время применимость кросс-корреляционных методов, как правило, ограничена отсутствием более короткого или даже сравнимого по длительности опорного импульса с известным временным профилем. Наиболее привлекательными для характеризации мультиоктавного спектра и длительности предельно короткого импульса среднего ИК-диапазона оказываются методы на основе техники прямого восстановления поля по спектральной интерферометрии (SPIDER) [223], в частности, одна из разновидностей данного метода, при которой информация о фазе поля кодируется с помощью пространственной, а не частотной карты спектральной интерференции (X-SEA-F-SPIDER). Такой подход позволяет существенно уменьшить ошибки и избежать многих артефактов при восстановлении структуры поля предельно коротких импульсов [224, 225]. Эффективность данного метода характеризации была продемонстрирована на примере предельно короткого импульса, сформированного при распространении в полом антирезонансном фотонно-кристаллическом волноводе импульса холостой волны из оптического параметрического усилителя титан-сапфировой лазерной системы на центральной длине волны 2.1 мкм (рисунок 4.6) [226, 227]. В данном случае использовались волокна с такими же параметрами (рисунок 4.4б), так как спектр импульса накачки в области длины волны 2 мкм попадал в ту же первую полосу низких потерь и отрицательной дисперсии групповых скоростей, необходимых для реализации солитонной самокомпрессии.

Высокая скорость регистрации и обработки спектральных карт в режиме реального времени, регистрируемых методом X-SEA-F-SPIDER (рисунок 4.7а), позволила провести серию измерений в широком диапазоне начальных энергий импульса и давлений газа в волноводе. Минимальную длительность выходных импульсов, соответствующей максимальному спектральному уширению, удалось наблюдать при энергии импульсов 21 мкДж и давлении аргона 8 атмосфер. Длительность получаемых в этом режиме импульсов составляет 6.6 фс по полувысоте, что соответствует примерно одному колебанию поля на центральной длине волны. При этом согласно оценкам в центральном пике содержится около 9.8 мкДж, то есть примерно 35% энергии импульса (рисунок 4.7в), а пиковая мощность достигает 1.5 ГВт.



Рис. 4.7. (а) Интерферограмма, полученная методом X-SEA-F-SPIDER для суперконтинуума на выходе полого фотонно-кристаллического волновода. (б) Спектр и спектральная фаза наиболее короткого импульса, измеренная методом X-SEA-F-SPIDER, и восстановленная по нему огибающая поля (в)

Экспериментальная реализация описанного метода характеризации предельно коротких импульсов при помощи пространственной картины спектральной интерференции была выполнена в данной работе с использованием кристалла BBO толщиной 20 мкм на кварцевой подложке. Этот нелинейный кристалл прозрачен для излучения в ближнем ИК-диапазоне вплоть до длины волны порядка 2.3 мкм, и применение его для характеризации излучения с большей длиной волны ограничено наличием поглощения как самого кристалла, так и подложки, на которой он выращивается. Однако данное ограничение может быть преодолено выбором подходящего нелинейного кристалла для конкретного исследуемого спектрального диапазона, например данный метод может быть успешно использован для исследования мультиоктавного суперконтинуума и предельно коротких импульсов в среднем ИК-диапазоне при смешении его с опорными импульсами на длине волны около 1030 нм, соответствующими излучению иттербиевых лазерных систем, в кристалле GaSe толщиной около 100 мкм.

4.3. Влияние фазы поля относительно огибающей предельно коротких лазерных импульсов

Уменьшение длительности импульса до значений порядка одного периода поля приводит к возникновению качественно новых эффектов, связанных с фазой электромагнитного поля импульса относительно его огибающей (в англоязычной литературе carrier-envelope phase, CEP). Этими эффектам можно пренебречь в случае импульсов с большой длительностью, так как в этом случае усредненная по многим периодам фаза не оказывает существенного влияния на взаимодействие излучения с веществом. С другой стороны, так как фаза определяет распределение поля в пределах огибающей, в случае однопериодных импульсов она существенно влияет, например, на пиковую интенсивность импульса.

На выходе стандартной лазерной системы СЕР изменяется случайно от импульса к импульсу в пределах 2π . Очевидно, что для исследования сверхбыстрых фазово-зависимых процессов необходимо стабилизировать СЕР, а также иметь возможность управлять её значением. Необходимость учёта фазы возникает, например, в задачах синтеза сложных оптических волновых пакетов [228], сверхбыстрого контроля электронов в твёрдых телах при помощи сверхкоротких импульсов [229], в задачах генерации гармоник высокого порядка [230] и одиночных аттосекундных импульсов [231, 232]. Стабилизация фазы может быть реализована различными методами: активные методы предполагают, например, модуляцию накачки лазерного генератора или изменение длины резонатора при помощи точных пьезотрансляторов в реальном времени в зависимости от фазы выходящих импульсов [233, 234]. Однако такие методы требуют дорогостоящей быстрой электроники со скоростью управления порядка наносекунд, поэтому развитие также получили методы пассивной стабилизации, основанные на преобразовании фазы электромагнитной волны в процессе нелинейного взаимодействия [235, 236]. В используемой конфигурации параметрического усилителя фаза поля относительно огибающей холостой волны оказывается стабилизированной, поскольку $\phi_i = \phi_p - \phi_s = 0$, где $\phi_i, \phi_s, \phi_p - CEP$ импульсов холостой и сигнальной волны и импульсов накачки соответственно. Соотношение $\phi_p = \phi_s$ выполняется, поскольку затравочное излучение генерируется из накачки в результате фазовой самомодуляции, которая не изменяет СЕР.

Стабильность СЕР может быть измерена с помощью нелинейного f-2f или f-3f интерферометра. Для этого необходимо наблюдать спектральную интерференцию импульса с широким спектром и его второй гармоники в области пересечения спектров. Если импульс не обладает стабильной фазой, то спектр f-2f интерференции будет сдвигаться по частоте от импульса к импульсу. Наличие неподвижной спектральной интерференционной картины говорит о стабильности фазы относительно огибающей.



Рис. 4.8. (а-г) f-2f спектрограммы импульса холостой волны (а) и импульса на выходе из волновода (б), а также с демонстрацией управления фазой (в, г). (д-з) Временная динамика фазы импульсов холостой волны и суперконтинуума (д, е) и с динамически изменяющейся фазой (ж, з), где сплошной красной линией указаны целевые значения фазы, а синие линии показывают измеренные фазы. Параметры записи сканов: интерферограммы записывались в течение 100 секунд с промежутком в 0.1 сек (всего 1000 спектров). Интерферограмма, имитирующая контуры главного здания МГУ, состояла из 10000 точек с промежутком 20 мсек (всего 200 сек). Изображения интерферограмм построены с нормировкой каждого спектра на максимальное значение

Результаты исследования f-2f интерференции холостой волны показаны на рисунке 4.8a, 4.8д. Кроме пассивной стабилизации в процессе параметрического усиления, была реализована система активной стабилизации, способная отыгрывать медленные уходы фазы. Это было сделано с помощью прецизионной подстройки задержки на последнем каскаде параметрического усилителя. Такая подстройка позволяет отыгрывать шумы с частотой до 200 Гц. На рисунке 4.8д, 4.8е зелеными точками обозначены скачки СЕР без активной

подстройки, а синими – с активной подстройкой. Видно, что для холостой волны (рисунок 4.8д) RMS отклонений фазы составило 106 мрад, что свидетельствует о хорошей стабильности фазы. Стабильность СЕР излучения суперконтинуума на выходе из волновода (рисунок 4.8б, 4.8е) слегка ухудшилась, её RMS = 146 мрад, что, впрочем, хороший результат для проведения фазочувствительных экспериментов.



Рис. 4.9. (а, б) Экспериментальная (а) и расчётная (б)спектрально-фазовые диаграммы для импульсов с энергией 19.5 мкДж; слева потери волновода по модели [237]. (в) Экспериментальные (сплошные линии) и расчётные (пунктирные линии) спектры коротковолновой части суперконтинуума при СЕР импульсов накачки, равной 0 (синие и оранжевые линии) и π/2 (розовые и зеленые линии). Спектр суперконтинуума, расчитанный по модели без учета пертурбативной третьей гармоники, показан зелеными и оранжевыми линиями. Вертикальные серые линии отображают резонансы волновода

Упомянутая система активной подстройки фазы может быть также использована для управления абсолютным значением СЕР. На рисунке 4.8в, 4.8г, 4.8ж, 4.8з показаны возможности контроля фазы. Система управления фазой может с хорошей точностью воспроизводить сложную форму с мелкими деталями, такую как профиль главного здания МГУ (рисунок 4.8г, 4.8з), на большом диапазоне абсолютных значений фазы (по крайней мере 5 π). Точность установления фазы определяется RMS отклонений СЕР, которые, как было показано, составляют приблизительно $\pi/20$. Такие характеристики системы управления СЕР открывают перед нами возможности проведения сложных фазочувствительных экспериментов с однопериодными лазерными импульсами.

Так как в результате солитонной самокомпрессии в полом антирезонансном волноводе происходит формирование однопериодного, а по теоретическим предсказаниям даже субпериодного импульса, можно ожидать, что в процессе распространения импульса будут возникать фазочувствительные эффекты. В научной группы фотоники и нелинейной спектроскопии были проведены экспериментальные исследования зависимости суперконтинуума на выходе из волновода от СЕР входных импульсов. При определенных условиях видимая часть суперконтинуума проявляет значительную зависимость от фазы в широком диапазоне длин волн (рисунок 4.9). Численный расчет, произведенный с помощью обобщенного нелинейного уравнения Шредингера, воспроизводит основные экспериментальные особенности, такие как широкополосная фазовая зависимость и узкополосная f-3f интерференция вблизи 700 нм [238].



Рис. 4.10. Расчетные спектральные карты распространения импульса с энергией 25.4 мкДж в волноводе длиной 24 см, заполненном газом под давлением 4 атм. (а) Вычисления солитонной самокомпрессии без учета третьей гармоники и ионизации; (б) с учетом только третьей гармоники; (в) с учетом только ионизации; (г) вычисления полной модели с учетом вклада третьей гармоники и ионизации

Большинство эффектов, участвующих в процессе солитонной самокомпрессии, не приводят к фазовой зависимости спектра, однако процесс фотоионизации, зависящий от мгновенной интенсивности импульса, испытывает влияние CEP в случае субпериодных импульсов. Кроме того, зависимость от фазы может возникать при f-3f интерференции мультиоктавного солитона и его третьей гармоники. С помощью численного моделирования удалось разделить вклад этих эффектов на возникающую CEP-зависимость. На рисунке 4.10 показаны спектральные карты распространения импульса для последнего участка волновода с учетом и без учета ионизации и третьей гармоники. Видно, что в отсутствие обоих вкладов (рисунок 4.10а) фазовой зависимости не наблюдается, а при включении только вклада фотоионизации (рисунок 4.10в) эта зависимость проявляется очень слабо. Численный анализ показывает, что влияние фазы обуславливается прежде всего интерференцией широкополосной третьей гармоники с видимой частью спектра солитона (рисунок 4.10б, 4.10г).



Рис. 4.11. Экспериментальные (а-г) и расчетные (д-з) зависимости спектра суперконтинуума от СЕР импульса накачки при их различных входных энергиях: 18.4 мкДж(а, д), 19.5 мкДж (б, е), 21.0 мкДж (в, ж), 21.9 мкДж (г, з). Т – измеренное пропускание волновода

Необходимо отметить, что зависимость от фазы в эксперименте проявляется только в узком диапазоне параметров (рисунок 4.11). Интерференция становится заметна при энергии 18.4 мкДж (рисунок 4.11а, 4.11д), когда коротковолновое крыло суперконтинуума достигает видимого диапазона. Наибольшая видность картины интерференции достигается при энергии входного импульса, равной 19.5 мкДж. Как показывает эксперимент и численное решение, эта энергия соответствует случаю формирования импульса минимальной длительности на выходе из волновода. Кроме того, пропускание волновода при такой энергии начинает уменьшаться из-за рассеяния на генерирующей плазме и утекания энергии в областях резонанса структуры. При дальнейшем увеличении входной энергии пропускание волновода продолжает уменьшаться, значительная часть энергии перетекает в дисперсионную волну на 240 нм, а видность интерференции в видимом диапазоне значительно падает.

Интересной особенностью наблюдаемой интерференции является её высокая степень сфазированности во всём видимом спектральном диапазоне. Это наблюдение свидетельствует о том, что спектральная фаза солитона и третьей гармоники в области интерференции отличается незначительно. С помощью карты зависимости спектра от СЕР можно количественно оценить спектральную фазу солитона в этой спектральной области. Спектральная интерференция солитона и его третьей гармоники (рисунок 4.12a) может быть записана в виде: $S(\omega, \phi_{CEP}) = |\tilde{A}_{sol}(\omega) \exp[i(\phi_{sol}(\omega) + \phi_{CEP})] + \tilde{A}_{THG}(\omega) \exp[i(\phi_{THG}(\omega) + 3\phi_{CEP})]|^2 = \tilde{I}_{sol}(\omega) + \tilde{I}_{THG}(\omega) + 2[\tilde{I}_{sol}(\omega)\tilde{I}_{THG}(\omega)]^{1/2} cos(\phi_{sol}(\omega) - \phi_{THG}(\omega) - 2\phi_{CEP}). Здесь <math>\tilde{A}_{sol}(\omega)$, $\tilde{A}_{THG}(\omega) -$ спектральная амплитуда солитона и его третьей гармоники, ϕ_{sol} , $\phi_{THG} -$ их спек-

тральная фаза, $\tilde{I}_{sol}(\omega) = |\tilde{A}_{sol}(\omega)|^2$, $\tilde{I}_{THG}(\omega) = |\tilde{A}_{THG}(\omega)|^2$, φ_{CEP} – управляемая фаза импульса. Аппроксимирование экспериментальных данных с помощью этой формулы (рисунок 4.12б) позволяет восстановить интенсивности $\tilde{I}_{sol}(\omega)$, $\tilde{I}_{THG}(\omega)$ и разность фаз $\varphi_{dif}(\omega) = \varphi_{sol}(\omega) - \varphi_{THG}(\omega)$ интерферирующих компонент (линия 7 на рисунке 4.12в). Фазу $\varphi_{THG}(\omega)$ можно оценить как спектральную фазу третьей гармоники измеренного с помощью техники SPIDER ИК-импульса, как показано линией 5 на рисунке 4.12в. Если $\varphi_{THG}(\omega)$ известна, мы можем получить фазу солитона в области интерференции $\varphi_{sol}(\omega) = \varphi_{dif}(\omega) + \varphi_{THG}(\omega)$ (линия 6 на рисунке 4.12в).



Рис. 4.12. (а) Экспериментальная спектрально-фазовая диаграмма для входной импульсов с энергией 19.5 мкДж. (б) Аппроксимирование данных с помощью S(ω,φ_{CEP}). Пунктирными линиями обозначены линии фазы φ_{dif}(ω)/2 + πn, где n целое. (в) Спектральная фаза ИК-импульса, восстановленная с помощью X-SEA-F-SPIDER (линия 1), полученная из СЕР зависимости (а, б) (линия 2), экстраполированная (линия 3) и полученная численно (линия 4). Во вставке показана спектральная фаза третьей гармоники ИК-импульса (φ_{THG}(ω), линия 5), восстановленная фаза солитона (линия 6) и разность фаз φ_{dif}(ω) (линия 7). (г)
 Экспериментальный (красная кривая) и расчётный (черная кривая) спектры суперконтинуума. (д, е) Экспериментально восстановленная (д) и рассчитанная (е) мгновенная интенсивность и временная огибающая интенсивности

Таким образом, была восстановлена спектральная фаза импульсов в видимом (390–690 нм) и ИК (1000–2500 нм) диапазонах. Спектральная фаза, полученная экспериментально (линия 1 и 2 на рисунке 4.12в), находится в хорошем соответствии с полученной в результате численного решения (линия 4 на рисунке 4.12в), поэтому для недостающего диапазона мы использовали расчетное значение фазы (линия 3 на рисунке 4.12в). Восстановленный таким образом импульс имеет длительность 2.5 фс, что соответствует 0.42 периодам поля. Энергия основного субпериодного пика составляет порядка 10 мкДж, а его пиковая мощность 2.1 ГВт. Такие высокоинтенсивные импульсы представляют значительный интерес в задачах исследования процессов туннелирования, в частности, в практических вопросах, связанных с созданием петагерцовых оптоэлектронных устройств.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной главе рассмотрены особенности широкополосного (мультидиапазонного) нелинейно-оптического преобразования мощных фемтосекундных импульсов среднего инфракрасного диапазона. Приведённый анализ, основанный на модели электрических токов в лазерных филаментах, генерирующих вторичное низкочастотное СВЧ/ТГц-излучение, показывает, что краевые эффекты в лазерных филаментах объединяет черенковское излучение, генерируемое такими токами, с тормозным и переходным излучением, делая эти три типа процессов физически неразличимыми. Обобщая эффект Черенкова на эванесцентные поля путем учета субсветовых электрических токов, была разработана единая модель для данного класса явлений, описывающая суб- и сверхсветовые излучающие токи. Анализ поляризационных и угловых свойств микроволнового-терагерцового (СВЧ/ТГц) излучения демонстрирует сложную векторную электродинамическую картину генерации СВЧ/ТГц электромагнитных импульсов за счет различных плазменных токов, а также является мощным инструментом, позволяющим различить токи с разной пространственной симметрией в процессе генерации СВЧ/ТГц-излучения.

В экспериментах с одночастотной (одноцветной) накачкой пространственная мода СВЧ/ТГц-излучения остается равномерной с характерной конической структурой вдоль всего чрезвычайно широкого спектра. Угловая дисперсия и пространственная мода задаются условиями фазового синхронизма, характерными для излучения Черенковского типа. Структура пространственной моды согласуется с поляризационными свойствами излучения, показывая, что преобладающую роль в его испускании играют пондеромоторно индуцированные продольные плазменные токи. В экспериментах с накачкой двухчастотным полем (с присутствием второй гармоники от основной частоты лазера) структура пространственно-поляризационной моды изменяется вдоль спектра и зависит от давления газа, демонстрируя смешанную симметрию лежащих в основе генерации излучения токов и показывая, что механизм генерации СВЧ/ГГц-излучения сменился с пондеромоторных продольных токов на поперечные фотоионизационные токи.

Лазерно-индуцированный туннельный фототок может стать источником исключительно широкополосного электромагнитного излучения с мультидиапазонным спектром, простирающимся от вакуумного ультрафиолетового до СВЧ-диапазона. Поля суперконтинуума, излучаемые отдельными ступенями фототока, индуцированными различными полупериодами поля, могут когерентно комбинироваться, приводя к хорошо разрешенным гармоникам высокого порядка на высокочастотном конце спектра наряду с яркой средней ИК-областью, а также к микроволновому суперконтинууму, преобладающему в длинноволновой части выхода многодекадного излучения. Электронные токи в плазме, формируемые при облучении твердотельных мишеней лазерными импульсами субрелятивистской и релятивистской интенсивности, могут приводить не только к генерации высших гармоник, но и являться источником низкочастотного излучения. Возможность синхронного излучения высоких гармоник и терагерцовых импульсов при лазерно-плазменном взаимодействии позволяет применять методику накачка-зондирование в исследованиях сверхбыстрых процессов на аттосекундном масштабе. При этом основными механизмами генерации низкочастотных электромагнитных импульсов от передней поверхности мишени являются процессы когерентного переходного излучения релятивистских электронов при пересечении границы между плазмой и вакуумом и возбуждения продольных поверхностных токов.

Мы продемонстрировали возможность формирования субпериодных импульсов поля при распространении фемтосекундных импульсов ближнего и среднего инфракрасного диапазона в полых антирезонансных волокнах, заполненных инертными газами, и сверхуширения спектра в результате солитонной самокомпресии импульсов. Влияние фазы относительно огибающей проявляется в широкополосной интерференции генерируемого импульса и третьей гармоники и позволяет восстановить длительность импульса, которая составила величину менее половины цикла поля.

Результаты исследований, представленных в настоящей главе, не только представляют увлекательную физику особенностей взаимодействия фемтосекундных импульсов с веществом, но позволяют говорить о практическом использовании электромагнитных импульсов в спектре с мультидиапазонными границами.

Приведенные в данной главе результаты теоретических и экспериментальных исследований получены частично в рамках выполнения проектов Российского научного фонда (проекты 20-12-00088, 22-12-00149, 19-72-10054, 22-22-00955, 22-22-00964), Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника», НИЦ «Курчатовский институт», МГУ имени М.В. Ломоносова. И.В. Савицкий, П.Б. Глек, Я.О. Романовский являются стипендиатами Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Работа выполнена с использованием оборудования Программы развития и Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Burnett, N. H. Harmonic generation in CO2 laser target interaction / N.H. Burnett, H.A. Baldis, M. C. Richardson, G.D. Enright // Applied Physics Letters. – 1977. – V. 31. – P. 172-174. DOI: 10.1063/1.89628.

2. Carman, R.L. Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in CO2-laser-produced plasmas / R.L. Carman, C.K. Rhodes, R.F. Benjamin // Physical Review. – 1981. – V. 24. – P. 2649-2663. DOI: 10.1103/PhysRevA.24.2649.

3. Bokor, J. Generation of 35.5-nm coherent radiation / J. Bokor, P.H. Bucksbaum, R.R. Freeman // Optics Letters. – 1983. – V. 8. – P. 217-219. DOI: 10.1364/ OL.8.000217.

4. McPherson, A. Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases / A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T.S. Luk, I.A. McIntyre, K. Boyer, C.K. Rhodes // The Journal of the Optical Society of America B. -1987. -V. 4. -P. 595-601. DOI: 10.1364/JOSAB.4.000595.

5. Ferray, M. Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases / M. Ferray, A.L'Huillier, X. F. Li, L. A. Lompré, G. Mainfray, C. Manus // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. – 1988. – V.21. – P. 31-35. DOI: 10.1088/0953-4075/21/3/001.

6. Li, X.F. Multiple-harmonic generation in rare gases at high laser intensity / X. F. Li, A.L'Huillier, M. Ferray, L.A. Lompré, G. Mainfray // Physical Review A. – 1989. – V. 39. – P. 5751–5761. DOI: 10.1103/PhysRevA.39.5751.

7. Итоги науки и техники. Сер. Современные проблемы лазерной физики. Т. 4. – М.: ВИНИТИ. – 1991.

8. Spence, D.E. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser / D.E. Spence, P.N. Kean, W. Sibbett // Optics Letters. – 1991. – V. 16. – P. 42–44. DOI: 10.1364/OL.16.000042.

9. Chang, Z. Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7 nm Using High Harmonics / Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn// Physical Review Letter. – 1997. – V. 79. – P. 2967–2970. DOI: 10.1103/PhysRevLett.79.2967.

10. Spielmann, Ch. Generation of Coherent X-rays in the Water Window Using 5-Femtosecond Laser Pulses / Ch. Spielmann, N.H. Burnett, S. Sartania, R. Koppitsch, M. Schnürer, C. Kan, M. Lenzner, P. Wobrauschek, F. Krausz // Science. – 1997. – V. 278. – P. 661–664. DOI: 10.1126/science.278.5338.661.

11. Haakestad, M.W. High-pulse-energy mid-infrared laser source based on optical parametric amplification in ZnGeP2 / M.W. Haakestad, G. Arisholm, E. Lippert, S. Nicolas, G. Rustad, K. Stenersen // Optics Express. – 2008. – V. 16. – P. 14263–14273. DOI: 10.1364/OE.16.014263.

12. Andriukaitis, G. 90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier / G. Andriukaitis, T. Balčiūnas, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Popmintchev, M.-C. Chen, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn // Optics Letters. – 2011. – V. 36. – P. 2755–2757. DOI: 10.1364/OL.36.002755.

13. Pupeza, I. High-power sub-two-cycle mid-infrared pulses at 100 MHz repetition rate / I. Pupeza, D. Sánchez, J. Zhang, N. Lilienfein, M. Seidel, N. Karpowicz, T. Paasch-Colberg, I. Znakovskaya, M. Pescher, W. Schweinberger, V. Pervak, E. Fill, O. Pronin, Z. Wei, F. Krausz, A. Apolonski, J. Biegert // Nature Photonics. – 2015. – V. 9. – P. 721–724. DOI: 10.1038/nphoton.2015.179.

14. Stepanov, E.A. Solid-State Source of Subcycle Pulses in the Midinfrared / E. A. Stepanov, A.A. Lanin, A.A. Voronin, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov // Physical Review Letter. -2016. -V. 117. -P. 043901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.043901.

15. Liang, H. High-energy mid-infrared sub-cycle pulse synthesis from a parametric amplifier / H. Liang, P. Krogen, Z. Wang, H. Park, T. Kroh, K. Zawilski, P. Schunemann, J. Moses, L.F. DiMauro, F.X. Kärtner, K.-H. Hong // Nature Communications. – 2017. – V. 8. – P. 141–154. DOI: 10.1038/s41467-017-00193-4.

16. Migal, E. 3.5-mJ 150-fs Fe: ZnSe hybrid mid-IR femtosecond laser at 4.4 μm for driving extreme nonlinear optics / E. Migal, A. Pushkin, B. Bravy, V. Gordienko, N. Minaev, A. Sirotkin, F. Potemkin // Optics Letters. – 2019. – V. 44. – P. 2550–2553. DOI: 10.1364/OL.44.002550.

17. DiChiara, A.D. Strong-Field and Attosecond Physics with Mid-infrared Lasers / A.D. DiChiara, S. Ghmire, D.A. Reis, L.F. DiMauro, P. Agostini // Attosecond Physics. Springer Series in Optical Sciences. – 2013. – V.177. – P.81-98. ISBN: 978-3-642-37622-1. DOI: 10.1007/978-3-642-37623-8 6

18. Serebryannikov, E.E. Quantum and Semiclassical Physics behind Ultrafast Optical Nonlinearity in the Midinfrared: The Role of Ionization Dynamics within the Field Half Cycle / E.E. Serebryannikov, A.M. Zheltikov // Physical Review Letters. – 2014. – V. 113. – P. 043901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.043901.

19. Wolter, B. Strong-Field Physics with Mid-IR Fields / B. Wolter, M. G. Pullen, M. Baudisch, M. Sclafani, M. Hemmer, A. Senftleben, C.D. Schröter, J. Ullrich, R. Moshammer, J. Biegert // Physical Review X. – 2015. – V. 5. – P. 021034. DOI: 10.1103/PhysRevX.5.021034.

20. Woodbury, D. Laser wakefield acceleration with mid-IR laser pulses / D. Woodbury, L. Feder, V. Shumakova, C. Gollner, R. Schwartz, B. Miao, F. Salehi, A. Korolov, A. Pugžlys, A. Baltuška, H.M. Milchberg // Optical Letters. – 2018. – V. 43. – P. 1131-1134. DOI: 10.1364/OL.43.001131.

21. Mitrofanov, A.V. High-order harmonic generation from a solid-surface plasma by relativistic-intensity sub-100-fs mid-infrared pulses / A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, M.V. Rozhko, S.V. Ryabchuk, A.A. Voronin, A.M. Zheltikov // Optics Letters. – 2018. – V. 43. – P. 5571–5574. DOI: 10.1364/OL.43.005571.

22. Panagiotopoulos, P. Super high power mid-infrared femtosecond light bullet / P. Panagiotopoulos, P. Whalen, M. Kolesik, J.V. Moloney // Nature Photonics – 2015. – V. 9. – P. 543–548. DOI: 10.1038/nphoton.2015.125.

23. Smetanina, E.O. Light bullets from a femtosecond filament / E.O. Smetanina, V. Yu. Fedorov, A.E. Dormidonov, V.P. Kandidov // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. – V. 541. – P. 012071. DOI: 10.1088/0953-4075/48/9/094008.

24. Shumakova, V. Chirp-controlled filamentation and formation of light bullets in the mid-IR / V. Shumakova, S. Ališauskas, P. Malevich, A.A. Voronin, A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, A.M. Zheltikov, D. Kartashov, A. Baltuška, A. Pugžlys // Optics Letters – 2019. – V. 44. – P. 2173–2176. DOI: 10.1364/ OL.44.002173.

25. Popmintchev, T. Bright Coherent Ultrahigh Harmonics in the keV X-Ray Regime from Mid-Infrared Femtosecond Lasers / T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown, S. Alisauskas, G. Andriukaitis, T. Balciunas, O. D. Mucke, A. Pugzlys, A. Baltuska, B. Shim, S.E. Schrauth, A. Gaeta, C. Hernandez-Garcia, L. Plaja, A. Becker, A. Jaron-Becker, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn // Science. – 2012. – V. 336 – P. 1287–1291. DOI: 10.1126/science.1218497.

26. Zhou, B. Invited Article: Multiple-octave spanning high-energy mid-IR supercontinuum generation in bulk quadratic nonlinear crystals / B. Zhou, M. Bachea // APL Photonics - 2016. - V. 1. - P. 050802. DOI: 10.1063/1.4953177.

27. Stepanov, E.A. Multioctave supercontinua from shock-coupled soliton selfcompression / E.A. Stepanov, A.A. Voronin, F. Meng, A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, M.V. Rozhko, P.B. Glek, Y.Li, A. B. Fedotov, A. Pugžlys, A. Baltuška, B. Liu, S. Gao, Y. Wang, P. Wang, M. Hu, A.M. Zheltikov // Physical Review A. – 2019. – V. 99. – P. 033855. DOI: 10.1103/PhysRevA.99.033855.

28. Akhmanov, S.A. Optical Harmonic Generation Through Scattering of Electrons on Ions. / S.A. Akhmanov, S.M. Gladkov, N.I. Koroteev, A.M. Zheltikov // Preprint N5 of Physics Department of Moscow State University. – 1988.

29. Gladkov, S.M. Low-Temperature Erosion Laser-Produced Plasma as a Medium for High-Efficiency Optical Frequency Tripling. / S.M. Gladkov, A.M. Zheltikov, N.I. Koroteev, A.B. Fedotov // Pis'ma Zhurnala Tekhnicheskoi Fiziki. – 1988. – V. 14. – P. 1399–1403.

30. Fedotov, A.B. Highly efficient frequency tripling of laser radiation in a low-temperature laser-produced gaseous plasma / A.B. Fedotov, S.M. Gladkov, N.I. Koroteev, A.M. Zheltikov // The Journal of the Optical Society of America B. – 1991. – V. 8. – P. 363–366. DOI: 10.1364/JOSAB.8.000363.

31. Magesh Kumar, K.K. Terahertz radiation from plasma filament generated by two-color laser gas–plasma interaction / K.K. Magesh Kumar, M. Kumar, T. Yuan, Z.M. Sheng, M. Chen // Laser and Particle Beams. – 2015. – V. 33 – P. 473–479. DOI: 10.1017/S0263034615000518.

32. Geints, Y.E. Near- and mid-IR ultrashort laser pulse filamentation in a molecular atmosphere: a comparative analysis / Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov // Applied Optics. – 2017. – V. 56. – P. 1397–1404. DOI: 10.1364/AO.56.001397.

33. Kosareva, O. Postfilament supercontinuum on 100 m path in air / O. Kosareva, N. Panov, D. Shipilo, D. Mokrousova, I. Nikolaeva, E. Mitina, A. Koribut, A. Reutov, G. Rizaev, A. Couairon, A. Houard, D. Skryabin, A. Saletskiy, A. Savel'ev, L. Seleznev, A. Ionin, S. L. Chin // Optics Letters. – 2021. – V. 46. – P. 1125–1128. DOI: 10.1364/OL.416224.

34. Fülöp, J.A. Laser-driven strong-field terahertz sources / J.A. Fülöp, S. Tzortzakis, T. Kampfrath // Advanced Optical Materials. – 2019. – V. 8. – P. 1900681. DOI: 10.1002/adom.201900681.

35. Zheltikov, A.M. Laser-induced filaments in the mid-infrared / A.M. Zheltikov // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. – 2017. – V. 50. – P. 092001. DOI: 10.1088/1361-6455/aa6109.

36. Jang, D. Efficient terahertz and Brunel harmonic generation from air plasma via mid-infrared coherent control / D. Jang, R.M. Schwartz, D. Woodbury, J. Griff-McMahon, A.H. Younis, H.M. Milchberg, K.-Y. Kim // Optica. – 2019. – V. 6. – P. 1338–1341. DOI: 10.1364/OPTICA.6.001338.

37. Voronin, A.A. Laser-driven tunneling photocurrent as a source of midinfrared to microwave multidecade supercontinua yoked to high-order harmonics / A.A. Voronin, A.M. Zheltikov // Physical Review A. – 2020. – V. 101 – P. 043813. DOI: 10.1103/PhysRevA.101.043813.

38. Chen, M.-C. Generation of bright isolated attosecond soft X-ray pulses driven by multicycle midinfrared lasers / M.-C. Chen, C. Mancuso, C. Hernández-García, F.

Dollar, B. Galloway, D. Popmintchev, P.-C. Huang, B. Walker, L. Plaja, A.A. Jaron-Becker, A. Becker, M.M. Murnane, H.C. Kapteyn, T. Popmintchev // Proceedings of the National Academy of Sciences USA. – 2014. – V. 111. – P. E2361–E2367. DOI: 10.1073/pnas.1407421111.

39. Voronin, A. A. Ultrafast mid-infrared spectrochronography of dispersion near molecular absorption bands / A.A. Voronin, A.A. Lanin, A.B. Fedotov, A. M. Zheltikov // Optics Letters. – 2016. – V. 43. – P. 1327–1330. DOI: 10.1364/ OL.43.001327.

40. Narlagiri, L.M. Recent trends in laser-based standoff detection of hazardous molecules / L.M. Narlagiri, M.S.S. Bharati, R. Beeram, D. Banerjee, V.R. Soma // Trends in Analytical Chemistry. – 2022. – V. 153. – P. 116645. DOI: 10.1016/j. trac.2022.116645.

41. Koenig, S. Wireless sub-THz communication system with high data rate / S. Koenig, D. Lopez-Diaz, J. Antes, F. Boes, R. Henneberger, A. Leuther, A. Tessmann, R. Schmogrow, D. Hillerkuss, R. Palmer, T. Zwick, C. Koos, W. Freude, O. Ambacher, J. Leuthold, I. Kallfass // Nature Photonics. – 2013. – V. 7. – P. 977–981. DOI: 10.1038/nphoton.2013.275.

42. Labutin, T.A. Femtosecond laser-induced breakdown spectroscopy / T.A. Labutin, V.N. Lednev, A.A. Ilyin, A.M. Popov // Journal of Analytical Atomic Spectrometry. – 2016. – V. 31 – P. 90–118. DOI: 10.1039/C5JA00301F.

43. Peñano, J. Self-channeling of high-power laser pulses through strong atmospheric turbulence/ J. Peñano, J.P. Palastro, B. Hafizi, M.H. Helle, G.P. DiComo // Physical Review A. – 2017. – V. 96. – P. 013829. DOI: 10.1103/ PhysRevA.96.013829.

44. Houard, A. Femtosecond filamentation in turbulent air / A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Durécu, L. Lombard, P. Bourdon, O. Vasseur, B. Fleury, C. Robert, V. Michau, A. Couairon, A. Mysyrowicz // Physical Review A. – 2008. – V. 78 – P. 033804. DOI: 10.1103/PhysRevA.78.033804.

45. Mysyrowicz, A. Self-compression of optical laser pulses by filamentation / A. Mysyrowicz, A. Couairon, U. Keller // New Journal of Physics. – 2008. – V. 10. – P. 025023. DOI: 10.1088/1367-2630/10/2/025023.

46. Couairon, A. Femtosecond filamentation in transparent media / A. Couairon, A. Mysyrowicz // Physics Report. – 2007. – V. 441. – P. 47–189. DOI: 10.1016/j. physrep.2006.12.005.

47. Liu, W. Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti:sapphire laser pulse in air / W. Liu, S. Chin // Optics Express. – 2005. – V. 13. – P. 5750–5755. DOI: 10.1364/OPEX.13.005750.

48. Nuter, R. Chirp-induced dynamics of femtosecond filaments in air / R. Nuter, S. Skupin, L. Bergé // Optics Letters. – 2000. – V. 30. – P. 917–919. DOI: 10.1364/ OL.30.000917.

49. Varela, O. Self-compression controlled by the chirp of the input pulse / O. Varela, B. Alonso, I.J. Sola, J.S. Román, A. Zaïr, C. Méndez, L. Roso // Optics Leters. – 2010. – V. 35. – P. 3649–3651. DOI: 10.1364/OL.35.003649.

50. Mongin, D. Conductivity and discharge guiding properties of mid-IR laser filaments / D. Mongin, V. Shumakova, S. Ališauskas, E. Schubert, A. Pugžlys, J. Kasparian, J. Wolf, A. Baltuška // Applied Physics B. – 2016. – V.122. – P. 267–274. DOI: 10.1007/s00340-016-6541-6.

51. Panagiopoulos, P. Exploring the limits to energy scaling and distant-target delivery of high-intensity midinfrared pulses / P. Panagiotopoulos, M. Kolesik, J. V. Moloney // Physical Review A. – 2016. – V. 94. – P. 033852. DOI: 10.1103/ PhysRevA.94.033852.

52. Shim, B. Filamentation in air with ultrashort mid-infrared pulses / B. Shim, S.E. Schrauth, A.L. Gaeta // Optics Express. – 2011. – V. 19. – P. 9118–9126. DOI: 10.1364/OE.19.009118.

53. Voronin, A.A. Temporal solitons in air / A.A. Voronin, A.M. Zheltikov // Physical Review A. -2017. -V. 95. -P. 023826. DOI: 10.1103/PhysRevA.95.023826.

54. Kartashov, D. White light generation over three octaves by femtosecond filament at 3.9 μm in argon / D. Kartashov, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Voronin, A. Zheltikov, M. Petrarca, P. Béjot, J. Kasparian, J.-P. Wolf, A. Baltuška // Optics Letters. – 2012. – V. 37. – P. 3456–3458. DOI: 10.1364/OL.37.003456.

55. Panov, N.A. Supercontinuum of a 3.9–µm filament in air: Formation of a two-octave plateau and nonlinearly enhanced linear absorption / N.A. Panov, D. E. Shipilo, V.A. Andreeva, O.G. Kosareva, A.M. Saletsky, H. Xu, P. Polynkin // Physical Review A. – 2016. – V. 94. – P. 041801. DOI: 10.1103/PhysRevA.94.041801.

56. Fedorov, V.Y. Optimal wavelength for two-color filamentation-induced terahertz sources / V.Y. Fedorov, S. Tzortzakis // Optics Express. – 2018. – V. 26. – P. 31150–31159. DOI: 10.1364/OE.26.031150.

57. Mitrofanov, A.V. Mid-infrared-to-mid-ultraviolet supercontinuum enhanced by third-to-fifteenth odd harmonics / A.V. Mitrofanov, A.A. Voronin, S.I. Mitryukovskiy, D.A. Sidorov-Biryukov, A. Pugžlys, G. Andriukaitis, T. Flöry, E.A. Stepanov, A.B. Fedotov, A. Baltuška, A.M. Zheltikov // Optics Letters. – 2015. – V. 40. – P. 2068–2071. DOI: 10.1364/OL.40.002068.

58. Babushkin, I. Tailoring terahertz radiation by controlling tunnel photoionization events in gases / I. Babushkin, S. Skupin, A. Husakou, C. Köhler, E. Cabrera-Granado, L. Bergé, J. Herrman // New Journal of Physics. – 2011. – V. 13. – P. 123029. DOI: 10.1088/1367-2630/13/12/123029.

59. Kim, K.Y. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields/ K.Y. Kim, J.H. Glownia, A.J. Taylor, G. Rodriguez / Optics Express. – 2007. – V. 15. – P. 4577–4584. DOI: 10.1364/OE.15.004577.

60. Kim, K.Y. Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser–gas interactions / K.Y. Kim, A.J. Taylor, J.H. Glownia, G. Rodriguez / Nature Photonics. – 2008. – V. 2. – P. 605–609. DOI: 10.1038/nphoton.2008.153.

61. Manceau, J.-M. Terahertz pulse emission optimization from tailored femtosecond laser pulse filamentation in air / J.-M. Manceau, A. Averchi, F. Bonaretti, D. Faccio, P. Di Trapani, A. Couairon, S. Tzortzakis // Optics Letters. – 2009. – V. 34. – P. 2165–2167. DOI: 10.1364/OL.34.002165.

62. 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. – P. 075002. DOI: 10.1088/1367-2630/15/7/075002.

63. Lü, Z. Attosecond synchronization of terahertz wave and high-harmonics / Z. Lü, D. Zhang, C. Meng, X. Du, Z. Zhou, Y. Huang, Z. Zhao, J. Yuan // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. – 2013. – V. 46. – P. 155602. DOI: 10.1088/0953-4075/46/15/155602.

64. Thomson, M.D. Terahertz white-light pulses from an air plasma photo-induced by incommensurate two-color optical fields / M.D. Thomson, V. Blank, H.G. Roskos // Optics Express – 2010. – V. 18. – P. 23173–23182. DOI: 10.1364/OE.18.023173.

65. Andreeva, V. A. Ultrabroad Terahertz Spectrum Generation from an Air-Based Filament Plasma / V.A. Andreeva, O.G. Kosareva, N.A. Panov, D.E. Shipilo, P.M. Solyankin, M.N. Esaulkov, P. González de Alaiza Martínez, A.P. Shkurinov, V. A. Makarov, L. Bergé, S.L. Chin // Physical Review Letters. – 2016. – V. 116. – P. 063902. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.063902.

66. D'Amico, C. Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: theory and experiment / C.D'Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, J. Le Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V.T. Tikhonchuk, A. Mysyrowicz // New Journal of Physics. –. 2008. – V. 10. – P. 013015. DOI: 10.1088/1367-2630/10/1/013015.

67. Cook, D.J. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air / D.J. Cook, R.M. Hochstrasser // Optics Letters. – 2000. – V. 25. – P. 1210–1212. DOI: 10.1364/OL.25.001210.

68. Dai, J. Detection of Broadband Terahertz Waves with a Laser-Induced Plasma in Gases / J. Dai, X. Xie, X.-C. Zhang // Physical Review Letters. – 2006. – V. 97. – P. 103903. DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.103903.

69. Bartel, T. Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes / T. Bartel, P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser // Optics Letters. – 2005. – V. 30. – P. 2805-2807. DOI: 10.1364/OL.30.002805.

70. Petersen, P.B. Source for ultrafast continuum infrared and terahertz radiation/ P.B. Petersen, A. Tokmakoff // Optics Letters. – 2010. – V. 35. – P. 1962–1964. DOI: 10.1364/OL.35.001962.

71. Théberge, F. Generation of tunable and broadband far-infrared laser pulses during two-color filamentation / F. Théberge, M. Châteauneuf, G. Roy, P. Mathieu, J. Dubois // Physical Review A. – 2010. – V. 81. – P. 033821. DOI: 10.1103/ PhysRevA.81.033821.

72. Berge, L. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media / L. Berge, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, J.-P. Wolf // Reports on Progress in Physics. – 2007. – V. 70. – P. 1633–1713. DOI: 10.1088/0034-4885/70/10/R03.

73. Jefimenko, O.D. Electricity and Magnetism. – Appleton, New York. – 1966.

74. Delone, N.B. Tunneling and barrier-suppression ionization of atoms and ions in a laser radiation field / N.B. Delone, V.P. Krainov // Physics-Uspekhi. – 1998. – V. 41. – P. 469. DOI: 10.1070/PU1998v041n05ABEH000393.

75. Sprangle, P. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces / P. Sprangle, J. Peñano, B. Hafizi, C. Kapetanakos // Phyical Review E. – 2004. – V. 69. – P. 066415. DOI: 10.1103/PhysRevE.69.066415.

76. D'Amico, C. Conical Forward THz Emission from Femtosecond-Laser-Beam Filamentation in Air / C. D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, V.T. Tikhochuk // Physical Review Letter. – 2007. – V. 98. – P. 235002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.235002.

77. Karpowicz, N. Coherent Terahertz Echo of Tunnel Ionization in Gases / N. Karpowicz, X.-C. Zhang // Physical Review Letter. – 2009. – V. 102. – P. 093001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.093001.

78. Thiele, I. Theory of terahertz emission from femtosecond-laser-induced microplasmas / I. Thiele, R. Nuter, B. Bousquet, V. Tikhonchuk, S. Skupin, X. Davoine, L. Gremillet, L. Bergé // Physical Review E. – 2016. – V. 94. – P. 063202. DOI: 10.1103/PhysRevE.94.063202.

79. Tzortzakis, S. Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air / S. Tzortzakis, G. Méchain, G. Patalano, Y.-B. André, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, J.-M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin, P. Encrenaz // Optics Letters. – 2002. – V. 27. – P. 1944–1946. DOI: 10.1364/OL.27.001944.

80. Brelet, Y. Radiofrequency plasma antenna generated by femtosecond laser filaments in air / Y. Brelet, A. Houard, G. Point, B. Prade, L. Arantchouk, J. Carbonnel, Y.-B. Andre, M. Pellet, A. Mysyrowicz // Applied Physics Letters. – 2012. – V. 101. – P. 264106. DOI: 10.1063/1.4773492.

81. Forestier, B. Radiofrequency conical emission from femtosecond filaments in air / B. Forestier, A. Houard, M. Durand, Y.-B. André, B. Prade, J.-Y. Dauvignac, F. Perret, C. Pichot, M. Pellet, A. Mysyrowicz // Applied Physics Letters. – 2010. – V. 96. – P. 141111. DOI: 10.1063/1.3378266.

82. Englesbe, A. Gas pressure dependence of microwave pulses generated by laser-produced filament plasmas / A. Englesbe, J. Elle, R. Reid, A. Lucero, H. Pohle, M. Domonkos, S. Kalmykov, K. Krushelnick, A. Schmitt- Sody // Optics Letters. – 2018. – V. 43. – P. 4953–4956. DOI: 10.1364/OL.43.004953.

83. Mitrofanov, A.V. Ultraviolet-to-millimeter-band supercontinua driven by ultrashort mid-infrared laser pulses / A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, M.M. Nazarov, A.A. Voronin, M.V. Rozhko, A.D. Shutov, S.V. Ryabchuk, E.E. Serebryannikov, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov // Optica. – 2020. – V. 7. – P. 15–19. DOI: 10.1364/OPTICA.7.000015.

84. Mitrofanov, AV. Coherently enhanced microwave pulses from midinfrareddriven laser plasmas / A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, M.M. Nazarov, A.A. Voronin, M.V. Rozhko, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov // Optics Letters. – 2021. – V. 46. – P. 1081–1084. DOI: 10.1364/OL.410030.

85. Frank, I. Coherent visible radiation of fast electrons passing through matter / I. Frank, I. Tamm // Proceedings of the USSR Academy of Sciences. – 1937. – V. 14. – P. 109–115. DOI: 10.1007/978-3-642-74626-0 2.

86. I. Tamm. Radiation emitted by uniformly moving electrons / I. Tamm // J. Phys. USSR. – 1939. – Vol. 1. – P. 439–454. DOI: 10.1007/978-3-642-74626-0_3.

87. L.D. Landau, E.M. Lifshitz, L.P. Pitaevskii. Electrodynamics of Continuous Media, 2nd ed. – Butterworth-Heinemann, Oxford. – 1984.

88. Cherenkov, P.A. Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light / P.A. Cherenkov // Physical Review. – 1937. – V. 52. – P. 378–379. DOI: 10.1103/PhysRev.52.378.

89. J.D. Jackson. Classical Electrodynamics, 3rd ed. – Wiley, New York. – 1999.

90. E.M. Purcell. Electricity and Magnetism. – Vol. 2. – Berkeley Physics Course, McGraw-Hill, New York. – 1965.

91. Tien, P. Optical second harmonic generation in form of coherent Cerenkov radiation from a thin film waveguide / P. Tien, R. Ulrich, R. Martin // Applied Physics Letters. – 1970. – V. 17. – P. 447–450. DOI: 10.1063/1.1653265.

92. Zhang, Y. Nonlinear Čerenkov Radiation in Nonlinear Photonic Crystal Waveguides / Y. Zhang, Z. D. Gao, Z. Qi, S. N. Zhu, N.B. Ming // Physical Review Letters. – 2008. – V. 100. – P. 163904. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.163904.

93. Zheltikov, A.M. Third-harmonic generation with no signal at 3ω / A.M. Zheltikov // Physical Review A. – 2005. – V. 72. – P. 043812. DOI: 10.1103/ PhysRevA.72.043812.

94. Ivanov, A.A. Multimode anharmonic third-order harmonic generation in a photonic-crystal fiber / A.A. Ivanov, D. Lorenc, I. Bugar, F. Uherek, E.E. Serebryannikov, S.O. Konorov, M.V. Alfimov, D. Chorvat, A.M. Zheltikov // Physical Review E. – 2006. – V. 73. P. 016610. DOI: 10.1103/PhysRevE.73.016610.

95. Sheng, Y. Čerenkov-type second-harmonic generation with fundamental beams of different polarizations / Y. Sheng, S.M. Saltiel, W. Krolikowski, A. Arie, K. Koynov, Y.S. Kivshar // Optics Letters. – 2010. – V. 35. – P. 1317–1319. DOI: 10.1364/OL.35.001317.

96. Auston, D.H. Subpicosecond electro-optic shock waves / D.H. Auston // Applied Physics Letters. – 1983. – V. 43. – P. 713–715. DOI: 10.1063/1.94486.

97. Auston, D.H. Cherenkov Radiation from Femtosecond Optical Pulses in Electro-Optic Media / D.H. Auston, K.P. Cheung, J.A. Valdmanis, D.A Kleinman // Physical Review Letters. – 1984. – V. 53. – P. 1555–1558. DOI: 10.1103/ PhysRevLett.53.1555.

98. Akhmediev, N. Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers / N. Akhmediev, M. Karlsson // Physical Review A. – 1995. – V. 51. – P. 2602–2607. DOI: 10.1103/PhysRevA.51.2602.

99. Dudley J.M. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber / J.M. Dudley, G. Genty, S. Coen // Reviews of Modern Physics. – 2006. – V. 78. – P. 1135–1184. DOI: 10.1103/RevModPhys.78.1135.

100. Zheltikov, A.M. Microstructure optical fibers for a new generation of fiberoptic sources and converters of light pulses / A.M. Zheltikov // Physics-Uspekhi. – 2007. – V. 50. – P. 705. DOI: 10.1070/PU2007v050n07ABEH006324.

101. G. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics, 6th ed. – Academic, New York. – 2019.

102. Lawson, J.D. Cherenkov Radiation, "Physical" and "Unphysical," and its Relation to Radiation from an Accelerated Electron / J.D. Lawson // American Journal of Physics. – 1965. – V. 33. – P. 1002–1005. DOI: 10.1119/1.1971132.

103. D.J. Griffiths. Introduction to Electrodynamics, 3rd ed. – Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. – 1999.

104. Mitrofanov, A.V. Polarization and Spatial Mode Structure of Mid-Infrared-Driven Terahertz-to-Microwave Radiation / A.V. Mitrofanov, A.A. Voronin, M.V. Rozhko, D.A. Sidorov- Biryukov, M.M. Nazarov, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov // ACS Photonics. – 2021. – V. 8. – P. 1988-1996. DOI: 10.1021/acsphotonics.0c01966.

105. Bolotovskii, B.M. Features of the transition radiation field / B.M. Bolotovskii, A.V. Serov // Physics-Uspekhi. – 2009. – V. 52. – P. 487–493. DOI: 10.3367/UFNe.0179.200905c.0517.

106. Ginzburg, V.L. Radiation of a uniformly moving electron due to its transition from one medium into another / V.L. Ginzburg, I.M. Frank // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1946. – V. 16. – P. 15–28.

107. Ginzburg, V.L. Radiation by uniformly moving sources (Vavilov–Cherenkov effect, transition radiation, and other phenomena) / V.L. Ginzburg // Physics-Uspekhi. – 1996. – V. 39. – P. 973. DOI: 10.1070/PU1996v039n10ABEH000171.

108. Horiuchi, N. Endless applications / N. Horiuchi // Nature Photonics. – 2010. – V. 4. – P. 140. DOI: 10.1038/nphoton.2010.16.

109. Schultze, M. Controlling dielectrics with the electric field of light / M. Schultze, E.M. Bothschafter, A. Sommer, S. Holzner, W. Schweinberger, M. Fiess, M. Hofstetter, R. Kienberger, V. Apalkov, V.S. Yakovlev, M.I. Stockman, F. Krausz // Nature (London). – 2012. – V. 493. – P. 75–78. DOI: 10.1038/nature11720.

110. Garg, M. Multi-petahertz electronic metrology / M. Garg, M. Zhan, T.T. Luu, H. Lakhotia, T. Klostermann, A. Guggenmos, E. Goulielmakis // Nature (London). – 2016. – V. 538. – P. 359–363. DOI: 10.1038/nature19821.

111. Vampa, G. Linking high harmonics from gases and solids / G. Vampa, T.J. Hammond, M. Taucer, X. Ding, X. Ropagnol, T. Ozaki, S. Delprat, M. Chaker, N. Thiré, B. Schmidt, F. Légaré, D. Klug, A. Naumov, D. Villeneuve, A. Staudte, P. Corkum // Nature Photonics. – 2018. – V. 12. – P. 465–464. DOI: 10.1038/ nature14517.

112. Nanni, E.A. Terahertz-driven linear electron acceleration / E.A. Nanni, W.R. Huang, K.-H. Hong, K. Ravi, A. Fallahi, G. Moriena, R.J. Dwayne Miller, F.X. Kärtner // Nature Communications. – 2015. – V. 6. – P. 8486. DOI: 10.1038/ ncomms9486.

113. Kampfrath, T. Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves / T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, R. Huber // Nature Photonics. – 2011. – V. 5. – P. 31–34. DOI: 10.1038/nphoton.2010.259.

114. Langer, F. Lightwave valleytronics in a monolayer of tungsten diselenide / F. Langer, C.P. Schmid, S. Schlauderer, M. Gmitra, J. Fabian, P. Nagler, C. Schüller, T. Korn, P.G. Hawkins, J.T. Steiner, U. Huttner, S.W. Koch, M. Kira, R. Huber // Nature (London). – 2018. – V. 557. – P. 76–80. DOI: 10.1038/s41586-018-0013-6.

115. Lanin, A.A. Mapping the electron band structure by intraband high-harmonic generation in solids / A.A. Lanin, E.A. Stepanov, A.B. Fedotov, and A.M. Zheltikov // Optica. – 2017. – V. 4. – P. 516–519. DOI: 10.1364/OPTICA.4.000516.

116. Durand, M. Self-Guided Propagation of Ultrashort Laser Pulses in the Anomalous Dispersion Region of Transparent Solids: A New Regime of Filamentation / M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, S. Grabielle, N. Forget, A. Durécu, A. Couairon, A. Mysyrowicz // Physical Review Letters. – 2013. – V. 110. – P. 115003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.115003.

117. Mitrofanov, A.V. Self-compression of high-peak-power mid-infrared pulses in anomalously dispersive air / A.V. Mitrofanov, A.A. Voronin, M.V. Rozhko, D.A. Sidorov-Biryukov, A.B. Fedotov, A. Pugžlys, V. Shumakova, S. Ališauskas, A. Baltuška, A.M. Zheltikov // Optica. – 2017. – V. 4. – P. 1405–1408. DOI: 10.1364/ OPTICA.4.001405

118. Zheltikov, A.M. Multioctave supercontinua and subcycle lightwave electronics [Invited] / A.M. Zheltikov // Journal of the Optical Society of America B. – 2019. – V. 36. – P. A168–A182. DOI: 10.1364/JOSAB.36.00A168

119. Kasparian, J. White-light filaments for atmospheric analysis / J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Wöste // Science. – 2003. – V. 301. – P. 61–65. DOI: 10.1126/science.1085020

120. Silva, F. Multi-octave supercontinuum generation from mid-infrared filamentation in a bulk crystal / F. Silva, D.R. Austin, A. Thai, M. Baudisch, M. Hemmer, D. Faccio, A. Couairon, J. Biegert // Nature Communications. – 2012. – V. 3. – P. 807-. DOI: 10.1038/ncomms1816

121. Liang, H. Three-octave-spanning supercontinuum generation and subtwo-cycle self-compression of mid-infrared filaments in dielectrics / H. Liang, P. Krogen, R. Grynko, O. Novak, C. Chang, G. Stein, D. Weerawarne, B. Shim, F. Kärtner, K. Hong // Optics Letters. – 2015. – V. 40. – P. 1069–1072. DOI: 10.1364/ OL.40.001069.

122. Zheltikov, A.M. Let there be white light: supercontinuum generation by ultrashort laser pulses / A.M. Zheltikov // Physics-Uspekhi. – 2006. – V.49. – P.605. DOI: 10.1070/PU2006v049n06ABEH005975.

123. Couairon, A. Pulse self-compression to the single-cycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient / A. Couairon, M. Franco, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller // Optics Letters. – 2005. – V. 30. – P. 2657–2659. DOI: 10.1364/ OL.30.002657

124. Mitrofanov, A.V., Subterawatt few-cycle mid-infrared pulses from a single filament/ A.V. Mitrofanov, A.A. Voronin, D.A. Sidorov-Biryukov, S.I. Mitryukovsky, A.B. Fedotov, E.E. Serebryannikov, D.V. Meshchankin, V. Shumakova, S. Ališauskas, A. Pugžlys, V.Ya, Panchenko, A. Baltuška, A.M. Zheltikov // Optica. – 2016. – V. 3. – P. 299–302. DOI: 10.1364/OPTICA.3.000299

125. Митрофанов, А.В. Усиление плазменных нелинейностей и генерация СВЧ-ТГц-суперконтинуума в поле субтераваттных импульсов среднего инфракрасного диапазона / А.В. Митрофанов, Д.А. Сидоров-Бирюков, А.А. Воронин, М.В. Рожко, П.Б. Глек, М.М. Назаров, Е.Е. Серебрянников, А.Б. Федотов, А.М. Желтиков // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2021. – Т. 113. – С. 304–310. DOI: 10.31857/S1234567821050037.

126. Colosimo, P. Scaling strong-field interactions towards the classical limit / P. Colosimo, G. Doumy, C.I. Blaga, J. Wheeler, C. Hauri, F. Catoire, J. Tate, R. Chirla, A.M. March, G.G. Paulus, H.G. Muller, P. Agostini, L.F. DiMauro // Nature Physics. – 2008. – V. 4. – P. 386–389. DOI: 10.1038/nphys914.

127. Kartashov, D. Third-and fifth-harmonic generation by mid-infrared ultrashort pulses: beyond the fifth-order nonlinearity / D. Kartashov, S. Ališauskas, A. Pugzdžlys, A.A. Voronin, A.M. Zheltikov, A. Baltuška // Optics Letters. – 2012. – V. 37. – P. 2268–2270. DOI: 10.1364/OL.37.002268

128. Kartashov, D. Mid-infrared laser filamentation in molecular gases / D. Kartashov, S. Ališauskas, A. Pugžlys, A. Voronin, A. Zheltikov, M. Petrarca, P. Béjot, J. Kasparian, J.-P. Wolf, A. Baltuška // Optics Letters. – 2013. – V. 38. – P. 3194–3197. DOI: 10.1364/OL.38.003194

129. Митрофанов, А.В. Субтераваттные фемтосекундные импульсы среднего инфракрасного диапазона: новые эффекты пространственно-временной динамики мощных электромагнитных полей / А.В. Митрофанов, Д.А. Сидоров-Бирюков, А.А. Воронин, А. Пугжлис, Г. Андрюкайтис, Е.А. Степанов, С.И. Алишаускас, Т. Флёри, А.Б. Федотов, В.Я. Панченко, А. Балтушка, А.М. Жёлтиков // Успехи физических наук. – 2015. – Т. 185. – С. 97–103. DOI: 10.3367/ UFNr.0185.201501h.0097

130. Mitrofanov, A.V. Mid-infrared laser filaments in the atmosphere / A.V. Mitrofanov, A.A. Voronin, D.A. Sidorov-Biryukov, A. Pugžlys, E.A. Stepanov, G. Andriukaitis, T. Flöry, S. Ališauskas, A.B. Fedotov, A. Baltuška, A.M. Zheltikov // Scientific Reports. – 2015. – V. 5. – P. 8368. DOI: 10.1038/srep08368.

131. Mitrofanov, A.V. Angle-resolved multioctave supercontinua from midinfrared laser filaments / A.V. Mitrofanov, A.A. Voronin, D.A. Sidorov-Biryukov, S.I. Mitryukovsky, M.V. Rozhko, A. Pugžlys, A.B. Fedotov, V.Ya. Panchenko, A. Baltuška, A.M. Zheltikov // Optics Letters. – 2016. – V. 41. – P. 3479–3482. DOI: 10.1364/OL.41.003479

132. Kartashov, D. Free-space nitrogen gas laser driven by a femtosecond filament / D. Kartashov, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, A. Pugžlys, M.N. Shneider, A.M. Zheltikov, S.L. Chin, A. Baltuška, // Physical Review A. – 2012. – V. 86. – P. 033831. DOI: 10.1103/PhysRevA.86.033831.

133. Kartashov, D. Theory of a filament initiated nitrogen laser / D. Kartashov, S. Ališauskas, A. Pugžlys, M.N. Shneider, A. Baltuška // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. – 2015. – V. 48. – P. 094016. DOI: 10.1088/0953-4075/48/9/094016.

134. Shumakova, V. Multi-millijoule few-cycle mid-infrared pulses through nonlinear self-compression in bulk / V. Shumakova, P. Malevich, S. Ališauskas, A. Voronin, A. M. Zheltikov, D. Faccio, D. Kartashov, A. Baltuška, A. Pugžlys // Nature Communications. – 2016. – V. 7. – P. 12877. DOI: 10.1038/ncomms12877.

135. Voronin, A.A. Free-beam soliton self-compression in air / A.A. Voronin, A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, A.B. Fedotov, A. Pugžlys, V.Y. Panchenko, V. Shumakova, S. Ališauskas, A. Baltuška, A.M. Zheltikov //Journal of Optics. – 2018. – V. 20. – P. 025504. DOI: 10.1088/2040-8986/aa9bcc.

136. Koulouklidis, A.D. Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments / A.D. Koulouklidis, C. Gollner, V. Shumakova, V.Y. Fedorov, A. Pugžlys, A. Baltuška, S. Tzortzakis // Nature Communications. – 2020. – V. 11. – P. 292. DOI: 10.1038/s41467-019-14206-x

137. Englesbe, A. Ultrabroadband microwave radiation from near-and midinfrared laser-produced plasmas in air / A. Englesbe, J. Elle, R. Schwartz, T. Garrett, D. Woodbury, D. Jang, K. Kim, H. Milchberg, R. Reid, A. Lucero, D. Gordon, R. Phillips, S. Kalmykov, A. Schmitt-Sody // Physical Review A. – 2021. – V. 104. – P. 013107. DOI: 10.1103/PhysRevA.104.013107

138. Valdmanis, J. Subpicosecond electrooptic sampling: Principles and applications / J. Valdmanis, G. Mourou // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1986. – V. 22. – P. 69–78. DOI: 10.1109/JQE.1986.1072867.

139. Nahata, A. A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling/ A. Nahata, A.S. Weling, T.F. Heinz // Applied Physics Letters. – 1996. – V. 69. – P. 2321–2323. DOI: 10.1063/1.117511.

140. Babushkin, I. Ultrafast spatiotemporal dynamics of terahertz generation by ionizing two-color femtosecond pulses in gases / I. Babushkin, W. Kuehn, C. Koehler, S. Skupin, L. Berge, K. Reimann, M. Woerner, J. Herrmann, T. Elsaesser // Physical Review Letters. – 2010. – V. 105. – P. 053903. DOI: 10.1103/ PhysRevLett.105.053903.

141. Corkum, P. Supercontinuum generation in gases / P.B. Corkum, C. Rolland, T. Srinivasan-Rao // Physical Review Letters. – 1986. – V. 57. – P. 2268. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.2268.

142. Alfano R.R. (ed.). The supercontinuum laser source: the ultimate white light. – Springer Nature. – 2016. DOI: 10.1007/978-3-031-06197-4

143. Popmintchev, D. Near-and extended-edge x-ray-absorption fine-structure spectroscopy using ultrafast coherent high-order harmonic supercontinua / D. Popmintchev, B.R. Galloway, M. Chen, F. Dollar, C. A. Mancuso, A. Hankla, L. Miaja-Avila, G.O'Neil, J. M. Shaw, G. Fan, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, T. Balciunas, O.D. Mücke, A. Pugzlys, A. Baltuška, H.C. Kapteyn, T. Popmintchev, M.M. Murnane // Physical Review Letters. – 2018. – V. 120. – P. 093002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.093002.

144. Hassan, M. Optical attosecond pulses and tracking the nonlinear response of bound electrons / M. Th. Hassan, T. T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A. M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, E. Goulielmakis // Nature. – 2016. – V. 530. – P. 66–70. DOI: 10.1038/nature16528.

145. Lanin, A. High-order harmonic analysis of anisotropic petahertz photocurrents in solids / A.A. Lanin, E.A. Stepanov, A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov // Optics Letters. – 2019. – V. 44. – P. 1888–1891. DOI: 10.1364/OL.44.001888.

146. Goulielmakis, E. Attosecond control and measurement: lightwave electronics / E. Goulielmakis, V.S. Yakovlev, A.L. Cavalieri, M. Uiberacker, V. Pervak, A. Apolonski, R. Kienberger, U. Kleineberg, F. Krausz // Science. – 2007. – V. 317. – P. 769–775. DOI: 10.1126/science.1142855

147. Tonouchi, M. Cutting-edge terahertz technology / M. Tonouchi // Nature Photonics. – 2007. – V. 1. – P. 97–105. DOI: 10.1038/nphoton.2007.3

148. Clerici, M. Wavelength scaling of terahertz generation by gas ionization / M. Clerici, M. Peccianti, B. Schmidt, L. Caspani, M. Shalaby, M. Giguère, A. Lotti, A. Couairon, F. Légaré, T. Ozaki, D. Faccio, R. Morandotti // Physical Review Letters. – 2013. – V. 110. – P. 253901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.253901.

149. Nguyen, A. Wavelength scaling of terahertz pulse energies delivered by twocolor air plasmas / A. Nguyen, K. J. Kaltenecker, J.-C. Delagnes, B. Zhou, E. Cormier, N. Fedorov, R. Bouillaud, D. Descamps, I. Thiele, S. Skupin, P. U. Jepsen, L. Bergé // Optics Letters. – 2019. – V. 44. – P. 1488–1491. DOI: 10.1364/OL.44.001488.

150. Nguyen, A. Spectral dynamics of THz pulses generated by two-color laser filaments in air: the role of Kerr nonlinearities and pump wavelength / A. Nguyen, P. González de Alaiza Martínez, J. Déchard, I. Thiele, I. Babushkin, S. Skupin, L. Bergé // Optics Express. – 2017. – V. 25. – P. 4720–4740. DOI: 10.1364/OE.25.004720.

151. Roskos, H.G. Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications / H. G. Roskos, M.D. Thomson, M. Kreß, A.T. Löffler // Laser & Photonics Reviews. -2007. - V. 1. -P. 349–368. DOI: 10.1002/lpor.200710025.

152. Bergé, L. 3D numerical simulations of THz generation by two-color laser filaments / L. Bergé, S. Skupin, C. Köhler, I. Babushkin, J. Herrmann // Physical Review Letters. -2013. -V. 110. -P. 073901. DOI: 10.1103/PhysRevLett. 110.073901.

153. You, Y.S. Off-axis phase-matched terahertz emission from two-color laserinduced plasma filaments / Y.S. You, T. I. Oh, K.Y. Kim // Physical Review Letters. – 2012. – V. 109. – P. 183902. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.183902.

154. D'Amico, C. Coherent and incoherent radial THz radiation emission from femtosecond filaments in air / C.D'Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz // Optics Express. – 2007. – V. 15. – P. 15274–15279. DOI: 10.1364/ OE.15.015274.

155. Thiele, I. Terahertz emission from laser-driven gas plasmas: a plasmonic point of view / I. Thiele, B. Zhou, A. Nguyen, E. Smetanina, R. Nuter, K.J. Kaltenecker, P. González de Alaiza Martínez, J. Déchard, L. Bergé, P. U. Jepsen, S. Skupin // Optica. – 2018. – V. 5. – P. 1617–1622. DOI: 10.1364/OPTICA.5.001617.

156. Mourou, G.A. Optics in the relativistic regime / G.A. Mourou, T. Tajima, S.V. Bulanov // Reviews of Modern Physics. – 2006. – V. 78. – P. 309. DOI: 10.1103/ RevModPhys.78.309.

157. Teubner, U. High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces / U. Teubner, P. Gibbon // Reviews of Modern Physics. – 2009. – V. 81. – P. 445. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.445.

158. Gibbon, P. Short pulse laser interactions with matter: an introduction. – World Scientific. – 2005.

159. Chen, H. Hot-electron characterization from K α measurements in highcontrast, p-polarized, picosecond laser-plasma interactions / H. Chen, B. Soom, B. Yaakobi, S. Uchida, D.D. Meyerhofer //Physical Review Letters. – 1993. – V. 70. – P. 3431. DOI: 10.1103/PhysRevLett.70.3431. 160. Rousse, A. Efficient K α x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas / A. Rousse, P. Audebert, J.-P. Geindre, F. Fallies, J.-C. Gauthier, A. Mysyrowicz, G. Grillon, A. Antonetti // Physical Review E. – 1994. – V. 50. – P. 2200. DOI: 10.1103/PhysRevE.50.2200.

161. Bastiani, S. Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths / S. Bastiani, A. Rousse, J. P. Geindre, P. Audebert, C. Quoix, G. Hamoniaux, A. Antonetti, J.-C. Gauthier // Physical Review E. – 1997. – V. 56. – P. 7179. DOI: 10.1103/PhysRevE.56.7179.

162. Teubner, U. Absorption and hot electron production by high intensity femtosecond uv-laser pulses in solid targets / U. Teubner, I. Uschmann, P. Gibbon, D. Altenbernd, E. Förster, T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, G. Hirst, M. H. Key //Physical Review E. – 1996. – V. 54. – P. 4167. DOI: 10.1103/PhysRevE.54.4167.

163. Feurer, T. Onset of diffuse reflectivity and fast electron flux inhibition in 528-nm-laser-solid interactions at ultrahigh intensity / T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, I. Uschmann, D. Altenbernd, U. Teubner, P. Gibbon, E. Förster, G. Malka, J. L. Miquel //Physical Review E. – 1997. – V. 56. – P. 4608. DOI: 10.1103/ PhysRevE.56.4608.

164. Malka, G. Suprathermal electron generation and channel formation by an ultrarelativistic laser pulse in an underdense preformed plasma / G. Malka, J. Fuchs, F. Amiranoff, S.D. Baton, R. Gaillard, J.L. Miquel, H. Pépin, C. Rousseaux, G. Bonnaud, M. Busquet // Physical Review Letters. – 1997. – V. 79. – P. 2053. DOI: 10.1103/PhysRevLett.79.2053.

165. Schnürer, M. Hard x-ray emission from intense short pulse laser plasmas / M. Schnürer, M. P. Kalashnikov, P.V. Nickles, T. Schlegel, W. Sandner, N. Demchenko, R. Nolte, P. Ambrosi // Physics of Plasmas. – 1995. – V. 2. – P. 3106–3110. DOI: 10.1063/1.871142.

166. Samsonova, Z. Relativistic interaction of long-wavelength ultrashort laser pulses with nanowires / Z. Samsonova, S. Höfer, V. Kaymak, S. Ališauskas, V. Shumakova, A. Pugžlys, A. Baltuška, T. Siefke, S. Kroker, A. Pukhov, O. Rosmej, I. Uschmann, C. Spielmann, D. Kartashov // Physical Review X. – 2019. – V. 9. – P. 021029. DOI: 10.1103/PhysRevX.9.021029.

167. Mitrofanov, A.V. Chirp-controlled high-harmonic and attosecond-pulse generation via coherent-wake plasma emission driven by mid-infrared laser pulses / A.V. Mitrofanov, D.A. Sidorov-Biryukov, P.B. Glek, M.V. Rozhko, E.A. Stepanov, A.D. Shutov, S.V. Ryabchuk, A.A. Voronin, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov // Optics Letters. – 2020. – V. 45. – P. 750–753. DOI: 10.1364/OL.45.000750.

168. Glek, P.B. Relativistic electron bunches locked to attosecond optical field waveforms: an attosecond light–matter bound state / P.B. Glek, A.A. Voronin, V.Ya. Panchenko, A.M. Zheltikov // Laser Physics Letters. – 2020. – V. 17. – P. 055401. DOI: 10.1088/1612-202X/ab7827.

169. Xu, Z. Driving positron beam acceleration with coherent transition radiation / Z. Xu, L. Yi, B. Shen, J. Xu, L. Ji, T. Xu, L. Zhang, S. Li, Z. Xu // Communications Physics. – 2020. – V. 3. – P. 191. DOI: 10.1038/s42005-020-00471-6.

170. van Tilborg, J. Temporal characterization of femtosecond laser-plasmaaccelerated electron bunches using terahertz radiation / J. van Tilborg, C.B. Schroeder, C.V. Filip, Cs. Tóth, C.G.R. Geddes, G. Fubiani, R. Huber, R.A. Kaindl, E. Esarey, W.P. Leemans // Physical Review Letters. – 2006. – V. 96. – P. 014801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.014801.

171. Leemans W.P. Observation of terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary / W.P. Leemans, C.G.R. Geddes, J. Faure, Cs. Tóth, J. van Tilborg, C.B. Schroeder, E. Esarey, G. Fubiani, D. Auerbach, B. Marcelis, M.A. Carnahan, R.A. Kaindl, J. Byrd, M.C. Martin // Physical Review Letters. – 2003. – V. 91. – P. 074802. DOI: 10.1103/ PhysRevLett.91.074802.

172. Schubert O. Sub-cycle control of terahertz high-harmonic generation by dynamical Bloch oscillations / O. Schubert, M. Hohenleutner, F. Langer, B. Urbanek, C. Lange, U. Huttner, D. Golde, T. Meier, M. Kira, S.W. Koch, R. Huber // Nature Photonics. – 2014. – V. 8. – P. 119–123. DOI: 10.1038/nphoton.2013.349.

173. Balciunas, T. Optical and THz signatures of sub-cycle tunneling dynamics / T. Balciunas, A.J. Verhoef, A.V. Mitrofanov, G. Fan, E.E. Serebryannikov, M.Y. Ivanov, A.M. Zheltikov, A. Baltuska // Chemical Physics. – 2013. – V. 414. – P. 92–99. DOI: 10.1016/j.chemphys.2012.02.007.

174. Esarey, E. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators / E. Esarey, C.B. Schroeder, W.P. Leemans // Reviews of Modern Physics. – 2009. – V. 81. – P. 1229. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.1229.

175. van Tilborg, J. Terahertz radiation as a bunch diagnostic for laser-wakefieldaccelerated electron bunches / J. van Tilborg, C.B. Schroeder, C.V. Filip, Cs. Tóth, C.G.R. Geddes, G. Fubiani, E. Esarey, W.P. Leemans // Physics of Plasmas. – 2006. – V. 13. – P. 056704. DOI: 10.1063/1.2187957.

176. Liao, G.-Q. Demonstration of coherent terahertz transition radiation from relativistic laser-solid interactions / G.-Q. Liao, Y.-T. Li, Y.-H. Zhang, H. Liu, X.-L. Ge, S. Yang, W.-Q. Wei, X.-H. Yuan, Y.-Q. Deng, B.-J. Zhu, Zh. Zhang, W.-M. Wang, Zh.-M. Sheng, L.-M. Chen, X. Lu, J.-L. Ma, X. Wang, J. Zhang // Physical Review Letters. – 2016. – V. 116. – P. 205003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.205003.

177. Jin, Z. Highly efficient terahertz radiation from a thin foil irradiated by a high-contrast laser pulse / Z. Jin, H. B. Zhuo, T. Nakazawa, J. H. Shin, S. Wakamatsu, N. Yugami, T. Hosokai, D. B. Zou, M. Y. Yu, Z. M. Sheng, R. Kodama // Physical Review E. – 2016. – V. 94. – P. 033206. DOI: 10.1103/PhysRevE.94.033206.

178. Schroeder, C.B. Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface / C.B. Schroeder, E. Esarey, J. van Tilborg, W.P. Leemans // Physical Review E. – 2004. – V. 69. – P. 016501. DOI: 10.1103/PhysRevE.69.016501.

179. Déchard, J. Terahertz pulse generation in underdense relativistic plasmas: From photoionization-induced radiation to coherent transition radiation / J. Déchard, A. Debayle, X. Davoine, L. Gremillet, L. Bergé // Physical Review Letters. – 2018. – V. 120. – P. 144801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.144801.

180. Déchard, J. THz generation from relativistic plasmas driven by near-to farinfrared laser pulses / J. Déchard, X. Davoine, L. Bergé // Physical Review Letters. – 2019. – V. 123. – P. 264801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.123.264801. 181. Liao G. Multimillijoule coherent terahertz bursts from picosecond laserirradiated metal foils / G. Liao, Y. Li, H. Liu, G.G. Scott, D. Neely, Y. Zhang, B. Zhu, Z. Zhang, C. Armstrong, E. Zemaityte, P. Bradford, P.G. Huggard, D.R. Rusby, P. McKenna, C.M. Brenner, N.C. Woolsey, W. Wang, Z. Sheng, J. Zhang // Proceedings of the National Academy of Sciences. – 2019. – V. 116. – P. 3994–3999. DOI: 10.1073/pnas.1815256116.

182. Déchard, J. Terahertz emission from submicron solid targets irradiated by ultraintense femtosecond laser pulses / J. Déchard, X. Davoine, L. Gremillet, L. Bergé // Physics of Plasmas. – 2020. – V. 27. – P. 093105. DOI: 10.1063/5.0013415.

183. Liao, G.Q. Towards terawatt-scale spectrally tunable terahertz pulses via relativistic laser-foil interactions / G.Q. Liao, H. Liu, G.G. Scott, Y.H. Zhang, B. J. Zhu, Z. Zhang, Y.T.Li, C. Armstrong, E. Zemaityte, P. Bradford, D.R. Rusby, D. Neely, P.G. Huggard, P. McKenna, C.M. Brenner, N.C. Woolsey, W.M. Wang, Z.M. Sheng, J. Zhang // Physical Review X. – 2020. – V. 10. – P. 031062. DOI: 10.1103/ PhysRevX.10.031062.

184. Glek P.B. Enhanced coherent transition radiation from midinfrared-laserdriven microplasmas / P.B. Glek, A.M. Zheltikov // Scientific Reports. – 2022. – V. 12. – P. 7660. DOI: 10.1038/s41598-022-10614-0.

185. Glek P.B. Subcycle terahertz field waveforms clocked by attosecond highharmonic pulses from relativistic laser plasmas / P.B. Glek, A.M. Zheltikov // Journal of Applied Physics. – 2022. – V. 131. – P. 103104. DOI: 10.1063/5.0070670.

186. Tarasevitch A. Transition to the relativistic regime in high order harmonic generation / A. Tarasevitch, K. Lobov, C. Wünsche, D. von der Linde // Physical Review Letters. – 2007. – V. 98. – P. 103902. DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.103902.

187. Tarasevitch, A. High order harmonic generation from solid targets: Towards intense attosecond pulses / A. Tarasevitch, D. von der Linde // The European Physical Journal Special Topics. – 2009. – V. 175. – P. 35–41. DOI: 10.1140/epjst/e2009-01114-7.

188. Kahaly, S. Direct observation of density-gradient effects in harmonic generation from plasma mirrors / S. Kahaly, S. Monchocé, H. Vincenti, T. Dzelzainis, B. Dromey, M. Zepf, Ph. Martin, F. Quéré // Physical Review Letters. – 2013. – V. 110. – P. 175001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.175001.

189. Malvache, A. Coherent wake emission spectroscopy as a probe of steep plasma density profiles / A. Malvache, A. Borot, F. Quéré, R. Lopez-Martens // Physical Review E. - 2013. - V. 87. - P. 035101. DOI: 10.1103/PhysRevE.87.035101.

190. Forslund, D.W. Theory of hot-electron spectra at high laser intensity / D.W. Forslund, J.M. Kindel, K. Lee // Physical Review Letters. – 1977. – V. 39. – P. 284. DOI: 10.1103/PhysRevLett.39.284.

191. Wilks S.C. Absorption of ultra-intense laser pulses / S.C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, A.B. Langdon // Physical Review Letters. – 1992. – V. 69. – P. 1383. DOI: 10.1103/PhysRevLett.69.1383.

192. Haines, M.G. Hot-electron temperature and laser-light absorption in fast ignition / M.G. Haines, M.S. Wei, F.N. Beg, R.B. Stephens // Physical Review Letters. – 2009. – V. 102. – P. 045008. DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.045008.

193. Fedotov, A.B. Third-harmonic generation in a laser-pre-excited gas: the role of excited-state neutrals / A.B. Fedotov, A.N. Naumov, V.P. Silin, S.A. Uryupin, A.M. Zheltikov, A.P. Tarasevitch, D. von der Linde // Physics Letters A. – 2000. – V. 271. – P. 407–412. DOI: 10.1016/S0375-9601(00)00390-X.

194. Gibbon, P. Harmonic generation by femtosecond laser-solid interaction: A coherent "water-window" light source? / P. Gibbon // Physical Review Letters. – 1996. – V. 76. – P. 50. DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.50.

195. Strelkov, V.V. Origin for ellipticity of high-order harmonics generated in atomic gases and the sublaser-cycle evolution of harmonic polarization / V.V. Strelkov, A.A. Gonoskov, I.A. Gonoskov, M.Y. Ryabikin // Physical Review Letters. – 2011. – V. 107. – P. 043902. DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.043902.

196. Gonoskov, A.A. Ultrarelativistic nanoplasmonics as a route towards extreme-intensity attosecond pulses / A.A. Gonoskov, A.V. Korzhimanov, A.V. Kim, M. Marklund, A.M. Sergeev // Physical Review E. – 2011. – V. 84. – P. 046403. DOI: 10.1103/PhysRevE.84.046403.

197. Коржиманов, А.В. Горизонты петаваттных лазерных комплексов / А.В. Коржиманов, А.А. Гоносков, Е.А. Хазанов, А.М. Сергеев // Успехи физических наук. – 2011. – Т. 181. – С. 9–32. DOI: 10.3367/UFNr.0181.201101c.0009.

198. Brabec, T. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics / T. Brabec, F. Krausz // Reviews of Modern Physics. – 2000. – V. 72. – P. 545. DOI: 10.1103/RevModPhys.72.545.

199. Corkum, P.B Attosecond science / P.B. Corkum, F. Krausz // Nature Physics. – 2007. – V. 3. – P. 381–387. DOI: 10.1038/nphys620.

200. Thaury, C. High-order harmonic and attosecond pulse generation on plasma mirrors: basic mechanisms / C. Thaury, F. Quéré // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. – 2010. – V. 43. – P. 213001. DOI: 10.1088/0953-4075/43/21/213001.

201. Митрофанов, А.В. Релятивистские нелинейно-оптические явления в поле субтераваттных лазерных импульсов / А.В. Митрофанов, Д.А. Сидоров-Бирюков, М.В. Рожко, А.А. Воронин, П.Б. Глек, С.В. Рябчук, Е.Е. Серебрянников, А.Б. Федотов, А.М. Желтиков // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2020. – Т. 112. – С. 22–29. DOI: 10.31857/S1234567820130042.

202. Митрофанов, А.В. Генерация высоких оптических гармоник при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов среднего ИК-диапазона с поверхностью твердотельных мишеней / А.В. Митрофанов, М.В. Рожко, М.М. Назаров, Е.Е. Серебрянников, А.Б. Федотов, Д.А. Сидоров-Бирюков // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2023. – Т. 163. – С. 488–495. DOI: 10.31857/S0044451023040053.

203. Quéré, F. High-order harmonic generation using plasma mirrors / F. Quéré, C. Thaury, H. George, J.P. Geindre, E. Lefebvre, G. Bonnaud, P. Monot, P. Martin // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2008. – V. 50. – P. 124007. DOI: 10.1088/0741-3335/50/12/124007.
204. Dollar, F. Scaling high-order harmonic generation from laser-solid interactions to ultrahigh intensity / F. Dollar, P. Cummings, V. Chvykov, L. Willingale, M. Vargas, V. Yanovsky, C. Zulick, A. Maksimchuk, A. G. R. Thomas, K. Krushelnick // Physical Review Letters. – 2013. – V. 110. – P. 175002. DOI: 10.1103/ PhysRevLett.110.175002.

205. Baeva, T. Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma / T. Baeva, S. Gordienko, A. Pukhov // Physical Review E. – 2006. – V. 74. – P. 046404. DOI: 10.1103/PhysRevE.74.046404.

206. Beier, N. Relativistic short-pulse high harmonic generation at 1.3 and 2.1 μ m wavelengths / N. Beier, T. Nguyen, J. Lin, J. Nees, K. Krushelnick, F. Dollar // New Journal of Physics. – 2019. – V. 21. – P. 043052. DOI: 10.1088/1367-2630/ ab1823.

207. Edwards, M.R. The X-ray emission effectiveness of plasma mirrors: reexamining power-law scaling for relativistic high-order harmonic generation / M.R. Edwards, J.M. Mikhailova // Scientific Reports. – 2020. – V. 10. – P. 5154. DOI: 10.1038/s41598-020-61255-0.

208. Bhadoria, S. Mapping the power-law decay of high-harmonic spectra from few-cycle laser–solid interactions / S. Bhadoria, T. Blackburn, A. Gonoskov, M. Marklund// Physics of Plasmas. –2022. –V. 29. –P. 093109. DOI: 10.1063/5.0087854.

209. Hamster, H. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction / H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, R. W. Falcone // Physical Review Letters. – 1993. – V. 71. – P. 2725. DOI: 10.1103/PhysRevLett.71.2725.

210. Li, C. Effects of laser-plasma interactions on terahertz radiation from solid targets irradiated by ultrashort intense laser pulses / C. Li, M.L. Zhou, W.J. Ding, F. Du, F. Liu, Y. T. Li, W.M. Wang, Z.M. Sheng, J. L. Ma, L. M. Chen, X. Lu, Q.L. Dong, Z.H. Wang, Z. Lou, S.C. Shi, Z.Y. Wei, J. Zhang // Physical Review E. – 2011. – V. 84. – P. 036405. DOI: 10.1103/PhysRevE.84.036405.

211. Li, Y.T. Strong terahertz radiation from relativistic laser interaction with solid density plasmas / Y.T.Li, C.Li, M L. Zhou, W.M. Wang, F. Du, W.J. Ding, X.X. Lin, F. Liu, Z.M. Sheng, X. Y. Peng, L. M. Chen, J. L. Ma, X. Lu, Z. H. Wang, Z. Y. Wei, J. Zhang // Applied Physics Letters. – 2012. – V. 100. – P. 254101. DOI: 10.1063/1.4729874.

212. Hemmer, M. Self-compression to sub-3-cycle duration of mid-infrared optical pulses in dielectrics / M. Hemmer, M. Baudisch, A. Thai, A. Couairon, J. Biegert // Optics Express. – 2013. – V. 21. – P. 28095–28102. DOI: 10.1364/OE.21.028095.

213. Lanin, A. A. Frequency-tunable sub-two-cycle 60-MW-peak-power freespace waveforms in the mid-infrared / A. A. Lanin, A. A. Voronin, E. A. Stepanov, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov // Optics Letters. – 2014. – V. 39. – P. 6430-6433. DOI: 10.1364/OL.39.006430.

214. Lanin, A. A. Multioctave, 3–18 μm sub-two-cycle supercontinua from selfcompressing, self-focusing soliton transients in a solid / A. A. Lanin, A. A. Voronin, E. A. Stepanov, A. B. Fedotov, A. M. Zheltikov // Optics Letters. – 2015. – V. 40. – P. 974-977. DOI: 10.1364/OL.40.000974.

215. Nomura, Y. Phase-stable sub-cycle mid-infrared conical emission from filamentation in gases / Y. Nomura, H. Shirai, K. Ishii, N. Tsurumachi, A. A. Voronin,

A. M. Zheltikov, T. Fuji // Optics Express. – 2012. – V. 20. – P. 24741–24747. DOI: 10.1364/OE.20.024741.

216. Lanin, A.A. Time-domain spectroscopy in the mid-infrared / A.A. Lanin, A.A. Voronin, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov // Scientific Reports. – 2014. – V. 4. – P. 6670. DOI: 10.1038/srep06670.

217. Yu, F. Negative curvature hollow core optical fiber / F. Yu, J. C. Knight // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2016. – V. 22. – P. 1–11. DOI: 10.1109/JSTQE.2015.2473140.

218. Wei, C. Negative curvature fibers / C. Wei, R.J. Weiblen, C.R. Menyuk, J. Hu // Advances in Optics and Photonics. – 2017. – V. 9. – P. 504–561. DOI: 10.1364/ AOP.9.000504.

219. Peck, E.R. Dispersion of argon / E.R. Peck, D.J. Fisher // Journal of the Optical Society of America. – 1964. – V. 54. – P. 1362–1364. DOI: 10.1364/ JOSA.54.001362.

220. Brabec, T. Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime / T. Brabec, F. Krausz // Physical Review Letters. – 1997. – V. 78. – P. 3282. DOI: 10.1103/PhysRevLett.78.3282.

221. Voronin, A.A. Subcycle solitonic breathers / A.A. Voronin, A.M. Zheltikov // Physical Review A. – 2014. – V. 90. – P. 043807. DOI: 10.1103/PhysRevA.90.043807.

222. Uebel, P. Broadband robustly single-mode hollow-core PCF by resonant filtering of higher-order modes / P. Uebel, M.C. Günendi, M.H. Frosz, G. Ahmed, N.N. Edavalath, J.M. Ménard, P.S.J. Russell // Optics Letters. – 2016. – V. 41. – P. 1961–1964. DOI: 10.1364/OL.41.001961.

223. Iaconis, C. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses / C. Iaconis, I.A. Walmsley // Optics Letters. – 1998. – V. 23. – P. 792–794. DOI: 10.1364/OL.23.000792.

224. Kosik, E.M. Interferometric technique for measuring broadband ultrashort pulses at the sampling limit / E.M. Kosik, A.S. Radunsky, I.A. Walmsley, C. Dorrer // Optics Letters. – 2005. – V. 30. – P. 326–328. DOI: 10.1364/OL.30.000326.

225. Fan, G. X-SEA-F-SPIDER characterization of over octave spanning pulses in the infrared range / G. Fan, T. Balčiūnas, C. Fourcade-Dutin, S. Haessler, A.A. Voronin, A.M. Zheltikov, F. Gérôme, F. Benabid, A. Baltuška, T. Witting // Optics Express. – 2016. – V. 24. – P. 12713–12729. DOI: 10.1364/OE.24.012713.

226. Savitsky, I.V. Single-cycle, multigigawatt carrier–envelope-phase-tailored near-to-mid-infrared driver for strong-field nonlinear optics / I.V. Savitsky, E.A. Stepanov, A.A. Lanin, A.B. Fedotov, A.M. Zheltikov // ACS Photonics. – 2022. – V. 9. – P. 1679–1690. DOI: 10.1021/acsphotonics.2c00072.

227. Савицкий, И.В. Измерение временной структуры поля и фазы несущей однопериодных импульсов ближнего и среднего инфракрасного диапазона / И.В. Савицкий, Е.А. Степанов, А.А. Ланин, А.А. Воронин, Е.Е. Серебрянников, А.А. Иванов, М. Ху, Я. Ли, А. Б. Федотов, А.М. Желтиков // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2022. – Т. 115. – С. 437–443. DOI: 10.31857/S1234567822070060.

228. Manzoni, C. Coherent pulse synthesis: towards sub Cycle optical waveforms / C. Manzoni, O.D. Mücke, G. Cirmi, S. Fang, J. Moses, S.-W. Huang, K.-H. Hong,

G. Cerullo, F.X. Kärtner // Laser & Photonics Reviews. – 2015. – V. 9. – P. 129–171. DOI: 10.1002/lpor.201400181.

229. Heide, C. Coherent electron trajectory control in graphene / C. Heide, T. Higuchi, H.B. Weber, P. Hommelhoff // Physical Review Letters. – 2018. – V. 121. – P. 207401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.207401.

230. Luu, T. T. Extreme ultraviolet high-harmonic spectroscopy of solids / T.T. Luu, M. Garg, S.Y. Kruchinin, A. Moulet, M.T. Hassan, E. Goulielmakis // Nature. – 2015. – V. 521. – P. 498–502. DOI: 10.1038/nature14456.

231. Sansone, G. Isolated single-cycle attosecond pulses / G. Sansone, E. Benedetti, F. Calegari, C. Vozzi, L. Avaldi, R. Flammini, L. Poletto, P. Villoresi, C. Altucci, R. Velotta, S. Stagira, S. De Silvestri, M. Nisoli // Science. – 2006. – V. 314. – P. 443–446. DOI: 10.1126/science.1132838.

232. Baltuška, A. Attosecond control of electronic processes by intense light fields / A. Baltuška, Th. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, Ch. Gohle, R. Holzwarth, V.S. Yakovlev, A. Scrinzi, T.W. Hänsch, F. Krausz // Nature. – 2003. – V. 421. – P. 611–615. DOI: 10.1038/nature01414.

233. Steinmeyer, G. Carrier-envelope phase stabilization / G. Steinmeyer, B. Borchers, F. Lücking // Progress in Ultrafast Intense Laser Science: Volume IX. – 2013. – P. 89–110. DOI: 10.1007/978-3-642-35052-8 6.

234. Cundiff, S.T. Phase stabilization of ultrashort optical pulses / S.T. Cundiff // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2002. – V. 35. – P. R43. DOI: 10.1088/0022-3727/35/8/201.

235. Baltuška, A. Controlling the carrier-envelope phase of ultrashort light pulses with optical parametric amplifiers / A. Baltuška, T. Fuji, T. Kobayashi // Physical Review Letters. – 2002. – V. 88. – P. 133901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.133901.

236. Cerullo, G. Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization / G. Cerullo, A. Baltuška, O.D. Mücke, C. Vozzi // Laser & Photonics Reviews. – 2011. – V. 5. – P. 323–351. DOI: 10.1002/lpor.201000013.

237. Zeisberger, M. Analytic model for the complex effective index of the leaky modes of tube-type anti-resonant hollow core fibers / M. Zeisberger, M.A. Schmidt // Scientific Reports. – 2017. – V. 7. – P. 11761. DOI: 10.1038/s41598-017-12234-5.

238. Savitsky, I.V. Sub-cycle pulse revealed with carrier-envelope phase control of soliton self-compression in anti-resonant hollow-core fiber / I.V. Savitsky, A.A. Voronin, E.A. Stepanov, A.A. Lanin, A.B. Fedotov // Optics Letters. – 2023. – V. 48. – P. 4468–4471. DOI: 10.1364/OL.499008.

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕРАГЕРЦОВАЯ ОПТИКА

С.А. Козлов, М.В. Мельник, А.Н. Цыпкин НОЦ ФиОИ, Университет ИТМО

введение

Освоение терагерцового (ТГц) диапазона частот электромагнитного излучения является в последние десятилетия одним из наиболее динамично развивающихся научных направлений в радиофизике и оптике. Активность в этой области обусловлена обнаружением широких возможностей применения ТГц излучения, например, в биологии, медицине, системах обеспечения безопасности, устройствах беспроводной передачи информации [1–7] (смотри также другие главы этой книги).

В разрабатываемых системах и устройствах ТГц фотоники до последнего времени использовались в основном явления линейной ТГц оптики [4, 8–9]. Однако, в последнее десятилетие появились источники импульсного ТГц излучения с энергией в отдельном импульсе вплоть до 125 мкДж, и пиковыми интенсивностями до 10^{13} Вт/см² [10]. Например, сегодня уже во многих научных лабораториях распространены источники мощного ТГц излучения, конструируемые на основе оптического выпрямления фемтосекундных импульсов в кристаллах $LiNbO_3$ [11–14]. Такая лазерная система будет подробно описана ниже, поскольку именно ее авторы использовали для получения экспериментальных результатов, о которых среди данных других исследователей рассказывается в настоящей главе.

Достижения в создании источников мощного импульсного ТГц излучения позволили перейти к развернутым исследованиям в области нелинейной ТГц оптики [15–18]. На сегодня уже появилось несколько обзоров результатов работ по этому направлению [7, 19–22]

Анализ базовых проблем нелинейной оптики ТГц излучения, начиная с изучения природы нелинейности показателя преломления материалов в этом спектральном диапазоне, выявления особенностей самовоздействия ТГц волн в нелинейных средах, генерации в их поле излучения новых частот, а также поиска и анализа перспективных применений явлений нелинейной оптики ТГц излучения принес много научных сюрпризов [23].

Так, для ТГц волн из малого числа колебаний явление самофокусировки может не наблюдаться даже в том случае, когда интенсивность излучения превышает пороговое значение самофокусировки во много раз [24]. В поле однопериодных ТГц импульсов могут значительно изменяться такие классические явления нелинейной оптики, как генерация второй и третьей гармоник [25–27]. В работе [25] теоретически было показано, что в случае ТГц импульса, который состоит только из одного полного колебания электрического поля, возникающая в нелинейной среде единая сверхуширенная спектральная структура формируется за счёт перекрытия спектра излучения, генерируемого на утроенных частотах, и спектра на основных частотах импульса, уширяемого из-за фазовой самомодуляции излучения. Интерференционный минимум этой структуры может оказаться на третьей гармонике по отношению к центральной частоте входного импульса, а максимум – на её четвертой гармонике. В работе [28] указанный эффект был продемонстрирован экспериментально.

Но ключевой из сюрпризов нелинейной ТГц оптики, на наш взгляд, – это обнаружение гигантской малоинерционной нелинейности показателя преломления целого ряда материалов в ТГц спектральном диапазоне. Экспериментальным и теоретическим результатам в этой области и посвящена данная глава книги.

1. Краткий экскурс в историю изучения нелинейности показателя преломления оптических материалов

В поле интенсивных электромагнитных волн показатель преломления оптических сред n проявляет зависимость от интенсивности излучения I, которая обычно (при нерезонансном взаимодействии излучения с веществом в прозрачных диэлектрических средах) представима в виде

$$n = n_0 + n_2 I , \qquad (1)$$

где n_0 – линейный показатель преломления, n_2 – коэффициент нелинейного показателя преломления.

После создания лазеров и экспериментального обнаружения в поле их излучения различных ярко выраженных нелинейных оптических явлений [29, 30] в начале 60-х годов прошлого века началась эпоха нелинейной оптики. Первый ее этап был связан с большим общенаучным интересом к нелинейным явлениям. Но, уже в 70-х годах, этот интерес стал носить весьма практический характер. В первую очередь, он был связан с разработкой мощных лазерных систем для создания высокотемпературной плазмы и реализации управляемой термоядерной реакции [31-33]. Возникла необходимостью поиска стекол и кристаллов с низкой нелинейностью показателя преломления, чтобы обезопасить элементы таких лазерных систем от самофокусировки и, как следствие, их разрушения. Но параллельно шел поиск и материалов с большой нелинейностью показателя преломления для создания устройств управления света светом [34]. Основной прикладной интерес при этом заключался в поиске материалов с малой инерционностью нелинейного отклика в них в надежде создания устройств фотоники на нелинейных эффектах с большим быстродействием, чем их электронные аналоги.

Созданию теории нелинейного отклика оптических сред различной природы и измерению малоинерционного коэффициента нелинейного показателя преломления разных материалов в прошлом веке было посвящено множество

публикаций, смотри их обзоры, например, в статьях [35–37]. В абсолютном большинстве этих публикаций рассматривалась нелинейность показателя преломления в поле сверхкоротких лазерных импульсов видимого и ближнего ИК диапазона спектра. Доминирующими механизмами малоинерционной нелинейности оптических материалов полагались электронный и электронно-колебательный (в стеклах и кристаллах) и ориентационный (в жидкостях). Но уже в 80-е годы прошлого века появились и работы, в которых были сформулированы некоторые идеи расчета коэффициента нелинейного показателя преломления в среднем и дальнем ИК (по сути, ТГц) диапазонах спектра. Так в работе [38] было теоретически показано, что в поле интенсивного излучения СО, лазера может оказаться важным колебательный механизм нелинейности показателя преломления среды и оценку его величины можно провести через коэффициент теплового расширения вещества. В работах [39, 40] было теоретически показано, что значение коэффициента нелинейного показателя преломления кристаллов *KCl* колебательной природы в среднем и дальнем ИК диапазонах спектра может на несколько порядков превысить измеренные значения этого коэффициента в видимом и ближнем ИК спектральных диапазонах. Однако отсутствие в то время источников мощного излучения дальнего ИК диапазона спектра приостановило активность исследований нелинейности показателя преломления материалов в ТГц спектральном диапазоне на значительный временной период. Эти исследования возобновились лишь в новом веке после появления таких интенсивных источников ТГц электромагнитных импульсов.

В теоретической работе второго десятилетия уже нового века [41] на примере кристаллов SiO_2 было подтверждено, что значения коэффициента малоинерционного нелинейного показателя преломления n_2 материалов в ТГц спектральном диапазоне могут на несколько порядков превышать значения этого коэффициента тех же материалов в поле сверхкоротких импульсов видимого и ближнего ИК диапазонов спектра. Расчет показал, что столь большая нелинейность сред имеет колебательную природу, а доминирующим малоинерционным механизмом нелинейности их показателя преломления в поле ТГц волн является ангармонизм колебаний атомов в молекулах вещества.

Первые экспериментальные наблюдения в ТГц нелинейной оптике такого классического нелинейного явления, как фазовая самомодуляция [42] действительно продемонстрировали значительные индуцированные излучением изменения показателя преломления исследуемого материала. Оказалось, что n_2 кристалла $LiNbO_3$ в поле импульсного ТГц излучения на 4 порядка [43, 44] больше, чем в видимом и ближнем ИК диапазонах. Но самые большие значения n_2 – в миллионы раз большие, чем в видимом и ближнем ИК диапазонах. По самые большие значения n_2 – в миллионы раз большие, чем в видимом и ближнем ИК диапазонах. По самые большие значения n_2 – в миллионы раз большие, чем в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра, – были экспериментально обнаружены в жидкостях [15, 45–47]. Так, для воды коэффициент нелинейного показателя преломления оказался равным $n_2 = 7 \times 10^{-10}$ см²/Вт. Важно при этом, в измерениях было экспериментально показано, что время установления нелинейного отклика в жидкости составляет порядка и менее 1 пс, т.е. механизм ее гигантской нелинейности является малоинерционным. Столь высокая и малоинерционная нелинейного

ность ряда материалов в ТГц спектральном диапазоне определяет широкие перспективы развития сверхбыстрой ТГц фотоники, основанной на эффектах самовоздействия волн.

Обсудим более подробно эти недавние достижения в изучении нелинейности показателя преломления оптических материалов в поле ТГц волн, в том числе, сформулируем особенности методов измерения n_2 материалов в поле импульсного ТГц излучения, приведем результаты измерений n_2 различных жидкостей, а также дадим анализ природы гигантской малоинерционной нелинейности показателя преломления материалов в ТГц спектральном диапазоне.

2. Особенности методов измерения коэффициента нелинейного показателя преломления материалов в поле импульсного широкополосного ТГц излучения

Рассмотрим методы, которые позволяют, при наблюдении нелинейных явлений в поле электромагнитного излучения, оценивать параметры материалов, характеризующих нелинейность их поляризационного отклика, в том числе и для ТГц диапазона частот. В принципе, наблюдение любого нелинейного эффекта дает возможность давать оценки таких параметров. Так, анализ изменения временной формы поля ТГц импульса из-за его фазовой самомодуляции в кристалле ниобата лития позволил авторам работы [43] определить коэффициент нелинейного показателя преломления этого кристалла, значение которого они получили равным $n_2 = 4 \times 10^{-11}$ см²/Вт.

Используемый метод измерения позволяет утверждать, что время установления нелинейности показателя преломления среды меньше длительности импульса, которая составляла в экспериментах порядка 1 пс. Как мы отметили выше, это важно, поскольку именно малоинерционная нелинейность показателя преломления материалов перспективна при создании устройств нелинейной фотоники, способных по быстродействию конкурировать с электроникой.

Экспериментальное и теоретическое изучение эффекта исчезновения в поле однопериодной ТГц волны генерации излучения на утроенных частотах и появление генерации излучения на учетверенных частотах позволило авторам другой работы [28] тоже определить n_2 кристаллов ниобата лития, которое по их данным составило $n_2 = (8 \pm 1) \times 10^{-11}$ см²/Вт. Результаты измерения значения n_2 одних и тех же кристаллов качественно отличающимися методами, оказались близкими. Таким образом, факт очень большой и малоинерционной нелинейности кристалла ниобата лития на сегодня выглядит уже достоверным.

Одним из наиболее широко применяемых и апробированных в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра методом измерения n_2 оптических материалов является метод *z*-сканирования [48]. Именно этим методом были измерены и значения n_2 материалов в ТГц диапазоне спектра, приведенные в этой части главы. Рассмотрим особенности данного метода для импульсного широкополосного излучения ТГц спектрального диапазона.

В основе метода *z*-сканирования лежит явление изменения расходимости сфокусированного зеркалом или линзой светового пучка при помещении в окрестности фокуса слоя исследуемой нелинейной среды и перемещении его вдоль оси распространения пучка. Слой нелинейной среды играет роль дополнительной тонкой линзы, собственное фокусное расстояние которой меняется в зависимости от того, насколько она смещена от основного фокуса. Это изменение собственного фокусного расстояния связано с тем, что при смещении из основного фокуса меняется интенсивность излучения в слое нелинейной среды и в соответствии с формулой (1) меняется и показатель преломления среды. При колоколообразном поперечном распределении интенсивности в световом пучке слой с показателем преломления (1) становится линзой. Где выше интенсивность, там больше оптическая толщина слоя. Перемещение слоя нелинейной среды вдоль оси пучка вблизи фокуса приводит к изменению распределения поля пучка в дальней зоне. Доля энергии излучения, попадающая в фиксированное отверстие диафрагмы в дальней зоне и регистрируемая фотоприемником, зависит от смещения нелинейной среды от фокуса. Результирующая характерная кривая метода *z*-сканирования имеет перепад между максимумом и минимумом пропускания диафрагмы, по величине которого можно определить значение коэффициента нелинейного показателя преломления.

Данная методика строго обоснована для монохроматического излучения [48] но может быть использована и для имеющего достаточно широкий спектр фемтосекундного излучения [49]. Однако, возможность применения метода *z*-сканирования в ТГц диапазоне частот потребовали дополнительных обоснований, так как спектр излучения импульсных ТГц источников даже шире фемтосекундного [50], а его электрическое поле может иметь только одну полную осцилляцию [51, 52].

Для обоснования возможности применения метода z-сканирования при работе с широкополосными малопериодными (из малого числа колебаний) ТГц импульсами в работе [53] приводится сравнение результатов численного моделирования метода z-сканирования кристалла ZnSe с помощью широкополосного импульсного ТГц излучения с аналитической моделью этого метода для монохроматического излучения.

Численное моделирование метода *z*-сканирования для ТГц волн из малого числа колебаний в работе [53] проведено с использованием уравнение динамики поля оптического импульса (а не его огибающей) в диэлектрической среде вида [54]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} - a \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + g E^2 \frac{\partial E}{\partial \tau} = \frac{c}{2N_0} \Delta_\perp \int_{-\infty}^{\tau} E d\tau' , \qquad (2)$$

где второе слагаемое в левой части уравнения описывает дисперсию линейного поляризационного отклика среды, третье – нелинейность этого отклика, а слагаемое в правой части – дифракцию волны. В данной формуле *E* – напряженность электрического поля ТГц волны; *z* – направление, вдоль которого распространяется волна; Δ_{\perp} – поперечный лапласиан; a – параметр, характеризующий зависимость линейного показателя преломления среды $n_0(\omega) = N_0 + ac\omega^2$, от частоты излучения ω , где N_0 – показатель преломления на «нулевой» частоте, c – скорость света в вакууме; параметр g характеризует безынерционный нелинейный поляризационный отклик и определяет коэффициент нелинейного показателя преломления среды $n_2' = g \times c^2$, здесь n_2' , в отличие от коэффициента в формуле (1), дан в единицах СГС, в то время, как в (1) в единицах СИ. Эти коэффициенты связаны соотношением n_2 (СИ) = $(cn_0/4\pi) n_2'$ (СГС), где n_0 – линейный показатель преломления.

Распределение электрического поля для сферической волны на входе в среду в работе [53] бралось в виде

$$E(z=0,r,t) = E_0 e^{-r^2/r_0^2} e^{-t^2/\tau_0^2} \sin(\omega_0 t) R(x,y) e^{-ikz}, \qquad (3)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, x и y – поперечные координаты, r_0 – радиус входного пучка, $R(x,y) = \exp(-ik(x^2 + y^2)/2f)$ – функция пропускания сферической линзы с фокусным расстоянием $f, k = n_0 \omega/c$ – волновое число.

Численное моделирование по вышеописанной модели динамики поля излучения в оптической среде в работе [53] проводилось для конкретного кристалла ZnSe, толщина которого варьировалась в диапазоне L = 0,06-0,3 мм; дисперсия линейного показателя преломления рассматривалась в виде $n_0 (\omega) = N_0 + ac\omega^2$, где $N_0 = 3$, $a = 6 \cdot 10^{-36}$ с³/м; нелинейность среды характеризовалась величиной $n^2 = 4 \cdot 10^{-11}$ см²/Вт [55]. Импульсы ТГц излучения характеризовались центральной длиной волны $\lambda_0 = 0,2 - 0,6$ мм, периодом колебаний $T_0 = 0,75 - 2$ пс; при этом длительность импульса варьировалась в диапазоне $\Delta t = 0,3 - 10T_0$; поперечная ширина входного пучка предполагалась равной $r_0 = 12,5$ мм, пиковая интенсивность в каустике $I_0=3,1 \cdot 10^8$ Вт/см². Оптическая система характеризовалась фокусным расстоянием f = 50 см и размером апертуры диафрагмы в дальней зоне перед приемником A = 1,5 мм.

В ходе обработки данных из массива чисел, характеризующих сигнал в каждой точке кристалла, производилось интегрирование энергии вдоль оси по времени для апертуры радиуса $r_0 = 0,75$ мм и t = 2000 фс с расчетом интеграла:

$$\int_{r=0}^{r=r_0} \int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{\tau=-t}^{\tau=t} E^2(\tau,\varphi,r) d\tau d\varphi dr$$
(4)

На рисунке 1 приведены типичные результаты численного моделирования кривых метода *z*-сканирования, которые представляют зависимость пропускания *T* через закрытую апертуру для образца в положении с координатой *z* при центральной длине волны ТГц излучения $\lambda_0 = 0,3$ мм, периоде колебаний $T_0 = 1$ пс, пиковой интенсивности в каустике (а) $I_0 = 3,1 \cdot 10^8$ BT/cm² и (б) $I_0 = 8,3 \cdot 10^8$ BT/cm² для длительностей импульса $\tau_0 = 0,3T_0, 1T_0, 10T_0$, при толщине образца *ZnSe L* = 0,3 мм. Несмотря на очень широкий спектр излучения видно, что полученные кривые качественно соответствуют кривым *Z*-сканирования

ния для монохроматического излучения (черные кривые на рисунке 1). Отметим, что для центральной длины волны $\lambda_0 = 0.3$ мм значение длительности $\tau_0 = 0.3T_0$ соответствует всего лишь одному полному колебанию электромагнитного поля – волне с предельно короткой по числу колебаний длительностью [26]. Пропусканию излучения на рисунке 1 (б) соответствует другое значение его интенсивности по причине того, что диаметр перетяжки однопериодного импульса в 2 раза меньше, чем для многопериодных импульсов, а фокусировка такого импульса приводит к его трансформации в импульс из 1,5 колебаний [56].



Рис. 1. Кривые *z*-сканирования (цветные), описывающие зависимость пропускания излучения через закрытую апертуру *T* от положения среды *z*, для импульсов с длительностью (а) $1T_0$ и $10T_0$ и (б) $0.3T_0$ для центральной длины волны $\lambda_0 = 0.3$ мм и кристалла толщиной 0.3 мм; черная кривая соответствует пропусканию монохроматического ТГц излучения

Из рисунков видно, что чем меньше колебаний в импульсе, тем в меньшей степени величина перепада кривой *z*-сканирования соответствует перепаду кривой для монохроматического излучения и, следовательно, тем выше неточность оценок n_2 , получаемых из экспериментальных данных по формулам для монохроматического излучения. Впрочем, из рассчитанных кривых можно сделать вывод, что метод *z*-сканирования, включающий расчетную формулу, выведенную для монохроматических пучков, приобретает заметную погрешность определения n_2 по экспериментальным кривым лишь тогда, когда речь идет об импульсах, содержащих менее 2 полных колебаний поля. Для однопериодной волны расчет по формулам метода, обоснованным для монохроматических волн, дает значение $n_2 = 4 \cdot 10^{-11}$ см²/Вт, в то время как результаты численного моделирования динамики поля (1.2) приводят к значению $n_2 = 1,15 \cdot 10^{11}$ см²/Вт. Таким образом, неточность нескорректированного метода в этом случае составляет более 70%.

В работе [53] отмечено, что методическая ошибка оценки n_2 не зависит от центральной длины волны излучения, но может быть скорректирована соотношением между толщиной исследуемого образца L и пространственным размером импульса $x = c\tau_0$. Зависимость величины методической ошибки расчета

 n_2 по измеренным *z*-кривым от соотношения между толщиной образца и пространственным размером импульса L'x для трехпериодной волны приведена на рисунке 2.



Рис. 2. Зависимость погрешности расчета n_2 по экспериментальным кривым метода *z*-сканирования от значения соотношения L/x

Видно, что для ТГц трехпериодного импульсного излучения величина погрешности измерения n_2 методом *z*-сканирования возрастает с увеличением значения соотношения L'x. Для толщины образца, соответствующей отношению L'x менее 10, наблюдается быстрое увеличение величины ошибки измерения. Для L'x = 10 эта ошибка составляет более 70%. В обратном случае, когда L'x > 10, наклон кривой уменьшается, приближаясь к значениям, близким к насыщению (приблизительно 90%). Соответственно, наиболее точные результаты достигаются в случае наименьшего значения обсуждаемого соотношения. Из-за того, что невозможно получить бесконечно тонкий образец, оптимальным вариантом, на наш взгляд, является соотношение $L'x \le 1$. В этом случае метод *z*-сканирования имеет пренебрежимо малую погрешность измерения n_2 , что можно объяснить тем, что нелинейные эффекты обнаруживают себя быстрее, чем дисперсионные.

3. Результаты измерений коэффициента нелинейного показателя преломления жидкостей в ТГц спектральном диапазоне

Наибольшая малоинерционная нелинейность показателя преломления оптических материалов в ТГц диапазоне спектра на сегодняшний день обнаружена в жидкостях. В этом разделе настоящей главы обсудим особенности экспериментальной реализации метода *z*-сканирования и результаты измерений *n*₂

нескольких жидкостей с особо большой нелинейностью в поле импульсного ТГц излучения с учетом особенностей метода, представленных в предыдущем параграфе.

В работе [46] для измерения коэффициента нелинейного показателя преломления использовалась экспериментальная установка, представленная на рисунке 3 (а). Генерация высокоинтенсивного ТГц излучения происходила за счет оптического выпрямления фемтосекундных импульсов в кристалле ниобата лития [57]. В качестве излучения накачки использовалась лазерная фемтосекундная система на основе регенеративного усилителя (длительность 30 фс, энергия импульса 2.2 мДж, частота следования 1 кГц, центральная длина волны 800 нм). Энергия ТГц импульса на выходе из генератора составляла 400-600 нДж, длительность импульса 1,5 пс и ширина спектра |G(v)| от 0,1 до 2,5 ТГц (рисунок 3 b, c). Интенсивность ТГц излучения изменялась путем уменьшения интенсивности фемтосекундной накачки, или с применением скрещенных поляризаторов [58]. Поляризация ТГц излучения на выходе из генератора являлась вертикальной. Далее импульсное ТГц излучение фокусировалось и коллимировалось двумя параболическими зеркалами (PM1 и PM2) с фокусным расстоянием 12,75 мм и формировало каустику с диаметром порядка 1 мм. В таком случае пиковая интенсивность ТГц поля составляла величину порядка 10⁸ Вт/см². Изначально пространственный размер ТГц пучка (диаметр по уменьшению интенсивности в 1/е² раз) на выходе из генератора составлял 25,4 мм. Важно, что для избежания термического нагрева среды в качестве образцов в экспериментах использовались струи жидкостей. Каждый последующий импульс взаимодействовал с «новой» средой (скорость струи составляла 1 м/с, а частота следования ТГц импульсов – 1 кГц). Струя формировалась с использованием сопла [59] и представляла собой квазиплоскопараллельную пластину (рисунок 3 b). Ограничение перемещения струи от –4 до 4 мм было связано с шириной струи, равной 8 мм и сильной фокусировкой ТГц излучения. Струя жидкости имела толщину 0,1 мм и была ориентирована вдоль нормали к падающему излучению. При длительности 1 пс продольный пространственный размер импульса составлял 300 мкм, и при толщине струи 100 мкм отношение L/x, введенное в предыдущем параграфе, равнялось $\frac{1}{3}$. Это соответствует указанным в предыдущем разделе главы рекомендациям по уменьшению методической ошибки при применении аналитических соотношений, строго доказанных для монохроматического излучения, для ТГц волн из малого числа колебаний.

Мощность ТГц излучения регистрировалась ячейкой Голея (GC). Для геометрии *z*-сканирования с закрытой апертурой использовалась диафрагма (А). Синхронизация измерений ТГц поля выполнялась с использованием механического модулятора (ОМ), расположенного между линзой и ячейкой Голея.



Рис. 3. Экспериментальная установка z-сканирования для измерения коэффициента нелинейного показателя преломления: PM1, PM2 – параболические зеркала, A – закрытая апертура, OM – оптический модулятор, GC – ячейка Голея (а); форма падающей плоской струи жидкости из сопла и геометрическое положение струи при перемещении вдоль оси z относительно пучка ТГц излучения (b); вид временной и спектральной структуры ТГц импульса на выходе из ТГц генератора (c) [46]

В рассматриваемом эксперименте *z*-сканирования использовалась острая фокусировка ТГц волны с диаметром пучка излучения большим, чем фокус объектива. Это потребовало дополнительного анализа отклонения характера распространения фокусируемой волны от параксиального. В работе [47] было показано, что при параметрах рассмотренного эксперимента энергия продольной компоненты поля, характеризующая непараксиальность излучения, составила 7,6% от общей энергии волны. Таким образом, реализуемая в обычных экспериментах по острой фокусировке пучка ТГц излучения его непараксиальность становится значимой, особенно для низкочастотной составляющей излучения, и можно ожидать обнаружения интересных особенностей распространения в нелинейных средах таких волн с широкими и временным и пространственным спектрами. Но при оценке по данным эксперимента величины n_2 жидкостей мы полагали в соответствии с приведенным выше результатом расчета доли энергии в продольной компоненте поля методическую ошибку, обусловленную непараксиальностью излучения, порядка 10%.

Рассмотрим результаты измерений. На рисунке 4 приведены экспериментальные кривые *z*-сканирования для струи воды (рисунок 4 а), α -пинена (рисунок 4 б), этанола (рисунок 4 в) и изопропанола (рисунок 4 г), которые сопоставлены с теоретическими расчетами (по формулам для монохроматического излучения [48] с длиной волны 0,4 мм). Отметим, что линейное пропускание апертуры составляло 2%. Такое его значение позволило увеличить чувствительность метода измерения, но уменьшило отношение сигнал/шум [48].



Рис. 4. Результаты измерения и теоретических расчетов пропускания излучения *T* по методу *z*-сканирования в закрытой апертуре в зависимости от положения исследуемого слоя вещества *z* для струи воды (а), альфа-пинена (б), этанола (в) и изопропанола (г)

Из рисунка 4 видно, что экспериментальные кривые *z*-сканирования для широкополосного импульсного ТГц излучения хорошо согласуются с рассчитанными теоретически для монохроматического излучения. Асимметрия кривых *z*-сканирования обуславливается тем фактом, что идет учет нелинейного поглощения или просветления. Для расчета коэффициента нелинейного показателя преломления использовались два измерения: для случая с открытой и закрытой апертурами (рисунок 5 а, б для воды). Для определения коэффициента нелинейного показателя преломления необходимо разделить результаты эксперимента с закрытой апертурой на данные, полученные при измерении с открытой апертурой (рисунок 5 в). На рисунке 5 в отчетливо видна симметрия между пиком и впадиной кривой. Именно такие кривые и используются для расчета *n*₂ в широко распространенных экспериментальных установках для измерений в ближнем ИК и оптическом диапазонах спектра.



Рис. 5. Иллюстрация процедуры обработки экспериментальных данных (на примере данных, полученных для воды). Экспериментальные кривые при закрытой (а) и открытой (б) апертурах. (в) Кривая, полученная делением значений пропускания на кривой, полученной для закрытой апертуры, на значения пропускания на кривой, полученной с открытой апертурой (фиолетовая кривая), теоретически рассчитанная кривая *z*-сканирования для монохроматического излучения с длиной волны 0,4 мм (оранжевая кривая)

Для определения значений *n*₂ по данным экспериментов использовались стандартные формулы метода *z*-сканирования [48]:

$$n_{2} = \frac{\Delta T}{0,406I_{in}} \frac{\sqrt{2\lambda}}{2\pi L_{\alpha} \left(1-S\right)^{0.25}}$$
(5)

где ΔT (рисунок 5) – разность между максимальным и минимальным пропусканием, *S* – линейное пропускание апертуры, *L* – толщина образца, $L_{\alpha} = \alpha^{-1}$ [1-exp($-\alpha L$)] – эффективная длина взаимодействия, α – коэффициент поглощения, λ – длина волны и I_{in} – входная интенсивность излучения. Длина волны излучения выбрана $\lambda = 0,4$ мм ($v_0 = 0,75$ ТГц), что соответствует максимуму в спектре генерации ТГц излучения (рисунок 3 с).

Таким образом, рассчитанные по соотношению (5) из прямых экспериментальных данных для разных жидкостей были получены следующие значения их коэффициентов нелинейного показателя преломления: вода – 7×10^{-10} см²/Вт, альфа-пинен – 3×10^{-9} см²/Вт, этанол – 6×10^{-9} см²/Вт, изопропанол – $1,8 \times 10^{-9}$ см²/Вт. Все эти значения на 5–6 порядков превышают величины n_2 этих же жидкостей в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра [60–62]. Возника-

ет логичный вопрос, какова природа столь высокой нелинейности показателя преломления исследованных материалов? Именно этот вопрос обсудим в следующем параграфе.

4. Природа гигантской нелинейности показателя преломления жидкостей в ТГц диапазоне частот

В теоретической работе [41] было предсказано, что доминирующим малоинерционным механизмом нелинейности показателя преломления диэлектрических сред в поле ТГц волн могут оказаться ангармонические колебания атомов в молекулах вещества, и такая нелинейность сред будет гигантской. В работах, результаты которых мы обсудили в предыдущем разделе главы, было обнаружено экспериментально, что коэффициент нелинейного показателя преломления воды и ряда других жидкостей в ТГц спектральном диапазоне (0,1–2 ТГц) оказался в миллион раз большим, чем в видимом и ближнем ИК диапазонах. В настоящей части главы покажем, что измеренные значения коэффициента нелинейного показателя преломления жидкостей соответствует тому, что дает теория ангармонических молекулярных колебаний атомов в молекулах указанных жидкостей [47].

Математическая модель колебаний атомов молекулы диэлектрической среды в поле линейно поляризованного излучения дальнего ИК диапазона спектра в простейшем виде может быть представлена уравнением ангармонического осциллятора вида [41, 47]:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x}{\partial t} + \omega_0^2 x + ax^2 + bx^3 = \alpha E$$
(6)

где x – отклонение атомов в молекуле от положения равновесия, t – время, γ – коэффициент затухания колебаний молекулярного осциллятора, ω_0 – частота его свободных колебаний, a и b – коэффициенты, характеризующие квадратичный и кубический ангармонизм молекулярных колебаний соответственно, a – коэффициент поляризации среды, E – электрическая напряженность электромагнитного поля ТГц импульса.

Изучение нелинейных явлений в рамках классической теории дисперсии интенсивного излучения, в основе которой лежат уравнения ангармонических колебаний структурных элементов вещества, широко распространено в образовании. Такой простой и ясный подход используется практически в любом учебнике по нелинейной оптике. Но для практических оценок характеристик нелинейности оптических сред, например, их коэффициента нелинейного показателя преломления применимость этого подхода не очевидна. Так, при теоретическом анализе и попытках расчета n_2 электронной природы прозрачных оптических материалов, которым еще в прошлом веке были посвящены сотни публикаций (смотри их обзор, например, в работе [37]), классическая теория дисперсии интенсивного света обычно не использовалась. Ведь при описании уравнением вида (6) ангармонизма электронного осциллятора не удается ответить на вопрос, а какова величина коэффициентов *a* и *b*, характеризующих этот ангармонизм. Совсем другую ситуацию мы имеем при анализе нелинейного отклика среды колебательной природы. Модель ангармонических колебаний молекулярного осциллятора вида (6) в отсутствии внешнего электромагнитного поля широко используется также в физике твердого тела для описания теплового расширения вещества [63]. При использовании этой модели коэффициент теплового расширения материала среды представляется формулой

$$\alpha_T = -\frac{ak_B}{m\omega_0^4 a_I} \tag{7}$$

где a – коэффициент, описывающий в модели (6) квадратичный нелинейный отклик молекулы, k_B – постоянная Больцмана, m – приведенная масса колебательной моды, a_I – постоянная решетки (для твердых тел) или диаметр молекулы (для жидкостей). То есть коэффициент ангармонизма a и, как показано в работе [41], остальные коэффициенты модели ангармонического молекулярного осциллятора (6) можно выразить через другие, уже известные из литературы, характеристики среды, например, такие как упомянутый коэффициент теплового расширения вещества, линейный показатель преломления среды, частота валентных колебаний атомов молекулы. Эти выражения приводятся ниже. Для начала приведем характерный вывод уравнений нелинейной динамики поляризованности среды из модели молекулярного отклика (6).

Полагая нелинейность молекулярных колебаний малой можно рассмотреть решение (6) в виде:

$$x = x^{(1)} + x^{(2)} + x^{(3)}$$
(8)

Где $x^{(1)}$, $x^{(2)}$, $x^{(3)}$ – функционалы, пропорциональные первой степени, квадрату и кубу электрической напряженности соответственно, и для которых выполняется реализуемое на практике практически всегда неравенство

$$x^{(1)} \gg x^{(2)}, x^{(3)} \tag{9}$$

Таким образом, уравнение (6) можно представить в виде системы [63]

$$\frac{\partial^2 x^{(1)}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x^{(1)}}{\partial t} + \omega_0^2 x^{(1)} = \alpha E$$

$$\frac{\partial^2 x^{(2)}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x^{(2)}}{\partial t} + \omega_0^2 x^{(2)} + a \left(x^{(1)} \right)^2 = 0$$
(10)
$$\frac{\partial^2 x^{(3)}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial x^{(3)}}{\partial t} + \omega_0^2 x^{(3)} + 2a x^{(1)} x^{(2)} + b \left(x^{(1)} \right)^3 = 0$$

В жидкостях такую макроскопическую характеристику вещества, как его поляризованность колебательной природы, можно рассматривать в виде

$$P = Nq \left\langle x \right\rangle \tag{11}$$

где N – концентрация молекул, q – заряд атомов, а угловые скобки означают усреднение значений отклонений от положения равновесия атомов в молекулах по единичному объему вещества. Тогда для жидкостей, которые в обычных условиях являются изотропными, при отклике отдельной молекулы (10) эволюция во времени поляризованности среды (11) в произвольном оптическом поле будет характеризоваться системой уравнений вида [64]

$$\frac{\partial^2 P_{lin}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial P_{lin}}{\partial t} + \omega_0^2 P_{lin} = Nq\alpha E$$

$$\frac{\partial^2 P_{nl}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial P_{nl}}{\partial t} + \omega_0^2 P_{nl} = RP_{lin} - \frac{b}{\left(Nq\right)^2} P_{lin}^3 \qquad (12)$$

$$\frac{\partial^2 R}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial R}{\partial t} + \omega_0^2 R = \frac{2a^2}{\left(Nq\right)^2} P_{lin}^2$$

Здесь первое уравнение системы описывает эволюцию во времени линейной части поляризационного отклика среды колебательной природы P_{lin} , а пара параметрически связанных уравнений описывает нелинейный кубический по полю поляризационный отклик среды P_{nl} . Параметр *R* определяется как $R = -2ax^{(2)}$.

Квадратичный по полю поляризационный отклик среды (он определяет генерацию в среде второй гармоники) при усреднении отдельных молекулярных квадратичных откликов (10) по их большому ансамблю в единичном объеме в изотропной среде в силу ее симметрии исчезает (смотри иллюстрацию для молекул и макроскопической капли воды на рисунке 6).



Рис. 6. Пояснение отсутствия квадратичной нелинейности отклика изотропной среды при наличии квадратичной нелинейности отклика ее отдельных молекул на примере воды.
 (а) Типы колебаний в молекуле воды *H*₂*O*. (б) Различная ориентация молекул в капле воды (в эксперименте – в струе воды)

В монографии [54] было отмечено, что часто используемая в теоретических исследованиях классическая нелинейная теория дисперсии излучения в изотропных средах, основанная на материальном уравнении

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial P}{\partial t} + \omega_0^2 P + \frac{b}{\left(Nq\right)^2} P^3 = qN\alpha E$$
(13)

к которой сводится система (12) в пренебрежении квадратичной нелинейностью колебаний отдельной молекулы, качественно не соответствует той, что дает квантовая теория. Уравнение (13) не предсказывает, например, такой известный в нелинейной оптике эффект, как возрастание нелинейного показателя преломления при двухфотонном резонансе. В то время как система (12), как показано в работе [64], в деталях описывает этот эффект. В работе [65] ранее эвристически (подбором) также было показано, что для согласованности характера дисперсии нелинейного показателя преломления, получаемого с помощью классической модели взаимодействия света с веществом, с результатами квантовых расчетов классическая модель должна включать не один, а, как минимум, два параметрически связанных нелинейных осциллятора. Таким образом, в изотропном материале квадратичная нелинейность отклика отдельной молекулы из-за усреднения не возбуждает квадратичного по полю отклика поляризованности объема среды. Тем не менее, квадратичная нелинейность молекулярного осциллятора вносит вклад в кубическую нелинейность макроскопической поляризованности, описываемая третьим уравнением системы (12).

Следуя работе [64] преобразуем полученные для нелинейной изотропной среды материальные уравнения (12) для частного случая квазимонохроматического импульсного ТГц излучения

$$E = \frac{1}{2} \varepsilon_{\omega}(t) \exp(i\omega t) + c.c.$$
(14)

где $\varepsilon_{\omega}(t)$ – комплексная амплитуда электрической напряженности электромагнитного поля импульса с несущей частотой ω . В системе (12) тогда полагается следующее:

$$P_{lin} = \frac{1}{2} P_{\omega}^{lin}(t) \exp(i\omega t) + c.c$$
(15)

$$P_{nl} = \frac{1}{2} \left(P_{\omega}^{nl}(t) \exp(i\omega t) + c.c + P_{3\omega}^{nl}(t) \exp(i3\omega t) + c.c \right)$$
(16)

$$R = R_0(t) + \frac{1}{2} \left(R_{2\omega}(t) \exp(i\omega t) + c.c \right)$$
(17)

где $P_{\omega}^{lin}(t)$, $P_{\omega}^{nl}(t)$, $P_{3\omega}^{nl}(t)$, $R_{0}(t)$ и $R_{2\omega}(t)$ – комплексные амплитуды линейной и нелинейной частей поляризационного отклика на несущей частоте ТГц ква-

зимонохроматического импульса, нелинейной поляризованности на его утроенной частоте, колебаний параметрически связанных осцилляторов на «нулевых» и удвоенных частотах.

Система (12) в новых переменных (15–17) для поляризационного отклика среды на частоте возбуждающего поля ω примет вид:

$$\frac{\partial^{2} P_{\omega}^{lin}}{\partial t^{2}} + (\gamma + 2i\omega) \frac{\partial P_{\omega}^{lin}}{\partial t} + (\omega_{0}^{2} - \omega^{2} + i\gamma\omega) P_{\omega}^{lin} = Nq\alpha\varepsilon_{\omega}$$

$$\frac{\partial^{2} P_{\omega}^{nl}}{\partial t^{2}} + (\gamma + 2i\omega) \frac{\partial P_{\omega}^{nl}}{\partial t} + (\omega_{0}^{2} - \omega^{2} + i\gamma\omega) P_{\omega}^{nl} = R_{0}P_{\omega}^{lin} + \frac{1}{2}R_{2\omega} \left(P_{\omega}^{lin}\right)^{*} - \frac{3}{4} \frac{b}{\left(Nq\right)^{2}} \left|P_{\omega}^{lin}\right|^{2} P_{\omega}^{lin} \qquad (18)$$

$$\frac{\partial^{2} R_{2\omega}}{\partial t^{2}} + (\gamma + 4i\omega) \frac{\partial R_{2\omega}}{\partial t} + (\omega_{0}^{2} - 4\omega^{2} + 2i\gamma\omega) R_{2\omega} = \frac{a^{2}}{\left(Nq\right)^{2}} \left(P_{\omega}^{lin}\right)^{2}$$

$$\frac{\partial^{2} R_{0}}{\partial t^{2}} + \gamma \frac{\partial R_{0}}{\partial t} + \omega_{0}^{2}R_{0} = \frac{a^{2}}{\left(Nq\right)^{2}} \left|P_{\omega}^{lin}\right|^{2}$$

В работе [64] на основе уравнений динамики нелинейной поляризованности изотропной среды (18), а также системы (12) получены оценки времен установления нелинейного отклика колебательной природы для жидкостей с особо высокой колебательной нелинейностью показателя преломления: α-пинена и воды, а также для диоксида кремния. Показано, что для этих материалов постоянные времени инерционности резонансного колебательного механизма их нелинейности в случае излучения ТГц диапазона спектра составляют сотни фемтосекунд, а при нерезонансном взаимодействии уменьшаются до десятка фемтосекунд и менее.

Теоретическое обоснование малой инерционности нелинейного показателя преломления сред колебательной природы полностью согласуется с экспериментами по измерению коэффициента нелинейного показателя преломления в быстро протекающих струях жидкостей, которые описаны в предыдущей части главы. Таким образом, ангармонизм молекулярных колебаний (6) описывает как медленное тепловое расширение сред, так и быстрое индуцирование нелинейности их показателя преломления среды в ТГц спектральном диапазоне.

Для импульсов большой длительности, для которых выполняется неравенство

$$\tau_{\mu M \Pi} >> \omega^{-1}, \gamma^{-1}, \omega_0^{-1}$$
 (19)

нелинейный поляризационный отклик среды, как следует из системы (18), можно считать безынерционным, и он принимает вид [41]

$$P_{\omega}^{nl} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} \left| \varepsilon_{\omega} \right|^2 \varepsilon_{\omega}$$
⁽²⁰⁾

где кубическая по полю нелинейная восприимчивость (смотри также [37])

$$\chi_{\omega}^{(3)} = \frac{1}{3} \frac{q N \alpha^{3}}{\left(\omega_{0}^{2} - \omega^{2} + i\gamma\omega\right)} \frac{1}{\left(\omega_{0}^{2} - \omega^{2}\right)^{2} + \left(\gamma\omega\right)^{2}} \left[2a^{2} \frac{3\omega_{0}^{2} - 8\omega^{2} + 4i\gamma\omega}{\omega_{0}^{2}\left(\omega_{0}^{2} - 4\omega^{2} + 2i\gamma\omega\right)} - 3b \right]$$
(21)

В изотропной среде с кубичным по полю поляризационным откликом в сильном поле Е мощного оптического излучения показатель преломления оптической среды принимает вид:

$$n(\omega) = n_0(\omega) + \frac{1}{2}n_2(\omega)|E|^2$$
(22)

где n_2 (в СГС) соотносится с n_2 из формулы (1.1) (в СИ) соотношением, приведенным в $\tau_{_{\rm HMI}} >> \omega^{-1}$, γ^{-1} , ω_0^{-1} предыдущем разделе данной главы. Коэффициент нелинейного показателя преломления из (22) связан с кубической нелинейной восприимчивостью (21) соотношением

$$n_2 = \frac{3\pi}{n_0} \chi^{(3)}$$
(23)

Тогда в рамках классической теории дисперсии интенсивного света n_2 изотропной среды может быть записан в виде (смотри также [37])

$$n_{2} = \frac{\pi}{n_{0}} \frac{q N \alpha^{3}}{\left(\omega_{0}^{2} - \omega^{2} + i\gamma\omega\right)} \frac{1}{\left(\omega_{0}^{2} - \omega^{2}\right)^{2} + \left(\gamma\omega\right)^{2}} \left[2a^{2} \frac{3\omega_{0}^{2} - 8\omega^{2} + 4i\gamma\omega}{\omega_{0}^{2}\left(\omega_{0}^{2} - 4\omega^{2} + 2i\gamma\omega\right)} - 3b\right]$$
(24)

Ключевой идеей работы [41] было в рамках простой модели молекулярных колебаний (6) наряду с величиной коэффициента нелинейного показателя преломления (24) получить выражения и для других физических величин, данные по которым для оптических сред уже известны из литературы. Потом связать искомый нелинейный коэффициент с этими известными физическими величинами.

Авторами работы [41] было показано, что при колебательной природе кубической по полю нелинейности поляризационного отклика оптической среды в поле ТГц излучения множители в выражении (24) связаны с известными оптическими, спектральными и тепловыми характеристиками среды соотношениями

$$\alpha = \frac{\omega_0^2}{4\pi q N} \left(n_{0,\nu}^2 - 1 \right)$$
(25)

$$a = -\frac{m\omega_0^4 a_l}{k_B} \alpha_T \tag{26}$$

$$b = -\frac{6\pi q^2 N\omega_0}{\left(n_{0,\nu}^2 - 1\right)\hbar}$$
(27)

где $n_{0,v}$ – часть линейного показателя преломления среды колебательной природы при $\omega \ll \omega_0$, \hbar – постоянная Планка.

Как уже выше было указано, выражение (24) получено в системе СГС. Чтобы перевести его в СИ необходимо учесть связь между величиной коэффициента нелинейного показателя преломления в системе СГС (22) и в системе СИ (1) [64]:

$$n_2\left(\frac{cM^2}{Bm}\right) = 4, 2 \cdot 10^{-4} \frac{n_2(C\Gamma C)}{n_0}$$
(28)

Таким образом, *n*₂ среды (в СИ) с учетом выражений для известных величин (25–27) может быть представлено в виде [64]:

$$n_{2} = \frac{3}{32n_{0}} \frac{m^{2}\omega_{0}^{4}a_{l}^{2}}{\pi^{2}q^{2}N^{2}k_{B}^{2}} \alpha_{T}^{2} \left(n_{0,\nu}^{2} - 1\right)^{3} - \frac{9}{32\pi N n_{0}\hbar\omega_{0}} \left(n_{0,\nu}^{2} - 1\right)^{2}$$
(29)

где a_l – размер элементарной ячейки (для твердых тел) или диаметр молекулы (для жидкостей); m – приведенная масса колебательной моды, ω_0 – основная частота колебаний, a_T – коэффициент теплового расширения, параметр q – эффективный заряд химической связи; N – плотность молекулярных осцилляторов, определяемая как отношение удельного веса к общей массе молекулы, n0, vcooтветствуют колебательному вкладу в низкочастотный показатель преломления

$$n_{0,\nu} = \sqrt{1 + n_0^2 - n_{el}^2} \tag{30}$$

 n_0 – линейный показатель преломления среды в ТГц области, n_{el} – часть показателя преломления, обусловленная электронным вкладом.

Соотношение (29) записано в приближении $\omega << \omega_0$, которое применимо для жидкостей, для которых выше мы привели результаты измерения n_2 в ТГц диапазоне. Например, у воды $\omega_0 \sim 100$ ТГц ($\lambda = 3$ мкм) [66]. В приведенных в предыдущей главе экспериментах значение $\omega_0/2\pi$ составляло приблизительно 0,75 ТГц (рисунок 5 с), что значительно меньше величины $\omega_0/2\pi - 15,9$ ТГц.

Для оценки по формуле (29) коэффициента нелинейного показателя преломления жидкой среды использовались значения приведенные в таблице 1, где ω_0 – фундаментальная частота молекулярных колебаний, n_{al} – показатель преломления среды в ближнем ИК диапазоне (800 нм), n₀ – показатель преломления в диапазоне 0,1 – 1 ТГц, а, – расстояние между атомами в молекуле (диаметр молекулы), m – приведенная масса колебательной моды, α_{T} – коэффициент термического расширения, S – относительная плотность, q – эффективный заряд химической связи, в данном случае заряд электрона, N – число молекулярных осцилляторов в единице объема, рассчитывалось как отношение удельного веса к общей массе молекулы. Например, в случае воды, число колебательных единиц – 1, масса молекулы H_2O равна (1 × 2 + 16), умноженная на а.е.м. (1.67×10^{-24}). В результате получалось $N = 3,3 \times 10^{22}$ на 1 см³. Формула (29) была получена в рамках теоретического подхода, который был разработан изначально для твердых тел. Для применения (29) в жидкостях подход необходимо было уточнить. В частности, переопределить массу колебательной моды как редуцированную массу колебательного режима одной связи. Например, в случае воды и этанола для расчетов используется связь Н-О в тяжелой воде - *D*-*O*, а в альфа-пинене - *C*-*H*. Длина данных связей примерно одинаковая, и соответствует промежуточному значению между длиной одинарной связи (0,154 нм) и двойной (0,134 нм).

Жидкость	ω/2π ТГц	n ₀	n _{el}	а ₁ × 10 ⁻⁷ см	$\boldsymbol{\alpha}_{\mathrm{T}} \times 10^{-4}$ °C ⁻¹	S	n _{2IR} , см ² /Вт	<i>п</i> _{2теор} , см ² /Вт	n_{2 экспер}, см ² /Вт
Вода	100 [66]	2,3 [67]	1,329 [66]	0,28 [68]	2 [69]	1	4,1×10 ⁻¹⁶ [61]	5×10 ⁻¹⁰	5-9×10 ⁻¹⁰
Тяжелая вода	74 [70]	1,9 [71]	1,329 [60]	0,28	1,21 [72]	1,11 [73]	6,4×10 ⁻¹⁶ [60]	1×10 ⁻¹⁰	_
Этанол	115 [74]	1,55 [72]	1,357 5 [75]	0,31	14,9 [76]	0,79 [77	7,7×10 ⁻¹⁶ [61]	9×10-9	4-8×10-9
α-пинен	90 [78]	1,51	1,466 3 [76]	1,2	9 [79]	0,86 [80]	1,56×10 ⁻¹⁵ [62]	1×10-9	1-5×10-9

Табл. 1.1. Расчет коэффициента нелинейного показателя преломления *n*₂ для ТГц диапазона: параметры, используемые для расчетов

Как видно из таблицы, полученные экспериментально кривые *z*-сканирования для широкополосного ТГц излучения и расчет по ним величины n_2 для широкого круга жидкостей хорошо согласуются с теоретической оценкой, проведенной в предположении доминирования колебательной природы нелинейности веществ в данном спектральном диапазоне. Недавно был получен еще один убедительный аргумент в подтверждении колебательной природы гигантской нелинейности жидкостей в ТГц диапазоне частот. Обсудим его.

5. Экспериментальное доказательство колебательной природы гигантской нелинейности показателя преломления жидкостей в ТГц диапазоне частот

Аналитическое выражение для n_2 (29), выведенное в предположении колебательного механизма нелинейности показателя преломления, включает коэффициент теплового расширения, который, как известно, может сильно зависеть от температуры. Так, для жидкой воды при 4°С этот коэффициент становится вовсе равным нулю, что, как следует из (29) должно приводить и к нулевому значению ее n_2 колебательной природы при этой температуре.

Группа немецких ученых в работе [81] сообщила, что нелинейное поглощение (названное в работе нелинейным откликом) жидкой воды на частоте 1 ТГц по данным их измерений одинаково как при 21°С, так и при 4°С. На основании отсутствия температурной зависимости нелинейного отклика воды они подвергли сомнению выводы других авторов о колебательной природе большой нелинейности жидкостей в ТГц диапазоне частот.

В работе [82] ее авторы отметили, что оснований говорить об индуцированном ТГц излучением изменении показателя преломления воды (1) на основе измеренного ее нелинейного поглощения, конечно, нет. Чтобы экспериментально подтвердить это утверждение, авторами работы [82] была проведена серия экспериментов по измерению зависимости коэффициента нелинейного показателя преломления в жидкой воде от температуры. Экспериментальные результаты оказались в полном соответствии с теорией колебательной природы нелинейности показателя преломления воды.

Измерения зависимости n_2 воды от ее температуры были проведены в серии экспериментов, основанных на рассмотренном выше подробно методе *z*-сканирования с использованием импульсного источника ТГц излучения на основе кристалла ниобата лития. Экспериментальная установка представлена на рисунке 7. Генерация высокоинтенсивных ТГц импульсов осуществлялась за счет эффекта оптического выпрямления в кристалле *LiNbO*₃ фемтосекундного оптического импульса со следующими параметрами: энергия импульса 1 мДж, длительность импульса 35 фс, центральная длина волны 790 нм и частота повторения 1 кГц. Интенсивность ТГц излучения при фокусировке параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 1 дюйм составляла 10^8 BT/см².

В экспериментах была использована струя жидкости вместо ячейки, что является их важной особенностью [83]. Струя имела плоскую поверхность толщиной 100 мкм и течение, ориентированное нормально к падающему излучению. Постоянство плоскости контролировалось с помощью автокоррелятора второго порядка. Из-за малой толщины струи при центральной длине волны ТГц импульса равной 0,4 мм, погрешность оценки коэффициента нелинейности методом *z*-сканирования составляла всего 2% [53]. Скорость истечения струи жидкости была достаточной для предотвращения появления накопительной тепловой нелинейности в воде и позволяла измерять только ее ма-

лоинерционную (с временем инерционности отклика меньшей длительности импульса) нелинейность показателя преломления. Оценка теплового механизма нелинейности была проведена в работе [46]. При использовании струи она оказалась незначительной.



Рис. 7. Оптическая схема измерения температурной зависимости коэффициента нелинейного показателя преломления воды: параболические зеркала (PM1 и PM2) для фокусировки излучения; тефлоновый фильтр (F) для фильтрации излучения накачки; болометр (B), диафрагма (G). Система формирования струи воды (WJ) состоит из 1 – насоса, 2 – источника питания, 3 – накопительного бака, 4 – сопла, 5 – блока регулирования температуры

Контроль температуры воды осуществлялся с помощью блока регулирования температуры с точностью $\pm 0,1\%$. Блок регулирования температуры был размещен перед водяным насосом. Учитывая, что каждый новый импульс вза-имодействовал с новым объемом струи воды, и импульсы генерировались с частотой 1 кГц, а также учитывая, что струя находилась в открытой среде, а температура жидкости могла изменяться при откачке из резервуара блока, в эксперименте датчик температуры был размещен непосредственно под струей (с указанной погрешностью). Таким образом, контролировалась температура той части жидкости, которая непосредственно взаимодействовала с ТГц импульсами. Температура в экспериментах изменялась в диапазоне от 14°С до 21°С. Диапазон был обусловлен особенностями проведения эксперимента. Для перемещения вдоль оси распространения излучения использовалась линейная подвижка с установленным на ней соплом. Измерение распределения ТГц поля проводилось с использованием метода открытой и закрытой апертуры [48], чтобы исключить влияние нелинейного поглощения на результаты.

На рисунке 7 показаны кривые *z*-сканирования, полученные путем деления данных измерения для случая с закрытой апертурой на данные для случая с открытой апертурой. Эти кривые нормированы на энергию ТГц импульса в режиме линейного распространения. Диапазон смещения струи вдоль оси распространения излучения составлял 10 длин Рэлея, которая при используемых параметрах фокусировки составляет 0,96 мм.



Рис. 8. Экспериментальные *z*-скан кривые пропускания *T* при разных положениях струи для различных температур воды



Рис. 9. Сравнение экспериментальных данных с аналитической кривой зависимости *n*₂ от температуры

Как видно из рисунка 8, отношение величины пика кривой к впадине на ней заметно меняется с увеличением температуры воды. Используя стандартную формулу расчета n_2 из экспериментальных данных *z*-сканирования, при соблюдении рекомендаций по работе с малопериодными импульсами [53] были получены значения n_2 воды в струе для различных ее температур (рисунок 9). На рисунке 9 представлена также зависимость n_2 воды от температуры, рассчи-

танная по формуле (29), в которой учтена температурная зависимость коэффициента теплового расширения $\alpha_T(t)$. Из рисунка видно, что снижение температуры воды приводит к уменьшению значения n_2 , которое происходит в полном соответствии с формулой (29) при известном изменением $\alpha_T(t)$. что полностью соответствует представленной теоретической модели. Эти экспериментальные результаты, на наш взгляд, являются ярким подтверждением колебательной природы малоинерционной нелинейности показателя преломления воды в ТГц спектральном диапазоне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в настоящей главе мы обсудили результаты измерения малоинерционной нелинейности показателя преломления материалов в ТГц спектральном диапазоне. Коэффициент нелинейного показателя преломления многих материалов оказался очень большим, а для жидкостей в миллионы раз большим, чем в видимом и ближнем ИК диапазонах спектра. Были обсуждены методические особенности известных методик измерения коэффициента малоинерционного нелинейного показателя преломлении в поле ТГц волн из малого числа колебаний. Подробно изложены основы теории нелинейности поляризационного отклика материалов в ТГц диапазоне колебательной природы. Приведены теоретические и экспериментальные доказательства именно этого механизма гигантской малоинерционной нелинейности показателя преломления жидкостей в ТГц спектральном диапазоне.

В заключении настоящей главы еще раз обратим внимание на то, что для создания устройств сверхбыстрой ТГц фотоники необходимы материалы, обладающие не только высоким значением коэффициента нелинейного показателя преломления n₂, но и малым временем инерционности механизма нелинейности т в этом спектральном диапазоне. Методы расчета инерционности нелинейного показателя преломления материалов колебательной природы подробно разобраны в статье [64]. Показано, что постоянные времени инерционности нелинейных восприимчивостей колебательной природы в рассмотренных в статье твердых и жидких диэлектрических средах в поле ТГц излучения при нерезонансном взаимодействии находятся в диапазоне 3–10 фс, а при резонансном – возрастают до 100-200 фс. Это означает, что гигантскую нелинейность материалов в дальнем ИК диапазоне спектра можно использовать при разработке сверхбыстрых устройств фотоники для управления параметрами пикосекундных импульсов ТГц излучения. В работе [84] приведено сравнение различных материалов с разными доминирующими механизмами нелинейности по величине соотношения n_2/τ . Из рисунка 10 видно, соотношение *п*/т наилучшее именно для сред с колебательной нелинейностью и в ТГц спектральном диапазоне. При этом величина этого соотношения в ТГц спектральном диапазоне для альфа-пинена максимальна среди материалов с различными механизмами нелинейности показателя преломления в других спектральных диапазонах и составляет порядка 10⁶ см²/Дж.



Рис. 10. Диаграмма, характеризующая соотношение коэффициента нелинейного показателя преломления и время установления нелинейного отклика для различных сред и разных типов нелинейности: 1 – колебательная нелинейность в ТГц диапазоне частот, 2 – электронная нелинейность в ТГц диапазоне частот, 4 – ориентационная нелинейность, 5 – электронная нелинейность в полупроводниках, 6 – тепловая нелинейность [84]

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang, X.C., Xu J. Introduction to THz wave photonics / X.C. Zhang, J. Xu. – NY: Springer, 2010. – 246 p.

2. Samanta, D. Trends in terahertz biomedical applications / D. Samanta, M.P. Karthikeyan, D. Agarwal, A. Biswas, A. Acharyya, A. Banerjee // Generation, Detection and Processing of Terahertz Signals. Lecture Notes in Electrical Engineering. – 2022. – V. 794. P. 285–299. DOI: 10.1007/978-981-16-4947-9_19

3. Krügener ,K. Terahertz inspection of buildings and architectural art / K. Krügener, J. Ornik, L.M. Schneider, A. Jäckel, C.L. Koch-Dandolo, E. Castro, M. Koch, W. Viöl // Applied Sciences. – 2020. – V. 10. – P. 5166. DOI: 10.3390/ app10155166 (Q3)

4. Grachev, Y.V. Wireless data transmission method using pulsed THz sliced spectral supercontinuum / Y.V. Grachev, X. Liu, S. E. Putilin, A.N. Tsypkin, V.G. Bespalov, S.A. Kozlov, X.C. Zhang, // IEEE Photonics Technology Letters. – 2017. – V. 30. – P. 103–106. DOI: 10.1109/LPT.2017.2777338 (Q1)

5. Liu, X. Formation of gigahertz pulse train by chirped terahertz pulses interference / X. Liu, M. Melnik, M. Zhukova, E. Oparin, JJPC. Rodrigues, A. Tcypkin, S. Kozlov // Scientific Reports. – 2020. – V. 10. – P. 1–7. DOI: 10.1038/ s41598-020-66437-4 (Q1)

6. Song, H. J. Terahertz wireless communications: Recent developments including a prototype system for short-range data downloading / H. J. Song //IEEE Microwave Magazine. – 2021. – V. 22. – P. 88–99. DOI: 10.1109/MMM.2021.3056935 (Q2)

7. Zhang, X.C. Extreme terahertz science / Zhang, X.C., Shkurinov A., Zhang Y. // Nature photonics. – 2017. – V. 11. – P. 16–18. DOI: 10.1038/nphoton.2016.249 (Q1)

8. Devi, N. Non-invasive characterization of carbon fiber reinforced polymer composites using continuous wave terahertz system / N. Devi, J. Dash, S. Ray, B. Pesala // 2017 Trends in Industrial Measurement and Automation (TIMA). – IEEE, 2017. – P. 1–4. DOI: 10.1109/TIMA.2017.8064807

9. Dong, J. Global mapping of stratigraphy of an old-master painting using sparsity-based terahertz reflectometry / J. Dong, A. Locquet, M. Melis, D.S. Citrin // Scientific reports. – 2017. – V. 7. – P. 15098. DOI: 10.1038/s41598-017-15069-2 (Q1)

10. Fülöp, J.A., Laser-driven strong-field terahertz sources / J.A. Fülöp, S. Tzortzakis, T. Kampfrath // Advanced Optical Materials. – 2020. – V. 8. – P. 1900681. DOI: 10.1002/adom.201900681 (Q1)

11. Kim, K.Y. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields / K.Y. Kim, J.H. Glownia, A.J. Taylor, G. Rodriguez // Optics express. – 2007. – V. 15. – P. 4577–4584. DOI: 10.1364/OE.15.004577 (Q1)

12. Bartel, T.P. Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes / T. Bartel, P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser // Optics Letters. – 2005. – V. 30. – P. 2805–2807. DOI: 10.1364/OL.30.002805 (Q1)

13. 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. – P. 075002. DOI: 10.1088/1367-2630/15/7/075002 (Q1)

14. Hirori, H. et al. Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO3 / H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard, K. Tanaka // Applied Physics Letters. – 2011. – V. 98. – P. 091106. DOI: 10.1063/1.3560062 (Q1)

15. Bodrov, S. Terahertz induced optical birefringence in polar and nonpolar liquids / S. Bodrov, Y. Sergeev, A. Murzanev, A. Stepanov // The Journal of Chemical Physics. – 2017. – V. 147. – P. 084507. DOI: 10.1063/1.5000374 (Q1)

16. Sarbak, S. Direct observation of the THz Kerr effect (TKE) in deionized, distilled and buffered (PBS) water / S. Sarbak, G. Sharma, C. S. Joseph, W. E. Kucia, K. Dobek, R. H. Giles, A. Dobek // Physical Chemistry Chemical Physics. – 2017. – V. 19. – P. 26749–26757. DOI: 10.1039/C7CP04061J (Q1)

17. Zhao, H. Ultrafast hydrogen bond dynamics of liquid water revealed by terahertz-induced transient birefringence / H. Zhao, Y. Tan, L. Zhang, R. Zhang, M. Shalaby, C. Zhang, Y. Zhao, X.C. Zhang // Light: Science & Applications. – 2020. – V. 9. – P. 136. DOI: 10.1038/s41377-020-00370-z (Q1)

18. Rasekh, P. Terahertz Nonlinear Spectroscopy of Water Vapor / P. Rasekh, A. Safari, M. Yildirim, R. Bhardwaj, J.M. Ménard, K. Dolgaleva, R.W.Boy // ACS Photonics. – 2021. – V. 8. – P. 1683–1688. DOI: 10.1021/acsphotonics.1c00056 (Q1)

19. Chai, X. Subcycle terahertz nonlinear optics / X. Chai, X. Ropagnol, S.M. Raeis-Zadeh, M. Reid, S. Safavi-Naeini, T. Ozaki // Physical Review Letters. – 2018. – V. 121. – P. 143901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.143901 (Q1)

20. Hafez, H.A. Terahertz nonlinear optics of graphene: from saturable absorption to high-harmonics generation / H.A. Hafez, S. Kovalev, K.J. Tielrooij, M. Bonn, M. Gensch, D. Turchinovich // Advanced Optical Materials. – 2020. – V. 8. – P. 1900771. DOI: 10.1002/adom.201900771 (Q1)

21. Zhang, Y. Intense terahertz radiation: generation and application / Y. Zhang, K.Li, H. Zhao // Frontiers of Optoelectronics. – 2021. – V. 14. – P. 4–36. DOI: 10.1007/s12200-020-1052-9 (Q1)

22. Serita, K., Nonlinear terahertz photonics / K. Serita, C. Gong, M. Tonouchi // Advances in Nonlinear Photonics. – Woodhead Publishing, 2023. – P. 113–148. DOI: 10.1016/B978-0-32-398384-6.00012-7

23. Tcypkin, A. Surprising nonlinear optics of pulsed terahertz radiation / A. Tcypkin, A. Drozdov, I. Artser, A. Ismagilov, M. Melnik, I. Vorontsova, M. Zhukova, S. Kozlov // Proceedings of International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT). – 2021. – P. 179.

24. Kozlov, S.A. Suppression of self-focusing for few-cycle pulses / S.A. Kozlov, A.A. Drozdov, S. Choudhary, M.A. Kniazev, R.W. Boyd. // JOSA B. – 2019. – V. 10. – P. G68–G77. DOI: 10.1364/JOSAB.36.000G68 (Q2)

25. Kozlov, S.A. Self-phase modulation of single-cycle optical waves [In Russian] /S.A. Kozlov, A.A. Drozdov // Scientific-technical bulletin of information technologies, mechanics and optics. -2011. - V. 72. - P99-105.

26. Drozdov, A.A. Self-phase modulation and frequency generation with fewcycle optical pulses in nonlinear dispersive media / A.A. Drozdov, S.A. Kozlov, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar // Physical Review A. – 2012. – V. 5. – P053822. DOI: 10.1103/PhysRevA.86.053822 (Q1)

27. Sazonov, S.V. Optical rectification and generation of harmonics under condition of propagation of few-cycle pulses in the birefringent medium with asymmetric molecules / S.V. Sazonov // Journal of Russian Laser Research. – 2018. – V. 39. – P. 252–262. DOI: 10.1007/s10946-018-9715-3 (Q4)

28. Artser, I.R. Radiation shift from triple to quadruple frequency caused by the interaction of terahertz pulses with a nonlinear Kerr medium / I.R. Artser, M.V. Melnik, A.O. Ismagilov, M.S. Guselnikov, A.N. Tcypkin, S.A. Kozlov // Scientific Reports. – 2022. – V. 12. – P. 9019. DOI: 10.1038/s41598-022-13445-1 (Q1)

29. Ахманов, С.А. Проблемы нелинейной / С.А. Ахманов, Р.В. Хохлов. – Москва:, 1964. – 295 с.

30. Бломберген, Н. Нелинейная оптика: пер. с англ. / под ред. С.А. Ахманова и Р.В. Хохлова. – Москва : Мир, 1966. – 424 с.

31. Басов, Н.Г. Эксперименты по наблюдению нейтронов при фокусировке мощного лазерного излучения на поверхность дейтерида лития / Н.Г. Басов, С.Д. Захаров, П.Г. Крюков, Ю.В. Сенатский, С.В. Чекалин // Письма в ЖЭТФ. – 1968. – Т. 8. – С. 26.

32. Басов, Н.Г. Мощные лазеры для термоядерного синтеза / Н.Г. Басов, О.Н. Крохин, Г.В. Силизков, С.И. Федотов // Природа. – 1976. – № 12. – С. 10—27.

33. Баранова, Н.Б. Нелинейные процессы в оптической среде мощных неодимовых лазеров. / Н.Б. Баранова, Н.Е. Быковский, Ю.В. Сенатский, С.В. Чекалин // Труды Физического института им. ПН Лебедева АН СССР. – 1978. – Т. 103. – С. 84–117.

34. Гиббс, Х.М. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света / Х. Гиббс; Пер. с англ. С.П. Апанасевича, Ф.В. Карпушко; Под ред. Ф.В. Карпушко. – Москва: Мир, 1988. – 518 с.

35. Boling, N.L. Empirical relationships for predicting nonlinear refractive index changes in optical solids / N.L. Boling, A. Glass, A. Owyoung // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1978. – T. 14. – P. 601–608. DOI: 10.1109/JQE.1978.1069847 (Q2)

36. Chang, T.Y. Fast self-indused refractive index changes in optical media: a survey / T.Y. Chana // Optical Engineering. – 1981. – V. 20. – P. 220–232. DOI: 10.1117/12.7972695 (Q3)

37. Azarenkov, A.N. Fast Nonlinearity of the refractive index of solid-state dielectric active media / A.N. Azarenkov, G.B. Al'tshuler, N.R. Belashenkov, S.A. Kozlov // Quantum Electronics. – 1993. – V. 23. – P. 633.633–655. DOI: 10.1070/ QE1993V023N08ABEH003139 (Q3)

38. Альтшулер, Г.Б. Нелинейное рассеяние излучения CO₂ – лазеров в кристаллическом порошке / Г.Б. Альтшулер, В.С. Ермолаев, А.А. Маненков, Б.А. Райхман // Доклады Академии наук. – Российская академия наук, 1984. – Т. 278. – С. 852–856.

39. Козлов, С.А. Нелинейная рефракция света в примесных широкозонных диэлектриках / С.А. Козлов: Дис. канд.физ.-мат. наук. // Ленинград, 1986. – 137 стр.

40. Козлов, С.А. Нелинейная рефракция света в примесных широкозонных диэлектриках: Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук: (01.04.05) / С.А. Козлов // Ленингр. гос. ун-т им. А.А. Жданова, 1986. – 16 стр.

41. Dolgaleva, K. Prediction of an extremely large nonlinear refractive index for crystals at terahertz frequencies / K. Dolgaleva, D.V. Materikina, R.W. Boyd, S.A. Kozlov // Physical Review A. – 2015. – V. 92. – P. 023809. DOI: 10.1103/ PhysRevA.92.023809 (Q1)

42. Turchinovich, D. Self-phase modulation of a single-cycle terahertz pulse by nonlinear free-carrier response in a semiconductor / D. Turchinovich, J.M. Hvam, M.C. Hoffmann // Physical Review B. – 2012. – V. 85. – P. 201304. DOI: 10.1103/ PhysRevB.85.201304 (Q1)

43. Korpa, C.L. of diffraction and nonlinear effects in the propagation of ultrashort pulses / C.L. Korpa, G. Tóth, J. Hebling // Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics. – 2016. – V. 49. – P. 035401. DOI: 10.1088/0953-4075/49/3/035401 (Q2)

44. Zhukova, M. Estimations of low-inertia cubic nonlinearity featured by electro-optical crystals in the thz range / M. Zhukova, M. Melnik, I. Vorontsova,

A. Tcypkin, S. Kozlov // Photonics. – MDPI, 2020. – V. 7. – P. 98. DOI: 10.3390/ photonics7040098 (Q1)

45. Sajadi, M. Transient birefringence of liquids induced by terahertz electric-field torque on permanent molecular dipoles / M. Sajadi, M. Wolf, T. Kampfrath // Nature communications. – 2017. – V. 8. – P. 1–9. DOI: 10.1038/ncomms14963 (Q1)

46. Tcypkin, A.N. High Kerr nonlinearity of water in THz spectral range / A.N. Tcypkin, M.V. Melnik, M.O. Zhukova, I.O. Vorontsova, S.E. Putilin, S.A. Kozlov, X.C. Zhang // Optics express. – 2019. – V. 27. – P. 10419–10425. DOI: 10.1364/ OE.27.010419 (Q1)

47. Tcypkin, A. Giant third-order nonlinear response of liquids at terahertz frequencies / A. Tcypkin, M. Zhukova, M. Melnik, I. Vorontsova, M. Kulya, S. Putilin, S. Kozlov, S. Choudhary, R.W. Boyd // Physical Review Applied. – 2021. – V. 15. – P. 054009. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.15.054009 (Q1)

48. Sheik-Bahae, M. Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam / M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.H. Wei, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland // IEEE journal of quantum electronics. – 1990. – V. 26. – P. 760–769. DOI: 10.1109/3.53394 (Q2)

49. Zheng, X. et al. Characterization of nonlinear properties of black phosphorus nanoplatelets with femtosecond pulsed Z-scan measurements / X. Zheng, R. Chen, G. Shi, J. Zhang, Z. Xu, T. Jiang //Optics Letters. – 2015. – V. 40. – P. 3480–3483. DOI: 10.1364/OL.40.003480 (Q1)

50. Cao, H. Broad band generation of terahertz radiation in a waveguide / H. Cao, R.A. Linke, A. Nahata // Optics Letters. – 2004. – V. 29. – P. 1751–1753. DOI: 10.1364/OL.29.001751 (Q1)

51. Yeh, K. Generation of high average power 1 kHz shaped THz pulses via optical rectification / K.L. Yeh, J. Hebling, M.C. Hoffmann, K.A. Nelson // Optics Communications. – 2008. – V. 281. – P. 3567–3570. DOI: 10.1016/j. optcom.2008.03.018 (Q2)

52. Shen, Y. Nonlinear Cross-Phase Modulation with Intense Single-Cycle Terahertz Pulses / Y. Shen, T. Watanabe, D.A. Arena, C.C. Kao, J.B. Murphy, T.Y. Tsang, X.J. Wang, G.L. Carr// Physical Review Letters. – 2007. – V. 99. – P. 043901. DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.043901 (Q1)

53. Melnik, M. Methodical inaccuracy of the Z-scan method for few-cycle terahertz pulses / M. Melnik, I. Vorontsova, S. Putilin, A. Tcypkin, S. Kozlov // Scientific reports. – 2019. – V. 9. – P. 9146. DOI: 10.1038/s41598-019-45735-6 (Q1)

54. Kozlov, S.A. Fundamentals of Femtosecond Optics / S.A. Kozlov, V.V. Samartsev. – Elsevier. – 2013. – 253 p.

55. Tcypkin, A.N. Experimental Estimate of the Nonlinear Refractive Index of Crystalline ZnSe in the Terahertz Spectral Range / A.N. Tcypkin, S.E. Putilin, M.C. Kulya, M.V. Melnik, A.A. Drozdov, V.G. Bespalov, X.C. Zhang, R.W. Boyd, S.A. Kozlov // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2018. – V. 82. – P. 1547–1549. DOI: 10.3103/S1062873818120237 (Q3)

56. Ezerskaya, A.A. Spectral approach in the analysis of pulsed terahertz radiation / A.A. Ezerskaya, D.V. Ivanov, S.A. Kozlov, Y.S. Kivshar // Journal of Infrared,

Millimeter, and Terahertz Waves. – 2012. – V. 33. – P. 926–942. DOI: 10.1007/s10762-012-9907-9 (Q2)

57. Yang, K.H. Generation of Far-infrared radiation by picosecond light pulses in LiNbO3 / K.H. Yang, P.L. Richards, Y.R. Shen // Applied Physics Letters. – 1971. – V. 19. – P. 320–323. DOI: 10.1063/1.1653935 (Q1)

58. Kuznetsov, S.A. Development and characterization of quasi-optical mesh filters and metastructures for subterahertz and terahertz applications / S.A. Kuznetsov, A.V. Arzhannikov, V.V. Kubarev, P.V. Kalinin, M. Sorolla, M. Navarro-Cia, M. Aznabet, M. Beruete, Francisco Falcone, Yu.G. Goncharov, B.P. Gorshunov, A.V. Gelfand, N.I. Fedorinina // Key Engineering Materials. – 2010. – V. 437. – P. 276–280. DOI: 10.4028/www.scientific.net/KEM.437.276 (Q4)

59. Watanabe, A.A new nozzle producing ultrathin liquid sheets for femtosecond pulse dye lasers / A. Watanabe, H. Saito, Y. Ishida, M. Nakamoto, T.Yajima // Optics Communications. – 1989. – V. 71. – P. 301–304. DOI: 10.1016/0030-4018(89)90012-6 (Q1)

60. Fleming, J.W. Handbook of optical materials. / J.W. Fleming, M.J. Weber, G.W. Day, A. Feldman, B.H.T. Chai, M.G. Kuzyk, W.R. Holland, C.F. Rapp // CRC press, 2018. DOI: 10.1201/9781315219615

61. Ho, P.P. Optical Kerr effect in liquids / P.P. Ho, R.R. Alfano // Physical Review A. – 1979. – V. 20. – P. 2170. DOI: 10.1103/PhysRevA.20.2170 (Q1)

62. Markowicz, P.P. Modified Z-scan techniques for investigations of nonlinear chiroptical effects / P.P. Markowicz, M. Samoc, J. Cerne, P.N. Prasad, A. Pucci, G. Ruggeri // Optics Express. – 2004. – V. 12. – P. 5209–5214. DOI: 10.1364/ OPEX.12.005209 (Q1)

63. Kittel, C. Introduction to solid state physics / C. Kittel. – (8th ed.). N.Y.: Willey. – 2005. – 680 p.

64. Guselnikov, M.S. Inertia of the oscillatory mechanisms of giant nonlinearities of optical materials in the terahertz spectral range / M.S. Guselnikov, M.O. Zhukova, S.A. Kozlov // Journal of Optical Technology. – 2022. – V. 89. – P. 371–377. DOI: 10.1364/JOT.89.000371 (Q4)

65. Козлов, С.А. О классической теории дисперсии высокоинтенсивного света / С.А. Козлов // Опт. и спектр. – 1995. – Т. 79. – С. 290–292.

66. Hale, G.M., Optical Constants of Water in the 200-nm to 200-μm Wavelength Region / G.M. Hale, M.R. Querry // Applied optics. – 1973. – V. 12. – 3. 555–563. DOI: 10.1364/AO.12.000555 (Q1)

67. Thrane, L. THz reflection spectroscopy of liquid water / L. Thrane, R.H. Jacobsen, P.U. Jepsen, S.R. Keiding // Chemical Physics Letters. – 1995. – V. 240. – P. 330–333. DOI: 10.1016/0009-2614(95)00543-D (Q2)

68. Schatzberg, P. On the molecular diameter of water from solubility and diffusion measurements / P. Schatzberg // The Journal of Physical Chemistry. – 1967. – V. 71. – P. 4569–4570. DOI: 10.1021/j100872a075 (Q1)

69. Kell, G.S. Precise Representation of Volume Properties of Water at One Atmosphere / G.S. Kell // Journal of Chemical and Engineering data. – 1967. – V. 12. – P. 66–69. DOI: 10.1021/je60032a018 (Q2)

70. Lappi, S.E. Infrared spectra of H216O, H218O and D2O in the liquid phase by single-pass attenuated total internal reflection spectroscopy / S.E. Lappi, B. Smith, S. Franzen // Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy. – 2004. – V. 60. – P. 2611–2619. DOI: 10.1016/j.saa.2003.12.042 (Q2)

71. Yada, H. Origin of the fast relaxation component of water and heavy water revealed by terahertz time-domain attenuated total reflection spectroscopy / H. Yada, M. Nagai, K. Tanaka // Chemical Physics Letters. – 2008. – V. 464. – P. 166–170. DOI: 10.1016/j.cplett.2008.09.015 (Q2)

72. Wilmink, G.J. Development of a compact terahertz time-domain spectrometer for the measurement of the optical properties of biological tissues / G.J. Wilmink, B.L. Ibey, T. Tongue, B. Schulkin, N. Laman, X.G. Peralta, C.C. Roth, C.Z. Cerna // Journal of biomedical optics. – 2011. – V. 16. – P. 047006–047006-10. DOI: 10.1117/1.3570648 (Q1)

73. Deuterium Oxide 7789-20-0 [Electronic resource]. URL: https://www.chemicalbook.com/ChemicalProductProperty_EN_CB3736883.htm

74. Fileti, E.E. Calculations of vibrational frequencies, Raman activities and degrees of depolarization for complexes involving water, methanol and ethanol / E.E. Fileti, M.A. Castro, S. Canuto // Chemical Physics Letters. – 2008. – V. 452. – P. 54–58. DOI: 10.1016/j.cplett.2007.12.059 (Q2)

75. Rheims, J. Refractive-index measurements in the near-IR using an Abbe refractometer / J. Rheims, J. Köser, T. Wriedt // Measurement Science and Technology. – 1997. – V. 8. – P. 601. DOI: 10.1088/0957-0233/8/6/003 (Q2)

76. O'Neil, M.J. The Merck Index–An Encyclopedia of Chemicals, Drugs, and Biologicals; Merck and Co / M.J.O'Neil, A. Smith, P.E. Heckelman. – Inc.: Whitehouse Station, NJ, USA. – 2006. – P. 1204.

77. Sun, T.F. Acoustic and Thermodynamic Properties of Ethanol from 273.15 to 333.15 K and up to 280 MPa / T.F. Sun, C.A. Ten Seldam, P.J. Kortbeek, N.J. Trappeniers, S.N. Biswas // Physics and Chemistry of Liquids an International Journal. – 1988. – V. 18. – P. 107–116. DOI: 10.1080/00319108808078584 (Q3)

78. Upshur, M.A. Vibrational mode assignment of α -pinene by isotope editing: One down, seventy-one to go / M.A. Upshur, H.M. Chase, B.F. Strick // The Journal of Physical Chemistry A. – 2016. – V. 120. – P. 2684–2690. DOI: 10.1021/acs. jpca.6b01995 (Q2)

79. George, D.K. Terahertz spectroscopy of liquids and biomolecules / D.K. George, A.G. Markelz // In: Peiponen, KE., Zeitler, A., Kuwata-Gonokami, M. (eds) Terahertz Spectroscopy and Imaging. Springer Series in Optical Sciences. – V. 171. Springer, Berlin, Heidelberg. – 2012. – P. 229–250. DOI: 10.1007/978-3-642-29564-5_9.

80. Medicine U.S.N.L. of. Drug information portal – quick access to quality drug information. [Electronic resource]. – V. 2013, № 12/18.

81. Millon, C. Temperature-independent non-linear terahertz transmission by liquid water / C. Millon, J. Schmidt, S. Ramos, E.P. van Dam, A. Buchmann, C. Saraceno, F. Novelli // AIP Advances. – 2022. – V. 12. – P. 115319. DOI: 10.1063/5.0120417 (Q3) 82. Nabilkova, A. Controlling water giant low-inertia nonlinear refractive index in the THz frequency range via temperature variation / A. Nabilkova, A. Ismagilov, M. Melnik, A. Tsypkin, M. Guselnikov, S. Kozlov, X. C. Zhang // Optics Letters. – 2023. – V. 48. – P. 1312–1314. DOI: 10.1364/OL.484657 (Q1)

83. Fülöp, J. A. Generation of sub-mJ terahertz pulses by optical rectification / J.A. Fülöp, L. Pálfalvi, S. Klingebiel, G. Almási, F. Krausz, S. Karsch, J. Hebling // Optics letters. – 2012. – V. 37. – P. 557–559. DOI: 10.1364/OL.37.000557 (Q1)

84. Гусельников, М.С. Материалы для сверхбыстрой терагерцовой фотоники / М.С. Гусельников, М.О. Жукова, С.А. Козлов // Оптика и спектроскопия. – 2023. – Т. 131. – С. 287–296. DOI: 10.21883/OS.2023.02.55021.4443-22 (Q4)

УНИПОЛЯРНЫЕ И КВАЗИУНИПОЛЯРНЫЕ ТЕРАГЕРЦОВЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИМПУЛЬСЫ

 Н.Н. Розанов^{1,2}, М.В. Архипов^{1,2}, Р.М. Архипов^{1,2}, А.В. Пахомов²
 ¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН Санкт-Петербург, Россия
 ²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

введение

Получение все более коротких импульсов когерентного электромагнитного излучения необходимо для наблюдения и управления динамикой быстро протекающих процессов. Так, характерное время колебаний атомов в простых молекулах лежит в фемтосекундном диапазоне, составляя $10^{-14} - 10^{-13}$ $c = 10 - 100 фc (1 фc = 10^{-15} c)$. Для движения электронов в атомах это время уменьшается до аттосекундного уровня $10^{-16} c = 100 ac (1 ac = 10^{-18} c)$. Еще меньшие, зептосекундные времена порядка $10^{-22} c = 0,1$ зс (1 зс = $10^{-21} c$) характеризуют внутриядерные процессы. Для временного разрешения динамики таких процессов требуются импульсы, более короткие, чем соответствующие характерные времена.

В настоящее время хорошо освоен фемтосекундный диапазон лазерных импульсов, что позволяет уверенно наблюдать и управлять колебаниями молекул. Значителен успех и в аттосекундном диапазоне длительностей. Так, еще в 2017 г. экспериментально продемонстрированы импульсы с длительностью 43 ас [1]. Что касается зептосекундных импульсов, то пока здесь имеются лишь теоретические исследования и предложения различных схем.

Логичен вопрос о пределах сокращения длительности электромагнитных импульсов. Сейчас наиболее короткие импульсы, включая аттосекундные, получают переходом во все более высокочастотную область спектра, то есть повышая частоту излучения или суммируя большое число оптических гармоник с частотами, кратными основной [2]. Такие импульсы остаются многоцикловыми, содержащими большое число полуциклов с противоположным направлением вектора электрической напряженности **E**. Однако методы нелинейной оптики позволяют и дальнейшее укорочение импульсов за счет уменьшения числа циклов и даже полуциклов. Естественно, что при реализации такого пути наиболее короткие импульсы оказываются униполярными (без существенного изменения направления **E** на всем протяжении импульса).
Но, кроме достижения достаточно короткой длительности импульса, необходимо, чтобы он не был чрезмерно слабым, а оказывал существенное воздействие на управляемые объекты. Здесь уже встает вопрос об эффективности взаимодействия таких импульсов с различными объектами. Также напрашивается ответ, что эффективность наиболее велика у униполярных импульсов ввиду их однонаправленного воздействия на объекты, в отличие от разнонаправленного в случае обычных биполярных импульсов. Мы увидим, что для достаточно коротких электромагнитных импульсов результат их воздействия на широкий круг микрообъектов определяется электрической площадью импульсов

$$\mathbf{S}_{E}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) dt, \qquad (1)$$

где **r** – радиус-вектор и *t* – время. Эта величина, действительно, максимальна по модулю для униполярных импульсов.

Величина (1) фигурирует под названием «интеграл от электрической напряженности по времени» еще в монографии Дж. Джексона [3] полувековой давности, а затем в статье Бессонова [4] и в многочисленных последующих публикациях, в том числе в статьях [5 – 10] и обзорах [11 – 14]. Однако до сих пор вызывает дискуссии даже само существование электромагнитных импульсов с ненулевой электрической площадью. По-видимому, это объясняется необычностью свойств таких импульсов и нетривиальностью задачи их экспериментальной реализации. Поэтому данную главу мы начинаем с представления основывающихся на электродинамических уравнениях Максвелла строгих выводов об условиях их существования. В разделе 1 мы поясняем значимость униполярных импульсов (с ненулевой электрической площадью) и указываем основное свойство векторного поля площади. В следующем разделе 2 для электрической площади импульсов в вакууме с электрическими зарядами выводится замкнутое уравнение, позволяющее найти указанное векторное поле по распределению интегральной плотности зарядов, и приводим ряд его решений. Раздел 3 посвящен уже свойствам поля электрической площади в различных средах, как линейных, так и нелинейных. Раздел 4 содержит более подробный анализ воздействия предельно коротких, униполярных и квазиуниполярных импульсов на микрообъекты. Указанные разделы носят теоретический характер, а обзор экспериментов дается в разделе 5. Существенно, что экспериментально в настоящее время зарегистрированы униполярные (с ненулевой электрической площадью) импульсы с длительностью, отвечающей сравнительно низкочастотному (терагерцовому) спектральному диапазону. Поэтому при обзоре предложенных схем генерации и проведенных экспериментов мы будем уделять большее внимание импульсам терагерцового излучения. Еще одна причина этого состоит в том, что имеется и ряд приложений, в которых не требуется достижение предельно малой длительности импульсов, как это поясняется в разделе 6. Глава завершается обшим Заключением.

1. ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПЛОЩАДЬ ИМПУЛЬСА

Сразу укажем, что при наличии у электрической напряженности статической компоненты площадь (1) оказалась бы бесконечно большой. Поэтому мы будем исключать такие ситуации из рассмотрения, хотя возможен и вариант сохранения этого понятия при вычитании из напряженности поля ее статической составляющей. Как видно из (1), электрическая площадь является нуль-частотной компонентой в спектральном разложении электрической напряженности импульса. Физический смысл этой величины раскрывает следующий простой пример.

Рассмотрим действие импульса электромагнитного поля на классическую частицу с электрическим зарядом *q*. При нерелятивистских скоростях частицы уравнение движения дается законом Ньютона

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{E},\tag{2}$$

где **р** – механический импульс частицы. Интегрируя (2) по времени, находим изменение этого импульса δ **р** под действием импульса поля

$$\delta \mathbf{p} = q \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}(t), t) dt.$$
(3)

Здесь уже r характеризует положение частицы. Если на пройденной частицей за время действия импульса траектории электрическая напряженность меняется незначительно, то (3) упрощается:

$$\delta \mathbf{p} = q \mathbf{S}_E(\mathbf{r}). \tag{4}$$

Тем самым, электрическая площадь достаточно короткого импульса равна изменению механического импульса частицы с единичным зарядом. Аналогичный вывод справедлив и для квантовых объектов, например, атома, причем, очевидно, допустимая для применимости приближения длительность импульса поля зависит от напряженности поля.

Установим теперь общее свойство векторного поля электрической площади импульсов. Исходим из уравнения Максвелла электродинамики сплошных сред [15]

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \qquad (5)$$

где **В** – магнитная индукция и *с* – скорость света в вакууме. В случае локализованных электромагнитных импульсов, интегрируя (5) по времени, получаем

$$\operatorname{rot} \mathbf{S}_{E} = \mathbf{0}.$$
 (6)

Мы видим, что векторное поле электрической площади является безвихревым и потенциальным, то есть возможно введение «потенциала» Φ_s

$$\mathbf{S}_E = -\operatorname{grad} \Phi_S. \tag{7}$$

В одномерной геометрии, в которой напряженность поля E зависит только от одной декартовой координаты z (и от времени), условие (6) принимает вид «правила сохранения»

$$\frac{d}{dz}\mathbf{S}_E = 0. \tag{8}$$

Эти соотношения были установлены в [16, 17]. Поскольку при их выводе не были использованы какие-либо материальные уравнения среды, соотношения являются весьма общими. В то же время они имеют смысл только для достаточно коротких (малоцикловых) импульсов. Действительно, в противном случае многоцикловых импульсов их электрическая площадь (1) близка к нулю из-за многочисленных осцилляций напряженности поля.

Приведенные соотношения, и в особенности «правило сохранения» (8) на первый взгляд выглядят контринтуитивными. Так, рассмотрим одномерное распространение импульса с ненулевой площадью в однородной поглощающей среде. Естественно, что с увеличением трассы распространения импульс должен затухнуть. Как же это согласуется с правилом (8)? Тем не менее, прямые расчеты показывают, что максимальная амплитуда поля убывает, убывает, но пропорционально возрастает длительность импульса, так что его электрическая площадь сохраняется, а энергия импульса убывает [18].

Другое возражение связано с тем, что при прохождении через гиротропную среду происходит поворот плоскости поляризации падающего линейно поляризованного излучения [5]. С учетом векторного характера электрической площади это также могло бы нарушить правило (8). Однако следует вспомнить, что естественная гиротропия является следствием пространственной дисперсии в среде, масштабом которой служит отношение a_c/λ , где a_c – размер внутренних неоднородностей среды, например, межатомное расстояние, и λ – длина волны излучения. При этом электрическая площадь отвечает нулевой частоте и, соответственно, бесконечно большой длине волны излучения. Поэтому эффекты гиротропии для нее, действительно, не проявляются.

И еще одно возражение, вызванное связью электрической площади с векторным потенциалом А. В калибровке с нулевым скалярным потенциалом $\mathbf{E} = -\partial \mathbf{A}/\partial t$, откуда

$$\mathbf{S}_{E}(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) dt = -[\mathbf{A}(t = +\infty) - \mathbf{A}(t = -\infty)] = -\mathbf{A}(t = +\infty).$$
(9)

Последнее равенство в (9) предусматривает, что при $t = -\infty$ векторный потенциал **A** = 0. При ненулевой электрической площади импульс, локализованный применительно к напряженностям поля, становится нелокализованным по отношению к векторному потенциалу. А после распространения такого пучка импульса в вакууме возникает и неограниченно долго сохраняется неоднород-

ность векторного потенциала. С учетом следующей из эффекта Ааронова-Бома [19] возможности проявлений пространственной неоднородности векторного потенциала отсюда следовало бы свойство «вечной памяти» вакуума о проходивших через него униполярных импульсах, что явно нефизично.

Напомним, что впервые эффект Ааронова-Бома был продемонстрирован в электронном интерферометре, между плечами которого расположен соленоид. При включении соленоида возникает сдвиг интерференционных полос, пропорциональный величине $\oint \mathbf{A} \, d\mathbf{s}$ (интеграл по замкнутому контуру, образованному плечами интерферометра). Если вместо соленоида неоднородность векторного потенциала создается пропусканием униполярного пучка - импульса через одно из плеч интерферометра, то сдвиг полос будет пропорционален $\oint \mathbf{S}_E \, d\mathbf{s}$. Но, ввиду правила (6), отражающего безвихревой и потенциальный характер векторного поля электрической площади, $\oint \mathbf{S}_E \, d\mathbf{s} = 0$. Поэтому с помощью обсуждаемого варианта эффекта Ааронова-Бома невозможно обнаружить (отсутствующую) память вакуума площади прошедших импульсов [20].

В заключение раздела укажем, что следующие из уравнений Максвелла правила (6) и (8) могут быть использованы для проверки корректности и точности различных приближенных описаний распространения предельно коротких импульсов. Оказывается, что значительная часть предложенных ранее управляющих уравнений нарушает эти правила, что, по крайней мере, ограничивает область применимости этих уравнений.

2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ИМПУЛЬСЫ В ВАКУУМЕ

2.1. Импульсы в вакууме без зарядов

В одномерной геометрии следствием уравнений Максвелла в вакууме является волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0.$$
(10)

Общее решение Даламбера имеет вид $\mathbf{E}(z,t) = \mathbf{f}(z-ct) + \mathbf{g}(z+ct)$, где **f** и **g** – векторные функции, представляющие импульсы произвольной формы (с ограничением div **E** = 0), в том числе униполярные.

Здесь полезно остановиться на одном из распространенных возражений по поводу униполярных импульсов. Оно звучит так: униполярные импульсы содержат нуль-частотную компоненту, следовательно, они не распространяются. Это несправедливо, так как скорость распространения волны определяется отношением частоты ω к волновому числу k, и в вакууме эта скорость равна $\omega/k = c$. Так что скорость распространения не зависит от частоты (вакуум не обладает дисперсией).

Таким образом, в «одномерном мире» возможно распространение в вакууме униполярных импульсов со скоростью света. Но в трехмерном пространстве, например, при распространении в виде плоских волн, такие «плосковолновые» импульсы обладали бы бесконечно большой энергией из-за неограниченности поперечных размеров. Это ставит под сомнение их реалистичность. Ограничение энергии было бы возможно при использовании волноводов. Однако обычные волноводы с характерным поперечным размером R_w обладают частотой отсечки $\omega_a \sim c/R_{w}$ и компоненты поля с более низкими частотами отсекаются. Поэтому такие волноводы не пригодны для содержащих нуль-частотную компоненту спектра униполярных импульсов. Выход из этой ситуации может лежать в обращении к волноводам иной топологии: с неодносвязным поперечным сечением, например, коаксиальным волноводам [21]. В последних излучение может распространяться в вакууме между двумя (идеальными) металлическими соосными цилиндрами в виде главной чисто поперечной (ТЕМ) волны с нулевыми продольными компонентами электрической и магнитной напряженностей. Электрическая напряженность поля записывается в факторизованном виде $\mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}_{\perp},t) = \mathbf{F}(\mathbf{r}_{\perp})G(z,t)$, где $\mathbf{r}_{\perp} = (x, y)$ – двумерный вектор поперечных координат, а функция G удовлетворяет скалярному волновому уравнению типа (10):

$$\frac{\partial^2 G}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} = 0.$$
(11)

Соответственно, главные волны импульса с произвольным временным профилем, включая униполярные, распространяются в таких волноводах без дисперсии со скоростью света в вакууме. Неидеальность металла в виде ненулевого поверхностного импеданса устраняется в режиме сверхпроводимости.

Тем самым, в нашем распоряжении уже имеется пример не только существования, но и распространения униполярных электромагнитных импульсов. Кроме того, этот пример оправдывает широко используемое в теории одномерное приближение.

Отметим, что в «двумерном мире» униполярные электромагнитные импульсы с конечной (в двумерной геометрии) энергией также оказываются возможными [22]. Но в неограниченном, трехмерном вакууме без зарядов и сред наличие у импульса ненулевой площади приводило бы к его бесконечной энергии [23, 24]. Значимость этого вывода несколько снижается тем обстоятельством, что для его справедливости необходимо, чтобы в вакууме нигде и никогда не было ни электрических зарядов, ни среды. В реальном мире это условие заведомо не выполняется.

Еще одно замечание относится к распространению предельно коротких импульсов в неограниченном вакууме. Если в исходный момент времени создано униполярное распределение поля, то при распространении импульс становится неизбежно биполярным [25–27]. Но указанный выше запрет отнюдь не означает невозможности распространения в вакууме пары униполярных импульсов с противоположными по знаку значениями площади, которые могут быть разне-

сены по времени на значительные интервалы. Два таких импульса практически независимы, так что можно реализовать взаимодействие интересующих нас объектов только с одним униполярным импульсом. Используя идеи широкополосной радиолокации [28], можно показать, что при трапецеидальной форме исходного временного профиля поля в дальней зоне, действительно, будет распространяться пара униполярных импульсов противоположной полярности [29], см. также [30].

2.2. Импульсы в вакууме с зарядами

Рассмотрим неограниченный вакуум, в котором распределены электрические заряды с плотностью $\rho(\mathbf{r},t)$. Привлечем еще одно уравнение Максвелла

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho. \tag{12}$$

Проинтегрируем (12) по времени, введя интегральную плотность заряда $Q(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\mathbf{r}, t) dt :$ div $\mathbf{S}_{c} = 4\pi Q$. (13)

Система уравнений (6) и (13), полученных в [17, 31–33], полностью определяет пространственное распределение электрической площади электромагнитных импульсов по заданному распределению плотности заряда. С точностью до обозначений она эквивалентна уравнениям электростатики. Для введенного в (7) «потенциала» из (6) и (13) следует уравнение Пуассона

$$\Delta \Phi_{\rm s} = -4\pi Q. \tag{14}$$

Для локализованной системы зарядов решение (14) имеет вид

$$\Phi_{S}(\mathbf{r}) = \int \frac{Q(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'.$$
(15)

Мы видим, что источником электрической площади электромагнитного импульса в неограниченном вакууме служит интегральная плотность заряда. Эта площадь тождественно нулевая, если и только если интегральная плотность заряда равна нулю во всем пространстве ($Q(\mathbf{r}) = 0$). Вывод согласуется с тем, что в неограниченном вакууме без зарядов униполярные импульсы невозможны. Можно сказать, что при временном разделении и последующем слиянии положительных и отрицательных зарядов в целом электронейтральной системы гарантировано возникновение электромагнитных импульсов с ненулевой электрической площадью [31 – 33].

Используя аналогию с электростатикой [15], из (15) можно получить асимптотику электрической площади вдали от локализованной системы зарядов

[23]. Разложив подынтегральную функцию в (15) в ряд
$$\Phi_S(\mathbf{r}) = \sum_{l=0}^{\infty} \Phi_l / r^l$$
, для

коэффициента при низшем, «кулоновском» члене найдем

$$\Phi_0 = \int dt \int d\mathbf{r} \,\rho(\mathbf{r},t) = \int Q_0 \,dt = \begin{cases} 0 & (Q_0 = 0), \\ \infty & (Q_0 \neq 0). \end{cases}$$
(16)

Здесь $Q_0 = \int \rho(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = \text{const}$ – не зависящий от времени полный заряд системы. При ненулевом полном заряде коэффициент Φ_0 , а с ним и электрическая площадь обращаются в бесконечность, как и в случае статического кулоновского поля неподвижного заряда. Поэтому будем считать, что система зарядов в целом электронейтральна, $Q_0 = 0$. Тогда основным в разложении является следующий, «дипольный» член, так что $\Phi_{S,1}(\mathbf{r}) = (\mathbf{d}_S, \mathbf{r})/r^3$ и

$$\mathbf{S}_E = \frac{3(\mathbf{n}, \mathbf{d}_S)\mathbf{n} - \mathbf{d}_S}{r^3},\tag{17}$$

где **n** = **r**/*r* – единичный вектор в направлении радиуса-вектора **r** и $\mathbf{d}_{S} = \int Q(\mathbf{r})\mathbf{r} \, d\mathbf{r}$ – «дипольный момент» системы зарядов.

Одно из возражений против существования униполярных импульсов заключается в следующем. Из закона сохранения электромагнитной энергии импульсов следует, что плотность энергии в дальней от зарядов зоне должна убывать как r^2 , что якобы противоречит более быстрому убыванию электрической площади (17). Разрешение противоречия заключается в том, что асимптотика нуль-частотной составляющей спектра отнюдь не определяет асимптотику всего поля. Последняя, как это подтверждается в следующем разделе, вполне согласуется с требуемой асимптотикой.

2.3. Примеры униполярных импульсов в вакууме с зарядами

Равномерное движение точечного заряда. Для этой хорошо изученной задачи [3, 34] распределение плотности заряда, движущегося со скоростью V, следующее:

$$\rho(x, y, z, t) = q\delta(x)\delta(y)\delta(z - Vt).$$
(18)

Все поле локализовано около заряда (сплющенное по направлению движения кулоновское поле) и передвигается вместе с ним с той же скоростью. Поскольку в этом примере траектория заряда неограниченна, то решение (15) неприменимо и следует обратиться к уравнениям (6) и (13) или к (14). Ввиду осевой симметрии электрическая площадь имеет только радиальную (в цилиндрической системе координат) составляющую

$$S_{E,r} = \frac{2q}{Vr_{\perp}}, \quad r_{\perp} = \sqrt{x^2 + y^2},$$
 (19)

а длительность импульса по уровню $\frac{1}{2}$ от максимального при заданном r_{\perp} значения [35]

$$\tau \approx 1.533 \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{V} r_{\perp}.$$
 (20)

Видно, что электрическая площадь обратно пропорциональна, а длительность импульса прямо пропорциональна расстоянию от траектории заряда. В релятивистском пределе электрическая площадь стремится к конечному значению $S_{E,r} = 2q / (cr_{\perp})$, а длительность импульса неограниченно сокращается.

Электрический диполь. Это пример локализованной системы двух зарядов противоположных знаков q и -q, расстояние между которыми a стремится к нулю. Напряженность электрического поля линейного диполя, у которого конечный дипольный момент d = qa зависит от времени, тогда как его направление **d** (единичный вектор) сохраняется, следующая [36]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \left\{\frac{3[d]}{r^3} + \frac{3[\dot{d}]}{cr^2} + \frac{[\ddot{d}]}{c^2r}\right\} (\mathbf{d},\mathbf{n})\mathbf{n} - \left\{\frac{[d]}{r^3} + \frac{[\dot{d}]}{cr^2} + \frac{[\ddot{d}]}{c^2r}\right\} \mathbf{d} .$$
(21)

В (21) точки означают дифференцирование по времени, а квадратные скобки указывают на запаздывающий аргумент t - r/c.

Если на осциллятор воздействует некий импульс конечной длительности (физическая природа его может быть различной), вызывающий временное изменение дипольного момента, то из (21) следует выражение для электрической площади [35]

$$\mathbf{S}_{E} = \frac{3(\mathbf{d}, \mathbf{n})\mathbf{n} - \mathbf{d}}{r^{3}}D, \quad D = \int d(t) dt.$$
(22)

Следующая из (22) скорость убывания электрической площади при удалении от диполя вызвана тем, что эта площадь отвечает нуль-частотной составляющей импульса. При ненулевых частотах, определяющих скорость убывания плотности электромагнитной энергии поля в дальней зоне, (21) приводит к традиционной зависимости $E_{m} \sim r^{1}$.

Укажем также на необычную «неизлучающую» локализованную структуру импульса чисто электрического поля при специального вида динамике локализованного распределения плотности заряда [23]. Структура напоминает динамический сферический конденсатор, в котором поле локализовано между его обкладками.

3. УНИПОЛЯРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ В СРЕДАХ

3.1. Импульсы при переходном излучении

Такое излучение, предсказанное Гинзбургом и Франком [37], формируется при пересечении равномерно движущимся зарядом границы раздела двух сред с различающимися электродинамическими характеристиками, см. [38, 39]. В этом случае, помимо вызванной полем заряда даже в однородной среде радиальной составляющей электрической площади импульса, возникает и ее продольная составляющая [40]

$$S_{z,n}(r,z) = \frac{2q}{Vr\varepsilon_n} \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}.$$
(23)

Здесь рассматривается случай нормального падения заряда на границу раздела диэлектриков, n = 1, 2 – номер среды, а ε_n – статические значения диэлектрической проницаемости сред. Эта компонента электрической площади импульса поля локализована около точки пересечения траектории заряда границы раздела сред. Экспериментально наличие электрической площади подтверждено в [41].

3.2. Отражение от сред с нерезонансным откликом

В работе [42] рассмотрены особенности отражения одноциклового биполярного импульса, падающего из вакуума на тонкий слой проводящей среды (металла) толщиной всего в несколько нанометров (при некоторых допущениях основные результаты сохраняются и для тонкого слоя диэлектрической среды). Отклик среды при этом полагался линейным и описывался посредством модели Друде-Лоренца.

Как показано в [42], в таком случае образуется отраженный от слоя полуцикловый квазиуниполярный импульс, состоящий из полуволны одной полярности и длинного заднего фронта противоположной полярности с намного меньшей амплитудой. Соответствующий пример приведен на рисунке 1, где построены падающий одноцикловый терагерцовый импульс (слева) и отражённый квази-полуцикловый импульс (справа). Фактически металлический слой в отражении здесь осуществляет временное интегрирование электрического поля в падающем предельно коротком импульсе. Расчёты показали, что высокая точность такого временного интегрирования достигается, если толщина слоя много меньше длины волны, соответствующей плазменной частоте проводящей среды (металла) [43].



Рис. 1. Отражение одноциклового терагерцового импульса от тонкого слоя проводящей среды (металла); на левом рисунке показан падающий на слой одноцикловый импульс с длительностью 30 фс и центральной частотой $\omega_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$. На правом рисунке показан полученный в отражении квазиуниполярный импульс; толщина проводящего слоя 2 нм, плазменная частота $\omega_0 = 10^{15} \text{ c}^{-1}$

В работе [44] было рассмотрено отражение исходно биполярного импульса (рисунок 2а), падающего из вакуума на границу диэлектрика с квадратичной (рисунок 2б) или кубичной (рисунок 2в) нелинейностью. Как следует из рисунка, отраженное излучение представляет пару импульсов с противоположной по знаку электрической площадью, отделенных друг от друга значительным расстоянием.



Рис. 2. Профили падающего (а) и отраженного от границы среды (б, в) с квадратичной (б) и кубичной (в) нелинейностью импульсов при фильтрации высокочастотных компонент

3.3. Среды с резонансной нелинейностью

Отдельный интерес представляет возможность получения униполярных полуцикловых импульсов в средах с резонансной нелинейностью за счет явления самоиндуцированной прозрачности. Оно возникает в режиме когерентного взаимодействия импульсов с веществом, когда длительность импульса короче времени релаксации поляризации T_2 среды [45]. Униполярные солитоны самоиндуцированной прозрачности существуют как в двухуровневой [46], так и многоуровневой среде [47]. Полуцикловые униполярные импульсы в виде таких солитонов демонстрировались при численном моделировании когерентного распространения малоцикловых импульсов в двухуровневых резонансных средах [48]. Особенности динамики полуцикловых импульсов в этом режиме могут быть использованы для компрессии исходного одноциклового импульса, состоящего из двух полуволн противоположной полярности, при когерентном распространении в двухуровневой среде [49] и для получения полуцикловых аттосекундных импульсов [50, 51]. В первом случае полуволны исходного импульса, распространяясь в режиме самоиндуцированной прозрачности с разной скоростью, могут догонять друг друга, что вызывает компрессию исходного импульса. Во втором случае полуволны могут, наоборот, отставать друг от друга, что приводит к появлению двух полуцикловых импульсов противоположной полярности, разнесенных во времени. Пример пространственно-временной динамики одноциклового импульса в двухуровневой среде представлен на рисунке 3.

Одноцикловый импульс с длительностью порядка 2 фс и центральной длиной волны 700 нм входит в двухуровневую среду из вакуума. После входа в среду составляющие импульс полуволны из-за различия скоростей отстают друг от друга и сжимаются при этом во времени. В результате на выходе из среды формируется пара разнесенных по времени полуцикловых импульсов с длительностью порядка 300 ас, имеющих противоположную полярность. Приведенные примеры показывают возможность получения униполярных импульсов с средах с резонансной нелинейностью.



Рис. 3. Пространственно-временная динамика входного одноциклового импульса с длительностью 2 фс, состоящего из двух полуволн противоположной полярности, при когерентном распространении в двухуровневой среде. Импульс входит в среду из вакуума, границы среды показаны вертикальными линиями

В резонансной двух- или трехуровневой нелинейной среде с внедренными центрами двух сортов – с лазерным усилением и поглощением – также в расчетах наблюдается расщепление исходного многоциклового биполярного импульса на униполярные [52]. Особенностью служит то, что второй из пары импульсов по мере распространения ослабевает и в конце концов теряется на фоне шумов. А первый из этой пары импульс, распространяющийся по среде с неснятой инверсией населенностей, постепенно превращается в диссипативный солитон. Этот солитон характеризуется осциллирующим задним фронтом и ненулевой электрической площадью, см. рисунок 4.



Рис. 4. Мгновенный профиль диссипативного оптического солитона (а) и спектры падающего фемтосекундного импульса и солитона (б)

4. ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА МИКРООБЪЕКТЫ

4.1. Воздействие на заряженную частицу

Для классической (бесспиновой) заряженной частицы из приведенного в разделе 1 рассмотрения следует, что переданный частице механический импульс согласно (4) пропорционален электрической площади короткого импульса излучения. Воздействие можно считать значимым, если переданный импульс сравним по величине с характерным импульсом частицы mc, где m – ее масса. Отсюда следует, что характерная мера электрической площади импульса, оказывающего на частицу с зарядом q существенное влияние, $S_{z} = mc/q$.

Этот вывод подтверждается и строгим решением задачи о воздействии плосковолнового импульса излучения на релятивистскую классическую частицу [53]. В частности, оказывается, что кинетическая энергия частицы (в которую включена и энергия покоя) после воздействия импульса следующая:

$$E_{kin} = mc^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{S_E^2}{S_q^2} \right).$$
(24)

Удвоение кинетической энергии по сравнению с энергией покоя достигается при $S_E^2 / S_q^2 = 2$. Эффективность ускорения заряженных частиц таким способом ограничивается условием, что за время длительности импульса излучения частица не должна выходить из центральной части пучка излучения. В противном случае необходимо учесть уменьшение времени воздействия импульса на частицу.

Квантовые частицы обладают дополнительно спиновой характеристикой. И в этом случае, описываемом для электрона уравнением Дирака, оказывается, что среднее значение поворота спина под действием достаточно короткого импульса излучения определяется электрической площадью такого импульса [54, 55]. При воздействии на электрон пары встречных предельно коротких импульсов с симметричным профилем напряженности поля в зависимости от полярности импульсов можно получить импульсы чисто электрического или чисто магнитного поля; в последнем случае усиливается эффект поворота спина [56].

4.2. Воздействие на атомы

Более сложные квантовые микрообъекты, такие как атомы, молекулы и наночастицы, обладают не только сплошным, но и дискретным спектром энергии. Для многоцикловых импульсов возбуждение таких объектов наиболее эффективно при близости несущей частоты импульса к частотам переходов между уровнями. Предельно короткие импульсы характеризуются широким спектром, но спектральные представления для них не столь применимы, поскольку за время длительности импульса не успевает происходить «раскачка» осцилляторов, отвечающих переходам. Для них действуют другой механизм возбуждения, связанный с кратковременным «толчком» осцилляторов. Определенным преимуществом предельно коротких импульсов применительно к возбуждению микрообъектов служит их универсальность и частотная неселективность – отсутствует требование настраивания спектра импульса на частоты переходов тех или иных объектов.

Динамика возбуждения описывается нерелятивистским уравнением Шредингера для волновой функции ψ

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = H_0\psi + V\psi \,. \tag{25}$$

Здесь \hbar – приведенная постоянная Планка, H_0 – «невозмущенный» гамильтониан и V – оператор возмущения. Пусть в отсутствие возмущения система,

например, атом водорода, находится в основном состоянии с наименьшей энергией $\hbar\omega_0$ и характерным размером a_0 . Если длительность возмущающего импульса τ_p заметно короче «кеплеровского периода» $2\pi/\omega_0$ (величина допустимой длительности зависит и от амплитуды возмущения |V|), то в низшем приближении возмущение можно считать мгновенным (дельтаобразным); более подробный обзор применимости подхода см. в обзоре [57]. В этом случае волновые функции до (ψ_-) и после (ψ_+) возмущения связаны следующим из (25) соотношением

$$\psi_{+}(\mathbf{r}) = \psi_{-}(\mathbf{r}) \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\int V(\mathbf{r},t)dt\right].$$
 (26)

Выражение (26) отвечает восходящим к 1930-м годам работам Паули и Мигдала, в которых введено приближение внезапных возмущений, см. [58, 59]. Мы будем понимать под возмущением электродипольное взаимодействие объекта с электромагнитным импульсом (те же эффекты возникают как для импульса излучения, так и для поля пролетающих заряженных частиц [60]). Тогда, согласно (26), действие возмущения сводится к изменению импульса заряда $\delta \mathbf{p} = q \mathbf{S}_{r_2}$ как и для классической задачи (см. выше).

Уже отсюда видно, что действие импульса поля определяется электрической площадью этого импульса. Воздействие будет существенным, если изменение импульса станет сравнимым с характерным импульсом невозмущенной системы $p_0 \sim \hbar/a_0$ (мы воспользовались соотношением неопределенности для координаты и импульса). Тем самым, характерная мера электрической площади импульса, вызывающего существенное изменение квантовой системы, $S_a \sim \hbar/qa_0$ [61, 62]. Как мы видим, эта величина обратно пропорциональна размеру квантовой системы a_0 .

Этот вывод имеет общий характер и подтверждается расчетами не только для атомов, но и для молекул и наноструктур (см. ниже). Так, расчет в приближении внезапных возмущений вероятности сохранения (невозбуждения) основного состояния атома водорода при воздействии предельно короткого импульса приводит к следующему выражению [63]:

$$w_0 = \frac{1}{\left[1 + \left(S_E^2 / 4S_a^2\right)\right]^4} \,. \tag{27}$$

4.3. Воздействие на молекулы и квантовые точки

Предельно короткие импульсы также должны эффективно воздействовать на колебательное движение полярных молекул. Поскольку частоты колебательных переходов в молекулах обычно лежат в терагерцовой области, основной интерес для нас здесь представляют субцикловые импульсы терагерцового и дальнего инфракрасного диапазонов. При воздействии таких импульсов оправдано пренебречь их воздействием на высокочастотные электронные состояния в молекулах и сосредоточиться только на колебательных переходах. В случае двухатомной полярной молекулы с эффективными зарядами атомов $\pm Q_m$ оператор возмущения в уравнениях (25) и (26) можно записать в виде:

$$V(t) = -Q_m \mathbf{r} \mathbf{E}(t), \qquad (28)$$

где **r** — радиус-вектор относительного положения атомов. Ненулевые значения эффективного заряда Q_m означают, что связь между атомами в молекуле по крайней мере частично имеет ионный характер. В случае линейно-поляризованного возбуждающего импульса, введя проекцию вектора электрической напряженности на ось двухатомной молекулы E_{n} , получаем:

$$V(t) = -Q_m r E_{\mu}(t). \tag{29}$$

Возбуждение колебательных состояний, вообще говоря, приводит к изменению среднего расстояния между атомами в молекуле в процессе воздействия возбуждающего импульса. Предположим, однако, как и в предыдущем разделе, что длительность возбуждающего предельно короткого импульса существенно меньше периода колебаний молекулы (допустимая длительность импульса вновь зависит от уровня возбуждения). В таком случае мы можем считать, что атомы в молекуле не успевают заметно сдвинуться за время прохождения импульса и его воздействие сводится лишь к очень быстрому «толчку» атомов. При этом если импульс является униполярным, т.е. его электрическая площадь (1) отлична от нуля, то такой импульс толкает положительно и отрицательно заряженные атомы в противоположные стороны, таким образом возбуждая молекулярные колебания.

Для количественного рассмотрения положим, что потенциальная энергия взаимодействия между атомами в молекуле описывается потенциалом Морзе [59]:

$$U(r) = U_0 \left(e^{-2\alpha (r - D_0)} - 2 e^{-\alpha (r - D_0)} \right),$$
(30)

где D_0 – равновесное расстояние между атомами, а U_0 – энергия связи атомов в молекуле. Собственные волновые функции для потенциала (30) выражаются в явном виде через обобщённые полиномы Лагерра [59]. В случае воздействия на молекулу импульса, существенно более короткого, чем период колебаний молекулы, волновая функция молекулы $\psi(r,t)$ после действия импульса даётся уравнением (26), где для энергии взаимодействия системы с внешним полем необходимо использовать выражение (29). Считая, что изначально молекула находилась в основном колебательном состоянии (n = 0), из (26) можно получить выражение для вероятности перехода молекулы на колебательный уровень с $n \ge 0$ [64]:

$$w_n = \frac{2\beta_n}{n!} \cdot \frac{\left|\Gamma\left(2\beta_0 - n - i\xi\right)\right|^2}{\Gamma\left(2\beta_0\right) \cdot \Gamma\left(2\beta_0 - n + 1\right)} \cdot \left|\frac{\Gamma\left(1 + i\xi\right)}{\Gamma\left(1 - n + i\xi\right)}\right|^2.$$
(31)

Здесь введены следующие обозначения:

$$\beta_n = \frac{\sqrt{2\mu U_0}}{\alpha \hbar} - \left(n + \frac{1}{2}\right); \quad \xi = \frac{QS_{E,\parallel}}{\alpha \hbar},$$

 μ – приведённая масса молекулярного осциллятора и Γ – гамма-функция. В частности, полагая в (31) n = 0, находим вероятность для молекулы остаться в основном состоянии (вероятность невозбуждения):

$$w_0 = \left| \frac{\Gamma(2\beta_0 - i\xi)}{\Gamma(2\beta_0)} \right|^2$$

Выражение (31) описывает последовательное возбуждение всё более высоких колебательных уровней молекулы при увеличении электрической площади возбуждающего импульса. Кроме того, поскольку число уровней дискретного спектра потенциала Морзе (30) конечно, при достаточно большой электрической площади импульса становится существенной диссоциация молекулы. Данные закономерности иллюстрирует рисунок 5, где показаны вероятности возбуждения для 4 нижних колебательных уровней молекулы с потенциалом (30), а также вероятность диссоциации молекулы.



Рис. 5. Вероятности перехода молекулы на 4 нижних уровня колебательного спектра и вероятность диссоциации молекулы для потенциала Морзе (30). Возбуждающий импульс был выбран в виде полуциклового униполярного импульса гауссовой формы с фиксированной амплитудой поля $E_0 = 2 \cdot 10^{10}$ В/м и переменной длительностью; остальные параметры:

 $U_0 = 2$ эВ, $D_0 = 1$ Å, $\alpha = 2/D_0$, Q = e, $\mu = 20 m_p$, где m_p – масса протона

Другой системой, представляющей значительный интерес, являются низкоразмерные полупроводниковые наноструктуры – квантовые ямы и квантовые точки. Такие наноструктуры обладают атомоподобным характером энергетического спектра при весьма больших дипольных моментах, что обуславливает большое количество потенциальных применений в нанооптике. В настоящее время также растёт интерес к изучению взаимодействия различных наноструктур с ультракороткими импульсами, в том числе предельно короткими [65]. В простейшем случае профиль потенциальной энергии, удерживающей электроны внутри наноструктур, можно аппроксимировать одномерной (для квантовых ям) или трёхмерной (для квантовых точек) прямоугольной потенциальной ямой. Если длительность возбуждающего импульса заметно короче периода осцилляций электрона в основном состоянии (с учетом сделанной выше оговорки), то воздействие импульса на наноструктуру можно описывать выражением (26). В частности, используя известные выражения для волновой функции электрона в бесконечно глубокой одномерной потенциальной яме, выражения для вероятности перехода на возбуждённые уровни в квантовой яме можно получить в достаточно простом аналитическом виде. Так, например, для вероятности невозбуждения в квантовой яме толщины L находим:

$$w_{0} = \left| \frac{\sin(S_{E}/S_{QW})}{S_{E}/S_{QW}} + \sin(S_{E}/S_{QW}) \cdot \frac{S_{E}/S_{QW}}{\pi^{2} - (S_{E}/S_{QW})^{2}} \right|^{2},$$

где $S_{QW} = 2\hbar/(qL)$. Величина S_{QW} , таким образом, играет роль характерного масштаба электрической площади воздействующего импульса, который позволяет осуществить значимое возбуждение рассматриваемой системы. Иными словами, возбуждающий предельно короткий импульс может перевести заметную долю электронов из основного состояния в квантовой яме на возбуждённые уровни, только если его электрическая площадь будет по меньшей мере сопоставима по величине с S_{OW} .

Для квантовых точек в качестве более адекватной модели выступает трёхмерная сферически симметричная прямоугольная потенциальная яма. Для такой ямы конечной глубины U₀ и радиуса *а* вероятность невозбуждения следующая [62]:

$$w_{0} = \frac{16\pi^{2}A_{0}^{4}}{q^{2}} \cdot \left| \frac{1}{2} \operatorname{si}\left(\frac{S_{E}}{S_{\text{QD}}}\right) - \frac{1}{4} \operatorname{si}\left(\frac{S_{E}}{S_{\text{QD}}} - 2ka\right) - \frac{1}{4} \operatorname{si}\left(\frac{S_{E}}{S_{\text{QD}}} + 2ka\right) + \exp(2\kappa a) \operatorname{sin}^{2}(ka) \cdot \Im \left[\operatorname{Ei}\left(2\kappa a - i\frac{S_{E}}{S_{\text{QD}}}\right) \right] \right|^{2}.$$

Здесь использованы такие обозначения:

$$S_{\rm QD} = \frac{\hbar}{ea}; \qquad \kappa = \frac{1}{\hbar} \sqrt{-2mE_{\rm QD,0}}; \qquad k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 + E_{\rm QD,0})};$$
$$A_0^{-2} = 2\pi a \left[1 - \frac{\sin(2ka)}{2ka} + \frac{\sin^2(ka)}{\kappa a} \right],$$

 $E_{\rm QD,0}$ обозначает основной (нижний) энергетический уровень в трёхмерной яме, функция si – интегральный синус, Ei – интегральная показательная функция, а \Im – символ мнимой части. Как и в случае одномерной квантовой ямы, величина $S_{\rm QD}$ здесь выступает в качестве характерной меры электрической площади импульса, вызывающего существенное изменение состояния квантовой системы (квантовой точки).

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Еще около десяти лет назад работы, где так или иначе обсуждались униполярные импульсы, были исключительно теоретическими и казались физикам, работающим в области экспериментов, лишь формально математическими и не заслуживающими вниманиями. В настоящий момент привлекательные особенности воздействия униполярных импульсов на микрообъекты и перспективы применения таких импульсов, иллюстрируемые в данной главе, привлекают внимание растущего круга исследователей. Однако практически нет экспериментальных работ, где целенаправленно ставилась бы задача создания источников униполярного или квазиуниполярного субциклового излучения.

Известно большое число публикаций, где авторы приводят зависимости напряженности поля от времени в импульсах терагерцового излучения и вычисленные по ним спектры излучения. Временная форма напряженности поля в таких работах может визуально казаться униполярной и рассчитанные спектры имеют ненулевое значение на нулевой частоте [66, 67]. Однако, в выводах этих публикаций не содержится утверждений о том, что регистрируемые ими импульсы обладают ненулевой электрической площадью, хотя их результаты говорят в пользу существования униполярности в коротких импульсах.

Одно из первых экспериментальных подтверждений наличия униполярного излучения (с ненулевой электрической площадью) получено в импульсном излучении гигагерцового диапазона частот, которое возникает при пролете быстрых заряженных частиц вблизи границы металлического экрана [68]. Униполярность была продемонстрирована радиотехническим способом. Антенна представляла собой полосковую линию, которая включала в себя два сверхвысокочастотных диода, на основе которой была собрана балансная схема. Подобная схема позволила зафиксировать наличие униполярности и направление вектора напряженности электрического поля. Значения электрической площади авторы не приводят.

К этим работам можно добавить и исследования аттосекундных импульсов. При использовании методов регистрации параметров коротких импульсов [69] в работах [70, 71] получены временные зависимости напряженности поля импульсов. Униполярность излучения и электрическая площадь импульсов не оценивалась и в этих работах.

Одной из основных причин, тормозящих проведение таких экспериментальных исследований, служит отсутствие методик и приборов, способных провести измерение электрической площади импульса. Доступных устройств, позволяющих измерить электрическую площадь электромагнитного импульса, фактически нет. Их отсутствие могли бы заменить регистраторы временной зависимости напряженности поля в импульсе с необходимым временным разрешением. В терагерцовом диапазоне частот подобные измерения проводят в случае, когда источником терагерцового импульса служит короткий мощный фемтосекундный импульс, возбуждающий кратковременное движение зарядов – сверхбыстрые токи в том или ином веществе. Выделяя в возникающем излучении терагерцовый спектральный диапазон, излучение направляют на нелинейный оптический кристалл, который меняет свои оптические характеристики под действием напряженности электрического поля излучения. Сквозь кристалл с задержками в пределах терагерцового импульса пропускают часть исходного фемтосекундного импульса, который меняет свое состояние поляризации. По изменению состояния поляризации и судят о величине напряженности и знаке поля в терагерцовом импульсе. Такие системы регистрации называются оптоэлектрическими. Они достаточно широко применяются в оптико-терагерцовых экспериментах. Их описание дано в [66]. Типичная схема приведена на рисунке 6.

Фемтосекундный импульс светоделителем 1 делится на два. Прошедший импульс, обладающий большей интенсивностью, возбуждает импульс терагерцового излучения в нелинейной среде 2. Затем терагерцовое излучение собирается в направленный пучок параболическим зеркалом 3. На пути излучения располагается спектральный фильтр F. Он поглощает излучение в области спектра фемтосекундного импульса. Вторым параболическим зеркалом 4 пучок фокусируется в нелинейный кристалл ZnTe. Туда же поступает и слабый исходный импульс, прошедший линию задержки 5. Задача линии задержки – обеспечить приход фемтосекундного импульса в разные моменты прохождения через кристалл ZnTe терагерцового импульса. Наводимая в нем анизотропия пропорциональна напряженности поля в терагерцовом импульсе. Это приводит к изменению эллиптичности пробного пучка, которое затем преобразуется в поворот плоскости поляризации пластинкой λ/4 и регистрируется балансной схемой, состоящей из делительной поляризационной призмы 6 и фотоприемников 7. Надо отметить, что такая схема может быть применена к последовательности импульсов и дает информацию о средних значениях напряженности в серии повторяющихся импульсов. Измерения требуют времени.



Рис. 6. Электрооптическая схема регистрации зависимости напряженности электрического поля от времени в последовательности коротких импульсов терагерцового излучения

Особенность данной схемы состоит в том, что регистрирующий элемент, а это кристалл ZnTe, расположен в дальней зоне от источника. Следовательно, напряженность поля импульса здесь пропорциональна производной по времени от поля в ближней зоне. Определение напряженности поля непосредственно в ближней зоне потребует выполнения операции интегрирования с переменным верхним пределом экспериментальной зависимости $E_{exp}(t)$. Это даст нам зависимость напряженности поля в ближней зоне $E_{near}(t)$. Затем, применяя формулу (1), можно найти электрическую площадь иимпульса. Результат выполнения такой процедуры двойного интегрирования приведен в работе [72].

Данный подход проиллюстрирован на рисунке 7 на примере модельного импульса $E_{\text{far}}(t) = \exp[-(t/\tau)^2] \sin(\Omega t)$ при значении $\Omega \tau = 2$, когда импульс имеет одноцикловый вид, и при $\Omega \tau = 8$, когда импульс содержит четыре цикла. Первый этап интегрирования дает нам поле $E_{\text{near}}(t)$ в ближней зоне. При последующем интегрировании, если время выходит за область длительности импульса, интеграл $S_{\text{E}}(t)$ с переменным верхним пределом стремится к постоянному значению, равному электрической площади. В первом случае импульс в ближней зоне униполярный, а во втором его электрическая площадь равна 0.



Рис. 7. Примеры двойного интегрирования модельного импульса для расчета поля в ближней зоне и величины электрической площади импульса. Графики (а), (б), (в) соответствует $\Omega \tau = 2$, (г), (д), (е) соответствуют $\Omega \tau = 8$

Измерения напряженности поля в терагерцовом импульсе можно проводить и не в дальней зоне. Это позволяет исключить процедуру двойного интегрирования, описанную выше. Для этого нелинейно-оптический кристалл ZnTe надо разместить непосредственно после источника терагерцового излучения. Это было сделано в работе [73]. Схема установки дана на рисунке 8. В ней источник 2, согласно описанию установки, отделен от кристалла тонкой черной бумагой 3, а импульс фемтосекундного излучения, в котором происходит изменение поляризации, направляется в кристалл навстречу терагерцовому излучению, выходящему из источника. Отраженный от задней поверхности ZnTe кристалла импульс фемтосекундного излучения, который проходит кристалл дважды, направляется на балансную схему регистрации, аналогичную показанной на рисунке 6.



Рис. 8. Электрооптическая схема регистрации напряженности поля в импульсах терагерцового излучения в ближней зоне источника. 1 – светоделитель, 2 – источник, 3 – фильтр, отсекающий спектральную область излучения фемтосекундного импульса, 4 – светоделитель, 5 – линия задержки, 6 и 7 – элементы балансной схемы регистрации

В упомянутой работе эта схема была использована для демонстрации униполярности предвестника терагерцового импульса, которая была предсказана ранее в [74]. В работе также продемонстрирован интересный результат. С увеличением расстояния от кристалла ZnTe до источника, показано видимое уменьшение степени униполярности импульса при его распространении в пустом пространстве.

Для определения величины электрической площади следует провести однократное интегрирование полученной экспериментально зависимости напряженности поля от времени. Отметим, что процедура интегрирования даст не только величину, пропорциональную напряженности в ближней зоне, но позволит судить о поведении во времени импульса тока в источнике.

Рассмотренные электрооптические схемы применимы для ситуаций, когда происходит конверсия фемтосекундных импульсов с длительностями в десят-

ки фемтосекунд в значительно более длительные, порядка нескольких пикосекунд импульсы терагерцового диапазона. Они позволяют получить информацию об усредненной по многим импульсам зависимости напряженности поля от времени. И это не единственный их недостаток. Балансным импульсным схемам присуща невысокая точность при больших временах регистрации за счет медленного дрейфа нуля баланса. Причина – нестабильность источников, чувствительности фотоприемников, ошибки в настройке оптической схемы. Наличие систематических ошибок даст ненадежный результат для электрической площади, которую приходится вычислять путем интегрирования сигнала на выходе балансной схемы с дрейфом «нуля».

Если импульс униполярен, то в излучении, очевидно, присутствуют компоненты спектра в радиодиапазоне, включая и нулевую частоту. Они могут быть зафиксированы радиоэлектронными способами. Грубо говоря, здесь может быть использован радиоприемник с соответствующей антенной. Можно использовать обычный осциллограф в режиме измерения постоянного напряжения и подать на его вход сигнал с антенны. Антенна должна быть определенных размеров и ее следует разместить максимально близко к источнику.

В экспериментах [72] в качестве простейшей антенны был взят высокочастотный коаксиальный кабель с открытым концом. Открытый конец кабеля играл роль антенны и располагался вблизи источника ТГц излучения. Таким образом удалось зарегистрировать низкочастотные составляющие в излучении, идущем от филамента в струе жидкости в обратном направлении. Использование такой простейшей системы позволяет прежде всего качественно оценить величину униполярной составляющей.

Подводя итог этого раздела, можно сказать, что регистрация электрической площади вполне возможна и реализована, главным образом, на качественном уровне. Пока не предложен универсальный способ, на основе которого можно создать компактный детектор, позволяющий в большинстве случаев проводить количественное измерение величины электрической площади коротких импульсов. В ряде ситуаций, как это сделано в упомянутых выше работах, можно восстановить зависимость напряженности электрического поля от времени. Такой подход обычно не применим к одиночным импульсам, для которых возможна радиотехническая регистрация. Нам хотелось бы обратить внимание экспериментаторов на проблему регистрации электрической площади и призвать их, при наличии возможности, проводить ее измерения тем или иным доступным им способом и искать способы ее измерения.

6. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Предыдущие разделы этой главы показывают перспективность применения достаточно коротких униполярных импульсов для ускорения заряженных частиц, управления их спином, как спектрально неселективного (одиночные импульсы), так и селективного (пары импульсов) изменения состояния квантовых систем. Последние операции практически мгновенны (короткий «толчок»), в отличие от сравнительно длительного процесса резонансной раскачки осцилляторов многоцикловыми импульсами.

Следует оговорить, что при отходе от требования малой длительности импульсов квазиуниполярные импульсы с нулевой электрической площадью могут оказывать то же воздействие на микрообъекты, что и униполярные. Это происходит в случае пары импульсов противоположной полярности, разделенных интервалом времени, сравнимым с кепплеровским периодом (рисунок 9 показывает, что второй импульс не меняет вероятность ионизации при указанных задержках) или импульса с коротким пиком одной полярности и протяженным малоинтенсивном задним фронтом [75, 76].



Рис. 9. Вероятность ионизации атома водорода одним униполярным импульсом (p_1 , пунктир) с напряженностью $E_1(t) = E_0 \exp(-t^2 / \tau^2)$ и парой импульсов противоположной полярности с временной задержкой δt и напряженностью $E(t) = E_1(t) - E_1(t - \delta t)$ (p, сплошная линия). Параметры $\tau = 1.1$ ас, E_0 отвечает пиковой интенсивности

Вместе с тем, возможны и иные приложения коротких униполярных импульсов. Если рассматривать их как короткие вспышки света, то они выхватывают фрагменты процесса, мгновенные фотографии движений самых разных объектов.

На первый взгляд, за пределами такого применения униполярных импульсов оказываются интерферометрия и голография. Действительно, эти методы требуют наличия опорного и предметного излучения. Предметное излучение рассеивается (дифрагирует) на объекте исследований при его неизменных параметрах. Интерференция предметного и опорного излучения позволяет записывать и затем извлекать информацию об объекте [36, 77]. Утверждение о том, что интерферометрия и голография требуют взаимной когерентности между опорным и предметным пучками, приобрело аксиоматический характер и укоренилось в сознании исследователей. Поскольку применительно к субцикловому и униполяр-

ному излучению понятие когерентности кажется неприемлемым, то постановки вопроса об использовании здесь такого излучения не возникало.

Однако, в работе [78] была предложена принципиально иная схема голографии и интерферометрии, не требующая взаимной когерентности между опорными и предметными пучками. В этой работе сделано обобщение голографической идеи – идеи полной записи, в которой снимаются ограничения на отсутствие изменений в объекте в процессе его экспозиции и становится возможным получение информации о физических свойствах объекта в широком спектральном диапазоне. Ее отличие от традиционной голографии и интерферометрии следующее.

Ключевым процессом в традиционной интерферометрии и голографии является фиксация интерференционной картины от предметного и опорного излучения в веществе. В результате интерференции двух квазимонохроматических волн, содержащих большое число циклов колебаний поля, распределение энергии в процессе экспозиции области регистрации голограммы зависит от разности фаз между опорной и предметной волной. Вещество, в котором записывается голограмма, меняет свои физические свойства, поглощая энергию поля. В тех местах, где расположены максимумы интерференционной картины, плотность энергии поля максимальна, тогда, например, в эмульсии фотопластинки под действием света происходит разложение галогенида серебра и выделяются частички серебра, которые создают потемнение и (или) изменение показателя преломления (опускаем здесь подробности процесса обработки экспонированной эмульсии) в области интерференции двух световых волн. В минимуме плотность энергии поля равна 0. Изменения оптических свойств самого объекта в процессе экспозиции недопустимы в рамках традиционной голографии.



Рис. 10. Схема голографической записи при помощи униполярного импульса

В предложенной в [78] обобщенной голографии процесс записи радикально отличается от традиционного. Его иллюстрирует рисунок 10. Аналог опорной волны – униполярный предельно короткий импульс – возбуждает когерентные движения диполей в частицах регистрирующей среды во всем объеме регистрирующего вещества. Возникает то, что в работе [79] названо волной поляризации. Действительно, эта волна, но она образована когерентными – согласованными и сдвинутыми по фазе в зависимости от положения в пространстве осцилляциями дипольных моментов частиц среды. Далее в среду приходит предметная волна, которая взаимодействовала с объектом. Как показано в [78], интерференция короткого импульса с волной поляризации создает в регистрирующей среде решетку заселенностей уровней, структура которой несет голографическую информацию об объекте. Данный процесс не имеет ничего общего с формированием голограммы в традиционной голографии, где два разнесенных во времени импульса привели бы к равномерной экспозиции светочувствительного слоя.

Следующее применение униполярных импульсов в квантовой информатике обсуждается в работе [80]. В настоящий момент для управления кубитами и квантовыми регистрами используют высокочастотные модулированные импульсы с гармонической несущей. Частота гармонической несущей берется близкой к частотам переходов квантовых систем – искусственных атомов и молекул. Авторы указывают, что ускорить процессы управления квантовыми системами и преодолеть ряд технических трудностей можно при использовании униполярных импульсов.

Анализ кубитных операций с модулированными импульсами, обладающими гармонической несущей и без нее, то есть униполярными, представлен в недавнем обзоре [81]. Рассмотрены реализации квантовых алгоритмов последовательностями коротких униполярных импульсов, которые, по мнению авторов, предоставляют ряд преимуществ. Это сокращение длительности взаимодействия и решение проблемы ограничения теплопередачи от источников излучения к квантовым системам, что улучшает время сохранения когерентности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, из уравнений Максвелла следует возможность существования импульсов электромагнитного поля с ненулевой электрической площадью. Последняя является важной характеристикой коротких электромагнитных импульсов, определяя передачу ими механического импульса микрообъектам. При фиксации диапазона частот предельно короткие импульсы являются строго униполярными.

Векторное поле электрической площади электромагнитных импульсов оказывается безвихревым, а в эффективно одномерных схемах электрическая пло-

щадь сохраняется при распространении импульса. Это обстоятельство накладывает ряд ограничений на реализуемость различных эффектов.

Распространение униполярных импульсов возможно в полых коаксиальных волноводах, или, более общо, в волноводах с неодносвязным поперечным сечением. В неограниченном вакууме без зарядов и сред такие импульсы существовать не могут. Но в вакууме с зарядами униполярность (ненулевая площадь импульса) гарантируется отличием от нуля интегральной плотности заряда хотя бы в какой-то пространственной области.

Воздействие предельно коротких электромагнитных импульсов на широкий круг микрообъектов – атомы, молекулы, наночастицы – определяется в первую очередь электрической площадью этих импульсов. Привлекательной стороной такого воздействия служит его частотная неселективность (нет требования согласования частот переходов в квантовых объектах с несущей частотой импульса, которая у униполярных импульсов отсутствует). В то же время при необходимости селективность воздействия может быть достигнута в случае использования пары униполярных импульсов с контролируемой временной задержкой.

Хотя проблема эффективной генерация униполярных импульсов в терагерцовом и оптическом диапазонах еще ждет своего решения, к настоящему времени предложены и в ряде случаев реализованы варианты соответствующих схем. Униполярные импульсы формируются и при движении зарядов в вакууме, и при преобразовании «обычных» биполярных импульсов в нелинейных средах. В части экспериментальных работ по униполярным импульсам перед исследователями стоит существенная нерешенная проблема. Необходимо оборудование, которое бы позволяло проводить надежную количественную регистрацию электрической площади импульсов.

В этой главе мы не касались вопроса о шумах электромагнитного поля, которые наиболее важны для импульсов с протяженными фронтами. Частичным оправданием может служить то, что, как правило, случайные процессы не имеют постоянной составляющей, ввиду чего можно надеяться на их слабый вклад в электрическую площадь электромагнитных импульсов.

Некоторое время тому назад представление о том, что излучение в терагерцовом и оптическом диапазоне должно иметь вид многоциклового импульса с выделенной несущей частотой и плавной огибающей, прочно вошло в обиход в оптике и лазерной физике. Оно казалось чуть ли не единственно возможным видом поля в коротких импульсах излучения. Исследования в области предельно коротких импульсов показали, что можно получать короткие импульсы с одним интенсивным всплеском напряженности поля. Приведенные выше примеры говорят о том, что во многих ситуациях такие униполярные или кввазиуниполярные импульсы позволяют предложить новые пути улучшения возможностей уже известных методов решения самых разных задач. Спустя некоторое время, возможно, униполярные импульсы с самой разной формой зависимости напряженности поля от времени не только перестанут казаться необычными и нереализуемыми, но войдут в обиход исследователей в самых разных диапазонах спектра. И в первую очередь в терагерцовом диапазоне, расширяя богатый спектр фундаментальных и технических приложений [82].

Исследования по разделам 1 и 2 выполнены при поддержке Российского научного фонда, грант 23-12-00012, раздел 4.2 поддержан Российским научным фондом, грант 21-72-10028. Остальные разделы поддержаны Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gaumnitz, T.A. Streaking of 43-attosecond soft-X-ray pulses generated by a passively CEP-stable mid-infrared driver / T.A. Gaumnitz, A. Jain, Y. Pertot, M. Huppert, I. Jordan, F. Ardana-Lamas, H.J. Wörner // Optics express. – 2017. – V.25. – № 22. – P. 27506–27518. DOI: 10.1364/OE.25.027506 (Q1).

2. Krausz, F. Attosecond physics / F. Krausz, M. Ivanov // Reviews of modern physics. – 2009. – V.81. – No 1. – P. 163–234. DOI: 10.1103/RevModPhys.81.163 (Q1).

3. Jackson, J.D. Classical electrodynamics. New York – London, J. Willey, 1962; Русский перевод: Джексон, Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965.

4. Бессонов, Е.Г. Об одном классе электромагнитных волн / Е.Г. Бессонов // ЖЭТФ. – 1981. – Т.80. – № 3. – С. 852–858 (Q2).

5. Беленов Э.М. О некоторых решениях уравнений нелинейной оптики без приближения медленно меняющихся амплитуд и фаз // Э.М. Беленов, А.В. Назаркин // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т.51. – № 5. – С. 252–255 (Q2).

6. Kaplan, A.E. Electromagnetic "bubbles" and shock waves: unipolar, nonoscillating EM solitons / A.E. Kaplan, P.L. Shkolnikov // Physical review letters. – 1995. – V.75. – № 12. – P. 2316–2319 (Q1).

7. Сазонов, С.В. Униполярные солитоноподобные структуры в неравновесных средах с диссипацией / С.В. Сазонов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2021. – Т. 114. – № 3. – С. 160–166 (Q2).

8. Sazonov, S.V. Soliton-like unipolar objects in nonequilibrium dissipative media / S.V. Sazonov // Laser Physics Letters. – 2021. – V.18. – № 10. – P. 105401 DOI: 10.1088/1612-202X/ac22b6 (Q2).

9. Bogatskaya, A.V. Unipolar terahertz pulse formation in a nonequilibrium plasma channel formed by an ultrashort uv laser pulse / A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov // Physical Review E. – 2021. – V.104. – № 2. – P. 025202. DOI: 10.1103/PhysRevE.104.025202 (Q1).

10. Bogatskaya A.V. Three-dimensional modeling of intense unipolar THz pulses formation during their amplification in nonequilibrium extended Xe plasma channel / A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov // Physical Review E. – 2022. – V.105. – № 5. – P. 055203. DOI: 10.1103/PhysRevE.105.055203 (Q1).

11. Маймистов А.И. Некоторые модели распространения предельно коротких электромагнитных импульсов в нелинейной среде / А.И. Маймистов // Квантовая электроника. – 2000. – Т.30. – № 4. – С. 287–304 (Q3).

12. Leblond, H., Models of few optical cycle solitons beyond the slowly varying envelope approximation / H. Leblond, D. Mihalache // Physics Reports. $-2013. - V.523. - N \ge 2. - P. 61-126.$ DOI: 10.1016/j.physrep.2012.10.006 (Q1).

13. Архипов, Р.М. Униполярный свет: существование, получение, распространение, воздействие на микрообъекты / Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов // Квантовая электроника. – 2020. – Т.50. – № 9. – С. 801–815 (Q3).

14. Сазонов, С.В. К нелинейной оптике предельно коротких импульсов / С.В. Сазонов // Оптика и спектроскопия. – 2022. – Т.130. – № 12. – С. 1846–1855. DOI: 10.21883/OS.2022.12.54090.45-22 (Q3).

15. Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.

16. Розанов, Н.Н. О площади предельно коротких световых импульсов / Н.Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. – 2009. – Т.107. – №. 5. – С. 761–765 (Q4).

17. Розанов, Н.Н. Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нанои атто- . М.: Физматлит (2011).

18. Розанов, Н.Н. О законах сохранения в электродинамике сплошных сред / Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов // УФН. – 2018. – Т. 188. – № 12. – С. 1347–1353. DOI: 10.3367/UFNr.2018.07.038386 (Q2).

19. Aharonov, Y. Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory / Y. Aharonov, D. Bohm // Physical Review. – 1959. – V.115. – № 3. – P. 485. DOI: 10.1103/PhysRev.115.485 (Q1).

20. Архипов, Р.М. Оптический эффект Ааронова-Бома / Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов // Письма в ЖЭТФ. – 2020. – Т.111. – № 12. – С. 794–797. DOI: 10.31857/S1234567820120010 (Q2).

21. Розанов, Н.Н. Транспортировка предельно коротких импульсов излучения в волноводах с неодносвязным поперечным сечением // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т.127. – № 6. – С. 960–962. DOI: 10.21883/ OS.2019.12.48692.253-19 (Q3).

22. Plachenov, A. 2D splash mode / A. Plachenov, G. Dyakova // Journal of Physics: Conference Series. – 2022. – V.2373. – № 6. – P. 062001. DOI: 10.1088/1742-6596/2373/6/06200113.

23. Плаченов, А.Б. Импульсы электромагнитного поля с ненулевой электрической площадью / А.Б. Плаченов, Н.Н. Розанов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2022. – Т. 65. – № 12. – С. 1003–1014. DOI: 10.52452/00213462_2022_65_12_10 03 (Q4).

24. Фещенко, Р.М. Об интеграле по времени от электромагнитного поля. ЖЭТФ. – 2023. – Т.136. – № 4. – С. 461–466. DOI: 10.31857/S0044451023040028 (Q3).

25. You D. Propagation of half-cycle far infrared pulses / D. You, P.H. Bucksbaum // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – V.14. – № 7. – P. 1651–1655. DOI: 10.1364/ JOSAB.14.001651 (Q2).

26. Kaplan, A.E. Diffraction-induced transformation of near-cycle and subcycle pulses / A.E. Kaplan // J. Opt. Soc. Am. B. 1998. V.15. P. 951–956. DOI: 10.1364/ JOSAB.15.000951 (Q2).

27. Розанов, Н.Н. О дифракции предельно коротких импульсов / Н.Н. Розанов // Опт. и спектр. – 2003. – Т.95. – № 2. – С. 318–321; N.N. Rozanov. On the diffraction of ultrashort pulses //Optics and Spectroscopy. – 2003. – V. 95. – Р. 299–302 (Q4).

28. Хармут Х.Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи. М.: Радио и связь, 1985.

29. Архипов, М.В. Получение униполярных импульсов в дальней зоне источника / М.В. Архипов, Р.М. Архипов, Н.Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. – 2021. – Т.129. – № 9. – С. 1173–1175. DOI: 10.21883/OS.2021.09.51345.2342 (Q4).

30. Корниенко, В.Н. Особенности излучения пары монополярных электромагнитных импульсов в свободное пространство и характера их взаимодействия с модельной средой / В.Н. Корниенко, Д.Р. Румянцев, В.А. Черепенин // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. – 2017. – No 3. http://jre. cplire.ru/jre/mar17/8/text.pdf

31. Розанов, Н.Н. Формирование трехмерных униполярных импульсов при движении зарядов в вакууме / Н.Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. – 2020. – Т. 128. – № 1. – С. 95–97. DOI: 10.21883/OS.2020.01.48843.258-1922 (Q4).

32. Розанов, Н.Н. // Электрическая площадь поля в вакууме с движущимися зарядами / Н.Н. Розанов // Письма в Журнал технической физики. – 2020. – Т.46. – № 4. – С. 15–17. DOI: 10.21883/PJTF.2020.04.49043.18094 (Q2).

33. Розанов, Н.Н. Электрическая площадь импульса при разделении и слиянии зарядов в вакууме / Н.Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. – 2020. – Т. 128. – № 4. – С. 502–504. DOI: 10.21883/OS.2020.04.49200.350-19 (Q4).

34. Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988.

35. Розанов, Н.Н. Униполярный импульс электромагнитного поля при равномерном движении заряда в вакууме / Н.Н. Розанов // УФН – 2023. – Т. 193. – № 10. – С. 1127–1133. DOI: 10.3367/UFNr.2022.12.039297 (Q2).

36. М. Борн, Э. Вольф. Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.

37. Ginzburg, V.L. Radiation of a uniformly moving electron due to its transition from one medium into another / V.L. Ginzburg, I.M. Frank //Journal of Physics (USSR). – 1945. – V.9. – P. 353–362.

38. Chen R., Recent advances of transition radiation: fundamentals and applications / R. Chen, Z. Gong, J. Chen, X. Zhang, X. Zhu, H. Chen, X. Lin. //Materials Today Electronics. – 2023. – V.3. – P. 100025. DOI: 10.1016/j.mtelec.2023.100025.

39. Гинзбург, В.Л., Цытович, В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984.

40. Rosanov, N.N. Electromagnetic pulses with non-zero electric area in transition radiation. Laser Phys. Lett. -2023. - V. 20. - N 9. - P. 095301. DOI: 10.1088/1612-202X/ace524 (Q2).

41. Herzer, S. An investigation on THz yield from laser-produced solid density plasmas at relativistic laser intensities / S. Herzer, A. Woldegeorgis, J. Polz, A. Reinhard, M. Almassarani, B. Beleites, F. Ronneberger, R. Grosse, G. G. Paulus, U. Hübner, T. May, A. Gopal // New J. Phys. – 2018. – V. 20. – № 6. – P. 063019. DOI: 10.1088/1367-2630/aaada0 (Q1).

42. Arkhipov, M.V., Generation of unipolar half-cycle pulses via unusual reflection of a single-cycle pulse from an optically thin metallic or dielectric layer / M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov, I.V. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov // Optics Letters. – 2017. – V. 42. – № 11. – P. 2189–2192. DOI: 10.1364/OL.42.002189 (Q1).

43. Pakhomov, A.V. Temporal differentiation and integration of few-cycle pulses by ultrathin metallic films / A.V. Pakhomov, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov // Optics Letters. – 2021. – V. 46. – № 12. – P. 2868–2871. DOI: 10.1364/ OL.428238 (Q1).

44. Kozlov, V.V. Generation of unipolar pulses from nonunipolar optical pulses in a nonlinear medium / V.V. Kozlov, N.N. Rosanov, C. De Angelis, S. Wabnitz. // Physical Review A. – 2011. – V. 84. – №. 2. – P. 023818. DOI: 10.1103/ PhysRevA.84.023818 (Q1).

45. McCall, S.L. Self-induced transparency / S.L. McCall, E.L. Hahn // Phys. Rev. – 1969. – V. 183. – №. 2. – P. 457–485 (Q1).

46. Bullough, R.K. Exact solutions of the self-induced transparency equations / R.K. Bullough, F. Ahmad // Physical Review Letters. $-1971. - V. 27. - N_{\odot}. 6. - P.$ 330–333 (Q1).

47. Пархоменко, А.Ю. Самоиндуцированная прозрачность многоуровневой квантовой среды при распространении предельно коротких импульсов / А.Ю. Пархоменко, С.В. Сазонов // ЖЭТФ. – 1998. – Т. 114. – № 5. – С. 1595–1617 (Q3).

48. Kalosha, V.P. Formation of optical subcycle pulses and full Maxwell-Bloch solitary waves by coherent propagation effects / V.P. Kalosha, J. Herrmann // Physical review letters. – 1999. – V. 83. – N_2 . 3. – P. 544–547. DOI: 10.1103/ PhysRevLett.83.544 (Q1).

49. Arkhipov, R. Single-cycle pulse compression in dense resonant media / R. Arkhipov, M. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, I. Babushkin, N. Rosanov // Optics Express. – 2021. – V.29. – № 7. – P. 10134–10139. DOI: 10.1364/OE.419862 (Q1).

50. R. Arkhipov / Unipolar half-cycle pulses and their applications for efficient excitation and selective ultrafast control of atomic systems / Arkhipov R., Arkhipov M., Pakhomov A., Babushkin I., Demircan A., Morgner U., Rosanov N. // In International Conference on Ultrafast Phenomena (pp. Tu4B-37). Optica Publishing Group. 2020.

51. Архипов, Р.М. Получение изолированных аттосекундных импульсов с большой электрической площадью в плотной резонансной среде / Р.М. Архипов, М.В. Архипов, С.В. Федоров, Н.Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. – 2021. – Т. 129. – № 10. – С. 1286–1292. DOI: 10.21883/OS.2021.10.51495.2512-2141 (Q4).

52. Высотина, Н.В. Предельно короткие импульсы усиленной самоиндуцированной прозрачности / Н.В. Высотина, Н.Н. Розанов, В.Е. Семенов // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – V. 83. – № 7. – Р. 337–340 (Q2).

53. Розанов, Н.Н. Прямое ускорение заряда в вакууме импульсами излучения с линейной поляризацией / Н.Н. Розанов, Н.В. Высотина // ЖЭТФ. – 2020. – Т. 157. – № 1. – С. 63–66. DOI: 10.31857/S004445102001006X (Q3).

54. Aleksandrov, I.A. Relativistic electron-spin dynamics in a strong unipolar laser field / I.A. Aleksandrov, D.A. Tumakov, A. Kudlis, V.M. Shabaev, N.N. Rosanov // Physical Review A. -2020. - T. 102. - N 2. - C. 023102. DOI: 10.1103/ PhysRevA.102.023102 (Q1).

55. Aleksandrov, I.A., Scattering of a twisted electron wavepacket by a finite laser pulse / I.A. Aleksandrov, D.A. Tumakov, A. Kudlis, V.A. Zaytsev, N.N. Rosanov // Physical Review A. – 2022. – V. 106. – № 3. – P. 033119. DOI: 10.1103/ PhysRevA.106.033119 (Q1)

56. Розанов Н.Н. Электрон в поле встречных импульсов излучения / Н.Н. Розанов // Письма в ЖЭТФ. – 2021. – Т. 113. – № 3. – С. 157–160. DOI: 10.31857/ S1234567821030034 (Q2).

57. Moskalenko, A.S. Charge and spin dynamics driven by ultrashort extreme broadband pulses: a theory perspective / A.S. Moskalenko, Z.G. Zhu, J. Berakdar //Physics Reports. – 2017. – V. 672. – P. 1–82. https://doi.org/10.1016/j. physrep.2016.12.005 (Q1).

58. Шифф Л. Квантовая механика. М.: ИИЛ, 1959.

59. Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974.

60. Dimitrovski, D. Ionization and recombination in attosecond electric field pulses / D. Dimitrovski, E.A. Solov'ev, J.S. Briggs // Physical Review A. $-2005. - V.72. - N_{\rm P} 4. - P. 043411$. DOI: 10.1103/PhysRevA.72.043411 (Q1).

61. Архипов, Р.М. Атомная мера электрической площади униполярного светового импульса. / Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов // Письма в ЖЭТФ. – 2021 – Т. 114. – № 3. – С. 156–159. DOI: 10.31857/ S123456782115003951 (Q2).

62. Rosanov, N.N. Criterion for the yield of micro-object ionization driven by few- and subcycle radiation pulses with nonzero electric area / N.N. Rosanov, D.A. Tumakov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov // Phys. Rev. A. $-2021. - V. 104. - N_{\odot} 6. - P. 063101.$ DOI: 10.1103/PhysRevA.104.063101.

63. Розанов, Н.Н. Взаимодействие интенсивных предельно коротких импульсов с квантовыми объектами / Н.Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т.124. – № 1. – С. 75–77. DOI: 10.21883/OS.2018.01.45361.174-17 (Q4).

64. Pakhomov, A.V. Ultrafast control of vibrational states of polar molecules with subcycle unipolar pulses / A.V. Pakhomov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov, R.M. Arkhipov // Physical Review A. – 2022. – V. 105. – № 4. – P. 043103. https://doi. org/10.1103/PhysRevA.105.043103 (Q1).

65. Ciappina, M.F. Attosecond physics at the nanoscale / M.F. Ciappina, J.A. Pérez-Hernández, A.S. Landsman et al. // Reports on Progress in Physics. $-2017. - V.80. - N_{\odot} 5. - P. 054401$. https://doi.org/10.1088/1361-6633/aa574e55.

66. Naftaly M. Terahertz metrology. - Washington: Artech House, 2015.

67. Fülöp, S. Laser □ driven strong □ field terahertz sources / S. Fülöp, S. Tzortzakis, T. Kampfrath // Advanced Optical Materials. – 2020. – V. 8. – № 3. – P. 1900681. https://doi.org/10.1002/adom.201900681 (Q1).

68. Naumenko G., First indication of the coherent unipolar diffraction radiation generated by relativistic electrons / G. Naumenko, M. Shevelev // Journal of Instrumentation. -2018. - V. 13. - N 05. - P. C05001. DOI: 10.1088/1748-0221/13/05/C05001.

69. Trebino R., Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating / R. Trebino, K.W. DeLong, D.N. Fittinghoff, J.N. Sweetser, M.A. Krumbügel, B.A. Richman, D.J. Kane //Review of Scientific Instruments. -1997. - V. 68. - N 9. - C. 3277 - 3295. DOI: 10.1063/1.1148286 (Q2).

70. Hassan, M.T. Optical attosecond pulses and tracking the nonlinear response of bound electrons / M.T. Hassan, T.T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg et al. // Nature. – 2016. – V. 530. – № 7588. – P. 66–70. DOI:10.1038/ nature16528 (Q1).

71. Midorikawa, K. Progress on table-top isolated attosecond light sources // K. Midorikawa // Nature Photonics. -2022. -V. 16. -N = 4. -P. 267–278. DOI: 10.1038/s41566-022-00961-959 (Q1).

72. Архипов, М.В., Экспериментальное определение униполярности импульсного терагерцового излучения / М.В. Архипов, А.Н. Цыпкин, М.О. Жукова, А.О. Исмагилов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов // Письма в ЖЭТФ. – 2022. – Т. 115. – № 1. – С. 3–9. DOI: 10.31857/S1234567822010013 (Q2).

73. Ilyakov, I.E. Experimental observation of optically generated unipolar electromagnetic precursors / I.E. Ilyakov, B.V. Shishkin, E.S. Efimenko, S.B. Bodrov, M.I. Bakunov // Optics Express. – 2022. – V. 30. – №. 9. – P. 14978–14984. DOI: 10.1364/OE.455768 (Q1).

74. Bakunov, M.I. Optically generated terahertz pulses with strong quasistatic precursors / M.I. Bakunov, A.V. Maslov, M.V. Tsarev // Physical Review A. – 2017. – V. 95. – \mathbb{N} 6. – P. 063817. DOI: 10.1103/PhysRevA.95.063817 (Q1).

75. Arkhipov, R. // Selective ultrafast control of multi-level quantum systems by subcycle and unipolar pulses / R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N. Rosanov, I. Babushkin // Optics express. -2020. - V. 28. $- N_{2} 11. - P. 17020-17034$. DOI: 10.1364/OE.393142 (Q1).

76. Розанов, Н.Н. Униполярные и квазиуниполярные электромагнитные импульсы / Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов, Д.А. Тумаков // Оптика и спектроскопия. – 2023. – Т. 131.– № 2. – С. 212–2015. DOI: 10.21883/ OS.2023.02.55008.22-23 (Q4).

77. Collier, R., Burckhardt, C., Lin, L. Optical holography. N.Y.: Academic Press, 1971.

78. Архипов, Р.М. О возможности голографической записи в отсутствие взаимной когерентности опорного и предметного пучков // Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов // Письма в ЖЭТФ. – 2020. – Т. 111. – №. 9. – С. 586–590. DOI: 10.31857/S1234567820090025 (Q2).

79. Arkhipov, R.M. Ultrafast creation and control of population density gratings via ultraslow polarization waves / R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov // Optics Letters. – 2016. – T. 41. – № 21. – P. 4983–4986. DOI: 10.1364/OL.41.004983 (Q1).

80. Бастракова, М.В. Томография состояний кубитов и реализация квантовых алгоритмов униполярными импульсами / М.В. Бастракова, Н.В. Клёнов, А.М Сатанин // ЖЭТФ. – 2020. – Т. 158. – № 4. – С. 579–593. DOI: 10.31857/ S0044451020100016 (Q3).

81. Вожаков В.А. Управление состояниями в сверхпроводниковых квантовых процессорах / А.В. Вожаков, М.В. Бастракова, Н.В. Кленов, И.И. Соловьев, В.В. Погосов, Д.В. Бабухин, А.А. Жуков, А.М. Сатанин // УФН. – 2022. – Т. 192. – № 5. – С. 457–476. DOI: 10.3367/UFNr.2021.02.038934 (Q2).

82. Leitenstorfer, A. The 2023 Terahertz Science and Technology Roadmap / A. Leitenstorfer et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2023. – V. 56. P. 223001. DOI: 10.1088/1361-6463/acbe4c (Q2).

ГОЛОГРАФИЯ И ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

В.С. Павельев^{1,2}, В.В. Герасимов^{3,4}, К.Н. Тукмаков¹, М.С. Комленок⁵, С.Н. Хонина^{1,2}, С.А. Дегтярев^{1,2}, А.Н. Агафонов¹, В.А. Сойфер^{1,2}, В.И. Конов⁵, Н.Д. Осинцева⁴, Ю.Ю. Чопорова⁴

 ¹Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва
 ²ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН
 ³Новосибирский государственный университет
 ⁴Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
 ⁵Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

введение

В последнее время исследования в терагерцовом диапазоне электромагнитного спектра пользуются большим интересом специалистов в различных областях науки. Долгое время возможности проведения исследований в терагерцовом диапазоне были ограничены отсутствием эффективных источников и приемников излучения. Появление широкодиапазонных источников терагерцового излучения, основанных на использовании фемтосекундных лазеров [1,2], привело к взрывному росту числа работ в этой области. Большая часть работ была посвящена спектроскопии во временной области. Достоинством этого подхода является возможность одновременного измерения амплитуды и фазы исходного излучения, что позволяет применять уникальный метод проведения измерений. С другой стороны, эта техника не позволяет исследовать быстрые (переходные) процессы и реализовывать оптические схемы, хорошо зарекомендовавшие себя в оптическом диапазоне. Появление монохроматических источников терагерцового излучения (квантово-каскадных лазеров [3], диодных лазеров [4], гиротронов [5] и лазеров на свободных электронах [6,7]), некоторые из которых обладают высокой средней мощностью, сделало возможным расширить разнообразие оптических схем в этом диапазоне. Терагерцовое монохроматическое излучение применяется для исследования структуры материала и спектроскопии [8,9], создания сканирующих и изображающих систем [10], биомедицины [11], обработки материалов [12], создания систем дистанционного зондирования (лидаров) [13] и телекоммуникационных систем [14,15], а также в проведении фундаментальных исследований, в частности, исследований газового разряда [16]. В значительной части приложений [8,11–13,16] требуется использование мощного терагерцового излучения. Широкий спектр приложений терагерцового когерентного излучения (в том числе мощного) определяет актуальность разработки экспериментального инструментария

для управления характеристиками пучков такого излучения (интенсивность, поперечно-модовый состав, амплитудно-фазовое распределение, поляризационное состояние). В оптическом диапазоне для решения задач формирования заданного амплитудно-фазового распределения широкое применение приобрела голография. В отличии от оптического диапазона в терагерцовом диапазоне голография не получила большого развития. Поиск в Web of Science Core Collection дает только 0.5% публикаций, посвященных терагерцовой голографии, от общего числа публикаций, посвященных исследованиям в терагерцовом диапазоне. Большая часть работ, посвященных терагерцовой голографии, относится к спектроскопии во временной области (см., например, [17]). Только 4% работ, посвященных терагерцовой голографии, выполнено с использованием источников монохроматического излучения (см., например, [18-20]). В настоящей Главе приведено обобщение результатов 15 лет исследований в области терагерцовой голографии [21], выполненных с помощью Новосибирского лазера на свободных электронах (НЛСЭ) [13,22]. Эти исследования включают в себя как цифровую голографию (аналогово-цифровое преобразование сигнала), т.е., голографическую запись и воспроизведение изображений объектов с последующей регистрацией изображений объектов цифровой камерой, так и компьютерную голографию (цифро-аналоговое преобразование), то есть, преобразование волновых фронтов с помощью дифракционных оптических элементов (ДОЭ), которые в таком случае играют роль компьютерно-синтезированных голограмм. Новосибирский лазер на свободных электронах – одна из установок ЦКП «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения». В настоящее время это источник монохроматического терагерцового излучения с самой высокой средней мощностью, и в обычном режиме, в зависимости от длины волны, он генерирует излучение с мощностью от 10 до 200 В. При необходимости, мощность может быть уменьшена как с помощью блокировки генерации заданной доли импульсов в ускорителе электронов, так и с помощью обычных аттенюаторов. Лазер работает в квазинепрерывном режиме с частотой 5.6 МГц, генерируя импульсы длительностью 100 пс, которая ограничивает длину когерентности в голографических измерениях. Выходной гауссов пучок является линейно поляризованным.

Расходимость пучка с профилем, близким к гауссовому, равна 3*10⁻³ рад. Лазер имеет три отдельных резонатора, которые могут генерировать излучение с длиной волны, перестраиваемой в диапазонах 8–10, 40–80, и 90–340 мкм, соответственно. Большая часть экспериментов, результаты которых приводятся в настоящей Главе, была выполнена в диапазоне длин волн 130–150 мкм; некоторые эксперименты выполнялись на других длинах волн. Широта излучаемого спектра лазера составляет 0.3–1% длины волны. Важным направлением исследований являлась разработка, изготовление, исследование и применение дифракционных оптических элементов (ДОЭ) для преобразования излучения лазера на свободных электронах в заданное световое распределение. Были изготовлены и исследованы ДОЭ для преобразования гауссова пучка излучения терагерцового лазера в пучки заданного модового состава, а также ДОЭ для фокусировки

терагерцового излучения в заданные двух- и трехмерные области. В видимом диапазоне эта задача успешно решается с помощью пространственных жидко-кристаллических модуляторов, однако в настоящее время не существует коммерчески-доступных модуляторов терагерцового диапазона. Кроме того, ДОЭ, изготовленные на подложках из соответствующих материалов, обладают высокой лучевой стойкостью и могут быть использованы для управления мощными пучками терагерцового лазера. Кроме применений голографии, разработка ДОЭ терагерцового и субмиллиметрового диапазонов с высокой лучевой стойкостью необходима для построения оптических систем гиротронов [5], применяемых, в частности, для нагрева термоядерной плазмы [23]. Большие значения длин волн дают возможность использовать для изготовления элементов терагерцовой фотоники технологии, редко применяемые для изготовления ДОЭ оптического диапазона – лазерную абляцию [24] и 3D печать [25]. В настоящей Главе приведены результаты исследований на Новосибирском лазере на свободных электронах ДОЭ, изготовленных оригинальными технологиями. Другим важным применением Новосибирского лазера на свободных электронах является натурное моделирование взаимодействия электромагнитной волны в более коротковолновом диапазоне с трехмерной субволновой структурой сложной топологии. Возможности экспериментального исследования взаимодействия световой волны с субволновой двух или трехмерной структурой в оптическом диапазоне ограничены пространственным разрешением технологий микро- наноструктурирования. Терагерцовый лазер с перестраиваемой длиной волны позволяет исследовать дифракцию световой волны на объектах сложной топологии и с большим отношением длины волны к характерному размеру неоднородности. Возможность формирования практически произвольных двух- и трехмерных субволновых структур терагерцового диапазона определила создание метаповерхностей и фотонно-кристалических волноводов. В данной Главе приведены результаты создания и исследования метаповерхностей, предназначенных для управления поляризационным состоянием терагерцового когерентного пучка, а также терагерцовых фотонно-кристаллических и фотонно-квазикристаллических структур.

Авторы выражают особую благодарность профессору Б.А. Князеву, а также коллективу ЦКП «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Xu, L. Terahertz beam generation by femtosecond optical pulses in electrooptic materials/ L. Xu, X. C. Zhang, D. H. Auston // Applied Physics Letters. – 1992. – V.61.– P. 1784–1786. DOI: https://doi.org/10.1063/1.108426

2. Grischkowsky, D. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors / D. Grischkowsky et al. //Journal of the Optical Society of America. – 1990. – V. 7. - P. 2006–2015. DOI: https://doi.org/10.1364/ JOSAB.7.002006
3. Williams, B. S. Terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams // Nature Photonics. – 2007. – V.1. – P. 517-525. DOI: https://doi.org/10.1038/ nphoton.2007.166

4. Köhler, R. Terahertz semiconductor-heterostructure laser/ R. Köhler et al.// Nature.- 2002. – V. 417. – P. 156-159. DOI: https://doi.org/10.1038/417156a

5. Glyavin, M. Y. Generation of 1.5- kW, 1-THz Coherent Radiation from a Gyrotron with a Pulsed Magnetic Field / M. Y. Glyavin, A. G. Luchinin, G. Y. Golubiatnikov // Physical Review Letters. – 2008. – V.100. – 015101. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.015101

6. Carr, G. L. High-power terahertz radiation from relativistic electrons / Carr, G. L. et al // Nature. – 2002. – V. 420. – P.153-156. DOI: https://doi.org/10.1038/ nature01175

7. Kulipanov, G. N. Novosibirsk Free Electron Laser / G. N. Kulipanov et al.// Facility Description and Recent Experiments. IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2015. – V. 5, P. 798-809. DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2453121

8. Cherkassky, V. S. Introscopy of solids at novosibirsk terahertz free electron laser / V. S. Cherkassky et al. // In 2006 Joint 31st International Conference on Infrared Millimeter Waves and 14th International Conference on Teraherz Electronics. IEEE. – 2006. – P. 320–320. DOI:10.1109/ICIMW.2006.368528

9. Hübers, H. W. High-resolution terahertz spectroscopy with quantum-cascade lasers/ H. W. Hübers, H. Richter, M. Wienold // Journal of Applied Physics. – 2019. – V.125. –151401. DOI: https://doi.org/10.1063/1.5084105

10. Behnken, B.N. Real-time imaging using a 28 THz quantum cascade laser and uncooled infrared microbolometer camera / B.N Behnken. et al. // Optics Letters. – 2008. – V. 33. – P. 440. DOI: https://doi.org/10.1364/OL.33.000440

11. Weightman, P. Prospects for the study of biological systems with high power sources of terahertz radiation / P. Weightman //Physical Biology. – 2012. – V.9. – 053001. DOI: doi: 10.1088/1478-3975/9/5/053001

12. Agranat, M.B. Damage in a Thin Metal Film by High-Power Terahertz Radiation / M.B. Agranat et al. // Physical Review Letters. – 2018. – V. 120. – 085704. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.085704

13. Kulipanov, G.N. Experimental study of the interaction between terahertz radiation from the Novosibirsk free-electron laser and water aerosol / G.N. Kulipanov et al.// Atmospheric and Oceanic Optics. – 2015. – V. 28. – P.165-168. DOI: https://doi.org/10.1134/S1024856015020062

14. Pavelyev, V.S. Towards multichannel terahertz telecommunication based on mode division multiplexing/ V.S. Pavelyev// AIP Conference Proceedings. – 2020. – V. 2299. – 030002. DOI:10.1063/5.0030592

15. Grant, P.D. Terahertz free space communications demonstration with quantum cascade laser and quantum well photodetector / P.D. Grant et al. // Electronics Letters. – 2009. – V. 45. – P. 952. DOI:10.1049/el.2009.1586

16. Kubarev, V. V. et al. Threshold Conditions for Terahertz Laser Discharge in Atmospheric Gases / V.V. Kubarev//Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2017. – V. 38 – P. 787–798. DOI: https://doi.org/10.1007/s10762-017-0380-3

17. Turov, A. T. Resolution and contrast in terahertz pulse timedomain holographic reconstruction / A. T. Turov et al.// Applied optics. – 2019. – V. 58. – P. G231-G240. DOI: https://doi.org/10.1364/AO.58.00G231

18. Choporova, Y. Y. In-line and reference-beam holography experiments on Novosibirsk free electron / Y. Y. Choporova, V. S. Cherkassky, B. A. Knyazev// Proceedings of 2011 International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, IEEE Microwave Theory & Tech Soc; NASA. – California Inst Technol, Jet Prop Lab; Univ Wollongong, 2011 International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Houston, TX, USA. - 2011. – PP. 1–2 DOI: 10.1109/irmmw-THz.2011.6105183.

19. Heimbeck, M. S. Terahertz digital holographic imaging of voids within visibly opaque dielectrics / M. S. Heimbeck et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. –2014. – V. 5. – P.110-116. DOI: 10.1109/TTHZ.2014.2364511

20. Heimbeck, M. S. Terahertz digital holographic imaging / M. S. Heimbeck, H. O. Everitt // Advances in Optics and Photonics. - 2020. - V. 12. - P. 1. DOI: https://doi.org/10.1364/AOP.12.000001

21. Choporova, Y. Y. Holography as imaging technique for the THz range // Y. Y. Choporova, B. A. Knyazev, M. S. Mitkov// Proceedings of 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMWTHz), IEEE. – 2016.- pp. 1-2 DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2016.7758815

22. Shevchenko, O. A. The novosibirsk free electron laser facility / O.A. Shevchenko et al.// AIP Conference Proceedings. – 2020. – V. 2299 - 020001. DOI: https://doi.org/10.1063/5.0031513

23. Denisov, G. G. The concept of a gyrotron with megawatt output at both first and second cyclotron harmonics for plasma heating in spherical tokamaks / G.G. Denisov et al.// Radiophysics and Quantum Electronics. – 2020. – V. 63. – P. 345-353. DOI: https://doi.org/10.1007/s11141-021-10059-x

24. Kononenko, T. V. Silicon kinoform cylindrical lens with low surface roughness for high-power terahertz radiation / T. V. Kononenko et al.// Optics & Laser Technology. – 2020. – V. 123. – 105953. DOI: https://doi.org/10.1016/j. optlastec.2019.105953

25. Siemion, A. The magic of optics-an overview of recent advanced terahertz diffractive optical elements / A. Siemion//Sensors. – 2021. – V. 21. – P. 100. DOI: https://doi.org/10.3390/s21010100

1. ГОЛОГРАФИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

1.1. Приемники терагерцового диапазона

В терагерцовом диапазоне детекторы являются ключевыми элементами оптических схем, включающих регистрацию изображений. В следующем подразделе мы представим голографию как метод получения изображений. Изображение появляется после реконструкции цифровой голограммы, описанной в 1.2 ниже. Относительно низкая энергия отдельного терагерцового фотона не позволяет создавать матрицы, элементы которых непосредственно конвертировали бы фотон в свободный электрон. Здесь мы не рассматриваем одноканальные детекторы, детекторы на горячих электронах [1] и полупроводниковые детекторы [2], которые можно применять для записи голограмм сканирующими методами [3]. Все матричные детекторы, использованные нами для регистрации терагерцовых изображений в разных экспериментах, основаны на регистрации теплового эффекта излучения, но с разными методами регистрации теплового отпечатка.

Регистрирующие приборы показаны на рисунке 1.1.1, а их характеристики приведены в таблице 1.1.1 Первые три устройства непосредственно нечувствительны к терагерцовому излучению и регистрируют только его тепловой след. Самые первые примитивные голограммы Френеля – дифракционные картины амплитудных масок с опорным отверстием для опорного луча [4] – были получены с помощью тепловизора (ТИ), чувствительного к ближнему инфракрасному излучению. Из-за низкого пространственного и временного разрешения голограмм, записанных таким способом, а также сильных тепловых шумов в лаборатории на длине волны 3 мкм, в дальнейшем были использованы другие методы.

Прибор	ТЧИ	тчлэ	ТИ	ммбп	Pyrocam IV
Мода	активная	активная	пассивная	прямая	прямая
Δ <i>x</i> (мм)	0,3	0,25/1,5	2	0,051*	0,08
Δt (c)	0,3	0,25/1,3		0,02*	0,02
Частота повторений	_	4/1	25	20	25
Площадь (мм ²)	50 x 50	75 x 75	_	16,32 x 16,32	25,6 x 25,6
Чувствительность	средняя	низкая	средняя	высокая	высокая

Табл. 1.1.1. Характеристики изображающих приборов для излучения с длиной волны 140 мкм



Рис. 1.1.1. Устройства для получения изображений в терагерцовом диапазоне (фиолетовые столбики: диапазоны спектральной чувствительности приборов, желтые столбики: рабочая длина волны детекторов)

Два других прибора, в которых для регистрации терагерцовых изображений использовалось излучение видимого диапазона, имеют более высокое пространственное разрешение. Большая площадь получаемых с их помощью голограмм повышает качество их восстановления. В термочувствительном интерферометре (ТЧИ) видеокамера регистрирует динамику интерференционной картины в плоскопараллельной стеклянной пластине, освещенной коллимированным лучом диодного лазера видимого диапазона. Исследуемое терагерцовое излучение освещает непрозрачную в терагерцовом диапазоне пластину с обратной стороны. Изменение показателя преломления в тонком слое стекла при нагреве локально увеличивает длину оптического пути. Поскольку априори известно, что при воздействии на пластину терагерцовым излучением после открытия затвора набег фазы в каждой точке может быть только положительным, интерферограмма может быть легко численно преобразована в распределение интенсивности терагерцового пучка. Термооптические свойства стекла ВК7 стандартны и хорошо известны. В [5] было показано, что такой интерферо-

метр является измерителем абсолютной мощности. Он не требует калибровки, так как сдвиг на одну полосу зависит только от теплооптических характеристик пластины и для стекла К7 соответствует мощности локального поглощения 5,1 Дж/см². В отличие от всех других визуализаторов, этот прибор используется в режиме однократного измерения. Повторное измерение возможно только после остывания пластины. Возможный размер изображения определяется размером освещаемой площади, которая в нашем случае составляла 60 мм. Другой регистратор большой площади, термочувствительные люминофорные экраны (ТЧЛЭ) Macken Instruments, был способен записывать голограммы площадью 75 на 75 мм². Принцип их действия основан на термическом гашении люминесценции, возбуждаемой ртутной лампой. Было показано [6], что отклик на нагрев является линейным вплоть до значения тушения около 50%. Впервые матричные приемники, способные напрямую регистрировать терагерцовое излучение в режиме реального времени, были использованы в середине 2000-х [7]. Это были матрицы микроболометров (ММБП) с датчиками на основе оксида ванадия, предназначенные для среднего инфракрасного диапазона. Их порог чувствительности в ТГц диапазоне был в 15 раз меньше, чем в ИК диапазоне. Тем не менее, она была довольно высокой (10⁻³ Вт/см² или 33нВт/пиксель). Вскоре было обнаружено, что они чувствительны к поляризации, а антенный эффект в подводящих проводах оказался механизмом поглощения терагерцового излучения [8]. Антенный эффект теперь используется в недавно разработанных массивах микроболометров [9]. Разрешение матричных приемников ограничено пределом длины волны, поскольку размер их чувствительных элементов меньше длины волны. Относительным недостатком этих камер, например, при съемке голограмм, является их небольшой физический размер. Недавно в ряду коммерчески доступных приборов появились пироэлектрические камеры Ругосат IV с матрицей 320 х 320, но с чувствительностью ниже, чем у ММБП. Таким образом, в настоящее время есть некоторая возможность выбора формирователей изображения в терагерцовом диапазоне. Примеры голограмм, записанных различными устройствами обработки изображений, и реконструированных изображений показаны на рисунке 1.1.2.

1.2. Методы терагерцовой голографии

В отличие от видимого диапазона голография является одним из наименее развитых направлений терагерцовой оптики. Поиск в Web of Science Core Collection показывает, что из публикаций, относящихся к терагерцовому диапазону, только 0,5% статей посвящено голографии, причем большинство из них выполнено с использованием спектроскопии во временной области (см., например, [10]). Только 4% из них выполнены с использованием источников монохроматического излучения (см., например, [11]). В терагерцовом диапазоне голограммы можно записывать только в цифровом виде, и, соответственно, они могут быть восстановлены так же в цифровом виде, либо с по-

мощью вторичного источника света (например, лазера видимого диапазона). Мы считаем, что метод обратного распространения наиболее адекватный метод восстановления терагерцовых голограмм в настоящее время. Существует несколько подходов к расчету обратного распространения, рассмотренные в [12]. В терагерцовом диапазоне, отношение размера пикселя к длине волны накладывает свои ограничения в применении методов восстановления. Здесь, учитывая наш опыт с ограничениями выборки, мы покажем восстановление с использованием только подхода свертки Рэлея-Зоммерфельда (RSC), так как он лучше всего работает с нашей геометрией. Вкратце напомним, что для выполнения восстановления численно нужно умножить функцию передачи голограммы $H{\xi,\eta}$ на комплексно-сопряженную опорную волну $E_{R}{\xi,\eta}$ в плоскости голограммы ${\xi,\eta}$. Для реконструкции использовалась плоская волна с равномерной интенсивностью

$$E_{R}(\xi,\eta) = E_{R}^{*}(\xi,\eta) = 1$$
(1.1.1)

Выходная волна распространяется через свободное пространство в обратном направлении и образует волновое поле в плоскости объекта $\{x,y\}$, описываемое интегралом дифракции Рэлея-Зоммерфельда

$$E(x,y) = \frac{i}{\lambda} \iint H(\xi,\eta) \frac{\exp(-ikr)}{r} \cos(n,r) d\xi d\eta, \qquad (1.1.2)$$

где λ – длина волны излучения,

$$\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}) = \frac{Z}{r} \tag{1.1.3}$$

 – освещающая голограмму волна. Решение интеграла позволяет получить распределение интенсивности и фазы объектной волны, используя следующие выражения:

$$I(x, y) = |E(x, y)|^2$$
(1.1.4)

$$\varphi(x, y) = \arg \frac{\operatorname{Im}[E(x, y)]}{\operatorname{Re}[E(x, y)]}.$$
(1.1.5)

Интеграл (1.1.2) может быть решен напрямую без каких-либо приближений или, если позволяет схема эксперимента, его можно упростить и решить другими методами, включающими одно или несколько преобразований Фурье (быстрые преобразования Фурье). Для зоны дифракции Фраунгофера

$$\left(z > \frac{k[(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2]_{max}}{2}\right)$$
голограмма может быть восстановлена с по-

мощью одного преобразования Фурье. Поскольку в реальном голографическом эксперименте терагерцовая голограмма почти всегда находится в ближней зоне, в дальнейшем мы будем рассматривать только дифракцию Френеля.

Если использовать теорему свертки, то выражение (1.1.2), может быть переписано в виде

$$E(x,y) = \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}[H(\xi,\eta)]\mathcal{F}[h(\xi,\eta)]\},\tag{1.1.6}$$

что ниже мы будем называть подходом свертки Рэлея-Зоммерфельда, где

$$h(\xi,\eta) = \frac{iz \exp(-ik\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + z^2})}{\lambda(\xi^2 + \eta^2 + z^2)}$$
(1.1.7)

это когерентно-передаточная функция. Восстановление голографического изображения без переналожения изображений требует выполнения условий теоремы выборки. В случае свертки Рэлея-Зоммерфельда такие условия в зависимости от четырех безразмерных параметров были получены в [13].

Подход RSC работает и для внеосевых голограмм, записанных по схеме интерферометра Маха-Цендера. Чтобы сравнить разрешение внеосевой и встроенной голографии, было создано изображение мишени с горизонтальной и вертикальной щелями 0,6 мм. Для более высокого пространственного разрешения внеосевую голограмму изготавливали из пяти кадров путем сканирования в плоскости, перпендикулярной направлению распространения луча. Видно, что это разрешение ограничено и недостижимо без расширения поля записи голограммы. Таким образом, системы встроенной голографии имеют большее эффективное поле зрения и более высокое разрешение изображения по сравнению с внеосевыми системами [14] для терагерцового диапазона. Однако существуют системы с сильной дифракцией нулевого порядка, такие как системы с ослабленным полным отражением, которые требуют использования метода внеосевой записи [13]. Кроме того, следует отметить, что информацию о фазе в линейной схеме в целом можно получить с помощью дополнительных алгоритмов восстановления фазы, в то время как этого легко можно добиться с помощью внеосевой голографии. В то же время конкретно для терагерцового диапазона частот, где, как было указано ранее (табл. 1.1.1), размер пикселя может быть меньше длины волны, углы между опорной и объектной волнами могут быть больше [15]. Таким образом, можно сформировать субволновые интерференционные полосы, которые не будут ухудшать разрешение при реконструкции, аналогично тому, как это было сделано при численной постобработке в работе [16].



Рис. 1.1.2. Голограммы (верхний ряд), записанные термочувствительным люминофорным экраном (а), тепловизором (б) и матрицей микроболометрических приемников (в); и соответствующие восстановленные изображения (нижний ряд) (Объекты-металлические маски с отверстиями)



Рис. 1.1.3. Изображения примера объекта, показывающие наилучшее достигнутое разрешение для осевой и внеосевой геометрий. Схемы записи и реконструкции. Голограммы металлической маски и восстановленные изображения с RSC-подходом для осевой и внеосевой схемы соответственно

Список литературы

1. Semenov, A.D. Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors / A.D. Semenov, G. N. Gol'tsman, R. Sobolewski // Superconductor Science and Technology. -2002. -V. 15. - P. 1-16. DOI: 10.1088/0953-2048/15/4/201

2. S. Komiyama Single-Photon Detectors in the Terahertz Range / Komiyama, S. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2011. – V. 17. – P. 54-66. DOI: 10.1109/JSTQE.2010.2048893

3. M.S. Heimbeck Terahertz digital holographic imaging / Heimbeck, M.S., Everitt, H.O. // Advances in Optics and Photonics. – 2020. – V. 12. – P. 1. DOI: 10.1364/AOP.12.000001

4. V.S. Cherkassky Terahertz imaging and holography with a high-power free electron laser / Cherkassky, V.S., Knyazev, B.A., Kozlov, S.v, Kubarev, V.v, Kulipanov, G.N., Matveenko, A.N., Popik, V.M., Root, D.N., Rudych, P.D., Shevchenko, O.A., Trifutina, A.v, Vinokurov, N.A. // IRMMW-THZ2005: THE JOINT 30TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON INFRARED AND MILLIMETER WAVES AND 13TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON TERAHERTZ ELECTRONICS. – 2005. – V.1 and 2. – P. 337–338. DOI: 10.1109/ ICIMW.2005.1572550

5. N.A. Vinokurov Visualization of radiation from a high-power terahertz free electron laser with a thermosensitive interferometer / Vinokurov, N.A., Knyazev, B.A., Kulipanov, G.N., Matveenko, A.N., Popik, V.M., Cherkassky, V.S., Shcheglov, M.A. // Technical Physics. – 2007. – V. 52. – P. 911–919. DOI: 10.1134/S1063784207070134

6. B.A. Knyazev Wide-field imaging using a tunable terahertz free electron laser and a thermal image plate / Knyazev, B.A., Kubarev, V.V. // Infrared Physics & Technology. – 2009. – V. 52. – P. 14–18. DOI: 10.1016/j.infrared.2008.09.003

7. A.W. Lee Real-time terahertz imaging over a standoff distance (>25 meters) / Lee, A.W.M., Qin,Q., Kumar, S., Williams, B.S., Hu,Q., Reno, J.L. // Applied Physics Letters. – 2006. – V. 89. – P. 141125. DOI: 10.1063/1.2360210

8. M. A. Dem'yanenko Imaging with a 90framesâ^•s microbolometer focal plane array and high-power terahertz free electron laser / Dem'yanenko, M.A., Esaev, D.G., Knyazev, B.A., Kulipanov, G.N., Vinokurov, N.A. // Applied Physics Letters. – 2008. – V. 92. – P. 131116. DOI: 10.1063/1.2898138

9. J. Gou Spiral Antenna-Coupled Microbridge Structures for THz Application / Gou, J., Zhang, T., Wang, J., Jiang, Y. // Nanoscale Research Letters. – 2017. –V.12. – P. 91. DOI: 10.1186/s11671-017-1857-7

10. A.T. Turov Resolution and contrast in terahertz pulse time-domain holographic reconstruction / Turov, A.T., Kulya, M.S., Petrov, N.v., Gorodetsky, A. // Applied Optics. – 2019. – V. 58. – P. G231. DOI: 10.1364/AO.58.00G231

11. Y.Y. Choporova In-line and reference-beam holography experiments on Novosibirsk free electron / Choporova, Y.Y., Cherkassky, V.S., Knyazev, B.A. // 2011 International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2011. – V. 1. – P. 44958. DOI: 10.1109/irmmw-THz.2011.6105183

12. Yu.Yu. Choporova Classical Holography in the Terahertz Range: Recording and Reconstruction Techniques / Knyazev, B.A., Mitkov, M.S. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2015, – V. 5(5). – P. 836–844

13. M.S. Heimbeck Terahertz digital holographic imaging / Heimbeck, M.S., Everitt, H.O. // Advances in Optics and Photonics. – 2020. – V. 12. – P. 1. DOI: 10.1364/AOP.12.000001

14. L. Xu Imaging analysis of digital holography / Xu, L., Peng, X., Guo, Z., Miao, J., Asundi, A. // Optics Express. – 2005. – V. 13. – P. 2444. DOI: 10.1364/ OPEX.13.002444

15. Y. Yu. Choporova Holography as an ATR THz imaging technique / Choporova, Y.Yu., Knyazev, B.A. // 2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). – 2018. – V. 1. – P. 1. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2018.8510150

16. N.V. Petrov Terahertz phase retrieval imaging in reflection / Petrov, N.V., Perraud, J.-B., Chopard, A., Guillet, J.-P., Smolyanskaya, O.A., Mounaix, P. // Optics Letters. – 2020. – V. 45. – P. 4168. DOI: 10.1364/ol.397935

2. МЕТОДЫ И ТЕХНОЛОГИИ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

2.1 Изготовление кремниевых дифракционных оптических элементов терагерцового диапазона с помощью литографического травления

В монографии [1] описаны методы расчета, технологии изготовления и результаты исследования дифракционных оптических элементов оптического диапазона. В работах [2–10] представлены результаты исследования силовых дифракционных оптических элементов терагерцового диапазона с бинарным (двухуровневым) микрорельефом. Сильное ограничение на фазовую функцию (она может в этом случае принимать только одно из двух значений – 0 или π) сужает использование элементов с бинарным микрорельефом, однако их применение позволяет успешно решать ряд прикладных задач [1], в том числе в области управления мощными пучками лазерного излучения. В качестве источника излучения в работах [2–10] использовался Новосибирский лазер на свободных электронах [11]. В качестве материала подложки для изготовления ДОЭ в [2–10] был выбран высокоомный кремний [12], что объясняется необходимостью управления мощными пучками лазерного излучения (высокоомный кремний имеет высокую радиационную стойкость) и малым поглощением материала в рабочей части спектра. Использование полимерных материалов, таких как полиметилпентен, для изготовления элементов, работающих с мощными пучками ТГц излучения, ограничено их низкой лучевой стойкостью [2,3]. Высокоомный

кремний HRFZ-Si [12] обладает широкой полосой пропускания, высокой лучевой стойкостью и позволяет работать с мощными пучками терагерцового излучения. Выбор материала подложки и требования к микрорельефу определяют выбор технологии для изготовления ДОЭ[1]. В настоящее время существует несколько хорошо изученных и широко распространенных технологий анизотропного травления кремния [13–16]. Выбор в пользу анизотропного травления вместо изотропного обусловлен необходимостью получения вертикальных стенок для снижения влияния погрешностей изготовления микрорельефа на эффективность работы дифракционного оптического элемента [17]. Из всех перечисленных в [13–16] технологий анизотропного травления кремния для изготовления дифракционных оптических элементов ТГц диапазона лучше всего подходит Bosch-процесс в индукционно связанной плазме ICP, т.к. он позволяет получать заданную топологию элементов при большой глубине травления (более 30 мкм) без проблем с микромаскированием, что выгодно отличает его от криогенного анизатропного травления. К тому же применение Bosch-процесса не требует сложного криогенного оборудования. При подборе оптимальных параметров травления необходимо обеспечить баланс между скоростью травления, углом отклонения стенок, величиной подтрава под маску и качеством стенок. Основными параметрами, которые влияют на характеристики итоговой топологии образца, являются расход реакционных газов, мощность источников, давление в реакторе, величина смещения, подаваемого на подложку, времена травления и пассивации и их взаимное соотношение. Для получения заданных рабочих характеристик ДОЭ было необходимо обеспечить угол отклонения стенок микрорельефа от вертикали не более 10° и обеспечить низкую шероховатость дна поверхности элемента [1,17]. Для формирования микрорельефа в [2-10] был выбран Bosch-процесс [14] с использованием источника индуктивно-связанной плазмы, так как он позволяет обеспечить вертикальность стенок, малую величину подтрава и отсутствие шереховатости дна при травлении. Травление осуществлялось на установке плазмохимического травления ЭТНА-100-ПТ (производство компании НТ-МДТ, г. Зеленоград). Воsch-процесс в индуктивно-связанной конфигурации источника плазмы (ICP-RIE) [18] производился в атмосфере С₄F₈/Ar (пассивация) и SF₆/Ar (травление). В [2–10] был произведен подбор параметров травления (мощность источников, давление в реакционном объеме, расход реакционных газов, время пассивации и время травления, расход аргона, время цикла предварительной и окончательной очистки), были подобраны параметры, которые обеспечили скорость травления кремния (на уровне 600 нм/мин), малый угол отклонения от вертикали (менее 5°), малый подтрав под маску (изменение ширины элементов не более 5 мкм) и приемлемое качество поверхности стенок [2-10]. Оптимальное давление в реакторе составляло около 10 Па и зависело от стадии цикла травления, для откачки реактора использовался турбомолекулярный насос, что обеспечивало быстрое обновление реакционной атмосферы [2–10]. Во всех циклах травления использовалась добавка ионообразующего инертного газа аргона (20 л/час). Расход С₄F₈ был на уровне 60 л/час, расход SF₆ – на уровне 30 л/час. Мощность ICP-источни-

ка индуктора была 300 Вт, частота 13,56 МГц. Ускоряющий источник работал только на стадии травления и только в режиме регуляции автосмещения потенциала подложки (constant DC-Bias) 180 В, при этом его мощность не превышала 25 Вт, частота источника 13,56 МГц. Длительность циклов подбиралась для обеспечения вертикальности стенок и составила 11 секунд для фазы пассивации и 9 секунд для фазы травления. Глубина травления за один цикл при этом составляла 200 нм. Общая глубина травления задавалась количеством циклов. После выполнения циклического травления выполнялась кратковременная «зачистка» поверхности в атмосфере SF₆ в изотропном режиме травления. Процесс формирования микрорельфа ДОЭ включал в себя выполнение следующих операций [2,3] (см. рисунок 1.2.1): а) подготовка кремниевой пластины (отмывка и контроль параметров), б) и в) создание защитной маски методом оптической литографии, г) реактивное ионное травление (РИТ) кремния, д) удаление остатков металлической маски.



Рис. 1.2.1.Этапы формирования микрорельфа ДОЭ: а) подготовка пластины; б) нанесение металлического и фоторезистивного слоя; в) экспонирование фоторезиста и жидкостное травление низлежащего слоя металла; г) РИТ кремния д) удаление металлической маски

Высота дифракционного микрорельефа бинарного ДОЭ определяется по формуле [1]:

$$h = \lambda / 2 (n-1), \qquad (1.2.1)$$

где n – показатель преломления материала подложки, λ – длина волны освещающего излучения. Для формирования микрорельефа большой высоты (для длины волны λ = 141 мкм и значения показателя преломления кремния n = 3,42 высота бинарного рельефа составляет h = 29,1 мкм, для длины волны λ = 130 мкм – h = 26,8 мкм, соответственно) был использован метод реактивно-ионного травления. В связи с низкой плазмостойкостью фоторезистивной маски её нельзя использовать без дополнительного маскирующего слоя. Поэтому в [2,3] применялись плазмостойкие металлические маски (использовались алюминий и медь с подслоем хрома). Для получения масок в сформированной на поверхности кремния тонкой металлической пленке с помощью фотолитографии (при-

менялся позитивный фоторезист ФП-4-04мА, обеспечивающий разрешение не хуже 0,5 мкм) и химического травления формировались «окна», через которые впоследствии производилось РИТ кремниевой подложки [2,3]. Процесс нанесения пленки металла производился на установке «ЭТНА МТ-100» (производство НТ-МДТ, Россия) [2,3]. В процессе отработки метода установлено, что медная маска в процессе РИТ обладает на порядок более высокой по сравнению с алюминиевой селективностью (более 1:300) [2,3]. Но при этом медная пленка обладает низкой адгезией к кремнию, поэтому перед нанесением медного покрытия необходимо нанесение адгезионного подслоя, для этого использовался подслой хрома толщиной 30 нм [2,3]. Для получения топологического рисунка в медном слое применялось жидкостное травление через фоторезистивную маску в 5% растворе хлорного железа (FeCl₂). После травления медной пленки фоторезистивная маска удалялась концентрированным раствором щелочи. Для травления подслоя хрома через медную маску был использован раствор K₂[Fe(CN)₂] : NaOH : H₂0 1:3:16 [2,3]. Алюминиевая пленка имеет достаточно высокую адгезию к кремнию, что позволяет не использовать адгезионный подслой. Травление алюминиевой пленки производилось сразу после проявления фоторезистивной маски в том же проявителе, не вынимая образца. При этом высокая скорость травления алюминия в проявителе обеспечивает сохранение фоторезистивной маски и полное и качественное травление алюминия. Таким образом, преимуществом этого материала является гораздо более простой и быстрый способ получения маски. Контроль геометрических параметров формируемого микрорельефа осуществлялся с помощью интерферометра белого света WLI-DMR производства Института Фраунгофера (г. Йена, Германия) рисунок 1.2.2, а также с помощью растрового электронного микроскопа FEI Quanta-200.



Рис. 1.2.2. Результаты исследования участка изготовленного бинарного дифракционного микрорельефа с помощью интерферометрии белого света [3] (расчетная высота составляла *h* = 26,8 мкм): а) изображение участка микрорельефа, б) профиль микрорельефа вдоль отрезка на рисунке а)

Применение интерферометрии белого света позволяло производить экспресс-контроль качества реализации микрорельефа, в то время как применение растровой электронной микроскопии (в том числе исследование сколов изготовленных тестовых образцов) позволяло производить точное исследование характеристик изготовленного микрорельефа.

Элементы изготавливались в двух вариантах: без покрытия и с антиотражающим покрытием из парилена С. Парилен С в качестве антиотражающего покрытия ранее был использован в работах [19,20]. По результатам эксперимента [2,3] видно, что нанесение антиотражающего покрытия на обе стороны изготовленного бинарного дифракционного оптического элемента позволяет снизить френелевские потери до пренебрежимого уровня (1–2%) [2,3] и создавать кремниевые бинарные дифракционные оптические элементы с энергетической эффективностью и качеством формирования заданного распределения, близкими к расчетным. Созданные элементы не повреждались вплоть до значения плотности мощности 4 кВт/см² в максимуме гауссова распределения освещающего пучка терагерцового лазера [2,3], что соответствует пиковой мощности для 100-пикосекундного импульса почти 8 МВт/см².

Таким образом, метод формирования микрорельефа с использованием металлических масок (алюминий, медь с подслоем хрома) и анизатропного травления кремния способом «Bosch-процесс» в [2,3] был применен для изготовления силовых дифракционных элементов терагерцового диапазона. Данный метод позволяет обеспечить необходимую точность изготовления топологии микрорельефа кремниевых дифракционных оптических элементов – достигнутое латеральное разрешение – выше 5 мкм и разрешение по высоте – выше 200 нм. Металлические маскирующие слои, впервые использованные в [2,3] для формирования дифракционного микрорельефа ТГц диапазона, позволяют обеспечить глубину протрава микрорельефа по высоте – 200 нм за один цикл травления/пассивации. Металлические маски обладают высокой плазмостойкостью по сравнению с плазмостойкими фоторезистами и не подвержены быстрой деградации в плазме и просты в получении. На рисунке 1.2.3 представлены изготовленные бинарные кремниевые дифракционные оптические элементы – дифракционная решетка (делитель пучка) и линза Френеля.



Рис. 1.2.3. Изготовленные бинарные кремниевые дифракционные оптические элементы – *a*) дифракционная решетка (делитель пучка) и б) линза Френеля

Результаты исследования других бинарных оптических элементов терагерцового диапазона – фокусаторов излучения [5,7,10], элементов, предназначенных для управления поперечно-модовым составом пучка [8,9], аксиконов [4,6] представлены в других разделах данной главы. В 1.4 представлены результаты исследования субволновых кремниевых элементов (метаповерхностей), позволяющих управлять поляризационным состоянием терагерцового когерентного пучка и изготовленных с помощью модификации технологии, ранее описанной в [2,3]. На рисунке 1.2.4 приведено фото такого субволнового элемента [21].



Рис. 1.2.4. Фото бинарного субволнового оптического элемента, предназначенного для формирования когерентного пучка терагерцового излучения с заданным поляризационным состоянием

В работе [22] приведены результаты изготовления с помощью технологии литографии и исследования многоуровневых кремниевых дифракционных оптических элементов. Увеличение числа уровней квантования микрорельефа («ступенек») позволяет повысить дифракционную эффективность элементов [1], однако изготовление многоуровневого микрорельефа литографической технологией требует использования совмещения фотошаблонов, что сильно усложняет процесс и увеличивает стоимость изготовления элемента. Отметим, что относительно большие характерные размеры микрорельефа терагерцового диапазона позволяют использовать для его изготовления «нелитографические» технологии (например, технологии прямой записи – лазерной абляции и т.д.) [23]. В 2.2 приведены результаты создания с помощью технологии лазерной абляции и исследования кремниевых и алмазных элементов с многоуровневым и непрерывным микрорельефом.

2.2. Изготовление кремниевых и алмазных ТГц ДОЭ методом лазерной абляции

Рассмотренное в 2.1 литографическое травление кремниевой подложки, применяемое при изготовлении бинарных элементов, имеет свои недостатки в случае создания многоуровневых элементов. Формирование многоуровневого

микрорельефа методом литографического травления требует дорогостоящей и сложной процедуры совмещения фотошаблонов, а бинарные (двухуровневые) элементы, в свою очередь, имеют ограниченную энергетическую эффективность [1]. Для преодоления указанных сложностей ранее было предложено использовать метод лазерной абляции для создания необходимого микрорельефа на поверхности подложки в задаче создания алмазных ДОЭ инфракрасного диапазона [24–26]. Метод лазерной абляции также позволяет проводить обработку поверхности кремния на воздухе и обладает необходимой локальностью воздействия (размер пятна на поверхности и глубина кратера порядка единиц микрон, что достаточно для создания ТГц ДОЭ). Также метод позволяет создавать ДОЭ с очень большой апертурой за относительно короткий срок и без создания шаблонов. Однако нельзя исключить негативных эффектов лазерной абляции, заключающихся в оплавлении стенок полученных кратеров и образовании брустверов, что в свою очередь может отрицательно сказаться на качестве полученного ДОЭ. Поэтому одной из задач разрабатываемого метода является поиск и определение подходящих режимов облучения и абляции, которые позволят минимизировать эффект этих негативных явлений. В экспериментах использовалось два типа лазеров: эксимерный с длиной волны 248 нм и длительностью импульса 20 нс и дисковый Yb: YAG лазер с длиной волны 1030 нм и длительностью импульса 400 фс. Преимущество эксимерного лазера заключается в возможности облучения пятном большого размера с равномерным распределением плотности энергии. Лазер такого типа использовался ранее для создания алмазных ДОЭ ИК-диапазона [24-26]. Отличительной особенностью дискового лазера является большая частота следования импульсов – до 750 кГц. Таким образом, оба лазера характеризуются высокой производительностью, необходимой для создания микрорельефа на большой площади ДОЭ ТГц диапазона. В случае ИК-импульсов коэффициент оптического поглощения кремния составляет $\alpha \approx 30$ см⁻¹ (соответствует глубине поглощения 333 мкм), а в случае УФ – $\alpha \approx 1.8 \cdot 10^6$ см⁻¹ (глубина поглощения 6 нм) [27]. Для сравнения воздействия лазерных источников был выбран ступенчатый профиль рельефа поверхности [28, 29], характерный для многоуровневых ДОЭ. При облучении эксимерным лазером использовалась проекционная схема облучения, при которой с помощью квадратной маски вырезалась центральная часть пучка с равномерным распределением энергии. Размер пятна на поверхности образца после фокусировки объективом с увеличением х20 составлял 200 х 200 мкм (соответствовал ширине ступени), а плотность энергии – 4 Дж/см² (незначительно превосходила порог абляции кремния $\approx 1 \, \text{Дж/см}^2$). Для создания структуры на поверхности кремния образец во время облучения был закреплен на трансляционном столе и передвигался с разной степенью перекрытия соседних пятен: в одном случае шаг был 20 мкм (0,1 размера лазерного пятна), в другом – 200 мкм (размер лазерного пятна). Число импульсов на точку варьировалось для каждой ступени для достижения необходимой глубины и составляло 3100, 6200 и 10000. Результат лазерного воздействия анализировался на растровом электронном микроскопе (РЭМ) и представлен на рисунке 1.2.5.



Рис. 1.2.5. РЭМ-изображения структур на поверхности кремния после лазерного воздействия (λ = 248 нм, плотность энергии в импульсе 4 Дж/см²) с различным шагом перекрытия пятен: 200 мкм (а), 20 мкм (б) [29]

На рисунке 1.2.5 видно, что поверхность после облучения существенно неоднородна и представляет собой переплавленный материал. На поверхности кремния возникли периодические структуры вследствие незначительного шага между соседними пятнами (20 мкм по сравнению с размером пятна – 200 мкм) и переосаждения удаляемого материала. Также значительное количество переосажденного материала наблюдалось по периметру структуры и образовывало так называемые брустверы. Для их удаления образец помещался в плавиковую кислоту (фтористоводородную), которая, как известно, используется для удаления оксида кремния. Результат её воздействия продемонстрирован на рисунке 1.2.6.



Рис. 1.2.6. РЭМ-изображения структур на поверхности кремния после обработки во фтористоводородной кислоте (5 мин.) с различным шагом перекрытия лазерных пятен: 20 мкм (а), 200 мкм (б) [29]

Как следует из рисунка 1.2.6, химическое травление помогло избавиться от переосажденного материала и брустверов по периметру облученной области, однако качество полученных с помощью эксимерного лазера структур осталось неудовлетворительным. По всей видимости, значительные неровности после лазерного воздействия связаны с перегревом материала, т.к. глубина поглощения лазерного излучения l_a в этом случае составляла всего 6 нм, а длина диффузии тепла $\sigma = (\chi \cdot \tau)^{1/2} \approx 1,3$ мкм (где коэффициент температуропроводности $\chi = 0.9$ см²/с, а длительность импульса $\tau = 20$ нс), что привело к формированию конических структур высотой десятки мкм. Аналогичные структуры наблюдались и в других работах [30–32]. В случае облучения кремния с помощью дискового Yb:YAG лазера ($\lambda = 1030$ нм, $\tau = 400$ фс, f = 200 кГц) излучение фокусировалось в пятно диаметром 10 мкм (по уровню 1/е). Плотность энергии в импульсе составляла 15 Дж/см² и значительно превышала порог абляции кремния, составляющий значение ~ 0,5 Дж/см² [33]. Образец устанавливался на вращающейся платформе, ось которой перемещалась вверх-вниз с помощью трансляционного стола. Вращающаяся платформа использовалась для получения радиальной симметрии при формировании линзы. Глубина поверхностной структуры контролировалась изменением числа проходов. Подробнее с деталями эксперимента и схемой облучения можно ознакомиться в статьях [28, 29]. На рисунке 1.2.7. представлены РЭМ-изображения поверхности кремния после облучения. При облучении ИК-лазером отсутствует переосаждение удаляемого с поверхности материала, и шероховатость на дне зоны облучения значительно меньше, чем при УФ-воздействии, что может быть объяснено большой глубиной оптического поглощения излучения и меньшим перегревом образца. Глубина поглощения лазерного излучения *l* в этом случае составляла 333 мкм, а длина диффузии тепла $\sigma \approx 6$ нм. Глубина полученных структур анализировалась при помощи интерференционного микроскопа (Zygo, NewView 5000). Результат анализа приведен на рисунке 1.2.8, из которого следует, что расчетные параметры (ширина и глубина) структур достигнуты с достаточно хорошим соответствием. Вместе с тем, стоит отметить значительную шероховатость обработанной поверхности и наличие углубления вблизи края ступени, которое объясняется замедлением трансляционного стола при смене направления движения. Размер шероховатости увеличивался с ростом глубины профиля и составил величину около 5 мкм при максимальной глубине 43,6 мкм. Таким образом, использование ИК-лазера фемтосекундной длительности импульса для абляции кремния позволяет реализовать заданную высоту дифракционного микрорельефа с достаточно высокой точностью и относительно низкой шероховатостью, поэтому именно он был выбран в качестве источника излучения для создания кремниевых ТГц ДОЭ в [28].



Рис. 1.2.7. РЭМ изображения структур на поверхности кремния после лазерного воздействия (Yb:YAG, λ = 1030 нм, τ = 400 фс): (а) общий вид полученной структуры, (б) поверхность дна зоны облучения



Рис. 1.2.8. Морфологии структур на поверхности кремния после лазерного воздействия (Yb:YAG, $\lambda = 1030$ нм, $\tau = 400$ фс), полученные на интерференционном микроскопе: (а) двумерное изображение, (б) профиль

Для создания ДОЭ терагерцового диапазона, работающих с высокоэнергетическими пучками (например, с лазерами на свободных электронах), в качестве исходного материала целесообразно использовать нелегированный высокоомный кремний [12]. В данной работе была использована подложка из высокоомного кремния с двухсторонней полировкой оптического качества диаметром 30 мм и толщиной 1 мм. Была рассчитана и изготовлена [28, 29] фокусирующая линза для источника терагерцового излучения с длиной волны $\lambda = 141$ мкм с фокусным расстоянием 120 мм. Диаметр линзы составлял 30 мм, а структура поверхности состояла из концентрических колец разной ширины и трех разных глубин: 14,5; 29,1 и 43,6 мкм, соответствующих фазовой функции линзы $3\pi/2$, π и $\pi/2$ с радиальным шагом дискретизации 250 мкм. Параметры облучения поверхности кремния дисковым Yb:YAG лазером и схема облучения были те же, что и в пробных экспериментах, описанных выше. Фотография изготовленной линзы представлена на рисунке 1.2.9.



Рис. 1.2.9. Фотография изготовленной кремниевой четырехуровневой линзы Френеля [28]

На рисунке 1.2.10а изображена схема тестирования изготовленной кремниевой 4-уровневой дифракционной линзы с помощью излучения ЛСЭ с длиной волны $\lambda = 141$ мкм. Для измерения распределения интенсивности вдоль оптической оси использовался матричный микроболометрический приемник (ММБП) с размером отдельного пикселя матрицы 50 мкм и разрешением 320 x 240, который позволяет снимать как видео, так и отдельные кадры (см. п. 1.1.1). ММБП был помещен на моторизированную подвижку и перемещался вдоль оптической оси в диапазоне 100–165 мм от положения ДОЭ. Измеренное осевое распределение интенсивности, формируемое изготовленной линзой, представлено на рисунке 1.2.106. Смещение фокальной плоскости на 5 мм вдоль оптической оси объясняется, видимо, отклонением волнового фронта освещающего пучка от плоского.



Рис. 1.2.10. Оптическая схема тестирования дифракционной линзы (а). Измеренное распределение интенсивности вдоль оптической оси (б). Точки – экспериментальные данные, вертикальная линия – максимум мощности пучка, сформированный на расстоянии 125 мм от дифракционной линзы, горизонтальная линия – ширина на полувысоте

На рисунке 1.2.11 приведены трехмерные распределения интенсивности излучения в плоскостях на расстоянии 115, 125 и 135 мм от положения дифракционной линзы. Необходимо отметить сохранение гауссовой формы сфокусированным линзой пучком.



Рис. 1.2.11. Трехмерные распределения интенсивности в плоскостях, отстоящих от плоскости установки линзы на расстояниях а) 115 мм, б) 125 мм, в) 135 мм

Измеренная в ходе эксперимента дифракционная эффективность линзы составила 35,9%. Оценка потерь на френелевское отражение [34] в кремниевой пластине (показатель преломления кремния n = 3,42) составляет около 49%. Таким образом, при нанесении антиотражающего покрытия дифракционная эффективность элемента может быть в принципе повышена почти до 75%, что неплохо согласуется с теоретической оценкой дифракционной эффективности четырехуровневой линзы Френеля 81% [1]. Некоторое снижение дифракционной эффективности объясняется, видимо, рассеянием на неоднородностях, образующихся при обработке поверхности кремния с высокой плотностью энергии в лазерном импульсе. Известно, что использование значений плотности энергии значительно выше порога абляции кремния приводит к образованию вулканообразных структур на поверхности [33]. Поэтому одним из способов повышения эффективности, является оптимизация условий лазерной обработки образца. Другой способ заключается в уменьшении френелевских потерь, для чего на кремниевые ДОЭ терагерцового диапазона может наноситься антиотражающее покрытие из парилена [19,20]. Ранее парилен в качестве антиотражающего покрытия был использован в работах [2,3]. В [2,3] экспериментально показано, что нанесение двустороннего антиотражающего покрытия на бинарные кремниевые ДОЭ терагерцового диапазона позволяет снизить френелевские потери до пренебрежимых величин. Таким образом, разработка технологии формирования многоуровневого дифракционного микрорельефа совместно с последующим нанесением антиотражающего покрытия позволит повысить эффективность многофункциональной оптики для управления мощными пучками терагерцового лазера. Однако, чтобы приблизиться к 100% эффективности необходимо переходить от квантованных (ступенчатых) к квазинепрерывным (кусочно-непрерывным) дифракционным микрорельефам. Одним из преимуществ дифракционной оптики является возможность фокусировать излучение в заданные области с высокой энергетической эффективностью, что требуется для решения фундаментальных и прикладных задач экспериментальной физики – осуществление "мягкой" терагерцовой абляции, управление газовым разрядом, исследование образцов со сложной топологией и т.д. В этой части мы рассмотрим создание фокусатора гауссова пучка тера-

герцового лазера в область фокусировки в форме квадрата, профиль которого был рассчитан с помощью метода, описание которого приведено в [35]. Элемент был рассчитан для следующего набора параметров [36]: модовый радиус гауссова освещающего пучка w = 11 мм, диаметр апертуры D = 50 мм, размер стороны фокальной области в форме квадрата a = 8,6 мм, фокусное расстояние f = 200 мм, рабочая длина волны $\lambda = 130$ мкм. На рисунке 1.2.12а представлен результат расчета фокусатора, максимальная глубина микрорельефа составляет 53,7 мкм и соответствует черному цвету на рисунке, размер пикселя 5 мкм, а всего изображения – 50 мм (10⁴ пикселей).



Рис. 1.2.12. Рассчитанный микрорельеф фокусатора (а). Фотография изготовленного фокусатора, помещенного в оправу для исследования оптических свойств (б) [36]

Для создания нецентрально-симметричного рельефа на поверхности кремниевого образца использовался высокоскоростной гальванометрический двухкоординатный сканатор, который позволяет управлять движением лазерного луча при высоких частотах следования импульсов. Фокусировка излучения при абляции производилась с помощью F-Theta линзы с фокусным расстоянием 100 мм. В экспериментах использовался минимальный шаг сканирования луча по поверхности, который составлял 11 мкм. Детали эксперимента приведены в [36]. Для определения оптимального режима облучения были созданы тестовые структуры с варьированием мощности лазерного излучения от 4 до 8 Вт, числа импульсов на точку и числа сканирований. Анализ глубины и шероховатости созданных тестовых структур выявил два основных условия, обеспечивающих минимизацию шероховатости аблированной поверхности. Во-первых, это значительное перекрытие соседних лазерных пятен, которое достигается при поддержании отношения расстояния между пятнами к гауссовому радиусу пятна (размерный фактор ε) менее 0,2. Во-вторых, это абляция кремния при низкой плотности энергии лазерного излучения (ниже ~1 Дж/см²) для подавления гидродинамических нестабильностей в расплавленном материале. Оба условия могут быть выполнены при соответствующей расфокусировке пучка, что сопровождается умеренным снижением производительности обработки материала. Поэтому формирование микрорельефа ДОЭ осуществлялось со смещением поверхности кремния на 2 мм от фокальной плоскости линзы. Это привело к увеличению Гауссова диаметра пятна (по уровню интенсивности 1/e²) с 29 мкм до 95 мкм, измеренному по методике, представленной в [37]. При дефокусировке на 2 мм и мощности 6,4 Вт (соответствующей

7.7 Дж/см² без отклонения от фокальной плоскости) глубина тестовой структуры после 40 сканирований уменьшилась с 72 до 46 мкм, а значение шероховатости Ra – c 6 до 1 мкм. На основе предварительных экспериментов была создана программа, которая преобразовывала исходные данные, т.е. массив значений глубины по координатам сетки (показан на рисунке 1.2.12а), в аналогичный массив времен экспозиции по координатам для послойного формирования требуемого рельефа ДОЭ на поверхности кремния. Послойная абляция продиктована соображениями гладкости рельефа и поэтапностью выполнения всего эксперимента, который в общей сложности занял 31 час. В результате данный рельеф был разделен на шесть слоев, пять слоев глубиной 10 мкм и один слой глубиной 3,7 мкм. Каждый слой, кроме последнего, формировался за шесть проходов лазерного излучения мощностью 7 Вт; последний слой создавался за два прохода мощностью 7,1 Вт. На рисунке 1.2.126 представлена фотография изготовленного ДОЭ. Исследования поверхности структурированного кремния проводились с помощью интерференционного Zygo, NewView 5000 и растрового электронного микроскопа FEI Quanta 200. На рисунке 1.2.13 представлены расчетный и измеренный на интерферометре профили микрорельефа вдоль центрального сечения фокусатора. На изображении отчетливо видны зоны Френеля, представляющие собой непрерывный микрорельеф. Сравнение экспериментального профиля поверхности кремния после лазерной абляции с расчетным демонстрирует высокую степень соответствия.



Рис. 1.2.13. Рассчитанный и экспериментальный, полученный на интерференционном микроскопе, профили микрорельефа кремниевого фокусатора [36]

Анализ зоны лазерной обработки на растровом электронном микроскопе показал наличие конусов на поверхности кремния. На рисунке 1.2.14а приведено изображение ступени, образованной между соседними зонами Френеля, на котором видна разница в размере возникших конусов на максимальной и минимальной глубинах рельефа. Из чего можно сделать вывод, что размер наведенных структур увеличивается с ростом числа лазерных импульсов. Увеличенное изображение рельефа на максимальной глубине представлено на рисунке 1.2.14б. Оценка максимальной высоты образованного конуса дает величину 10 мкм.



Рис. 1.2.14. Изображения поверхности фокусатора после лазерной обработки, полученные на электронном микроскопе: а) ступени между соседними зонами Френеля; б) в самой глубокой области микрорельефа

Рабочие характеристики изготовленного дифракционного элемента исследовались на лазере на свободных электронах, который формировал непрерывный поток импульсов длительностью 100 пс с частотой следования 178 МГц. Средняя мощность излучения в экспериментах составляла около 40 Вт, длина волны излучения составляла 130 мкм. Пироэлектрическая камера 320 х 320 Ругосат IV с размером пикселя 80 х 80 мкм² регистрировала поперечное сечение пучка на переменном расстоянии за ДОЭ. Подробнее с деталями эксперимента и схемой облучения можно ознакомиться в статье [38].

На рисунке 1.2.15 представлены результаты измерения интенсивности излучения на различном расстоянии после прохождения фокусатора [38]. Все сечения нормализованы к максимальному значению единицы, как показано на полосе интенсивности в нижнем левом углу. Сечение падающего лазерного луча показано в левом верхнем углу рисунка. Оно хорошо аппроксимируется функцией Гаусса:

$$l(x, y) = l_0 exp\{-2(x - x_0)^2 / w_x^2 - 2(y - y_0)^2 / w_y^2\}$$
(1.2.2)

где $w_r = 9,4 \pm 0,2$ мм, $w_r = 11,2 \pm 0,2$ мм.

Напомним, что фокусатор рассчитывался для работы в гауссовом пучке с радиусом w = 11 мм. Наилучшая фокусировка была обнаружена на длине 205 ÷ 210 мм. Разница между расчетным (200 мм) и экспериментальным фокусными расстояниями может быть связана с небольшой сферичностью волнового фронта падающего лазерного пучка. Дифракционную эффективность ДОЭ определяли путем сравнения интегралов интенсивности гауссова пучка, сфокусированного сферической кремниевой линзой, и квадратного пучка, формируемого дифракционным элементом, на поверхность матрицы Ругосат IV. Оба элемента обладают одинаковым поглощением и френелевским отражением, поэтому отношение измеренных значений является хорошей оценкой дифракционной эффективности. По данным статистической обработки результатов 150 отдельных измерений без учета френелевского отражения и поглощения излучения в кремнии значение оценки дифракционной эффективности ДОЭ на расстоянии 210 мм было равным 97 ± 2 %. Для оценки абсолютной эффективности такого элемента следует учитывать только френелевские потери (51% для плоскопараллельной кремниевой пластины), так как высококачественный кремний, использованный для создания ДОЭ, имеет пренебрежимо малые потери на поглощение в терагерцовом диапазоне [39]. Для уменьшения френелевских потерь в терагерцовом диапазоне можно использовать либо просветляющее покрытие [2,3], либо антиотражающие структуры [40].



Рис. 1.2.15. Распределения интенсивности в плоскостях, отстоящих от плоскости установки ДОЭ на различных расстояниях. Все координаты даны в мм

Другим перспективным материалом для терагерцовой силовой фотоники является синтетический алмаз. Алмазная оптика является лучшим выбором для мощного ТГц излучения из-за рекордного значения теплопроводности $10 \div 20$ Вт/см·К [41]. Кроме того, алмаз имеет более низкое значение показателя преломления n = 2,38 по сравнению с кремнием (n = 3,4), что приводит к уменьшению потерь на отражение с 50 до 30 %. Алмазные пластины уже использовались в качестве материала для выходных окон в мощных (> 1 МВт) гиротронах [42,43]. В настоящее время доступны поликристаллические CVD-алмазные пластины диаметром более 100 мм, но их лазерная обработка представляет собой нетривиальную задачу, поскольку алмаз является широкозонным диэлектриком (его спектральное окно прозрачности простирается

от 225 нм до радиоволн). Поэтому он эффективно поглощает УФ-излучение, что объясняет использование эксимерных УФ-лазеров для изготовления первой дифракционной алмазной оптики для СО₂-лазеров [24–26]. Однако эксимерные лазеры имеют сравнительно низкую частоту следования импульсов (< 1 кГц), что существенно ограничивает их производительность при обработке материалов. На изготовление одного элемента с апертурой 4 мм для рабочей длины волны $\lambda = 10,6$ мкм уходит около 3 часов [25]. Для ТГц-диапазона по сравнению с ИК-диапазоном требуются на порядок большие апертуры и глубина рельефа дифракционных элементов. В случае алмазной дифракционной линзы для лазера на свободных электронах с длиной волны 141 мкм необходимо создать максимальную глубину рельефа, которая равна $\lambda/(n-1) = 141$ мкм/ $(2,38-1) \approx 100$ мкм на пластине диаметром не менее 20 мм. Современные твердотельные (дисковые и волоконные) лазеры со сверхкороткими импульсами и высокой частотой следования обеспечивают как высокопроизводительную, так и прецизионную обработку многих материалов. Как мы показали выше, такие лазеры уже успешно применялись для изготовления кремниевых ДОЭ терагерцового диапазона [28, 29, 36, 38, 44]. Однако основная длина волны этих лазеров находится в ближнем ИК или видимом диапазонах, где алмаз прозрачен. В этом случае абляция алмаза обеспечивается нелинейным поглощением, локализованным в высокоинтенсивной области лазерной каустики. Длина поглощающей области обычно достигает сотен микрон [45] для стандартных гальванометрических двухкоординатных сканаторов с F-Theta линзами с фокусным расстоянием более 75 мм, которые часто используются для быстрой манипуляции лучом лазерных систем с высокой частотой повторения. Это провоцирует приповерхностные оптические пробои [45] и появление поглощающих графитоподобных включений в объеме алмаза в отличие от поверхностной абляции алмаза УФ-излучением с $\lambda < 225$ нм, поглощаемым в тонком поверхностном слое [46]. Образование графитоподобных включений в объеме может вызывать



Рис. 1.2.16. РЭМ-изображение поверхности алмаза с возникшим приповерхностным пробоем после лазерной обработки Yb:YAG лазером (λ = 1030 нм, τ = 400 фс)

трещины или даже выколы материала вследствие разности плотностей графита и алмаза. Характерное РЭМизображение поверхности алмаза после обработки Yb:YAG лазером (λ = 1030 нм, $\tau = 400 \text{ фс}$) мощностью 0,6 Вт и частоте следования импульсов 10 кГц с использованием F-Theta линзы с фокусным расстоянием 100 мм для фокусировки представлено на рисунке 1.2.16. Во избежание проникновения лазерного луча ИК-видимого диапазона в объем алмаза было предложено и реализовано нанесение тонкого поглощающего покрытия (металлического или графитового) на поверхность образца [45–47]. Однако этот подход не полностью подавлял приповерхностный пробой для коротких пикосекундных импульсов, которые обеспечивают более высокую точность и меньшую шероховатость поверхности по сравнению с длинными импульсами.

Чтобы преодолеть указанные трудности с обработкой поверхности алмаза был предложен и реализован метод реплики, заключающийся в формировании инвертированного профиля на поверхности кремния разработанным методом лазерной абляции, а затем выращивание алмаза методом газофазного синтеза (CVD) на кремниевой подложке. Схематичное изображение стадий описанного метода реплики представлено на рисунке 1.2.17а. Предложенный метод был уже успешно применен ранее для создания алмазной оптики среднего ИК-диапазона с максимальной глубиной рельефа 7 мкм [48]. Было продемонстрировано, что этот подход является ещё более привлекательным для создания алмазных ДОЭ ТГц-диапазона со значительно более глубоким рельефом (до 100 мкм), так как в этом случае достигнуто меньшее отношение шероховатости к перепаду рельефа К = R_a/A .



Рис. 1.2.17. Схематичное изображение создания алмазной дифракционной линзы методом реплики (а). РЭМ-изображение кремниевого шаблона (б) и выращенного на нём алмаза (в). РЭМ-изображение ступеньки между соседними зонами Френеля на кремниевом шаблоне (г) и алмазной линзы (д)

Подложка из полированного поликристаллического кремния толщиной 3 мм и диаметром 40 мм использовалась для создания темплейта и последующего CVD-синтеза алмаза. Как и ранее для обработки поверхности кремния использовался высокочастотный (200 кГц) дисковый Yb:YAG-лазер фирмы Dausinger + Giesen GmbH ($\lambda = 1030$ нм, $\tau = 1$ пс), обеспечивающий необходимую производительность процесса абляции на большой площади и глубине. Движение лазерного луча по поверхности кремния осуществлялось высокоскоростным гальванометрическим сканатором XY (Miniscan II от Raylase), оснащенным линзой F-Theta с фокусным расстоянием 100 мм. Пучок скачкообразно перемещался от точки к точке, формируя матрицу с размером ячейки ~ 11 мкм. Локальная глубина рельефа поверхности определялась временем облучения соответствующей точки матрицы, контролируемой внешней ячейкой Поккельса. Микрорельеф цилиндрической дифракционной линзы (диаметр апертуры – 20 мм, фокусное расстояние – 40 мм, рабочая длина волны – 141 мкм) был спроектирован на основе подхода, описанного в [1], и состоял из 9 зон Френеля с непрерывным рельефом поверхности в пределах каждой из них. Как и прежде требовалось выполнение двух условий для достижения минимальной шероховатости поверхности после лазерной обработки: размерный фактор $\varepsilon \leq 0,2$ и плотность энергии лазерного излучения на поверхности кремния ниже уровня ~1 Дж/см² для подавления гидродинамических неустойчивостей в расплавленном материале. Для обработки кремниевой подложки использовалось лазерное пятно с радиусом 55 мкм, что соответствовало размерному фактору $\varepsilon = 0.2$. Максимальная глубина рельефа 100 мкм достигалась после многократного прохода лазерного луча по обрабатываемой области поверхности. Толщина удаляемого абляцией за один проход слоя составляла 2 мкм.

Структурированный лазером кремниевый шаблон засеивали алмазными наночастицами (Adamas Nanotechnologies Inc.), диспергированными в изопропаноле (концентрация 0,25 г/л), в ультразвуковой ванне (мощность 450 Вт) в течение 30 мин. Затем пленка поликристаллического алмаза осаждалась на поверхность кремниевого шаблона из смеси СН₄/H₂ в микроволновой плазменной CVD установке ARDIS-100 (ООО «Оптосистемы»), работающей на частоте 2,45 ГГц. Осаждение проходило непрерывно в течение 496 часов, что привело к формированию алмазной пленки толщиной 550 мкм. Сторона роста нанесенной пленки была механически отполирована для уменьшения шероховатости поверхности с ≈ 5 до 0,09 мкм, после чего толщина алмазной линзы уменьшилась с 550 до 320 мкм. Полученная профилированная алмазная пластина химически отделялась от Si-подложки в смеси HF + HNO, + CH, COOH. Параметры роста алмаза и процессов постобработки были аналогичны данным, опубликованным в работе [48]. Морфологию поверхности анализировали с помощью интерферометра белого света (NewView5000, ZYGO), обеспечивающего расчет средней шероховатости R₂ выбранного участка, и РЭМ (JSM-6510LV, JEOL). РЭМ-изображения половины обработанного лазером кремниевого шаблона и полученной алмазной линзы показаны на рисунках 1.2.176 и в соответственно. Впадины на кремниевой подложке соответствуют выступам на алмазной реплике. Увеличенные РЭМ-изображения границы между двумя соседними зонами Френеля представлены на рисунках 1.2.17г и д для образцов кремния и алмаза соответственно. Лазерная абляция кремния сопровождалась поступательным ростом шероховатости поверхности, что объясняет большую шероховатость более глубоких участков рельефа ($R_a = 1,5$ мкм) по сравнению с более мелкими участками ($R_a = 0,2$ мкм). Шероховатость поверхности алмаза просто повторяет шероховатость кремниевого шаблона.

Фотография полученной линзы показана на рисунке 1.2.18а. Отчетливо видны границы зон Френеля, ориентированные вертикально. Отметим, что шероховатость поверхности (R₂ = 1,5 мкм), характерная для максимальной глубины рельефа A_{max} = 100 мкм, соответствует коэффициенту К = 1,5 %, что почти в 4 раза меньше, чем было достигнуто при изготовлении алмазных ДОЭ для среднего ИК-диапазона [48]: К = 0,4 мкм/7 мкм = 5,7%. Качество синтезированного алмаза было подтверждено методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) с помощью спектрометра LabRAM HR-800 (HORIBA-Jobin Yvon) с длиной волны возбуждения 488 нм (рисунок 1.2.18б). Узкая алмазная линия 1332,9 см⁻¹ спектра несколько смещена от положения 1332,5 см⁻¹ идеальной алмазной (монокристаллической) линии КРС. Полная ширина на полувысоте (FWHM) алмазного пика составляет 3,7 см⁻¹. Значение FWHM 3 ÷ 4 см-1 соответствует поликристаллическому алмазу высокого качества. В спектрах КРС не наблюдалось D- и G-полос, которые относятся к sp²-фазе. Спектр пропускания алмазной линзы (рисунок 1.2.18в) в спектральном диапазоне 30-170 мкм измерялся при давлении 1-1,5 мбар с помощью спектрометра, подробно описанного в [49]. Видно, что среднее значение коэффициента пропускания в указанном диапазоне близко к 70%, что соответствует качественному прозрачному алмазу. Лишь на коротковолновом крае наблюдается уменьшение коэффициента пропускания, связанное с шероховатостью поверхности. Наблюдаемые осцилляции соответствуют интерференции Фабри-Перо, возникающей из-за отражений между двумя сторонами алмазного образца.



Рис. 1.2.18. Фото алмазной дифракционной линзы, изготовленной методом реплики (а). Спектр КРС, измеренный на поверхности линзы (б). Спектр пропускания алмазной линзы (в)

Исследование оптических свойств линзы проводилось с помощью терагерцевого излучения Новосибирского лазера на свободных электронах с длиной волны 141 мкм и средней мощностью около 50 Вт, что соответствует импульсной мошности около 100 кВт при длительности импульса 100 пс [11]. Гауссов диаметр пучка составлял 22 мм и немного превышал апертуру линзы (20 мм). Поэтому была использована проекционная схема [50] для измерения распределения интенсивности, чтобы уменьшить потери энергии на дифракцию. Для регистрации изображений использовалась камера Pvrocam IV (Ophir Spiricon) на основе пироэлектрического сенсора 320 х 320. С подробностями проводимых измерений можно ознакомиться в статье [51]. Двумерное распределение интенсивности пучка, прошедшего через линзу, записывалось на разных расстояниях от линзы для точного определения положения сфокусированной перетяжки луча. Минимальный размер сфокусированного лазерного пятна был найден на расстоянии 41 ± 1 мм от линзы, что хорошо согласуется с расчетным фокусным расстоянием 40 мм. Распределение интенсивности в фокальной плоскости, а также два ортогональных сечения при максимальной интенсивности показаны на рисунке 1.2.19а. Исходное изображение с пироэлектрической камеры увеличено в вертикальном направлении, чтобы подробно показать вертикальное распределение интенсивности. Вертикальные и горизонтальные сечения могут быть точно аппроксимированы функциями Гаусса по формуле (1.2.2) с полуширинами на уровне $1/e^2 w = 0.21$ и 6 мм соответственно. Из-за уменьшения изображения с коэффициентом 0,63 реальные значения w были больше и составляли 0,33 и 9,5 мм. На рисунке 1.2.19б экспериментальный профиль интенсивности (вертикальный) сравнивается с результатом численного расчета для безаберрационной цилиндрической линзы с теми же параметрами. Для численного расчета распределения интенсивности использовался пакет программ WaveThruMasks, созданный в среде Matlab для расчета дифракции на серии амплитудно-фазовых масок [52]. Моделирование проводилось для распространения луча с гауссовым распределением интенсивности (w =11 мм в соответствии с реальным размером) через цилиндрическую линзу в приближении скалярной дифракции. Численный расчет дает аналогичное распределение интенсивности в центральной части. Видно довольно хорошее соответствие между измеренным и смоделированным распределением интенсивности. Разница в ширине на полувысоте теоретического и экспериментального профилей составляет около 0,03 мм, что меньше пространственного разрешения пирокамеры (0,08 мм). Суммарная мощность в фокальной плоскости ХУ рассчитывалась путем интегрирования интенсивности пучка, представленной на рисунке 1.2.19а. Дифракционная эффективность линзы оценивалась по отношению мощности в фокальной плоскости к мощности, прошедшей через линзу, и составила значение до 95 ± 5 %. Таким образом, в [51] был впервые изготовлен алмазный ДОЭ для терагерцового диапазона с использованием лазерной технологии репликации. Предложенный подход может быть применен для создания более сложных высокоэффективных алмазных ДОЭ для управления мощным излучением терагерцовых источников.



Рис. 1.2.19. Распределение интенсивности в фокальной плоскости с двумя ортогональными сечениями (а). Сравнение экспериментального профиля интенсивности (сплошные квадраты со сплошной линией) и рассчитанного профиля (пустые круги с прерывистой линией) (б)

2.3. Фокусировка лазерного терагерцового излучения в двумерные и трехмерные области

Значительная часть приложений терагерцового излучения (терагерцовый имиджинг и радиоскопия [53], абляция биологических объектов [54], лазерная обработка материалов [55] и т.д.) требует фокусировки терагерцового излучения в заданные двумерные области. Решение задачи формирования равномерного распределения интенсивности в терагерцовом диапазоне, например, позволит более эффективно использовать лазерную абляцию (избегая поточечного сканирования), а также разрабатывать терагерцовые лазерные сканеры нового поколения. Ранее в работах [1,35,56] были созданы и исследованы дифракционные оптические элементы для фокусировки лазерного излучения оптического диапазона в заданные двумерные и трехмерные области (фокусаторы), в частности в двумерную область с равномерным распределением интенсивности [35] и в соосный отрезок [56]. Были разработаны методы расчета таких элементов, основанные на использовании геометрооптического подхода [1,35] и оптимизации в рамках скалярной теории дифракции [56]. Эти же методы были позднее использованы в [5,7,10,36] для расчета элементов, фокусирующих лазерное излучение терагерцового диапазона в заданные области. Для изготовления фокусаторов оптического диапазона использовались технологии, основанные на литографическом травлении подложки [35,56]. Большая (по сравнению с оптическим диапазоном) длина волны терагерцового лазера определяет меньшие требования к допустимым погрешностям изготовления микрорельефа и делает возможным применение для изготовления терагерцовых ДОЭ нелитографических технологий (технологий прямой записи) – например лазерной абляции [28,36]. При этом технологии прямой записи позволяют изготавливать дифракционный микрорельеф терагерцового диапазона с большим числом уровней квантования [28] или микрорельеф с кусочно-непрерывным профилем [36] без изготовления дорогостоящего комплекта фотошаблонов. Возможность форми-

рования микрорельефа с кусочно-непрерывным профилем позволяет создавать фокусирующие элементы терагерцового диапазона с высокой дифракционной эффективностью. Подробно об изготовлении теарагерцовых фокусирующих дифракционных оптических элементов (дифракционные линзы, фокусаторы) с помощью лазерной абляции написано в 2.2. Там же представлены результаты изготовления и исследования фокусатора излучения терагерцового лазера в фокальную область в виде квадрата. Непрерывный микрорельеф, рассчитанный в геометрооптическом приближении с помощью метода, ранее использованного в [35] для расчета фокусатора инфракрасного излучения, формировался методом абляции поверхности подложки из высокоомного кремния излучением инфракрасного пикосекундного Yb:YAG лазера. Измеренная дифракционная эффективность изготовленного в [36] фокусатора составила 97% [38]. В то же время ряд практических приложений не требует высокой дифракционной эффективности. В [7,10] представлены результаты изготовления и исследования бинарного фокусатора гауссова пучка терагерцового лазера в квадрат. Бинарный микрорельеф фокусатора был изготовлен методом однократного реактивно-ионного травления кремниевой подложки. Для изготовления использовалась технология, ранее использованная для изготовления бинарных дифракционных линз [2,3]. Необходимо отметить, что в силу такого сильного ограничения на число значений, которые может принимать фазовая функция в этом случае (0 или π), геометрооптический метод [35] не мог использоваться в данном случае. Поэтому для расчета фокусатора в [7, 10] применялась стохастическая оптимизационная процедура, основанная на использовании генетического алгоритма. На рисунке 1.2.20 представлено фото изготовленного фокусатора, на рисунке 1.2.21 – результат моделирования работы фокусатора. Расчетная дифракционная эффективность элемента составила 55%.



٠

Рис. 1.2.20. Фото изготовленного фокусатора

Рис. 1.2.21. Результат моделирования работы фокусатора

Такие важные приложения, как сканирование и имиджинг трехмерных объектов (включая протяженные объекты), абляция сложных поверхностей, газовые разряды и т.д. часто требуют фокусировки терагерцового излучения с большой глубиной фокусировки. В работе [5] приведены результаты исследований кремниевого бинарного ДОЭ, предназначенного для фокусировки гауссова пучка терагерцового лазера в соосный отрезок. Бинарная фазовая функция элемента была рассчитана стохастической процедурой [56], основанной на использовании генетического алгоритма. Бинарный микрорельеф элемента также был изготовлен путем однократного травления поверхности подложки с помощью технологии [2,3], ранее описанной в п. 2.1. Изготовленный элемент (рисунок 1.2.22) покрывался антиотражающим покрытием из парилена С как в [3].



Рис. 1.2.22. Фото изготовленного фокусатора в соосный отрезок

Схема экспериментального исследования элемента представлена на рисунке 1.2.23.



Рис. 1.2.23. Схема экспериментального исследования элемента

Расчетная длина соосного светового отрезка составляла 30 мм. Расчетная усредненная по отрезку дифракционная эффективность ДОЭ составляла 19,3% (ее значение незначительно отличалось в различных сечениях отрезка). Экспериментально измеренная энергетическая эффективность изготовленного ДОЭ с нанесенным антиотражающим покрытием составляла 17,4–18,6% в различных сечениях отрезка. Применение изготовленного оптического элемента обеспечивает формирование соосного распределения интенсивности на отрезке от 110 мм до 140 мм (рисунок 1.2.24).



Рис. 1.2.24. Распределение интенсивности вдоль оптической оси, сформированное изготовленным элементом

Таким образом, применение методов расчета и оптимизации [35,56], ранее разработанных для создания фокусирующей дифракционной микрооптики оптического диапазона, а также технологий изготовления микрорельефа терагерцового диапазона [3,36], позволяет создавать фокусирующие дифракционные оптические элементы терагерцового диапазона.

2.4. Управление поперечно-модовым составом мощного терагерцового излучения

Появление мощных терагерцовых гиротронов и их модификаций открывает возможность создания лидарных систем и систем связи в свободном пространстве терагерцового диапазона [57,58]. Исследование распространения мощных терагерцовых пучков с различной поперечной структурой в неоднородных средах на рабочих станциях Новосибирского терагерцового лазера на свободных электронах [11] с перестраиваемой длиной волны позволяет выполнять натурное моделирование [59] и оптимизацию таких систем. Отметим, однако, что, используя такие источники, как лазер на свободных электронах, практически невозможно управлять модовой структурой пучка за счет юстировки резонатора. Особенно это касается генерации поперечных мод высокого порядка. Для генерации одномодовых пучков Гаусса-Лагерра и Гаусса-Эрмита из освещающего лазерного пучка оптического диапазона в работах [60,61] было предложено использовать компьютерно-синтезированные голограммы («моданы»), реализованные по технологиям дифракционной оптики. Для сведения комплекснозначной (в общем случае) функции комплексного пропускания такого элемента к чисто фазовой или чисто амплитудной форме использовались методы кодирования, ранее разработанные в цифровой голографии и основанные на введении модулированной несущей

в фазу (амплитуду) синтезируемой голограммы [60]. Такой подход ведет к низкой дифракционной эффективности голограммы (выполненной в виде ДОЭ), что связано с появлением большого количества высших паразитных дифракционных порядков. Однако, как было показано в [1,62], в случае формирования мод Гаусса-Эрмита низкого порядка использование тонкого фазового элемента, фазовая функция пропускания которого является фазовым портретом формируемой моды, позволяет формировать из гауссова освещающего пучка пучок с содержанием этой моды более 80% [62]. Этот же подход был использован в [8,9] для создания элементов, предназначенных для формирования одномодовых пучков Гаусса-Эрмита и пучков Гаусса-Лагерра из освещающего гауссова пучка мощного терагерцового лазера. Так как фазовая функция моды Гаусса-Эрмита принимает в сечении пучка одно из двух значений, отличающихся на л, (Рис.1.2.25), соответствующий элемент обладал бинарным микрорельефом. Для изготовления элементов в [8,9] были использованы подложки из кремния HRFZ-Si [12] с двухсторонней полировкой оптического качества диаметром 30 мм и 38 мм и толщиной 1 мм. Изготовление бинарного микрорельефа высотой 29,1 мкм, соответствующей изменению фазы излучения на π при значении длины волны освещающего пучка λ = 141 мкм, на поверхности подложки производилось с помощью реактивно-ионного травления кремния. Была использована технология (Bosch-процесс) формирования бинарного микрорельефа терагерцового диапазона на поверхности кремниевой пластины, ранее использованная в [3] для изготовления бинарных дифракционных линз и делителей пучка терагерцового диапазона. Были рассчитаны и изготовлены элементы, предназначенные для формирования мод Гаусса-Эрмита (1,0), Гаусса-Эрмита (1,1), а также пучка, состоящего из мод Гаусса-Лагерра (2,2) и Гаусса-Лагерра (2,-2) с равными весами, со следующими параметрами: рабочая длина волны $\lambda = 141$ мкм, апертура 30×30 мм² (для мод Гаусса-Эрмита (1,0), Гаусса-Эрмита (1,1)), 38 × 38 мм² (для пучка, состоящего из мод Гаусса-Лагерра (2,2) и Гаусса-Лагерра (2,-2) с равными весами), радиус модового пучка формируемой моды Гаусса-Лагерра (2,2) 5 мм, шаг дискретизации выбирался равным 25*25 мкм и 50*50 мкм. В качестве фазовых функций бинарных элементов выбирались фазовые портреты формируемых пучков (рисунок 1.2.25).



Рис. 1.2.25. Фазовые функции элементов (белый цвет соответствует значению фазы π, черный цвет -0), формирующих модовые пучки а) Гаусса-Эрмита (1,0), б) Гаусса-Эрмита (1,1) и в) комбинации мод Гаусса-Лагерра (2,2) и Гаусса-Лагерра (2,-2)

Расчетные распределения интенсивности в сечении модовых пучков приведены на рисунке 1.2.26.



Рис. 1.2.26. Расчетные распределения интенсивности в сечении модовых пучков а) Гаусса-Эрмита (1,0), б) Гаусса-Эрмита (1,1) и в) комбинации мод Гаусса-Лагерра (2,2) и Гаусса-Лагерра (2,-2)

Параметры сформированного микрорельефа в [8,9] контролировались методами микроинтерферометрии и микроскопии. На рисунке 1.2.27 приведены результаты исследования микрорельефа элемента, формирующего комбинацию мод Гаусса-Лагерра (2,2) и (2,-2), методом электронной микроскопии.



Рис. 1.2.27. Результаты исследования микрорельефа элемента, формирующего комбинацию мод Гаусса-Лагерра (2,2) и (2,-2), методом электронной микроскопии

Оптические характеристики изготовленных ДОЭ были исследованы на одной из рабочих станций Новосибирского лазера на свободных электрона [11]. Оптическая схема, использованная для измерения распределения интенсивности в различных плоскостях, приведена на рисунке 1.2.28. Лазерный пучок имел гауссовское распределение интенсивности с модовым радиусом $\sigma = 9$ мм. Средняя мощность излучения в экспериментах составляла десятки Ватт. Эксперименты были проведены при длине волны излучения $\lambda = 141$ мкм. Прошедшее сквозь элемент излучение фокусировалось с помощью ТРХ линзы с f = 150 мм и регистрировалось при помощи матричного микроболометрического приемника размером 320 × 240 элементов [63], помещенного на моторизованную подвижку и перемещающегося вдоль оптической оси.


Рис. 1.2.28. Схема оптического эксперимента

Результаты измерения распределения интенсивности сформированных одномодовых пучков в плоскостях (схема приведена на рисунке 1.2.28), отстоящих от плоскости модана на различное расстояние, а также результаты численного моделирования представлены на рисунках 1.2.29, 1.2.30, 1.2.31.



Рис. 1.2.29. Распределение интенсивности сформированного одномодового пучка Гаусса-Эрмита (1,0) в плоскостях, отстоящих от линзы ТРХ на расстоянии а) 125 мм, б) 150 мм, в) 175 мм. Слева – результат эксперимента, справа – результат численного моделирования



Рис. 1.2.30. Распределение интенсивности сформированного одномодового пучка Гаусса-Эрмита (1,1) в плоскостях, отстоящих от линзы ТРХ на расстоянии а) 125 мм, б) 150 мм, в) 175 мм. Слева – результат эксперимента, справа – результат численного моделирования



Рис. 1.2.31. Распределение интенсивности сформированного пучка, состоящего из мод Гаусса-Лагерра (2,2) и (2,-2), в плоскостях, отстоящих от линзы ТРХ на расстоянии а) 125 мм, б) 150 мм, в) 175 мм. Слева – результат эксперимента, справа – результат численного моделирования

Для исследования фазовой структуры сформированных модовых пучков в [8,9] использовалась оптическая схема, приведенная на Рис. 1.2.32. ДОЭ был установлен в одно из плеч интерферометра Маха-Цендера. Для записи интерферограмм использовалась комбинация термочувствительного люминесцентного экрана (ТЧЛЭ) из набора экранов Macken Instruments, Inc и камеры видимого диапазона. Люминесцентный экран, освещаемый ртутной лампой, люминесцировал в оранжевой области спектра. Падающее терагерцовое излучение нагревало экспонируемые области экрана, и интенсивность люминесценции в нагретых областях падала пропорционально росту локальной температуры. Люминесцентный экран имеет относительно низкую чувствительность к терагерцовому излучению, но размер экрана 76 × 76 мм² позволяет записать полную дифракционную картину.



Рис. 1.2.32. Оптическая схема эксперимента по исследованию фазы сформированных модовых пучков методом интерферометрии (1,5-пленочные делители пучка из полипропилена, 2,3 – зеркала, 4 – модан). Интерферограмма получена с помощью ТЧЛЭ и фотокамеры

На врезке рисунка 1.2.32 приведена интерферограмма, соответствующая исследованию пучка, сформированного с помощью ДОЭ, фазовая функция которого приведена на рисунке 1.2.25а. Сдвиг полос на интерферограмме между половинками сечения сформированного пучка соответствует сдвигу фаз на величину, близкую к π (рисунок 1.2.25а). Сравнивая результаты измерения интенсивности в сечении пучков с результатами численного моделирования (рисунки 1.2.29-1.2.31) и эталонными распределениями мод (рисунок 1.2.26), а также результаты исследования фазы сформированного пучка (рисунок 1.2.32) с фазой моды Гаусса-Эрмита (1,0) (рисунок 1.2.25а) можно сделать вывод о том, что выбранный подход позволяет получать пучки с высоким содержанием заданных мод. Отклонения сформированных пучков от эталонных модовых пучков объясняются игнорированием отличия интенсивности освещающего пучка от распределения интенсивности в сечении формируемых мод, а также технологическими погрешностями изготовления элементов. Сравнение структуры сечений сформированных пучков в разных плоскостях подтверждает модовый (самовоспроизводящийся) характер распространения пучков. В [62] показано, что подход, основанный на использовании в качестве бинарной фазы элемента фазового портрета формируемой моды эффективен только при формировании мод низкого порядка. Повысить качество формирования заданного распределения в сечении формируемого модового пучка (в частности, в случае мод высоких порядков) можно с помощью методов амплитудно-фазового кодирования, рассмотренных, например, в [60].

Известно [1,60], что использование ДОЭ (компьютерно-синтезированных голограмм) позволило формировать пучки газовых, полупроводниковых и твердотельных лазеров оптического диапазона с заданным поперечно-модовым составом на длине волны, соответствующей одной из продольных мод лазера. ДОЭ, технологии изготовления которых описаны в [8,9], позволяют формировать пучки когерентного излучения с заданным поперечно-модовым составом в терагерцовом диапазоне. Важное для постановки различных экспериментов

свойство Новосибирского лазера на свободных электронах – это способность перестройки по длине волны в широком диапазоне терагерцового спектра [11], в то время, как ДОЭ рассчитаны на работу с заданной длиной волны. Благодаря возможности перестройки длины волны Новосибирского лазера на свободных электронах была исследована зависимость работы бинарных элементов от отклонения значения длины волны освещающего пучка от расчетной. Было экспериментально продемонстрировано [23], что бинарные дифракционные оптические элементы, в том числе спиральные бинарные аксиконы, позволяют формировать пучки с заданным поперечно-модовым спектром даже в случае, когда длина волны освещающего пучка отличается от расчетного значения на 25-30%. Важно отметить, что наличие лазера терагерцового диапазона с возможностью перестройки длины волны [11] и методов создания элементов, способных сформировать пучок излучения с заданным поперечно-модовым составом [8,9], позволяет в ходе эксперимента получать пучки когерентного терагерцового излучения практически с любым заданным продольным и поперечным спектром, что существенно расширяет возможности исследователя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Головашкин, Д.Л. Дифракционная компьютерная оптика / Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.В. Котляр, В.С. Павельев, Р.В. Скиданов, В.А. Сойфер, С.Н. Хонина; под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2007. – 736 с.

2. Агафонов, А.Н. Дифракционные линзы для мощных пучков терагерцового излучения /А. Н. Агафонов, М. Г. Власенко, Б. О. Володкин, В. В. Герасимов, А. К. Кавеев, Б. А. Князев, Г. И. Кропотов, В. С. Павельев, И. Г. Пальчикова, В. А. Сойфер, М. Ф. Ступак, К. Н. Тукмаков, Е. В. Цыганкова, Ю. Ю. Чопорова // Известия РАН, сер. физическая. – 2013. – Т.77, №9. – С. 1330-1332. DOI: 10.7868/S0367676513090032

3. Агафонов, А.Н. Кремниевые дифракционные оптические элементы для мощного монохроматического терагерцового излучения / А.Н. Агафонов, Б.О. Володкин, А.К. Кавеев, Б.А.Князев, Г.И. Кропотов, В.С. Павельев, В.А. Сойфер, К.Н. Тукмаков, Е.В. Цыганкова, Ю.Ю. Чопорова // Автометрия. – 2013. – Т. 49, № 2. – С. 99-105.

4. Knyazev, B.A. Generation of Terahertz Surface Plasmon Polaritons Using Nondiffractive Bessel Beams with Orbital Angular Momentum /B.A. Knyazev, Yu.Yu. Choporova, M.S. Mitkov, V.S. Pavelyev and B.O. Volodkin // Physical Review Letters. – 2015. – Vol.115. – 163901. DOI: https://doi.org/10.1103/ PhysRevLett.115.163901

5. Agafonov, A.N. Focusing of Novosibirsk Free Electron Laser (NovoFEL) radiation into paraxial segment / A.N. Agafonov, B.O. Volodkin, D.G. Kachalov, B.A. Knyazev, G.I. Kropotov, K.N. Tukmakov, V.S. Pavelyev, D.I. Tsypishka, Yu.Yu.

Choporova, A.K. Kaveev // Journal of Modern Optics. – 2016. – Vol. 63(11). – P. 1051-1054. DOI: https://doi.org/10.1080/09500340.2015.1118163

6. Volodkin, B. Fabrication and characterization of diffractive phase plates for forming high-power terahertz vortex beams using free electron laser radiation / B. Volodkin, Y. Choporova, B. Knyazev // Optical and Quantum Electronics. – 2016. – Vol. 48(4). – P. 48-56. DOI: https://doi.org/10.1007/s11082-016-0496-z

7. Агафонов, А.Н. Кремниевая оптика для фокусировки лазерного излучения терагерцового диапазона в заданные двумерные области / А.Н. Агафонов, Б.О. Володкин, С.Г. Волотовский, А.К. Кавеев, Б.А. Князев, Г.И. Кропотов, К.Н. Тукмаков, В.С. Павельев, Е.В. Цыганкова, Д.И. Цыпишка, Ю.Ю. Чопорова// Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37, № 4. – С. 464-470.

8. Agafonov, A.N. Control of transverse mode spectrum of Novosibirsk free electron laser radiation / A. N. Agafonov, Yu. Yu. Choporova, A. K. Kaveev, B. A. Knyazev, G. I. Kropotov, V. S. Pavelyev, K. N. Tukmakov, B. O. Volodkin // Applied Optics. – 2015. – Vol. 54, № 12. – P. 3635–3639. DOI: https://doi.org/10.1364/ AO.54.003635

9. Агафонов, А. Управление поперечно-модовым составом терагерцового лазерного излучения с помощью элементов бинарной кремниевой оптики / А.Н. Агафонов, Б.О. Володкин, А.К. Кавеев, Б.А. Князев, Г.И. Кропотов, В.С. Павельев, К.Н. Тукмаков, Ю.Ю. Чопорова // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 4. – С. 763-769.

10. Agafonov, A.N. Optical elements for focusing of Terahertz laser radiation in a given two-dimensional domain / A.N. Agafonov, B.O. Volodkin, S.G. Volotovsky, A.K. Kaveev, B.A. Knyazev, G.I. Kropotov, K.N. Tukmakov, V.S. Pavelyev, E.V. Tsygankova, D.I. Tsypishka, Yu.Yu. Choporova // Optical memory and neural networks (Information Optics). – 2014. – Vol. 23, № 3. – P. 185-190. DOI: https://doi.org/10.3103/S1060992X14030023

11. Kulipanov, G.N. Novosibirsk Free Electron Laser—Facility Description and Recent Experiments/G.N. Kulipanov et al.// IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2015 - Vol. 5.- P. 798-809. DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2453121

12. http://www.tydexoptics.com/pdf/Si.pdf

13. Jansen, H. The black silicon method: A universal method for determining the parameter setting of a fluorine-based reactive ion etcher in deep silicon trench etching with profile control / H. Jansen, M. Boer, R. Legtenberg, M. Elwenspoek // J. Micromech. Microeng. – 1995 – Vol. 5. – P. 115-120. DOI: 10.1088/0960-1317/5/2/015

14. Laermer, F. A. Schilp: Method of Anisotropically Etching Silicon Patent 5501893, Office, U.S.P., USA. – 1996.

15. Bartha, J. Low temperature etching of Si in high density plasma using SF6/O2 / J.W. Bartha, J. Greschner, M. Puech, P. Maquin // Microelectron. Eng. – 1995. – Vol. 27. – P. 453–456. DOI: https://doi.org/10.1016/0167-9317(94)00144-J.

16. Puech, M. Low temperature etching of Si and PR in high density plasmas/ M. Puech, Ph. Maquin//Applied Surface Science - 1996. - V.100–101. - P579-582. DOI: https://doi.org/10.1016/0169-4332(96)00342-X

17. Волков, А.В. Исследование погрешностей формирования дифракционной решетки на торце галогенидного ИК-волновода / А.В. Волков, Д.Л. Головашкин, В.А. Ерополов, Н.Л. Казанский, С.В. Карпеев, О.Ю. Моисеев, В.С. Павельев, В.Г. Артюшенко, В.В. Кашин // Известия СНЦ РАН. – 2006.– №4. – С. 1211-1217.

18. Ayon, A. Characterization of a time multiplexed inductively coupled plasma etcher / A. A. Ayón, R. Braff, C.C. Lin, H.H. Sawin, M.A. Schmidt // Journal of the Electrochemical Society. – 1999. – Vol. 146. - № 1. – P. 339-349. DOI: 10.1149/1.1391611

19. Gatesman, A.J. An antireflection coating for silicon optics at terahertz frequencies / A.J. Gatesman, J. Waldman, M. Ji, C. Musante, S. Yagvesson //IEEE Microwave and Guided Wave Letters. – 2000. Vol. 10.- N. 7.- P. 264-266. DOI: 10.1109/75.856983

20. Hübers, H. Parylene antireflection coating of a quasioptical hot-electronbolometric mixer at terahertz frequencies / H.-W Hübers, J. Schubert, A. Krabbe, M. Birk, G. Wagner, A. Semenov, G. Gol'tsman, B. Voronov, E. Gershenzon// Infrared Physics & Technology. – 2001. – Vol. 42. – P. 41-47. DOI: https://doi.org/10.1016/ S1350-4495(00)00057-8

21. Pavelyev, V. S. Subwavelength Diffractive Optical Elements for Generation of Terahertz Coherent Beams with Pre-Given Polarization State/ V. Pavelyev, S. Khonina, S. Degtyarev, K. Tukmakov, A. Reshetnikov, V. Gerasimov, N. Osintseva, B. Knyazev// Sensors. – 2023. – V.23. – P.1579. DOI: https://doi.org/10.3390/s23031579

22. Walsby, E. Multilevel silicon diffractive optics for terahertz waves / E.D. Walsby, S. Wang, J. Xu, T. Yuan, R. Blaikie, S.M. Durbin, X.-C. Zhang, D.R.S. Cumming // J. Vac. Sci.Technol. B. – 2002. – Vol. 20(6). – P. 2780. DOI:10.1116/1.1518021

23. Choporova, Yu. Holography with high-power CW coherent terahertz source: optical components, imaging, and applications / Yu. Choporova, B. Knyazev, V. Pavelyev// Light: Advanced Manufacturing. - 2022.- V. 3. – P. 31. DOI: 10.37188/ lam.2022.031

24. Pavelyev, V. S. Diamond diffractive optical elements for infrared laser beam control / V. S. Pavelyev, V. A. Soifer, D. L. Golovashkin, V. V. Kononenko, V. I. Konov, S. M. Pimenov, M. Duparré, B. Luedge // Proceedings of the SPIE. – 2004. – V. 5456. – P. 209-219. DOI: 10.1117/12.553637

25. Кононенко, В. В. Алмазная дифракционная оптика для CO2-лазеров / В. В. Кононенко, В. И. Конов, В. С. Павельев, С. М. Пименов, А. М. Прохоров, В. А. Сойфер // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 26. – №. 1. – С. 9-10. DOI: 10.1070/QE1999v029n01ABEH001402

26. Pavelyev, V. S. Synthesis and investigation of diamond diffractive optical elements / V. S. Pavelyev, V. A. Soifer, N. L. Kazanskiy, D. L. Golovashkin, A. V. Volkov, G. F. Kostyuk, V. V. Kononenko, V. I. Konov, S. M. Pimenov, M. S. Komlenok, M. R. Duparré, B. Luedge // Proceedings of the SPIE – 2006. – V. 6290. – P. 97-105. DOI: 10.1117/12.682129

27. Green, M. A. Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients / M. A. Green //Solar Energy Materials and Solar Cells. – 2008. – V. 92 (11). – P. 1305-1310. DOI: 10.1016/j.solmat.2008.06.009

28. Комленок, М. С. Создание линзы Френеля терагерцевого диапазона с многоуровневым микрорельефом методом фемтосекундной лазерной абляции / М. С. Комленок, Б. О. Володкин, Б. А. Князев, В. В. Кононенко, Т. В. Кононенко, В. И. Конов, В. С. Павельев, В. А. Сойфер, К. Н. Тукмаков, Ю. Ю. Чопорова // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – №. 10. – С. 933-936. DOI: 10.1070/ QE2015v045n10ABEH015890

29. Pavelyev, V. S. Fabrication of high-effective silicon diffractive optics for the terahertz range by femtosecond laser ablation / V. S. Pavelyev, M. S. Komlenok, B. O. Volodkin, B. A. Knyazev, T. V. Kononenko, V. I. Konov, V. A. Soifer, Yu. Yu. Choporova // Physics Procedia. – 2016. – V. 84. – P. 170-174. DOI: 10.1016/j. phpro.2016.11.030

30. Eizenkop J. Single-pulse excimer laser nanostructuring of silicon: A heat transfer problem and surface morphology / J. Eizenkop, I. Avrutsky, D. G. Georgiev, V. Chaudchary //Journal of Applied Physics. – 2008. – V. 103 (9). – P. 094311. DOI: 10.1063/1.2910196

31. Georgiev, D. G. Controllable excimer-laser fabrication of conical nano-tips on silicon thin films / D. G. Georgiev, R. J. Baird, I. Avrutsky, G. Auner, G. Newaz // Applied physics letters. – 2004. – V. 84 (24). – P. 4881-4883. DOI: 10.1063/1.1762978

32. Sanchez, F. Characterization of the progressive growth of columns by excimer laser irradiation of silicon / F. Sánchez, J. L. Morenza, V. Trtik, // Applied physics letters. – 1999. – V. 75 (21). – P. 3303-3305. DOI: 10.1063/1.125332

33. Bonse, J. Femtosecond laser ablation of silicon–modification thresholds and morphology / J. Bonse, S. Baudach, J. Krüger, W. Kautek, M. Lenzner // Applied Physics A. – 2002. – V. 74. – P. 19-25. DOI: 10.1007/s003390100893

34. Борн М., Вольф Э. Основы оптики (М.: Наука, 1970).

35. Duparre, M. Investigation of computer-generated diffractive beam shapers for flattening of single-modal CO2 laser beams / M. Duparre, M. A. Golub, B. Ludge, V. S. Pavelyev, V. A. Soifer, G. V. Uspleniev, S. G. Volotovskii // Applied Optics. – 1995. – V. 34 (14). – P. 2489-2497. DOI: 10.1364/AO.34.002489

36. Тукмаков, К. Н. Изготовление методом лазерной абляции и исследование кремниевого фокусатора излучения терагерцового диапазона с непрерывным дифракционным микрорельефом / К. Н. Тукмаков, М. С. Комленок, В. С. Павельев, Т. В. Кононенко, В. И. Конов // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42. – №. 6. – С. 941-946. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-6-941-946.

37. Liu, J. M. Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes / J. M. Liu // Optics letters. – 1982. – V. 7 (5). – P. 196-198. DOI: 10.1364/ OL.7.000196

38. Komlenok, M. S. Silicon diffractive optical element with piecewise continuous profile to focus high-power terahertz radiation into a square area / M. S. Komlenok, T. V. Kononenko, V. I. Konov, Y. Y. Choporova, N. D. Osintseva, B. A. Knyazev, V. S. Pavelyev, K. N. Tukmakov, V. A. Soifer // JOSA B. – 2021. – V. 38 (8). – P. B9-B13. DOI: 10.1364/JOSAB.425286

39. Rogalin, V. E. Optical materials for the THz range / V. E. Rogalin, I. A. Kaplunov, G. I. Kropotov //Optics and Spectroscopy. – 2018. – V. 125. – P. 1053-1064. DOI: 10.1134/S0030400X18120172

40. Pavelyev, V. S. Broadband silicon absorber of terahertz radiation / V. S. Pavelyev, K. N. Tukmakov, A. S. Reshetnikov, I. A. Tsibizov, G. I. Kropotov // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2019. – V. 13. – P. 1302-1305. DOI: 10.1134/S1027451019060466

41. Sukhadolau, A. V. Thermal conductivity of CVD diamond at elevated temperatures / A. V. Sukhadolau, E. V. Ivakin, V. G. Ralchenko, A. V. Khomich, A. V. Vlasov, A. F. Popovich // Diamond and related materials. – 2005. – V. 14 (3-7). – P. 589-593. DOI: 10.1016/j.diamond.2004.12.002

42. V.V. Parshin, V.G. Ralchenko, V.I. Konov, in The 23th Int. Conf. on IR & MM Waves. Colchester, England (1998).

43. Thumm, M. Recent advances in the worldwide fusion gyrotron development / M. Thumm // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2014. – V. 42 (3). – P. 590-599. DOI: 10.1109/TPS.2013.2284026.

44. Minkevičius, L. Terahertz multilevel phase Fresnel lenses fabricated by laser patterning of silicon / L. Minkevičius, S. Indrišiūnas, R. Šniaukas, B. Voisiat, V. Janonis, V. Tamošiūnas, I. Kašalynas, G. Račiukaitis, G. Valušis // Optics letters. – 2017. – V. 42 (10). – P. 1875-1878. DOI: 10.1364/OL.42.001875

45. Кононенко, Т. В. Влияние поглощающего покрытия на абляцию алмаза лазерными ИК импульсами / Т. В. Кононенко, П. А. Пивоваров, А. А. Хомич, Р. А. Хмельницкий, В. И. Конов // Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48. – №. 3. – С. 244-250. DOI: 10.1070/QEL16567

46. Smedley, J. Laser patterning of diamond. Part I. Characterization of surface morphology / J. Smedley, J. Bohon, Q. Wu, T. Rao // Journal of Applied Physics. – 2009. – V. 105 (12). – P. 123107. DOI: 10.1063/1.3152956

47. Kononenko, T. V. Processing of polycrystalline diamond surface by IR laser pulses without interior damage / T. Kononenko, P. Pivovarov, A. Khomich, R. Khmelnitsky, V. Plotnichenko, V. Konov //Optics & Laser Technology. – 2019. – V. 117. – P. 87-93. DOI: 10.1016/j.optlastec.2019.04.014

48. Kononenko, T. V. Fabrication of diamond diffractive optics for powerful CO2 lasers via replication of laser microstructures on silicon template / T. V. Kononenko, D. N. Sovyk, P. A. Pivovarov, V. S. Pavelyev, A. V. Mezhenin, K. V. Cherepanov, M. S. Komlenok, V. R. Sorochenko, A. A. Khomich, V. P. Pashinin, E. E. Ashkinazi, V. G. Ralchenko, V. I. Konov // Diamond and Related Materials. – 2020. – V. 101. – P. 107656. DOI: 10.1016/j.diamond.2019.107656

49. Komandin, G. A. Electrodynamical characteristics of α -lactose monohydrate in the terahertz range / G.A. Komandin, A.A. Gavdush, Yu.G. Goncharov, O.E. Porodinkov, V.S. Nozdrin, S.V. Chuchupal, I.E. Spektor // Optics and Spectroscopy. – 2019. – V. 126. – P. 514-522. DOI: 10.1134/S0030400X1905014X

50. Kononenko, T. V. Silicon kinoform cylindrical lens with low surface roughness for high-power terahertz radiation / T. V. Kononenko, B. A. Knyazev, D. N. Sovyk, V. S. Pavelyev, M. S. Komlenok, G. A. Komandin, V. I. Konov // Optics & Laser Technology. – 2020. – V. 123. – P. 105953. DOI: 10.1016/j.optlastec.2019.105953

51. Komlenok, M. Diamond diffractive lens with a continuous profile for powerful terahertz radiation / M. Komlenok, T. Kononenko, D. Sovyk, V. Pavelyev, B. Knyazev, E. Ashkinazi, A. Reshetnikov, G. Komandin, V. Pashinin, V. Ralchenko, V. Konov // Optics Letters. – 2021. – V. 46 (2). – P. 340-343. DOI: 10.1364/OL.414097

52. Kameshkov, O. E. Simulating diffraction on a series of amplitude-phase masks for experiments at the Novosibirsk free electron laser / O. E. Kameshkov, B. A. Knyazev // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2019. – V. 83. – P. 184-189. DOI: 10.3103/S1062873819020175

53. Cherkassky, V. S. Techniques for introscopy of condense matter in terahertz spectral region / V. S. Cherkassky et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2007. – V. 575 - P. 63-67. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.01.025

54. Weightman, P. Prospects for the study of biological systems with high power sources of terahertz radiation / Physical Biology. - 2012. - 9. - 053001. DOI: 10.1088/1478-975/9/5/053001

55. Agranat, M. B. Damage in a Thin Metal Film by High-Power Terahertz Radiation / M. B. Agranat et al.// Physical Review Letters. – 2018. – V.120. – 085704. DOI: 10.1103/PhysRevLett.120.085704

56. Kachalov, D. G. Application of the direct search in solving a problem of forming longitudinal distribution of intensity/ D. G. Kachalov et al.// Journal of Modern Optics. -2011. - V. 58. - P. 69-76. DOI: 10.1080/09500340.2010.536592

57. Idehara, T. The gyrotrons as promising radiation sources for thz sensing and imaging/ T. Idehara, S.P. Sabchevski, M. Glyavin, S. Mitsudo// Applied Sciences. - 2020.- V.10(3) – 980. DOI: https://doi.org/10.3390/app10030980

58. Kumar, N. A review on the sub-thz/thz gyrotrons/ N. Kumar, U. Singh, A. Bera, A.K. Sinha// Infrared Physics & Technology. - 2016.- V.76.-P.38-51. DOI: https://doi.org/10.1016/j.infrared.2016.01.015

59. Knyazev, B.A. Transmission of high-power terahertz beams with orbital angular momentum through atmosphere / B.A. Knyazev, Yu.Yu. Choporova, V.S. Pavelyev, N.D. Osintseva, B.O. Volodkin//Proceedings of 41th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Copenhagen, 25-30 September 2016. –T5P.09.19. DOI:10.1109/IRMMW-THz.2016.7758816

60. Soifer, V. A. & Golub, M. A. Laser beam mode selection by computer generated holograms. CRC Press, 1994.

61. Golub, M. A. Spatial phase filters matched to transverse modes/M.A. Golub, S.V. Karpeev, N.L. Kazanskiy, A.V. Mirzov, I.N. Sisakyan, V.A. Soifer, G.V. Uvarov// Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1988. -V.18.-PP. 392-393. DOI: 10.1070/QE1988v018n03ABEH011528

62. Gavrilov, A.V. Integrated fiber-based transverse mode converter/ A.V. Gavrilov, V.S. Pavelyev//Computer Optics. – 2017. V.41(4).- PP. 510-514. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-4-510-514.

63. Dem'yanenko, M.A. Imaging with a 90 frames/s microbolometer focal plane array and high-power terahertz free electron laser / M.A. Dem'yanenko, D.G Esaev, B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, N.A. Vinokurov // Appl. Phys. Lett. – 2008 – Vol. 92, 131116. DOI:10.1063/1.2898138

3. ГЕНЕРАЦИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПУЧКОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

3.1 Формирование мощных когерентных терагерцовых пучков с орбитальным угловым моментом с помощью дифракционных оптических элементов

Световые пучки с топологическим зарядом (или пучки с орбитальным угловым моментом -ОУМ) рассмотрены в обзорах [1,2]. Фаза электромагнитного поля в поперечном сечении такого пучка закручена, т.е. гармонически меняется в зависимости от азимутального угла, а в центре есть неопределенность фазы (сингулярность). В работе [3] для формирования световых пучков с топологическим зарядом («вращающихся пучков» или «световых вихрей») видимого и инфракрасного диапазона было рассмотрено использование компьютерно-синтезированных голограмм (или ДОЭ). Появление когерентных (в том числе мощных [4]) источников терагерцового лазерного излучения определяет актуальность исследования закрученных пучков терагерцового диапазона. Известны работы [5,6,7], посвященные демонстрации возможности формирования терагерцовых пучков с топологическим зарядом. Работы [5,6,7] выполнены с использованием широкополосных источников терагерцового излучения. В работе [6] была продемонстрирована генерация закрученного терагерцового пучка с помощью размещенной на плоскости структуры V-образных антенн с фазовым сдвигом от 0 до π с интервалом 1/8. Антенны представляли собой прорези в проводящей пластинке. Такая структура с восемью уровнями сдвига фазы является грубым аналогом спиральной фазовой пластинки первого порядка – самого простого устройства для получения пучков с топологическим зарядом. Вследствие малой суммарной площади отверстий коэффициент пропускания структуры не может быть высоким, даже с учетом плазмонного резонанса. Широкополосное излучение (пикосекундный импульс) проходило через пластинку и фокусировалось линзой на кристалл ZnTe, использовавшийся для визуализации терагерцового пучка в схеме стандартной time-domain спектроскопии (TDS). Авторы [6] перемещали антенную структуру вместе с линзой относительно кристалла и путем многочисленных измерений и извлечения из фурье-спектра частоты 0,75 ТГц получали, в конце концов, изображение интенсивности пучка. Анализ корреляционных коэффициентов показал, что основной модой топологического заряда является +1 с очень малой примесью мод -1, -2, -3 и +3 порядков. В фокусе линзы авторы наблюдали скачок фазы в соответствии с эффектом Гюи. С помощью двух других антенных структур были получены моды второго и третьего порядков. В работе [7] был использован другой метод генерации пучка с топологическим зарядом. Сформировав в качестве исходного пучок с радиальным распределением электрического вектора способом, описанным в [8], и пропустив его через четвертьволновую пластинку и поляризатор под углом 45 градусов, авторы получили линейно по-

ляризованное излучение с фазой, изменявшейся по азимуту на $\pi/2$. В результате они получили закрученный пучок в спектральном интервале от 0.75 до 2 ТГц с максимумом при 1,5 ТГц, где эффективность преобразования была 95%. Наконец, в работе [5] пучок закрученных фотонов был получен с помощью классической спиральной фазовой пластинки из пластика (цурупика), в результате чего были получены моды плюс-минус 1 и 2 при частотах 2 или 4 ТГц, зарегистрированные с помощью терагерцовой камеры. Заметим, что мощность пучков, использованных в работах [5,8], очень низка по сравнению с мощностью пучка Новосибирского лазера на свободных электронах [4]. Особый интерес представляет использование достаточно интенсивных пучков монохроматического перестраиваемого по частоте излучения, что позволяет избавиться от ряда недостатков, присущих системам TDS, и выполнять эксперименты с регистрацией изображений в реальном времени [9]. Для расчета бинарных дифракционных оптических элементов в [10], формирующих терагерцовые лазерные бесселевы пучки с топологическим зарядом, был использован подход, ранее рассмотренный в [11,12] для формирования вращающихся пучков оптического диапазона. Для генерации бесселева пучка с топологическим зарядом из освещающего гауссова пучка терагерцового лазера в [10] использовались дифракционные оптические элементы с бинарным микрорельефом.

Фазовая функция элемента [10] описывается формулой

$$\varphi(r,\phi) = (\pi/2)sign(sin(l\phi-kr)), \qquad (1.3.1)$$

где *l* – топологический заряд формируемого пучка.

Элементы [10] были изготовлены с помощью технологии [13] литографического травления поверхности подложки из высокоомного кремния. Фото изготовленного элемента приведено на рисунке 1.3.1.



Рис. 1.3.1. Фото изготовленного элемента, предназначенного для формирования бесселева пучка с топологическим зарядом *l* = 4

Элемент [10] формирует пучок, амплитуда в сечении которого описывается выражением:

$$E = E_0 \exp\{i(kz - \omega t) + il\varphi\}, \qquad (1.3.2)$$

где E_0 – максимальная амплитуда колебаний, φ - азимутальный угол, ω - циклическая частота колебаний, k – волновое число, z – расстояние от источника до

объекта, а *l* – положительное или отрицательное целое число, называемое топологическим зарядом, определяющее степень «закрученности» пучка.

Продольное и поперечное сечения пучков с орбитальным угловым моментом, сформированных из гауссового пучка Новосибирского лазера на свободных электронах на длине волны 141 мкм с помощью бинарных спиральных аксиконов [10], приведены на рисунке 1.3.2. Фаза элементов представлены на врезках (черный цвет соответствует значению фазы 0, белый цвет – π). Интенсивность в сечении сформированных пучков может быть описана квадратом бесселевой функции первого рода с соответствующим топологическим зарядом. Распределение интенсивности в сечении пучков сохраняется неизменным на расстоянии около 180 мм, после чего в силу ограниченности апертуры элементов пучки начинает расходиться. Таким образом, сформированные пучки могут рассматриваться в качестве «бездифракционных». Сформированные пучки имеют кольцевую структуру с диаметром колец, увеличивающимися с возрастанием модуля топологического заряда.

Значение и знак топологического заряда могут быть определены с помощью интерферометра Маха-Цандера, приведенного на рисунке 1.3.3.



Рис. 1.3.2. Бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом *l* = 1 и *l* = 2, сформированные из гауссова пучка Новосибирского лазера на свободных электронах с помощью бинарных спиральных аксиконов [9,10]



Рис. 1.3.3. Интерференция исходного гауссова пучка с бесселевым пучком с топологическим зарядом. а) Схема установки для определения топологического заряда пучка на основе интерферометра Маха-Цендера. 31, 32 – зеркала, СД1, СД2 – пленочные светоделители. Интерференционные картины гауссова пучка и бесселева пучка с *l* = +1, *l* = +2 и *l* = -2 для случая интерференции с нулевым углом, верхние изображения экспериментальные (б), нижние – результаты моделирования (в)

Бесселевы пучки когерентного излучения с орбитальным угловым моментом, являющиеся собственными модами свободного пространства, представляют особый интерес для телекоммуникационных и лидарных задач [10]. Помимо свойств самовоспроизведения и сохранения взаимной ортогональности при распространении в свободном пространстве [3], бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом обладают еще одним замечательным свойством – свойством восстановления поперечной амплитудно-фазовой структуры после прохождения неоднородной среды, или свойством самовосстановления. Это свойство исследовалось как в оптическом диапазоне (см., например, [14]), так и в микроволновом диапазоне [15]. Теоретический анализ распространения вращающихся пучков в неоднородных средах приведен в обзоре [16]. Сравнение результатов теоретического анализа распространения бесселевых пучков в неоднородных средах с экспериментальными результатами, полученными в видимом диапазоне, приведено в работе [17]. Появление источников когерентного терагерцового излучения, в том числе мощного [4], сформировало интерес исследователей к возможности построения лидарных систем [18] (что в значительной степени связано с наличием спектральных линий ряда веществ в этом диапазоне), а также телекоммуникационных систем [19] терагерцового диапазона. В работе [20] приведены результаты исследования полимерных элементов, формирующих терагерцовые бесселевы пучки, которые были изготовлены с помощью технологии трехмерной печати, однако для управления мощными пучками терагерцового излучения необходимо использовать материал подложки с большой лучевой стойкостью. Появление силовых кремниевых дифракционных оптических элементов [10] терагерцового диапазона открыло возможность формировать мощные терагерцовые пучки с произвольным поперечно-модовым составом, в том числе бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом [9]. В работе [21,22] приведены первые результаты исследования эффекта самовосстановления терагерцовых бесселевых пучков с ОУМ, сформированных с помощью кремниевых дифракционных оптических элементов из освещающего пучка Новосибирского лазера на свободных электронах [4]. Типичные результаты исследования эффекта самовосстановления представлены на рисунке 1.3.4.



Рис. 1.3.4. Самовосстановление бесселева пучка (эксперимент) [21,22]: (а) исходный бесселев пучок *l* = 1, сформированный дифракционным оптическим элементом; (б) распределение интенсивности за пластиной из пенистого полиэтилена на расстоянии 60 мм; (в) распределение интенсивности за пластиной из пенистого полиэтилена на расстоянии 100 мм; (г) распределение интенсивности за более толстой пластиной из пенистого полиэтилена переменной толщины на расстоянии 60 мм; (д) распределение интенсивности за более толстой пластиной из пенистого из пластиной из пенистого полиэтилена

3.2. Исследование Тальбот-эффекта для вращающихся пучков терагерцового диапазона

Хорошо известный факт [23], что периодические амплитудные решетки – простейшие дифракционные оптические элементы – при освещении их плоской волной формируют изображения решеток и их высшие порядки в плоскостях, называемых плоскостями Тальбота. Положение плоскостей Тальбота

определяется по формуле $z(j,v,u) = Z_T(j + u/v)$, где j – номер главной плоскости, v – целое число, u -натуральное число (u < v) и $Z_T = (2a^2)/\lambda$ – расстояние Тальбота, где a – период решетки, λ – длина волны. Размер периода изображения решетки в дробных плоскостях составляет только часть размера периода освещаемой решетки. Эффект Тальбота используется в большом количестве приложений, таких как современные светотехнические системы, метрология, и т.д. Современная теория эффекта представлена в значительном количестве работ [24–27]. Обзор современного состояния исследований в данной области можно найти, например, в работе [28].

В работе [29] была впервые экспериментально исследована дифракция вихревых бесселевых пучков на двумерных периодических решетках. Было показано [29], что за решеткой в тех же плоскостях Тальбота и с той же пространственной частотой формируются периодические изображения, но вместо изображений отверстий решетки наблюдаются изображения колец с тем же значением топологического заряда, как у освещающего пучка. Теория эффекта Тальбота для случая освещения решетки пучками Бесселя произвольного порядка была разработана в работе [30]. Было показано, в частности, что пучки нулевого порядка также формируют кольцевые структуры. Радиусы формируемых колец зависят как от вышеупомянутых параметров, так и от значений поперечных чисел бесселевых пучков [29]. Эксперименты были поставлены для линейно поляризованных бесселевых пучков со значениями порядка от 0 до 2. На рисунке 1.3.5 представлены изображения, полученные в разных плоскостях Тальбота за решеткой, освещенной последовательно гауссовым пучком и бесселевым пучком первого порядка. Интересно отметить, что расчетные изображения наблюдаются даже для решеток с диаметром отверстий, равным всего двум длинам волны (см. последний столбец изображений, для которых диаметр отверстия был равен 250 мкм). Амплитудные и фазовые распределения в экспериментально зарегистрированных массивах вращающихся пучков находились в хорошем соответствии с результатами численного моделирования. В последнее время были опубликованы результаты подобных экспериментов, поставленных в видимом диапазоне, а также соответствующие результаты моделирования [31, 32]. Результаты, приведенные в этих работах близки к результатам, ранее полученным в терагерцовом диапазоне [29]. Таким образом, использование спиральных аксиконов [10] и терагерцового лазера [4] в модификации классического оптического эксперимента привело к наблюдению нового физического эффекта.





3.3. Генерация поверхностных плазмон-поляритонов с помощью вращающихся пучков терагерцового диапазона

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) или просто «плазмоны» – это электромагнитные колебания поля и свободных зарядов на поверхности проводника, которые распространяются вдоль границы раздела проводник-диэлектрик и экспоненциально затухают в проводнике и диэлектрике (рисунок 1.3.6) [33]. ППП еще относят к разновидности поверхностных электромагнитных волн, существующих на границе раздела сред, одна из которых содержит электроны проводимости и имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость [34]. Отрицательной диэлектрической проницаемостью от видимого до микроволнового диапазона частот обладают все благородные металлы, легированные полупроводники, а также некоторые диэлектрики в сильных линиях поглощения [35].



Рис. 1.3.6. Схема, поясняющая физическую природу ППП (или поверхностной электромагнитной волны)

ППП играют важную роль во многих оптических явлениях и могут использоваться в системах интегральной оптики в качестве носителей информации и энергии. По мере распространения вдоль проводящей поверхности ППП теряют часть своей энергии в результате рассеяния электронов (участвующих в волне зарядов ППП) на ионах решетки, примесях и др., а также вследствие радиационных потерь на шероховатостях и оптических неоднородностях поверхности [36, 37]. Длина распространения (или пробег) ППП (расстояние, на котором интенсивность ППП ослабевает в $e \approx 2,7183$ раз) в видимом и ближнем ИК-диапазонах очень малы (десятки мкм), поэтому они могут использоваться только в системах малоразмерной интегральной оптики. С увеличением длины волны пробеги плазмонов растут, достигая значений, равных сантиметрам и десяткам сантиметров в ТГц диапазоне [38]. ТГц плазмоны могут использоваться в системах связи [39], распространяясь вдоль линии передачи (однопроводный или двухпроводный волновод), применяться как переключатели в логических схемах [40] или, используя свойство длинноволновых ППП, преодолевать разрывы в проводниках значительной длины [41, 42], служить промежуточным звеном в преобразователях «свободная волна – плазмон – свободная волна». Обзор последних достижений плазмоники и её ближайших перспектив можно найти в [43].

Во всех практически интересных случаях одной из важнейших задач является эффективное преобразование свободной волны в поверхностную. Основными применяемыми геометриями являются плоский или цилиндрический проводник. Свойства плазмонов для обеих геометрий подробно описаны в [35]. В данной главе мы представим результаты исследований ППП на проводнике цилиндрической формы, генерированных вихревыми бесселевыми пучками. Речь будет идти о проводниках, диаметр которых много больше длины свободной волны λ . В этом случае на цилиндре не возбуждаются азимутальные моды, как в нанопроволочках [44], а характеристики ППП (распределение поля и длина распространения) практически идентичны характеристикам плазмонов на плоской поверхности. Интерес к использованию бесселевых пучков для генерации ППП на цилиндрах вызван тем, что данные пучки, как и цилиндр, обладают аксиальной симметрией, благодаря которой можно с большой эффективностью преобразовать объемную волну в ППП. На цилиндре можно создать плазмон, имеющий отличную от нуля проекцию орбитального углового момента и, следовательно, дополнительную степень свободы по сравнению с классическим плазмоном [45].

В работе [46] было предложено три варианта оптических схем для генерации плазмонов с орбитальным угловым моментом с использованием когерентного квазимонохроматического ТГц излучения Новосибирского лазера на свободных электронах. Все эти схемы используют явление дифракции, используя которое можно наиболее эффективно генерировать ТГц ППП на поверхности благородных металлов, в отличие от метода нарушенного полного внутреннего отражения [47], где из-за высокой проводимости металлов в ТГц диапазоне, эффективность генерации ППП будет крайне низкой. В первой схеме [46] предлагалось использовать цилиндрические дифракционные решетки для захвата ППП, однако это не привело к успеху, т.к. несмотря на высокую эффективность генерации, ППП на дифракционных решетках очень быстро переизлучаются в объемные волны, а также теряют много энергии при переходе с решеточного элемента преобразования на гладкую поверхность цилиндрического волновода [48, 49].



Рис. 1.3.7. Схема эксперимента (детальное описание приведено в тексте)

Наиболее простыми и эффективными оказались другие две схемы фотонной генерации ППП, заключающиеся в дифракции бесселева пучка на краю образца (в англоязычной литературе этот метод именуется "end-fire coupling technique" [50]). В планарной геометрии данный метод показал высокую эффективность генерации ТГц ППП (до 60 %) на металлизированных поверхностях с тонкими диэлектрическими покрытиями [51]. Ранее [52] было продемонстрировано возбуждение ППП на плоском проводнике с помощью закрученного бесселева пучка, эффективность которого была неоднородна по сечению пучка в результате вращения вектора Пойнтинга падающей волны, обладающей спиральным волновым фронтом.

Во второй схеме [46] бесселев пучок, сформированный с помощью кремниевого бинарного дифракционного оптического элемента, направлялся на торец проводящего цилиндра так, что первое кольцо бесселева распределения интенсивности (обладающее максимальной энергией и имеющее диаметр, равный диаметру цилиндра) дифрагировало на краю образца, в результате чего часть энергии падающего пучка преобразовывалась в ППП. В третьей схеме, для повышения эффективности генерации ППП бессселев пучок (рисунок 1.3.76) фокусировался на торец образца с помощью киноформной полипропиленовой линзы диаметром 80 мм и фокусным расстоянием f = 75 мм (см. рисунок 1.3.7в). Далее мы подробнее остановимся на данной схеме, с помощью которой были получены основные экспериментальные результаты по генерации вихревых ППП с орбитальным угловым моментом $l = \pm 3$ и $l = \pm 9$ на длине волны λ = 141 мкм, генерируемого НЛСЭ [45].

В фурье-плоскости линзы формировалось квази-идеальное кольцо (в литературе его именуют «совершенным пучком» или «perfect beam») диаметром $D_{\rm F} \approx 10$ мм с вложенными спиралями (см. рисунок 1.3.7в). Характеристики идеальных пучков, создаваемых различными типами аксиконов, были подробно изучены аналитически и численно в [52]. Важно отметить, что кольцевые пучки, создаваемые бинарным аксиконом и линзой, разбивались на ряд спиральных сегментов, число которых вдвое превышало значение топологического заряда *l*. Диаметр кольца $D_{\rm F}$ определяется длиной волны падающего излучения λ , фокальным расстоянием линзы *f* и периодом бинарного рельефа аксикона *p*: $D_{\rm F} \approx 2\lambda f/p$, который одинаков для любого *l*, если период *p* аксиконов одинаков. При работе на разных длинах волн λ , меняя линзы с разными фокусными расстояниями, можно легко изменять диаметр кольца Фурье-образа в соответствии с диаметром цилиндра.

Вследствие того, что плазмон может возбуждать только р-поляризованная волна (см. рисунок 1.3.6), эффективность захвата на цилиндре максимальна, если падающее на его торец излучение поляризовано по нормали к его поверхности, что возможно в случае радиальной поляризации падающей волны. Такой пучок может быть получен, например, путём интерференции двух эрмит-гауссовых пучков в интерферометре Маха–Цендера [53]. В нашем случае для этого мы использовали более простой способ – пропускали гауссов пучок через сегментную полуволновую пластинку из кристаллического кварца, помещаемую перед аксиконом [54]. Количественно эффективность дифракционного преобразования падающего излучения в ППП можно оценить с помощью интеграла перекрытия поля падающей волны и поля ППП над проводником [46]. Чтобы повысить эту эффективность, необходимо максимально приблизить распределение поля ППП к профилю падающей волны. Согласно [45], максимальная эффективность генерации ППП методом дифракции на краю на длине волны $\lambda = 141$ мкм составляла около 60 % при нанесении на поверхность металла покрытия из сульфида цинка (ZnS) толщиной 1 мкм, причем при такой толщине покрытия ZnS длина распространения ППП составляла около 10 см, что заметно больше, чем на непокрытом металле из-за отсутствия радиационных потерь ППП, возникающих на неоднородностях поверхности [38]. Поэтому в экспериментах с вихревыми плазмонами использовался металлический цилиндр с покрытием ZnS толщиной 1 мкм, нанесенным методом электронно-лучевого распыления. Выбор материала цилиндра (латунь) определялся его механическими свойствами, позволяющими изготовить его на станке ЧПУ с приемлемой точностью и оптической полировкой волноведущей поверхности. Стоит отметить, что оптические константы благородных металлов в ТГц диапазоне достаточно велики и слабо отличаются друг от друга, что приводит к слабым отличиям характеристик ППП при использовании разных металлов, особенно при наличии слоя диэлектрика на их поверхности.

Для того чтобы экранироваться от интенсивных паразитных объемных волн, рождающихся при дифракции на входном торце образца, профиль цилиндра имел вначале прямой участок диаметром 10 мм и длиной 40 мм, который потом плавно уменьшался до диаметра 2 мм на участке длиной 30 мм (см. рисунок 1.3.7а). Цилиндр удерживался в фиксированном положении с помощью двух полипропиленовых пленок (прозрачных в ТГц диапазоне) толщиной 30 мкм, натянутых на металлические диафрагмы.

Поскольку напрямую обнаружить поле ППП на цилиндре было невозможно без использования дополнительных методов (например, зондового метода [55]), существование плазмонов было подтверждено характеристиками профиля излучения, возникающего при дифракции ППП на конце цилиндра, который регистрировался с помощью изображающей схемы, содержащей киноформную полипропиленовую линзу (f = 75 мм) и неохлаждаемый матричный микроболометрический приемник размером 16,32 х 12,24 мм² (320 х 240) [56] (рисунок 1.3.7а). Надежность данного метода была продемонстрирована в экспериментах по исследованию дифрагированных ППП на плоских поверхностях [57].

На рисунке 1.3.8 показаны изображения, формируемые дифрагированными ППП на выходном конце цилиндрического образца с ZnS покрытием (толщиной 1 мкм). Плазмоны генерировались бесселевыми пучками с l = +3, +9, -9. Согласно рисунку 1.3.7 г, в плоскости наблюдаемого объекта можно ожидать три источника излучения: (1) скользящие объемные волны, возникающие при дифракции падающей волны на входном крае образца; (2) радиационные потери ППП на изгибе образца; (3) ППП, дифрагированные на выходном конце образца. Действительно, при широко открытой апертуре (правая колонка на рисунке 1.3.8), наблюдаются концентрические кольца на поверхности узкого цилиндра, характерная ширина которых составляет около 0,3 мм, что примерно соответствует глубине проникновения поля ППП в воздух над поверхностью металла [37]. Изображение внутреннего кольца не меняется при уменьшении диаметра диафрагмы до наименьшего значения (левый столбец на рисунке 1.3.8), причем проникновение любого вида объемного излучения в кольцевую щель диаметром чуть больше 2 мм практически невозможно. Это свидетельствует о плазмонной природе внутреннего кольца, возникающего в результате дифракции ППП на выходном крае образца.

Еще одним доказательством плазмонной природы наблюдаемого излучения является эксперимент с переключением поляризации, которое осуществлялось с помощью поляризатора на входе в оптическую схему (рисунок 1.3.7). При смене поляризации с радиальной на азимутальную (при которой ППП не могут возбуждаться), наблюдаемый на матричном приемнике сигнал уменьшался более чем на порядок. При освещении края образца линейно поляризованным светом (в отсутствие сегментной пластинки), сигнал на приемнике наблюдался только с противоположных сторон цилиндра.

На изображениях, полученных для $l = \pm 9$ (см. две нижние строки на рисунке 1.3.8), наблюдаемое излучение искривлено по азимуту, а количество максимумов равно 18 (2|*l*|), что соответствует числу спиралей в квази-идеальных (близким к совершенным пучкам) кольцевых пучках, освещающих входной конец образца (см. рисунок 1.3.7). Это означает, что плазмоны генерируются локально, в точках пересечения возбуждающего излучения с краем цилиндра, и распространяются по своим траекториям, не пересекаясь с соседними плазмонами (тот же эффект наблюдался при распространении плазмонов по цилиндрической поверхности в [9]).



Рис. 1.3.8. Изображения на выходном конце цилиндрического образца с ZnS покрытием (толщиной 1 мкм) от дифрагированных ППП, генерированных бесселевыми радиально поляризованными пучками с *l* = +3, +9, -9. Кадры получены с помощью изображающей системы (см. рис. 1.3.7а) при δ = 0 мм (без ножа) и различных апертурах диафрагмы *D*. Кругом в центре, обозначенным сплошной линией, показан торец образца (диаметром 2 мм), пунктирами – диаметр апертуры *D* (красная линия) и диаметр образца (10 мм) на входном конце (зеленая линия)

Излучение, регистрируемое за пределами первого кольца (2 мм < D < 10 мм), очевидно, относится к радиационным потерям плазмонов на его изгибе. Это излучение состоит из восемнадцати максимумов объемных волн, закрученных по спирали по часовой стрелке (для l = -9) и против часовой стрелки (для l = +9), соответственно. Это означает, что мы наблюдаем вихревые лучи, порожденные вихревыми плазмонами, которые обладают поперечной составляющей импульса.

Для проверки этого утверждения было измерено вращение плазмонов с помощью оптической системы, показанной на рисунке 1.3.7а, посредством размещения перед входным концом цилиндра (со стороны правой его части) металлического экрана с прямоугольной щелью шириной 1 мм (см. рисунок 1.3.9). В этом случае сегментная пластинка удалялась, и щель освещалась фурье-кольцом бесселева пучка, линейно поляризованным поперек щели. В небольшой области сечения цилиндра, находящейся напротив щели, возбуждались ППП, которые потом регистрировались изображающей системой. Из-за инвертирования линзой, на изображениях рисунка 1.3.9 плазмоны возбуждались с левого края цилиндра. Как видно, по мере распространения вдоль цилиндра плазмоны вращаются в том же направлении, как и изначально закрученный пучок, который их возбуждал. При $l = \pm 3$ угол поворота составил $\pm 18^\circ$, а при $l = \pm 9$ приблизительно в три раза больше $\pm 55^\circ$. Эти углы с хорошей точностью согласуются с аналитическими расчетами, которые можно найти в [45].



Рис. 1.3.9. Демонстрация вращения ППП. Плазмоны возбуждались горизонтально поляризованным вихревым пучком в правой части входного торца цилиндра (диаметром 10 мм) через прямоугольную входную щель шириной 1 мм. Изображения заднего конца цилиндра (диаметром 2 мм), инвертированные линзой и зарегистрированные микроболометрической матрицей, показаны в левой половине каждого кадра. Значения угла поворота плазмонов, вычисленные в [45] показаны на кадрах. Диаметр диафрагмы составлял D = 6 мм

Для изучения характеристик объемных волн, возникающих в результате дифракции ППП на выходном конце цилиндра, были записаны изображения в ряде плоскостей на различных расстояниях δ (см. рисунок 1.3.7). Экспериментальные результаты, полученные с ножом или без него в нескольких сериях измерений, показаны точками на рисунке 1.3.10. Нож использовался для затенения половины выходного конца цилиндра, по которому определялся угол вращения регистрируемого излучения в зависимости от расстояния δ . Сплошной линией на том же рисунке представлены численные расчеты, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.



Рис. 1.3.10. Вращение объемных волн, возникших в результате дифракции ППП на выходном конце цилиндра, в зависимости от расстояния δ . На вставках показаны изображения при некоторых δ , снятые без ножа

Вышеизложенные экспериментальные результаты демонстрируют возможность с помощью вихревых квазиидеальных бесселевых пучков генерировать с высокой эффективностью вихревые ТГц поверхностные плазмон-поляритоны на металл-диэлектрических поверхностях цилиндрической геометрии, поперечные размеры которых много больше длины волны возбуждающего излучения. Такие вихревые ТГц ППП распространяются по цилиндрическим проводникам на десятки сантиметров по винтовым линиям независимо друг от друга (не перекрываясь), сохраняя орбитальный угловой момент, изначально присутствующий в возбуждающем его вихревом пучке. Дифрагированные на выходном конце проводящей линии вихревые ППП преобразуются в вихревые свободные пучки, обладающие тем же зарядом *l*. Учитывая возможность деления ППП по нескольким проводящим линиям [42], полученные результаты представляют большой интерес для создания многоканальных плазмонных линий связи и устройств ТГц диапазона частот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yao, A.M. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications/ A.M. Yao, M. J. Padgett // Adv. Opt. Photon. - 2011. - V.3. -P.161 - 204. DOI: https:// doi.org/10.1364/AOP.3.000161

2. Molina-Terriza, G. Twisted photons/ G. Molina-Terriza, J. Torres, L. Torner // Nature Phys. - 2007.- V. 3. - P. 305–310. DOI: https://doi.org/10.1038/nphys607

3. Soifer, V. A. Computer Design of Diffractive Optics. Woodhead Publishing, 2012.

4. Kulipanov, G. N. Novosibirsk Free Electron Laser - Facility Description and Recent Experiments/ G. N. Kulipanov et al.//IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2015. – V. 5, P. 798-809. DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2453121

5. Miyamoto, K. Direct observation of the topological charge of a terahertz vortex beam generated by a Tsurupica spiral phase plate / K. Miyamoto, K. Suizu, T. Akiba, T. Omatsu // Applied Physics Letters. – 2014. – Vol. 104(26). – P. 261104. DOI: https://doi.org/10.1063/1.4886407

6. He J. Generation and evolution of the terahertz vortex beam / J. He, X. Wang, D. Hu, J. Ye, S. Feng, Q. Kan, Y. Zhang // Optics Express. – 2013.– Vol. 21, № 17. – P. 20230- 20239. DOI: https://doi.org/10.1364/OE.21.020230

7. Imai, R. Generation of broadband terahertz vortex beams / R. Imai, N. Kanda, T. Higuchi, K. Konishi, M. Kuwata-Gonokami // Optics Letters. – 2014. – Jul 1. – V. 39, № 13. – P. 3714-3717. DOI: https://doi.org/10.1364/OL.39.003714

8. Imai, R. Terahertz vector beam generation using segmented nonlinear optical crystals with threefold rotational symmetry / R. Imai, N. Kanda, T. Higuchi, Z. Zheng, K. Konishi, M. Kuwata-Gonokami // Optics Express. –2012. – Vol. 20, № 20. – P. 21896-21904. DOI: https://doi.org/10.1364/OE.20.021896

9. Knyazev, B. A. Generation of terahertz surface plasmon polaritons using nondiffractive bessel beams with orbital angular momentum/B.A. Knyazev, Yu. Yu. Choporova, M. S. Mitkov, V. S. Pavelyev, B. O. Volodkin // Physical Review Letters. - 2015.- V.115. - 163901. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.163901

10. Choporova, Yu.Yu. High-power Bessel beams with orbital angular momentum in the terahertz range / Yu.Yu. Choporova, B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, V.S. Pavelyev, M.A. Scheglov, N.A. Vinokurov, B.O. Volodkin, V.N. Zhabin // Physical Review A. – 2017. – V. 96. -N 2 – 023846. DOI: https://doi.org/10.1103/ PhysRevA.96.023846

11. Alekseev, A.N. Conversion of Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian beams in an astigmatic optical system. 1. Experiment/A.N. Alekseev, K.N. Alekseev, O.S. Borodavka, et al.// Tech. Phys. Lett. -1998. -V. 24.- P. 694–696. DOI: https://doi.org/10.1134/1.1262248

12. Khonina, S. Trochoson/ S. Khonina, V. Kotlyar, V. Soifer, M. Shinkaryev, G. Uspleniev// Optics Communications. - 1992. -V. 91.- PP. 158-162. DOI: 10.1016/0030-4018(92)90430-Y.

13. Агафонов, А.Н. Кремниевые дифракционные оптические элементы для мощного монохроматического терагерцового излучения / А.Н. Агафонов, Б.О. Володкин, А.К. Кавеев, Б.А.Князев, Г.И. Кропотов, В.С. Павельев, В.А. Сойфер, К.Н. Тукмаков, Е.В. Цыганкова, Ю.Ю. Чопорова // Автометрия. – 2013. – Т. 49, № 2. – С. 99-105.

14. Васильев, В.С. Распространение пучков Бесселя и суперпозиций вихревых пучков в атмосфере / В.С. Васильев, А.И. Капустин, Р.В. Скиданов, Н.А. Ивлиев, В.В. Подлипнов, С.В. Ганчевская // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 3. – С. 376-384.

15. Bassotti, A. Topological Robustness of Phase Singularities at Microwave Frequencies/A. Bassotti, M. Barbuto, A. Alú, F. Bilotti, A. Toscano//2019 Thirteenth International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials), Rome, Italy.–2019.-X-062-X-64.

16. Soifer V.A. Vortex beams in turbulent media: review/ V.A. Soifer, O. Korotkova, S.N. Khonina, E.A. Shchepakina// Computer Optics. – 2016. - T.40, N 5.- C. 605-624. doi:10.18287/2412-6179-2016- 40-5-605-624.

17. Nokwazi Mphuthi Are Bessel beams resilient to aberrations and turbulence?/ Nokwazi Mphuthi, Roelf Botha, and Andrew Forbes//J. Opt. Soc. Am. A.- 2018. Vol. 35, P. 1021-1027. DOI: https://doi.org/10.1364/JOSAA.35.001021

18. Кулипанов, Г.Н. Экспериментальные исследования взаимодействия терагерцового излучения новосибирского лазера на свободных электронах с водным аэрозолем/ Кулипанов Г.Н., Лисенко А.А., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Кубарев В.В., Чесноков Е.Н., Бабченко С.В.// Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 12. С.1070-1073.

19. Pavelyev, V.S. Towards multichannel terahertz telecommunication based on mode division multiplexing/V.S. Pavelyev, K.N. Tukmakov, Yu.Yu. Choporova, N.D. Osintseva, B.A. Knyazev// AIP Conference Proceedings. - 2020.-V.2299, 030002. DOI: https://doi.org/10.1063/5.0030592

20. Wei, X. Generation of arbitrary order Bessel beams via 3D printed axicons at the terahertz frequency range/Xuli Wei, Changming Liu, Liting Niu, Zhongqi Zhang, Kejia Wang, Zhengang Yang, Jinsong Liu // Applied Optics.-2015. Vol. 54, P. 10641-10649. DOI: https://doi.org/10.1364/AO.54.010641

21. Knyazev, B.A. Transmission of high-power terahertz beams with orbital angular momentum through atmosphere/ B.A. Knyazev, Yu.Yu. Choporova, V.S. Pavelyev, N.D. Osintseva, B.O. Volodkin // 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), Copenhagen, Denmark 2016; 1-2. DOI: doi:10.1109/IRMMW-THz.2016.7758816.

22. Павельев, В.С. Экспериментальное исследование самовосстановления терагерцовых Бесселевых пучков с орбитальным угловым моментом/В.С. Павельев, К.Н. Тукмаков, А.С. Решетников, В.В. Герасимов, Н.Д. Осинцева,Б.А. Князев // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 5. – С. 673-677. – DOI:10.18287/2412-6179-CO-845

23. Talbot, H. F. Facts relating to optical science No. IV/ H. F. Talbot//The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 1836. - V. 9. – P. 401-407. DOI: 10.1080/14786443608649032

24. Cowley, J.M. Fourier Images: \Box -The Out-of-focus Patterns/ J.M Cowley, A.F. Moodie//Proceedings of the Physical Society. Section B.- 1957. – V. 70.- P. 497-504. DOI: 10.1088/0370-1301/70/5/306

25. Winthrop, J. T. Theory of Fresnel Images I Plane Periodic Objects in Monochromatic Light/ J. T. Winthrop, C.R. Worthington// Journal of the Optical Society of America. - 1965.- V.55. – 373-381. DOI: 10.1364/JOSA.55.000373

26. Montgomery, W. D. Self-Imaging Objects of Infinite Aperture/ W.D. Montgomery//Journal of the Optical Society of America. - 1967.-V. 57.- 772-778. DOI: 10.1364/JOSA.57.000772

27. Lohmann, A. W. Fractional Montgomery effect: a self-imaging phenomenon// A.W. Lohmann, H. Knuppertz, J. Jahns//Journal of the Optical Society of America A. – 2005.- 22. – 1500-1508. DOI: 10.1364/JOSAA.22.001500

28. Wen, J. M. The Talbot effect: recent advances in classical optics, nonlinear optics, and quantum optics / J.M. Wen, Y. Zhang, M. Xiao //Advances in Optics and Photonics. – 2013.- V. 5.- P. 83-130. DOI: 10.1364/AOP.5.000083

29. Knyazev, B. et al. Quasi-Talbot effect with vortex beams and formation of vortex beamlet arrays/ B. Knyazev, et al.//Optics Express. – 2018.-V. 26. – 14174-14185. DOI: 10.1364/OE.26.014174

30. Kotelnikov, I. A. Diffraction of bessel beams on 2D amplitude gratings/ I.A. Kotelnikov, O.E. Kameshkov, B.A. Knyazev//Journal of Optics. - 2020.- V. 22. - 065603. DOI: 10.1088/2040-8986/ab877d

31. Ikonnikov, D.A. Two-dimensional talbot effect of the optical vortices and their spatial evolution/D.A. Ikonnikov, et al.//Scientific Reports. - 2020.-V. 10.-P. 1-10. DOI: 10.1038/s41598-020-77418-y

32. Ikonnikov, D. A. et al. 3d optical vortex lattices/ D. A. Ikonnikov et al.// Annalen der Physik. – 2021.-V. 533. – 2100114. DOI: https://doi.org/10.1002/ andp.202100114

33. Stefan A. Maier, Plasmonics: Fundamentals and Applications, 2007.

34. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. – М.: Наука, 1985. – 525 с.

35. Кузьмин, А.В. Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн / А.В. Кузьмин, Б.А. Князев // Вестник НГУ, сер. Физика. – 2007. – Т. 2, Вып. 1. – С. 109-122.

36. Reiter, X. Surface plasmons and roughness, Ch. 9 in [2].

37. Gerasimov, V.V. Growth of Terahertz Surface Plasmon Propagation Length Due to Thin-Layer Dielectric Coating / V.V. Gerasimov, B.A. Knyazev, A.G. Lemzyakov, A.K. Nikitin, G.N. Zhizhin // J. Opt. Soc. Am. B. – 2016. – Vol. 33. P. 2196. DOI: 10.1364/JOSAB.33.002196

38. Gerasimov, V.V. Obtaining the Effective Dielectric Permittivity of a Conducting Surface in the Terahertz Range via the Characteristics of Surface Plasmon Polaritons / V.V. Gerasimov, A.K. Nikitin, A.G. Lemzyakov, I.A. Azarov, I.A. Kotelnikov // Applied Sciences. – 2023. – Vol. 13. – P. 7898. DOI: 10.3390/app13137898

39. Leuthold, J. Plasmonic communications: light on a wire / J. Leuthold, C. Hoessbacher, S. Muehlbrandt, A. Melikyan, M. Kohl, C. Koos, W. Freude, V. Dolores-Calzadilla, M. Smit, I. Suarez, J. Martínez-Pastor // Optics and Photonics News. – 2013. – Vol. 24, Issue 5. – P. 28-35. DOI: 10.1364/OPN.24.5.000028

40. Davis, T.J. Plasmonic circuits for manipulating optical information / T.J. Davis, D.E. Gómez, A. Roberts // Nanophotonics. – 2017. – Vol. 6, Issue 3. – P. 543-559. DOI: 10.1515/nanoph-2016-0131

41. Nazarov, M. THz surface plasmon jump between two metal edges / M. Nazarov, J.L. Coutaz, A. Shkurinov, F. Garet // Optics Communications. – 2007. – Vol. 277, Issue 1. – P. 33-39. 10. DOI: 10.1016/j.optcom.2007.05.005

42. Gerasimov, V.V. Experimental investigations into capability of terahertz surface plasmons to bridge macroscopic air gaps / V.V. Gerasimov, B.A. Knyazev, A.K. Nikitin, G.N. Zhizhin // Optics Express. – 2015. – Vol. 23, Issue 26. – P. 33448-33459. DOI: 10.1364/OE.23.033448.

43. Stockman, M.I. Roadmap on plasmonics / M.I. Stockman, K. Kneipp, S.I. Bozhevolnyi, S. Saha, A. Dutta, J. Ndukaife, N. Kinsey, H. Reddy, U. Guler, V.M. Shalaev, A. Boltasseva // Journal of Optics. – 2018. – Vol. 20, Issue 4. – 04300. DOI: 10.1088/2040-8986/aaa114

44.Picardi, M.F. Angular momenta, helicity, and other properties of dielectricfiber and metallic-wire modes / M.F. Picardi, K. Y. Bliokh, F. J. Rodríguez-Fortuño, F. Alpeggiani, and F. Nori, // Optica. 2018. – Vol. 5. – P. 1016-1026. DOI: 10.1364/ OPTICA.5.001016

45.Gerasimov, V.V. Vortex surface plasmon polaritons on a cylindrical waveguide: Generation, propagation, and diffraction / V.V. Gerasimov, O.E. Kameshkov, B.A. Knyazev, N.D. Osintseva, V.S. Pavelyev // J. Opt. – 2021. – V. 23, Issue 10. – P. 10LT01. DOI: 10.1088/2040- 8986/ac1fc4

46. Knyazev, B.A. Feasibility of generating surface plasmon polaritons with a given orbital momentum on cylindrical waveguides using diffractive optical elements / B.A. Knyazev, O.E. Kameshkov, A.K. Nikitin, V.S. Pavelyev, Yu.Yu. Choporova // Computer Optics. – 2019. – Vol. 43, Issue 6. – P.992-1000. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-6-992-1000.

47. Sambles, J.R. Optical excitation of surface plasmons: an introduction / J.R. Sambles, G.W. Bradbery, F. Yang // Contemporary Physics. – 1991. Vol. 32, No. 3. – P. 173-183. DOI: 10.1080/00107519108211048

48. O'Hara, J.F. Terahertz surface plasmon polariton coupling on metallic gratings / J.F. O'Hara, R.D. Averitt, A.J. Taylor // Optics Express. – 2004. – Vol. 12, No. 25. – P. 6397-6402. DOI: 10.1364/OPEX.12.006397

49. Kameshkov, O. Numerical Optimization of Refractive Index Sensors Based on Diffraction Gratings with High Aspect Ratio in Terahertz Range / O. Kameshkov, V. Gerasimov, B. Knyazev // Sensors. – 2022. – Vol. 22. – P. 172. DOI: 10.3390/ s22010172

50. Stegeman, G.I. Excitation of surface polaritons by end-fire coupling / G.I. Stegeman, R.F. Wallis, and A.A. Maradudin // Optics Letters. – 1983. – V. 8, No. 7. – P. 386-388. DOI: 10.1364/OL.8.000386

51. Gerasimov, V.V. Evaluation of the efficiency of generation of terahertz surface plasmon polaritons by the end-fire coupling technique / V. V. Gerasimov, A. K. Nikitin, A. G. Lemzyakov, I. A Azarov // Photonics. - 2023. Photonics. - 2023. - Vol. 10. - P. 917. DOI:10.3390/photonics10080917

52. Knyazev, B.; "Perfect" Terahertz Vortex Beams Formed Using Diffractive Axicons and Prospects for Excitation of Vortex Surface Plasmon Polaritons/B. Knyazev, V. Cherkassky, O. Kameshkov // Appl. Sci. – 2021. – Vol. 11. – P. 717. DOI: 10.3390/app11020717

53. Zhan, Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications/ Q. Zhan //Advances in Optics and Photonics. – 2009. – Vol. 1. – P. 1-57. DOI:10.1364/AOP.1.000001

54. Khonina, S.N. Caustics of non-paraxial perfect optical vortices generated by toroidal vortex lenses / S.N. Khonina, S.I. Kharitonov, S.G. Volotovskiy, V.A. Soifer// Photonics. – 2021. – Vol. 8, Issue 7. – P. 259. DOI: 10.3390/photonics8070259.

55. Kukotenko, V. Approches to studying the evanescent field of surface plasmons using YHz radiation from the Novosibirsk free-electron laser / V. Kukotenko, V. Gerasimov // Book of abstracts of TERA. -2023, Moscow. -P. 115-116.

56. Dem'yanenko, M.A. Imaging with a 90frames/s Microbolometer Focal Plane Array and High-Power Terahertz Free Electron Laser / M.A. Dem'yanenko, D.G. Esaev, B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, N.A. Vinokurov // Applied Physics Letters. – 2008. – Vol. 92. – P. 131116. DOI:10.1063/1.2898138

57. Kotelnikov, Diffraction of a surface wave on a conducting rectangular wedge / I.A. Kotelnikov, V.V. Gerasimov, and B.A. Knyazev // Phys. Rev. A. – 2013. – Vol. 87. – P. 023828. DOI: 10.1103/PhysRevA.87.023828.

4. МЕТАПОВЕРХНОСТИ И МЕТАМАТЕРИАЛЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

4.1. Метаповерхности терагерцового диапазона

В п. 2.4 рассмотрено применение дифракционных оптических элементов для структурирования амплитудно-фазового распределения в сечении пучков лазерного излучения, однако управление поляризационным состоянием пучков требует более сложных устройств, действие которых основано на анизотропных эффектах.

Известны работы по поляризационному преобразованию излучения терагерцового диапазона на основе металлодиэлектрических метаповерхностей [1–3]. Однако предпочтение отдается полностью диэлектрическим метаповерхностям [4–6], поскольку они химически инертны и не подвержены окислению.

В работах [4–8] рассматривается метод расчета субволновых оптических элементов (метаповерхностей) для формирования радиально-поляризованных пучков произвольного порядка. В отличие от секторных субволновых решеток [7, 8] в [5] рассматривается несекторированный микрорельеф субволновой решетки, что обеспечивает равномерность поляризационного преобразования. Основным достоинством предлагаемого метода расчета метаповерхностей является варьируемый в зависимости от координат период решетки. Это позволяет увеличить эффективность поляризационного преобразования и обеспечивает равломерного преобразования и обеспечивает равления бинарного микрорельефа методом однократного травления поверхности подложки [6].

Численное моделирование для подобных оптических элементов часто осуществляется методом конечных разностей во временной области (FDTD) [9] или методом конечных элементов [10]. В [5, 6] был выбран метод конечных элементов и Comsol Multiphysics в качестве программы, реализующей данный метод [11].

В [6] описано изготовление и экспериментальное исследование рассчитанных субволновых оптических элементов для формирования векторных пучков терагерцового диапазона с цилиндрической поляризацией произвольного порядка. В качестве материала подложки был выбран высокоомный кремний, использованный ранее для изготовления бинарных дифракционных оптических элементов [6]. Бинарный субволновый микрорельеф в [6] был изготовлен с помощью модификации технологии реактивно-ионного травления, использованной в [12]. В работах [7, 13] было продемонстрировано эффективное применение тонких (толщиной порядка 100 нм) субволновых решёток для поляризационного преобразования мощного излучения СО, лазера с длиной волны λ = 10,6 мкм. Сочетание субволнового рельефа с дополнительным структурированием зон оптического элемента позволяет осуществлять поляризационно-фазовую модуляцию падающего пучка [8, 14]. Скачок фазы на π в таких металинзах осуществляется путем расположения субволновых решёток под углом в 90° в соседних зонах Френеля [15]. Субволновый аксикон (кольцевая решётка с периодом меньше длины волны) также представляет собой метаповерхность, которая позволяет выполнять преобразование линейно-поляризованного излучения в цилиндрически поляризованное [5].

Субволновая гетерогенная ламеллярная структура представляет собой чередующиеся друг за другом два слоя из материалов с различными показателями преломления (рисунок 1.4.1). Толщины слоев равны d_1 и d_2 , диэлектрические проницаемости материалов слоев равны ε_1 и ε_2 .



Рис. 1.4.1. Общий вид субволновой решетки

Можно показать, что если толщины перемежающихся слоев d_1 и d_2 много меньше длины волны падающего излучения, то можно считать структуру гомогенной и анизотропной. Во-первых, в силу малой толщины слоев можно усреднить диэлектрическую проницаемость структуры ε_{av} для выбранного направления, разделив модуль вектора электрической индукции D_{av} на модуль проекции вектора напряженности электрического поля E_{av} :

$$\varepsilon_{av} = \frac{D_{av}}{E_{av}} \ . \tag{1.4.1}$$

В силу симметрии у структуры два различных направления, определяющих тензор усредненной диэлектрической проницаемости: направление параллельно и перпендикулярно слоям структуры. Рассмотрим каждый случай по отдельности.

1. Пусть на гетерогенную структуру падает ТЕ поляризованная волна. Тогда вектор напряженности электрического поля и вектор электрической индукции направлены параллельно слоям структуры. В этом случае нормальные к границе раздела компоненты электрического поля равны 0: $E_1^n = E_2^n = 0$. Рассмотрим граничные условия для тангенциальных компонент вектора напряженности электрического поля на границе раздела двух слоев $E_1^{\tau} = E_2^{\tau} = E_{av}^{TE}$. Векторы электрической индукции могут быть записаны в следующем виде:

$$D_1^{\tau} = \varepsilon_1 E_1^{\tau}, \ D_2^{\tau} = \varepsilon_2 E_2^{\tau}.$$

Усредним по объему вектор электрической индукции:

$$D_{av}^{TE} = \frac{d_1 \varepsilon_1 E_1^{\tau} + d_2 \varepsilon_2 E_2^{\tau}}{d_1 + d_2} = \frac{d_1 \varepsilon_1 + d_2 \varepsilon_2}{d_1 + d_2} E_{av}^{TE}.$$

Тогда из (1.4.1) следует, что диэлектрическая проницаемость будет равна:

$$\varepsilon_{av}^{TE} = \frac{d_1 \varepsilon_1 + d_2 \varepsilon_2}{d_1 + d_2} = Q \varepsilon_1 + (1 - Q) \varepsilon_2, \qquad (1.4.2)$$

где $Q = \frac{d_1}{d_1 + d_2} - \phi$ илфактор, соответствующий отношению толщины первого

слоя к периоду структуры.

2. Теперь рассмотрим случай, когда в слоистой структуре распространяется ТМ-поляризованная волна. Тогда $E_1^{\tau} = E_2^{\tau} = 0$, граничные условия на границе раздела будут иметь вид: $D_1^n = D_2^n = D_{av}^{TM}$, или $\varepsilon_1 E_1^n = \varepsilon_2 E_2^n$. Найдем усредненную напряженность электрического поля:

$$E_{av}^{TM} = \frac{d_1 E_1^n + d_2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} E_1^n}{d_1 + d_2} = \frac{d_1 \varepsilon_2 + d_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 (d_1 + d_2)} E_1^n.$$

Тогда диэлектрическая проницаемость:

$$\varepsilon_{av}^{TM} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \left(d_1 + d_2 \right)}{d_1 \varepsilon_2 + d_2 \varepsilon_1} = \left(\frac{Q}{\varepsilon_1} + \frac{\left(1 - Q \right)}{\varepsilon_2} \right)^{-1}.$$
 (1.4.3)

Положим, что среда немагнитна и показатель преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$, а также, что слои плоскопараллельны и их толщина постоянна. Тогда данная структура может быть описана как одноосный кристалл с обыкновенным $n_{_{eff}}^{^{TE}}$ и не-

обыкновенным n_{eff}^{TM} показателями преломления, которые можно выразить из формул (1.4.2) и (1.4.3). Тогда показатель преломления:

$$n_{eff}^{TE} = \left[Qn_1^2 + (1-Q)n_2^2\right]^{1/2}, \qquad (1.4.4)$$

$$n_{eff}^{TM} = \left[Qn_1^{-2} + (1-Q)n_2^{-2}\right]^{-1/2}, \qquad (1.4.5)$$

где n_1 – показатель преломления первой среды, n_2 – показатель преломления второй среды, n_{eff}^{TE} – показатель преломления (обыкновенный), соответствующий направлению, параллельному к слоям структуры, n_{eff}^{TM} – показатель преломления (необыкновенный) соответствующий направлению, перпендикулярному к слоям структуры. В [13] приведены более детальные рассуждения.

Таким образом, основываясь на формулах (1.4.4) и (1.4.5), можно сделать вывод о том, что у описанной гетерогенной структуры разность обыкновенного и необыкновенного показателей преломления может быть значительно больше, чем у природных анизотропных кристаллов, таких как исландский шпат (0,17), ниобат лития (0,09), кристаллический кварц (0,009).

Толщину анизотропной пластинки, чтобы она работала как полуволновая пластинка, можно определить из условия: $H \left| n_{e\!f\!f}^{TE} - n_{e\!f\!f}^{TM} \right| 2\pi/\lambda = \pi$.

Высота профиля решетки (рисунок 1.4.1) определяется формулой:

$$h(\vec{r}) = \frac{h_0}{2} (1 + \text{sign}(\cos(f(\vec{r}))))),$$
 (1.4.6)

где \vec{r} – радиус-вектор, h_0 – высота ступеньки бинарной решетки, операция sign(x) – знаковая функция от x, $f(\vec{r})$ – фаза решетки. Вектор субволновой решетки \vec{K} (рисунок 1.4.2) является градиентом фазы решетки: $\vec{K} = \nabla (f(\vec{r}))$.



Рис. 1.4.2. Взаимное расположение вектора решетки \vec{K} и электрических векторов входного \vec{E}_{in} и выходного \vec{E}_{out}

Исходя из формул (1.4.6), (1.4.4) и (1.4.5) можно заключить, что вектор решетки задает направление быстрой оси кристалла в каждой точке. Вектор \vec{K} коллинеарен плоскости подложки и перпендикулярен оси распространения пучка z (рисунок 1.4.1).

Формула для электрического вектора радиально-поляризованного пучка *m*-го порядка записывается в следующем виде:

$$\vec{E}_{m}^{Rad}(r,\varphi) = E(r) \begin{pmatrix} \cos((m-1)\varphi) \\ \sin((m-1)\varphi) \end{pmatrix}, \qquad (1.4.7)$$

где (*r*, ϕ) – полярные координаты, *E*(*r*) – амплитуда электрического вектора.

Пусть электрический вектор E_{in} исходного пучка ориентирован вдоль оси x (рисунок 1.4.2). Сам пучок распространяется в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка 1.4.2. Чтобы создать радиально-поляризованный пучок (1.4.7), нужно в каждой точке (r, φ) поперечного сечения линейно-поляризованного пучка повернуть электрический вектор E_{in} на угол $m\varphi$. То есть угол между исходным электрическим вектором E_{in} и электрическим вектором выходного пучка E_{out} должен быть равным $m\varphi$. Ранее говорилось, что поворот поляризации можно осуществить с помощью субволновой решетки, которая соответствует полуволновой пластинке. Причем угол между векторами E_{in} и E_{out} будет равен удвоенному углу между векторами \vec{K} и E_{in} . Так как угол между векторами E_{in} должен быть равен $m\varphi$, то угол между векторами \vec{K} и E_{in} должен быть равен $m\varphi$. Запишем формулу для вектора \vec{K} (в полярных проекциях):

$$\vec{K}(r,\phi) = \begin{pmatrix} K_r(x,y) \\ K_{\phi}(x,y) \end{pmatrix} = \frac{2\pi}{d} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{m-2}{2}\phi\right) \\ \sin\left(\frac{m-2}{2}\phi\right) \end{pmatrix}, \quad (1.4.8)$$

где *d* – период решетки, который вполне может зависеть от координат.

На рисунке 1.4.2 наглядно проиллюстрированы упомянутые векторы и углы между ними, если требуемый порядок радиально-поляризованного пучка равен 5, и рассматривается точка с полярным углом $\varphi = 10^{\circ}$.

Во-первых, ротор вектора решетки \vec{K} должен быть равен нулю, чтобы функция фазы решетки существовала, так как $\vec{K} = \nabla (f(\vec{r}))$. Однако более правильно было бы найти сразу фазовую функцию $f(\vec{r})$ и потом подставить ее в (1.4.7) для нахождения профиля решетки.

Таким образом, нужно выбрать такую функцию f(x,y), чтобы градиент $\nabla f(x,y)$ соответствовал вектору решетки \vec{K} .

Далее от декартовой системы координат перейдем к полярной. Если записать вектор в полярных координатах, то градиент от фазовой функции будет иметь вид:

$$\nabla f(r, \phi) = \vec{K} = \begin{pmatrix} K_r \\ K_{\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \phi} \end{pmatrix}.$$
 (1.4.9)

Путем несложных преобразований, получаем выражение для периода:

$$d\left(\varphi\right) = C\cos^{\left(\frac{m}{m-2}\right)}\left(\frac{m-2}{2}\varphi\right). \tag{1.4.10}$$

Также выражение для фазовой функции решетки будет иметь вид:

$$f(r, \varphi) = C_2 r \cos^{\left(\frac{2}{2-m}\right)} \left(\frac{m-2}{2}\varphi\right).$$
 (1.4.11)

Аналогичным образом можно найти фазовую функцию, соответствующую периоду решетки, не зависящему от угла *φ*.

$$f(r,\phi) = -\frac{2}{m-2} \frac{2\pi r}{d(r)} \cos\left(\frac{m-2}{2}\phi\right).$$
 (1.4.12)

Уравнения эквипотенциальных кривых фазовой функции (1.4.11) для периода, зависящего только от угла:

$$r = C\cos^{\left(\frac{2}{m-2}\right)} \left(\frac{m-2}{2}\varphi\right).$$
(1.4.13)

Уравнения эквипотенциальных кривых фазовой функции (1.4.12) для периода, зависящего только от радиуса:

$$r = C^{\left(\frac{2}{2-m}\right)} \cos^{\left(\frac{2}{m-2}\right)} \left(\frac{m-2}{2}\phi\right).$$
(1.4.14)

Стоит отметить, что если поляризатор соответствует радиальной поляризации порядка *m*, то при повороте поляризатора на угол $\pi/(m-2)$ относительно направления поляризации падающего излучения, поляризатор будет соответствовать азимутальной поляризации порядка *m*. На рисунке 1.4.3 изображены кривые быстрых и медленных осей субволновой решетки с периодами, зависящими только от азимутального угла φ и только от радиуса *r*. При построении использовались формулы (1.4.11), (1.4.12), (1.4.13) и (1.4.14).

Из рисунке 1.4.3 видно, что быстрые и медленные оси перпендикулярны между собой в каждой точке.



Рис. 1.4.3. Кривые быстрых (оранжевые линии) и медленных (черные линии) осей кристалла, формирующего радиально-поляризованный пучок *m*-го порядка, период зависит только от азимутального угла φ (первая и третья строки) или только от радиуса *r* (вторая и четвертая строки)

В случае преобразования линейно-поляризованного лазерного пучка в цилиндрический векторный пучок с произвольной поляризацией проекции гребней субволновой решетки (рисунок 1.4.3) на плоскость подложки описываются кривыми линиями, за счет чего оптический элемент поворачивает плоскость поляризации падающего пучка на произвольный заданный угол.

В [8] показано, что бинарная субволновая структура может содержать фокусирующую бинарную добавку. Для этого следует располагать в соседних зонах Френеля оптического элемента субволновые решетки таким образом, чтобы их гребни были ортогональны между собой.

В [5, 6, 15] приведены результаты численного моделирования прохождения линейно-поляризованного гауссова пучка через рассчитанные субволновые элементы, полученные на основе решения уравнений Максвелла методом кончных элементов, реализованных в программном пакете Comsol Multiphysics.

Трехмерная модель субволнового элемента может быть построена исходя из формул (1.4.11–1.4.14). В [16] описан разработанный алгоритм, который последовательно рассчитывает координаты вершин и отрисовывает каждый элемент суболновой решетки.

Общий вид трехмерной модели элемента представлен на рисунке 1.4.4.



Рис. 1.4.4. Общий вид субволнового поляризующего дифракционного оптического элемента: а) фокусирующий элемент 2-го порядка ($tan\left(\frac{\phi_0 + \phi_{in}}{2}\right) = 60^{\circ}$), числовая апертура NA = 0,3; (б) фокусирующий элемент 3-го порядка NA = 0,3. (в) вид сверху на элемент 2-го порядка

Как было показано в [13], субволновая решетка взаимодействует с излучением как одноосный кристалл. Для того, чтобы субволновая решетка работала как полуволновая пластинка, необходимо подобрать высоту решетки, соответствующую толщине полуволновой пластинки. Ранее была получена формула для высоты субволновой решетки (1.4.6). Однако на практике эта формула имеет слишком большую погрешность, и служит лишь для первоначального приближения при поиске оптимальной высоты более точными численными методами [6, 8]. Приведем метод поиска оптимальной высоты рельефа субволновой решетки. Для этого рассмотрим элемент порядка m = 2. Критерий качества пучка требует математической формализации. Сформулируем критерий качества пучка.

В сечении пучка с радиальной поляризацией второго порядка горизонтальная и вертикальная поляризации образуют картины распределения с четырьмя максимумами. Причем распределение *x*-компоненты имеет горизонтально и вертикально расположенные пары максимумов, а распределение *y*-компоненты имеет максимумы, расположенные по диагонали. Причем значения горизонтально расположенных максимумов *x*-компоненты отличаются от значений
максимумов, расположенных вертикально. А значения всех четырех максимумов распределения у-компоненты совпадают между собой.

На рисунке 1.4.5 показана зависимость значений максимумов х-компоненты горизонтальной и вертикальной пары, а также значения максимума у-компоненты от высоты рельефа субволновой решетки.



Рис. 1.4.5. Зависимость значений максимумов **х**-компоненты горизонтальной (красная линия) и вертикальной (черная линия) пары, а также значения максимума *у*-компоненты (синия линия) от высоты рельефа субволновой решетки

Из рисунка 1.4.5 видно, что три линии пересекаются при значении высоты рельефа 50 мкм. Данную высоту и выберем для последующего производства элемента.

Параметры для расчета субволновых элементов, предназначенных для формирования пучков с цилиндрической поляризацией заданного порядка, выбирались исходя из условий планируемого эксперимента: радиус апертуры R = 50 мм, шаг дискретизации s = 10 мкм и длина волны λ = 141 мкм, показатель преломления *n* = 3,452. На рисунках 1.4.6а, 1.4.6б и 1.4.6в показан рассчитанный бинарный субволновой микрорельеф кремниевых дифракционных оптических элементов, генерирующих терагерцовые пучки с радиальной поляризацией первого, второго и третьего порядков соответственно. На рисунках 1.4.6г, 1.4.6д, 1.4.6е представлено распределение электрического вектора в поперечном сечении пучков 1го, 2го и 3го порядков.



Рис. 1.4.6. Центральные зоны субволновых элементов (а,б,в) и ожидаемые распределения локальной поляризации (г,д,е). Излучение, поляризованное вдоль оси х, падает на элементы перпендикулярно плоскости рисунка

Результаты компьютерного моделирования распространения линейно-поляризованного терагерцового излучения через нефокусирующий субволновый аксикон, формирующий пучок второго порядка, показаны на рисунке 1.4.7. Радиус центрального домена составлял 1,5 мм.



Рис. 1.4.7. Результаты численного моделирования прохождения Гауссова пучка с вертикальной линейной поляризацией через субволновый аксикон: распределение амплитуды и поляризации сформированного радиально-поляризованного пучка (а); распределение сформированного пучка при вертикальном (б) и горизонтальном (ортогональном) (в) положении поляризатораанализатора

Таким образом, численное моделирование предсказывает возможность эффективного формирования радиально-поляризованного пучка в терагерцовом диапазоне.

Спроектированные элементы были изготовлены [5, 6] с помощью технологии литографии. На рисунке 1.4.8 представлены изображения микрорельефа реализованного элемента, полученные методом растровой электронной микроскопии.



Рис. 1.4.8. Центральная часть микрорельефа нефокусирующего субволнового аксикона второго порядка (а), фокусирующего поляризующего аксикона 1-го порядка (б), Изображения получены методом растровой электронной микроскопии

Изготовленные элементы были исследованы [5], используя излучение Новосибирского лазера на свободных электронах (НЛСЭ). Схема эксперимента показана на рисунке 1.4.9. Элемент освещался линейно-поляризованным гауссовым пучком с модовым радиусом r = 11 мм. Длина волны излучения составляла $\lambda = 128,7$ мкм.

4



Рис. 1.4.9. Схема эксперимента

Во время экспериментов поляризация исходного пучка устанавливалась с помощью проволочного поляризатора. Вектор электрического поля был направлен вдоль оси х. Пучок проходил через ДОЭ; изображение прошедшего пучка записывалось матричным пироэлектрическим приёмником Pyrocam IV. Размер матрицы – 320 × 320 пикселей, размер одного элемента – 80 мкм. Полный размер изображения – 25,6 × 25,6 мм². Изображения регистрировались на двух расстояниях от ДОЭ. Для каждого расстояния снимались три кадра: (1) в отсутствие анализатора, (2) с анализатором, пропускающим электромагнитное поле с вертикальным направлением электрического поля Е. и (3) с анализатором, пропускающим электромагнитное поле с горизонтальным направлением электрического поля Е_v. Результаты оптических экспериментов приведены в табл. 1.4.1. В качестве значений угла поляризации в табл. 1.4.1 указаны деления шкалы на оправе поляризатора-анализатора. Результаты, представленные в табл. 1.4.1, находятся в качественном соответствии с результатами численного моделирования (рисунок 1.4.7). Имеющиеся расхождения между результатами численного моделирования и натурного эксперимента объясняются отклонениями реализованного дифракционного микрорельефа от расчетного.

№ 1		2	3	
Поляризатор	MAX	E	E	

Табл. 1.4.1. Результаты оптического эксперимента

Поляризатор	МАХ интенсивность	E _x	E _x	E _x
Анализатор	нет	нет	E _y , 270°	Е _х , 360°
L, мм	122	122	122	122
Изображение	Sec. 1	So and a second	10 00	

Для исследования оптических элементов [6], осуществляющих комбинированное преобразование амплитуды и фазы, применялась оптическая схема с Фурье-анализатором (рисунок 1.4.10а). Данная схема использовалась для регистрации распределения интенсивности в поперечном сечении пучка, прошедшего через изготовленные субволновые оптические элементы. Поскольку камера, которая записывала изображения, нечувствительна к поляризации излучения, в этой конфигурации мы наблюдали распределение общей интенсивности луча независимо от его локальной поляризации. Для исследования локальной поляризации луча в систему был введен анализатор (рисунок 1.4.10б). Вращая его, мы смогли изучить распределение локальной поляризации в пучке. В обеих конфигурациях (с анализатором и без него) введение в систему полипропиленовой киноформной линзы с фокусным расстоянием 75 мм (см. рисунок 1.4.10в), расположенной на фокусном расстоянии от матрицы камер, позволило нам изучить пространственно-частотный спектр луча за аксиконом. Большой диаметр линзы позволял принимать как положительный, так и отрицательный порядки дифракции, генерируемые дифракционным аксиконом [17].



Рис. 1.4.10. Экспериментальная схема (а) оптическая система для исследования состояния локальной поляризации пучков, сформированных метаксиконами; (б) анализатор;
(в) оптическая система преобразования Фурье для исследования пространственного спектра этих пучков; фокусное расстояние киноформного объектива составляет 75 мм;
(г) фото экспериментальной установки

Предложенная оптическая система работает как фурье-анализатор, где во входной плоскости поле, сформированное сразу за метаксиконом, а в фурье-плоскости ожидается формирование спектрального кольца [17]. Примеры экспериментальных результатов для первого и третьего порядков поляризации показаны на рисунке 1.4.11. В фокальной плоскости установлена камера, которая в отсутствии поляризационного анализатора регистрирует равномерное кольцо в обоих случаях (см рисунок 1.4.11 а,г). Если между элементом и камерой добавить анализатор, то можно наблюдать изменения в распределении интенсивности, связанные с поляризационными свойствами пучка. В частности, внесение поляризационного анализатора выделит в фокальном кольце лишь некоторые сектора (будет присутствовать 2m световых секторов). При вращении анализатора на угол α картина кольцевых секторов будет поворачиваться на угол $\beta = \alpha/3$ (см. рисунок 1.4.12). Наглядное пояснение процесса вращения картины проиллюстрировано на рисунок 1.4.12, где показано расчетное распределение направления локальной поляризации пучка, сформированного элементом третьего порядка, освещенного гауссовым пучком с *x*-поляризацией после прохождения через анализатор.



Рис. 1.4.11. Изображения, записанные в фокальной плоскости объектива с фокусным расстоянием f = 75 мм; верхний ряд: для Ax1; нижний ряд: для Ax3. (а), (г) оптические системы на рисунке 1.4.10a и 1.4.10b, используемые без анализатора; (б),(в),(д),(е) оптические системы с рисунка 1.4.10a, 1.4.10b и 1.4.10b, используемые с анализатором



Рис. 1.4.12. Распределение направления локальной поляризации пучка, сформированного элементом третьего порядка Ax3, освещенного гауссовым пучком с *x*-поляризацией после прохождения через анализатор, ориентированный под углом *α*; *β* – угол поворота изображения

Экспериментальное наблюдение вращения картины распределения интенсивности в сечении пучка показано на рисунке 1.4.13, где показаны распределения интенсивности в сечении пучка, снятые камерой Ругосат IV (рисунок 1.4.10) для различных положений анализатора (б). Распределения интенсивности в фурье-плоскости киноформной линзы (рисунок 1.4.10в).



Рис. 1.4.13. Распределение интенсивности пучка, формируемого аксиконом 3-го порядка, в фокальной плоскости линзы в зависимости от ориентации анализатора; α угол ориентации анализатора по отношению к вертикальной оси; β наблюдаемый угол поворота изображения, показанный желтыми стрелками (срав. с рисунком 1.4.12)

При наличии объектива в оптической схеме узоры получаются более четкие, и измерение углов поворота легче выполнить с помощью анализатора Фурье.

Таким образом, метаповерхности [5, 6], созданные путем формирования субволнового бинарного микрорельефа на поверхности кремниевой подложки, позволяют одновременно управлять модовой структурой и поляризационным состоянием терагерцового когерентного пучка. Применение высокоомного кремния в качестве материала подложки позволяет использовать такие элементы для управления характеристиками мощного терагерцового излучения [18–20].

4.2. Фотонные кристаллы и квазикристаллы терагерцового диапазона

Впервые термин фотонный кристалл (ФК) был использован Э. Яблоновичем и С. Джоном в 1987г., которые показали, что регулярные структуры, выполненные в диэлектрике, позволяют получить для фотонов аналог запрещенной зоны для электронов в кристалле[21, 22]. При этом, для расчета параметров фотонной запрещенной зоны используется подход, базирующийся на представлении об обратной решетке, аналогичный используемому в физике твердого тела для расчета параметров электронной запрещенной зоны [22].

Примеры таких структур различной размерности показаны на рисунке 1.4.14.



Рис. 1.4.14. ФК различной размерности

В 1990 г. была впервые рассчитана зонная структура фотонного кристалла и была теоретически обнаружена фотонная запрещенная зона [23]

Значительные технологические трудности в изготовлении решеток фотонных кристаллов для ИК и оптического диапазонов длин волн привели к тому, что первые экспериментально полученные ФК структуры были предназначены для СВЧ диапазона и были изготовлены с помощью сверления материала [24].

В дальнейшем, основной интерес к ФК структурам переместился в видимую и ИК области, что связано с наличием в них большого количества прикладных задач, а также тем, что для ТГц и субмиллиметрового диапазонов практически не существовало доступных источников и приемников излучения, а в СВЧ диапазоне уже имелись отработанные решения для управления излучением.

Только в 1998г. был впервые изготовлен фотонный кристалл, обладающий запрещенной зоной в инфракрасной области спектра [25].

Однако, с экспериментальным освоением ТГц диапазона интерес к соответствующим ФК структурам значительно увеличился, что было обусловлено как большими перспективами устройств ТГц диапазона, так и возможностью использовать для изготовления таких структур значительно более доступные технологии и материалы.

Дополнительно интерес к ФК структурам стимулировал прогресс в области численного моделирования распространения излучения в сложноструктурированных средах путем решения уравнений Максвелла, что позволило решать прямые задачи как для 2D так и для 3D случаев за достаточно короткое время и даже проводить оптимизацию топологии ФК структур по заданным пользователем критериям [26].

Такого рода задачи чаще всего решаются с помощью метода конечных элементов[10] или конечных разностей во временной области [9] при помощи специализированного или универсального ПО для моделирования физических процессов, например, Comsol Multiphysics.

Для расчета параметров запрещенной зоны также могут использоваться такие методы, как метод расширения плоской волны [27], метод гриновских функций Корринги, Кона и Ростокера [28] и другие.

На рисунке 1.4.15 приведен пример результатов численного моделирования распространения ЭМ излучения через ФК структуру методом конечных элементов с помощью пакета Comsol Multiphysics. Показано пространственное распределение *z* компоненты электрического поля в объеме ФК структуры (стационарный случай).



Рис. 1.4.15. Пример результатов численного моделирования в среде COMSOL Multiphysics

В связи с обилием различных ФК структур, применяют различные типы их классификации, в частности, по размерности (1D,2D,3D), по типу материалов, по функциональному назначению, по наличию или отсутствию дефектов и т.д. Также выделяют прямые и инверсные кристаллы, отличающиеся тем, что в прямых кристаллах преломляющая среда образует «атомы» ФК, а в обратных они образуются пустотами в основном материале кристалла.

В качестве материалов для изготовления пропускающих элементов оптики терагерцового диапазона (линз, дифракционных решеток, дифракционных оптических материалов) исследователями активно используются такие материалы, как полимеры [4, 29] и высокоомный кремний [12], специфичными для ТГц диапазона являются попытки использования таких нехарактерных для оптики материалов как бумага и дерево [30, 31].

По функциональному назначению ФК структуры ТГц диапазона чаще всего относятся к следующим типам: ФК волноводы [32], согласующие устройства [33], фильтры[34], логические элементы [35] и т.д.

На рисунке 1.4.16 приведены схемы некоторых типов ФК структур различного функционального назначения.



Рис. 1.4.16. Схематичные изображения а) ФК волновод б) планарный ФК волновод в) планарная ФК линза г) планарный ФК фильтр

Следует особо отметить, что в значительном числе приложений требуется использование ФК структур с дефектами или с наличием нерегулярной части структуры (рисунки 1.4.16 б,в).

Специфика ФК структур ТГц диапазона с точки зрения применяемых материалов и технологий обусловлена двумя его основными особенностями:

1. большой, относительно видимого и ИК диапазонов, длиной волны

2. большой шириной ТГц диапазона

Большая ширина ТГц диапазона позволяет использовать в производстве ряд материалов, не используемых в видимом и ИК диапазонах, что требует привлечения связанных с ними технологий обработки.

Сравнительно большая длина волны приводит к сниженным, относительно видимого и ИК диапазонов, требованиям к точности изготовления элементов ФК, что позволяет использовать при изготовлении ряд технологий, традиционно используемых в производстве МЭМС, и нехарактерных для классической оптики. Однако, сравнительно большая длина волны также часто приводит к дополнительным трудностям при попытке использовать сравнительно хорошо отработанные технологии изготовления дифракционных оптических элементов и ФК ИК и видимого диапазонов, что связано с необходимостью удаления относительно больших объемов материала и достижения больших глубин травления. Связанные с этим причины существенно ограничивают использование таких технологий как запись фокусированным ионным пучком (ФИП) или Bosch-процесс [12] при изготовлении ФК структур дальнего ТГц диапазона.

Рассмотрим основные характеристики технологий, которые могут быть использованы при изготовлении ФК ТГц диапазона.

- Погрешность формы
- Качество поверхности
- Возможность создавать элементы ФК заданной формы
- Используемые материалы
- Пространственная размерность создаваемых структур

Из перечисленных характеристик можно особо выделить погрешность формы и качество изготавливаемой поверхности, которые могут значительно варьироваться даже в рамках однотипных технологий, в то время как остальные характеристики, как правило, более жестко определяются методом изготовления.

Погрешность формы связана со способностью технологии точно воспроизвести необходимую форму элементов ФК и их взаимное расположение на всей площади изготавливаемого элемента. Данный параметр имеет критическое значение при изготовлении ФК структур, т. к. они крайне чувствительны к систематическим погрешностям геометрических параметров своих элементов [26].

Качество поверхности преимущественно влияет на потери, связанные с рассеянием излучения, т. е. влияет на энергетическую эффективность ФК струк-

тур. Остальные характеристики очевидным образом связаны с особенностями технологий и не оказывают прямого влияния на качество изготавливаемых элементов, однако, должны быть учтены при разработке конструкции ФК и выборе материала для его изготовления.

Исходя из описанных выше особенностей изготовления ФК структур ТГц диапазона, можно выделить следующие наиболее часто используемые методики их изготовления. Для волоконно-оптических структур наиболее распространены варианты ФК волноводов и брэгговских структур внутри волокна, т.е. двумерные и одномерные ФК. Для их изготовления чаще всего используются методы вытягивания волокон (fibre drawing method) [36] и лазерной модификации материала сердечника волокна[34] или 3d печать [32].

Для изготовления планарных структур могут быть использованы как традиционные для дифракционной оптики технологии, такие как фотолитография и Bosch-процесс [42], прямая лазерная запись, так и различные варианты 3D печати.

Пример пилларной структуры, изготовленной при помощи фотолитографии и Bosch процесса на поверхности кремния приведен на рисунке 1.4.17.



Рис. 1.4.17. Пример кремниевой структуры пилларного типа, полученной при помощи фотолитографии и Bosch-процесса (фото предоставлено ЦКП МСТ и ЭКБ МИЭТ, г. Зеленоград)

Также следует отметить возможности использования технологий, базирующихся на литье по моделям, полученным с помощью 3d печати[37]. Примеры таких структур приведены на рисунке 1.4.18.



Рис. 1.4.18. Фрагмент металл-диэлектрической фотонной квазикристаллической структуры, выполненной литьем сплава Вуда в изготовленную 3d печатью форму. а) оптическая микроскопия, вид сверху б) поперечный скол. По центру – полимерная форма, по краям – сплав Вуда. (СЭМ)

Возможно изготовление ФК структур типа металл воздух литьем по выплавляемым моделям, изготовленным 3d печатью. Пример такой структуры приведен на рисунке 1.4.19.



Рис. 1.4.19. ФК структура типа воздух-металл полученная литьем олова по выплавляемой модели

Также возможны варианты прямой печати ФК структур, например, в [38] рассмотрены варианты печати раствором частиц с последующей сушкой, в [39] – вариант изготовления ФК структуры с помощью FDM технологии, а в [32] печать фотополимером.

Также следует отметить, что наиболее распространенные технологии 3d печати, основанные на печати нитью филамента (FDM) или лазерном спекании порошка (SLS), имеют достаточно большие погрешности формы (0,1-0,5 мм) и сравнительно высокую шероховатость изготовленных элементов. Лучшие, с точки зрения точности изготовления, результаты демонстрируют фотополимерные принтеры (SLA, DLP), или многоструйная печать (MJM), где погрешность изготовления модели может иметь величину около 20 мкм.

В случае совмещения 3d печати с литьем, дополнительно к погрешностям печати следует учитывать деформации материала, характерные для литья (усадочные и газовые раковины и т.д.)

Изготовление трехмерных ФК (особенно с нерегулярной структурой) представляет значительную сложность, так как связано с необходимостью модификации или удаления материала из объема изготавливаемой трехмерной структуры и, часто, с проведением постобработки для повышения качества поверхности элементов.

Для изготовления трехмерных ФК используют или сборку трехмерной структуры из отдельных частиц или слоев двумерных структур [40] или варианты трехмерной литографии, такие как одно- и двух фотонная литография, интерференционная литография и т.д.

В связи с ограниченным кругом материалов, которые могут быть использованы при реализации таких технологий, представляет интерес последующая модификация поверхности полученных структур, например, нанесение металлических наночастиц [41].

Таким образом, ФК системы, предназначенные для длин волн, соответствующих дальнему ТГц и СВЧ диапазонам, могут быть изготовлены с использованием сравнительно распространенных и доступных методов 3d печати. Для изготовления ФК структур, работающих в среднем и ближнем ТГц диапазоне, необходимо привлечение более точных методов изготовления, однако, активное развитие технологий 3d печати позволяет надеяться на расширение круга доступных для печати материалов и повышение качества изготавливаемых изделий при снижении их стоимости. Кроме того, 3d печать позволяет реализовывать произвольные по форме и, частично, по расположению элементы ФК структуры, что делает использование подобных технологий крайне перспективным, так как, как было указано выше, во многих приложениях наилучшие результаты дают структуры, которые не могут быть получены трансляцией элементарной ячейки (ФК с дефектами, фотонные квазикристаллы и т. д.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yang, T. Polarization conversion in terahertz planar metamaterial composed of split-ring resonators / T. Yang, X. Liu, C. Wang, Z. Liu, J. Sun, J. Zhou // Optics Communication. – 2020. – V.472. – Article ID 125897. DOI: 10.1016/j. optcom.2020.125897

2. Deng, G. An efficient wide-band cross-polarization converter manufactured by stacking metal/dielectric multi-layers via 3D printing / G. Deng, H. Sun, K. Lv, J. Yang, Z. Yin, B. Chi // Applied Physics. – 2020. – V.127(9). – Article ID 093103. DOI: 10.1063/1.5135632

3. Zou, M. Ultra-broadband and wide-angle terahertz polarization converter based on symmetrical anchor-shaped metamaterial / M. Zou, M. Su, H. Yu // Optical Materials. -2020. -Vol.107-Article ID 110062. DOI: 10.1016/j.optmat.2020.110062

4. Zi, J. Antireflection-assisted all-dielectric terahertz metamaterial polarization converter / J. Zi, Q. Xu, Q. Wang, C. Tian, Y. Li, X. Zhang, J. Han, W. Zhang// Applied Physics Letters. – 2018. – V.113(10). – Article ID 101104. DOI: 10.1063/1.5042784

5. Хонина, С.Н. Расчёт, изготовление и исследование кремниевого суб-волнового аксикона терагерцового диапазона / С.Н. Хонина, К.Н. Тук-маков, С.А. Дегтярев, А.С. Решетников, В.С. Павельев, Б.А. Князев, Ю.Ю. Чопорова // Компьютерная оптика. – 2019. – Т.43, №5. – С. 756-764. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-756-764

6. Pavelyev, V. Subwavelength diffractive optical elements for generation of terahertz coherent beams with pre-given polarization state / V. Pavelyev, S. Khonina, S. Degtyarev, K. Tukmakov, A. Reshetnikov, V. Gerasimov, N. Osintseva, B. Knyazev // Sensors. – 2023. – V.23(3). – Article ID 1579. DOI: 10.3390/s23031579

7. Niv, A. Propagation-invariant vectorial Bessel beams obtained by use of quantized Pancharatnam–Berry phase optical elements / A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, E. Hasman // Optics Letters. – 2004. – V.29(3). – P. 238-240. DOI: 10.1364/ OL.29.000238

8. Stafeev, S.S. Subwavelength gratings for polarization conversion and fo-cusing of laser light / S.S. Stafeev, V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov, M.V. Kotlyar, L.O'Faolain // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2017. – V.27. – P. 32-41. DOI: 10.1016/j.photonics.2017.09.001

9. Khonina, S.N. Optimization of the optical microelements using highperformance computer systems / S.N. Khonina, D.A. Savelyev // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2015. – V.57(8-9). – P. 650-658. DOI: 10.1007/s11141-015-9550-0

10. Degtyarev, S.A. Metasurfaces with continuous ridges for inverse energy flux generation / S.A. Degtyarev, D.A. Savelyev, S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy // Optics Express. – 2019. – V.27(11). – P. 15129-15135. DOI: 10.1364/OE.27.015129

11. Vajdi, M.A review on the Comsol Multiphysics studies of heat transfer in advanced ceramics / M. Vajdi, F.S. Moghanlou, F. Sharifianjazi, M.S. Asl, M. Shokouhimehr // Journal of Composites and Compounds. – 2020. – V.2(2). – P. 35-43. DOI: 10.29252/jcc.2.1.5

12. Агафонов, А.Н. Кремниевые дифракционные оптические элементы для мощного монохроматического терагерцового излучения / А.Н. Агафонов, Б.О. Володкин, А.К. Кавеев, Б.А.Князев, Г.И. Кропотов, В.С. Павельев, В.А. Сойфер, К.Н. Тукмаков, Е.В. Цыганкова, Ю.Ю. Чопорова // Автометрия. – 2013. – Т. 49, № 2. – С. 98-105.

13. Bomzon, Z. Space-variant Pancharatnam-Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings / Z. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner, E. Hasman // Optics Letters. – 2002. – V.27(13). – P. 1141-1143. DOI: 10.1364/OL.27.001141

14. Degtyarev, S.A. Sublinearly chirped metalenses for forming abruptly autofocusing cylindrically polarized beams / S.A. Degtyarev, S.G. Volotovsky, S.N. Khonina // Journal of the Optical Society of America B. – 2018. – V.35(8). – P. 1963-1969. DOI: 10.1364/JOSAB.35.001963 15. Khonina, S.N. Metalenses for the generation of vector Lissajous beams with a complex Poynting vector density / S.N. Khonina, S.A. Degtyarev, A.V. Ustinov, A.P. Porfirev // Optics Express. – 2021. – V.29(12). – P. 18651-18662. DOI: 10.1364/ OE.428453

16. Дегтярев, С.А. Программный модуль для расчета шаблона поляризующей металинзы. / С.А. Дегтярев, Д.А. Савельев. // Свидетельство о регистрации ПО № 2022681327. – 2022. https://rosrid.ru/rid/detail/ VIZ0VV8UNJOLYCCFM5VPEFWH.

17. Karpeev, S.V.; Paranin, V.D.; Khonina S.N. Generation of a controlled double-ring-shaped radially polarized spiral laser beam using a combination of a binary axicon with an interference polarizer / S.V. Karpeev, V.D. Paranin, S.N. Khonina // Journal of Optics – 2017. – V.19(5). – P. 055701-7p DOI: 10.1088/2040-8986/aa640c

18. http://www.tydexoptics.com/pdf/Si.pdf

19. Агафонов, А.Н. Дифракционные линзы для мощных пучков терагерцового излучения /А.Н. Агафонов, М.Г. Власенко, Б.О. Володкин, В.В. Герасимов, А.К. Кавеев, Б.А. Князев, Г.И. Кропотов, В.С. Павельев, И.Г. Пальчикова, В.А. Сойфер, М.Ф. Ступак, К.Н. Тукмаков, Е.В. Цыганкова, Ю.Ю. Чопорова // Известия РАН, сер. физическая. – 2013. – Т.77, №9. – С. 1330-1332. DOI: 10.7868/S0367676513090032

20. Volodkin, B. Fabrication and characterization of diffractive phase plates for forming high-power terahertz vortex beams using free electron laser radiation / B. Volodkin, Y. Choporova, B. Knyazev // Optical and Quantum Electronics. – 2016. – Vol. 48(4). – P. 48-56. DOI: https://doi.org/10.1007/s11082-016-0496-z

21. Yablonovitch E., Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics/ E. Yablonovitch// Phys. Rev. Lett. -1987. V.58. P. 2059–2062. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.2059

22. John S., Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices/ S. John //Phys. Rev. Lett. -1987. V.58. P. 2486–2489. DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2486

23. Ho K.M., Chan C.T., Soukoulis C.M., Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures/ K.M. Ho, C.T. Chan, C.M. Soukoulis //Phys. Rev. Lett. -1990. V.65. P. 3152–3155. DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.65.3152

24. Yablonovitch E., Gmitter T.J., Leung K.M., Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms/ E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, K.M. Leung// Phys. Rev. Lett. -1991. V.67. P. 2295–2298. DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.65.3152

25. Lin S.Y., Fleming J.G., Hetherington D.L., Smith B.K., Biswas R., Ho K. M., Sigalas M.M., Zubrzycki W., Kurtz S.R., and Bur Jim, A Three-Dimensional Photonic Crystal Operating at Infrared Wavelengths/ S.Y. Lin, J.G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and Jim Bur// Nature – 1998. V.394, P. 251 DOI:10.1038/28343

26. Мокшин, П.В. Итерационный подход на основе FDTD-метода к расчету металл-диэлектрических фотонно-кристаллических элементов / П.В. Мокшин,

Д.Л. Головашкин, В.С. Павельев // Информационные технологии и нанотехнологии (ИТНТ-2022) : сборник трудов по материалам VIII Международной конференции и молодежной школы, Самара, 23–27 мая 2022 года. Том 1. – Самара: Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, 2022. – С. 10282. – EDN VSQTGE.

27. Shi, Shouyuan, Chen, Caihua, Prather, Dennis, Plane-wave expansion method for calculating band structure of photonic crystal slabs with perfectly matched layers/ Shi, Shouyuan, Chen, Caihua, Prather, Dennis// Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision. -2004. V.21. P.1769-75. DOI:10.1364/ JOSAA.21.001769.

28. Modinos, A., Stefanou, N., Yannopapas, V., Applications of the layer-KKR method to photonic crystals/ Modinos, A , Stefanou, Nikolaos, Yannopapas, Vassilios// . Optics express -2001. V. 8. P.197-202. DOI: 10.1364/OE.8.000197.

29. Alexander T. Clark, John F. Federici, Ian Gatley, Effect of 3D Printing Parameters on the Refractive Index, Attenuation Coefficient, and Birefringence of Plastics in Terahertz Range/ Alexander T. Clark, John F. Federici, Ian Gatley// Advances in Materials Science and Engineering -2021., V. 2021, Article ID 8276378, 9 pages, 2021. DOI: 10.1155/2021/8276378

30. A. Siemion, P. Kostrowiecki-Lopata, A. Pindur, P. Zagrajek, M. Sypek, "Paper on Designing Costless THz Paper Optics/ A. Siemion, P. Kostrowiecki-Lopata, A. Pindur, P. Zagrajek, M. Sypek// Advances in Materials Science and Engineering, -2016. V. 2016, Article ID 9615698, 13 pages, 2016. DOI: 10.1155/2016/9615698

31. E. Mavrona, Y. Hu, G. de Freitas Siqueira, M. Rüggeberg, S. Popov, L.A. Berglund, E. Hack, G. Nyström, P. Zolliker, Efficiency assessment of wood and cellulose-based optical elements for terahertz waves/ Mavrona E., Hu Y., de Freitas Siqueira G., Rüggeberg M., Popov S., Berglund L. A., Hack E., Nyström G., Zolliker P. // Optical Materials Express 9 -2023. V. 13, No. 1 DOI: 10.1364/OME.477062

32. Jing Yang, Jiayu Zhao, Cheng Gong, Haolin Tian, Lu Sun, Ping Chen, Lie Lin, and Weiwei Liu, 3D printed low-loss THz waveguide based on Kagome photonic crystal structure/Jing Yang, Jiayu Zhao, Cheng Gong, Haolin Tian, Lu Sun, Ping Chen, Lie Lin, and Weiwei Liu// Opt. Express.- 2016. V.24(20). P. 22454-22460. DOI: 10.1364/OE.24.022454

33. Триандафилов Я.Р., Котляр В.В. Фотонно-кристаллическая линза Микаэляна/ Я.Р. Триандафилов, В.В. Котляр //Компьютерная оптика -2007. №3.

34. Shu Fan Zhou, Laurence Reekie, Hau Ping Chan, Yuk Tak Chow, Po Sheun Chung, and Kwai Man Luk, Characterization and modeling of Bragg gratings written in polymer fiber for use as filters in the THz region/ Shu Fan Zhou, Laurence Reekie, Hau Ping Chan, Yuk Tak Chow, Po Sheun Chung, and Kwai Man Luk// Opt. Express -2012. V.20, P. 9564-9571 DOI: 10.1364/OE.20.009564

35. Yan D, Li J, Wang Y, Photonic crystal terahertz wave logic AND-XOR gate/ Yan D, Li J, Wang Y // Laser Physics -2020. V.30:016208. DOI: 10.1088/1555-6611/ ab5805.

36. Argyros, A., Microstructures in Polymer Fibres for Optical Fibres, THz Waveguides, and Fibre-Based Metamaterials/ Alexander Argyros //International

Scholarly Research Notices -2013. V. 2013, Article ID 785162, 22 pages. DOI: 10.1155/2013/785162

37. Agafonov A.N., Reshetnikov A.S., Tzibizov I.A. etc. The technology of manufacturing metal-dielectric photonic crystals for THz and millimeter ranges by 3D printing/ A.N. Agafonov, A.S. Reshetnikov, I.A. Tzibizov etc. // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – Vol. 1745. Issue 1. DOI: 10.1088/1742-6596/1745/1/012021

38. C.R. Tubío, J.A. Nóvoa, J. Martín, F. Guitián, J.R. Salgueiro, 3D printing of Al₂O₃ photonic crystals for terahertz frequencies/C.R. Tubío, J.A. Nóvoa, J. Martín, F. Guitián, J.R. Salgueiro, A. Gil //RSC Advances.- 2016. V.6 (3). P.2450-2454 DOI: 10.3390/app12168333

39. Missori, M., Pilozzi, L., Conti, C. Terahertz waves dynamic diffusion in 3D printed structures/ M., Missori, L., Pilozzi, C. Conti//Sci Rep 12 -2022. V. 8613. DOI: 10.1038/s41598-022-12617-3

40. Takagi, K, Kawasaki, A. Fabrication of Three-Dimensional Terahertz Photonic Crystals with Diamond Structure by Particle Manipulation Assembly/ K. Takagi, A. Kawasaki//Applied Physics Letters -2009. V.94. 021110-021110. DOI: 10.1063/1.3069283.

41. Dyachenko P.N., Karpeev S.V. and Pavelyev V.S. Fabrication and characterization of three-dimensional metallodielectric photonic crystals for infrared spectral region/ P.N. Dyachenko, S.V. Karpeev and V.S. Pavelyev // Optics Communications -2011. V. 284, P.5381-5383. DOI: 10.1016/j.optcom.2011.07.062

42. Рудаков Г.А., Парамонов В.В. Применение метода комплексного планирования эксперимента для оптимизации процесса глубокого анизотропного плазменного травления кремния/ Г.А. Рудаков, В.В. Парамонов // Известия вузов. Электроника -2019. №4.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируя результаты, можно перечислить возможности, предлагаемые использованием мощного монохроматического терагерцового источника излучения, перестраиваемого по частоте, для исследований в области голографии и дифракционной оптики:

1. Продемонстрирована эффективность методов цифровой и компьютерной голографии в терагерцовой области спектра с использованием Новосибирского лазера на свободных электронах в качестве источника излучения. Разработанные техники записи голограмм в терагерцовом диапазоне позволили записывать цифровые голограммы и воспроизводить их в отдельных случаях с разрешением, близким к волновому пределу.

2. Высокая мощность Новосибирского лазера на свободных электронах и возможность записи терагерцовых изображений с частотой вплоть до 20 фпс открывает возможность записи серий голограмм динамического процесса. Дифракционные оптические элементы, рассчитанные с помощью компьютера

и изготовленные на подложках из высокорезистивного кремния или синтетического алмаза, позволяют формировать двумерные и трехмерные световые поля с заданной интенсивностью, пространственным амплитудно-фазовым распределением или заданным поляризационным состоянием, что часто является необходимым при построении оптических систем терагерцового диапазона.

3. Для расчета и моделирования дифракционных оптических элементов (компьютерно-генерированных голограмм) терагерцового диапазона были успешно использованы методы решения прямой и обратной задач теории дифракции, ранее разработанные и исследованные в оптическом диапазоне длин волн. В то же время, для изготовления рассчитанных дифракционных оптических элементов были разработаны новые технологии формирования фазового дифракционного микрорельефа на подложках из терагерцовых оптических материалов с высокой лучевой стойкостью.

4. В силу большого (по сравнению с оптическим диапазоном) значения длины волны терагерцовые источники когерентного диапазона с перестраиваемой длиной волны и высокой мощностью выходного излучения, такие как новосибирский лазер на свободных электронах, позволяют осуществлять натурное моделирование взаимодействия световой волны с существенно субволновой трехмерной структурой произвольной топологии. Такой подход к моделированию свободен от известных проблем компьютерного моделирования (сходимость, дискретизация, вычислительная сложность и т.д.). Необходимо отметить, что аналоги некоторых экспериментов, приведенных в данной главе, в оптическом диапазоне реализовать практически невозможно (или достаточно сложно в силу технологических ограничений).

Технологическая возможность формирования произвольных двух- и трехмерных субволновых структур терагерцового диапазона определила создание метаповерхностей и фотонно-кристалических волноводов. Эти элементы успешно применяются для управления поляризационном состоянием терагерцового когерентного пучка и продольным спектром терагерцового излучения, соответственно.

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИЕМНИКИ, ДЕТЕКТОРЫ И ГЕНЕРАТОРЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

В.П. Кошелец¹, Л.В. Филиппенко¹, М.Ю. Фоминский¹, Н.В.Кинёв¹, А.В. Худченко^{1,2}, М.А. Тарасов¹, Р.А. Юсупов¹, А.М. Чекушкин¹, А.Б. Ермаков¹, А.А. Гунбина¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия ²Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

введение

Прием слабых сигналов в терагерцовом частотном диапазоне - одна из областей, в которых первенство сверхпроводниковой электроники неоспоримо. Для когерентного приема на частотах до 1.4 ТГц наилучшей чувствительностью обладают супергетеродинные приемники со смесительными элементами на основе переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС), а в области более высоких частот – болометры на основе тонких сверхпроводящих пленок. Работа СИС-смесителя основана на использовании нелинейности тока квазичастиц в сверхпроводниковых туннельных переходах; СИС-переходы являются наиболее чувствительными приемными элементами во всем миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне волн, их шумовая температура ограничена лишь квантовым пределом hf/2k [1, 2]. Это объясняется как чрезвычайно высокой нелинейностью сверхпроводниковых элементов, так и их предельно низкими собственными шумами, обусловленными природой элементов и криогенной рабочей температурой. Поскольку время накопления для приема сверхслабых сигналов и обнаружения сверхмалых концентраций веществ пропорционально квадрату шумовой температуры используемого устройства, приёмники на основе СИС-переходов позволяют значительно сократить время наблюдения. В настоящее время СИС-приемники работают штатно на большинстве радиотелескопов мира, а также находят применение в современных радиоастрономических инструментах космического базирования.

Если супергетеродинные приемники с СИС смесителями предназначены для спектральных измерений и характеризуются шумовой температурой и спектральным разрешением, то некогерентные детекторы предназначены для приема излучения в значительно более широкой полосе частот и характеризуются полосой приема (обычно несколько гигагерц), эквивалентной шуму мощностью (МЭШ или NEP) и флуктуационной или температурной чувствительностью. Флуктуационная чувствительность ΔT при соотношении сигнал/

шум = 1, может быть представлена простой формулой: $\Delta T = T_n * \sqrt{\frac{\Delta F_{out}}{\Delta F_{in}}}$. где

 T_n шумовая температура на входе, ΔF_{out} полоса интегрирования на выходе и ΔF_{in} входная полоса частот [3]. Из этого соотношения видно, что флуктуационная чувствительность некогерентного приемника в корень из отношения полос лучше, чем у когерентного с такой же приведенной ко входу шумовой температурой и называется радиометрическим выигрышем. Это соотношение является частным случаем соотношения неопределенностей применительно к радиометрам.

1.1. ТЕХНОЛОГИЯ СИС-ПЕРЕХОДОВ

Для реализации предельных параметров СИС переходов требуется создание и оптимизация воспроизводимой и надежной технологии изготовления микро и наноструктур с толщиной туннельного барьера порядка 1 нм с экстремально высокой плотностью тока и малыми токами утечки [4–6].

В настоящее время есть различные методики изготовления планарных джозефсоновских переходов. Наиболее надёжной, развитой и хорошо воспроизводимой является технология изготовления СИС переходов на основе структур (Nb/Al-AlO_x/Nb) или (Nb/Al-AlN/NbN) методом селективного травления и анодизации ниобия/нитрида ниобия - технология SNEAP (от англ. – Selective Niobium/Niobium nitride Etching and Anodization Process) [7–10]. Эта технология позволяет изготавливать высококачественные туннельные СИС переходы с предельными характеристиками и минимальным разбросом параметров. Ниже будет описан стандартный технологический маршрут изготовления туннельных джозефсоновских СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb или Nb/Al-AlN/NbN, разработанный и успешно применяемый в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

В качестве подложки обычно используют полированные пластины аморфного кварца, толщиной 0,1–0,2 мм или полированные пластины высокоомного монокристаллического кремния <100>. При низких температурах (~ 4.2 K) такой кремний является диэлектриком, толщина кремниевых пластин составляет обычно 0,3–0,5 мм. Стандартные размеры подложки – 24 х 24 мм².

Первым шагом изготовления образцов является осаждение слоя аморфного Al_2O_3 для предотвращения плазмохимического травления подложки в процессе формирования последующих слоев. Слой Al_2O_3 осаждался ВЧ магнетроном с использованием керамической мишени в установке высокого вакуума с остаточным давлением 5 · 10⁻⁸ мбар. Ионное травление в атмосфере аргона использовалось для очистки и активации поверхности подложки перед напылением слоев для улучшения адгезии пленки.

1.1.1. Технология изготовления шаблонов для контактной фотолитографии с использованием электронно-лучевой литографии

Фотошаблоны широко используются в технологии производства интегральных микросхем и являются одним из основных элементов для фотолитографии. Для изготовления фотошаблонов используется метод электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ) [11]. Создаются шаблонные данные с использованием САПР, количество технологических слоев задается в соответствии с назначением чипа. Рисунок фотошаблона переносится на рабочую пластину в масштабе 1:1, поэтому основные технические показатели изготовления интегральных микросхем во многом определяются качеством фотошаблонов и особенностями их изготовления.

После проектирования шаблона и подготовки управляющей информации осуществляется настройка электронно-оптической системы, которая фокусирует и управляет положением электронного луча. От данной системы требуется большая точность, чтобы погрешности в элементах и слоях рисунка были минимальными. При использовании установки Raith e LiNE с настройками ускоряющего напряжения 30 кВ, диафрагмы 20 мкм и тока 0,25 нА требуется примерно 10 суток, чтобы завершить экспозицию фотошаблона 100х100мм² с необходимыми технологическими слоями. Использование оборудования в течение такого длительного периода времени на практике неприемлемо. Разумно использовать два различных тока при экспонировании фотошаблона: малый ток для структур с высоким разрешением и большой ток для экспонирования областей большой площади, где не требуется высокой точности совмещения. Разделение данных шаблона на две части: высокое разрешение и малый ток (high resolution - HR) и низкое разрешение и большой ток (low resolution – LR) значительно уменьшает время экспозиции без ухудшения качества, но требует предварительной подготовки дизайна и настройки двух токов (рисунок 1.1).



Рис. 1.1. Раскладка девяти технологических слоев на 100 х 100мм фотошаблоне. Структура в левой части рисунка разделяется на две компоненты, экспонируемые разными токами, что позволяет существенно сократить время экспозиции с сохранением высокого качества экспонируемых структур

Диапазон используемых токов для литографа Raith e_LiNE составляет от 10 пА, до 10 нА, выбор режима зависит от размера экспонируемых структур. Подобная оптимизация позволяет сократить время экспозиции на порядок, с 10 до 1 суток. При использовании режима большого тока появляются искажения, связанные с высокой скоростью перемещения луча, но они легко компенсируются дополнительным перекрытием слоев LR и HR и, в зависимости от сложности шаблона, простой дополнительной модификацией слоя LR. По готовому комплекту фотошаблонов, состоящему из позитивного (светлопольного) и негативного (темнопольного), осуществляется изготовление сверхпроводниковых туннельных структур с использованием фотолитографии.

1.1.2. СИС-переходы на основе Nb/Al-AlOx/Nb

Для реализации предельных характеристик СИС-переходов, ограниченных квантовым пределом, необходимо изготовить СИС-переходы с чрезвычайно малым током утечки ниже напряжения V (щелевое напряжение) и минимальным размытием энергетической щели dV_g^s . Это особенно важно для устройств, работающих на частотах 100–300 ГГц, так как dV_g должно быть много меньше квантовой величины hf/e, а ток утечки при напряжении смещения около V_g -hf/2e определяет шумы смесителя.

^в Разработанная и используемая технология изготовления туннельных переходов Nb–AlOx–Nb основана на том факте, что очень тонкий слой Al (5–10 нм) может полностью покрывать базовый электрод, изготовленный из Nb [8, 12–14], эффективно выравнивая столбчатую микроструктуру пленки Nb [5], смачивая его. Этот алюминиевый слой впоследствии окисляется и на окисленный слой осаждается верхний Nb-электрод с образованием так называемой трехслойной структуры. Процесс селективного травления и анодирования ниобия (SNEAP) [13] был использован для изготовления туннельных СИС-переходов на основе трехслойной структуры Nb/Al-AlOx/Nb [6, 14, 15] на 24 х 24 мм² кварцевых подложках.

На подложке с подслоем слой Al_2O_3 методом фотолитографии формируется маска из фоторезиста, определяющая геометрию базового электрода под взрывную литографию; после чего производят напыление трехслойной структуры, которое осуществлялось методом магнетронного напыления на постоянном токе за один вакуумный цикл. Сначала осаждается нижний слой ниобия толщиной 200 нм вместе с барьерным слоем алюминия толщиной 5–7 нм. После чего поверхность алюминия окисляется в атмосфере чистого кислорода при характерном давлении от 10^2 до 10^{-2} мбар. Давление кислорода и время окисления выбираются в зависимости от требуемой плотности критического тока переходов, которая может варьироваться от 0,1 до 10 кА/см². После окисления алюминия наносят верхний слой Nb толщиной 80–100 нм. Финальным этапом этого технологического шага является удаление плёнки фоторезиста, которая покрыта напылённой многослойной структурой в диметилформамиде с применением ультразвука (взрывная литография).

Следующим этапом производят формирование СИС переходов. Минимальные воспроизводимые геометрические линейные размеры переходов, которые могут быть получены с помощью оптической фотолитографии, составляют 0.8 мкм, что позволяет получать переходы площадью 0.5 мкм². Переходы формируются реактивно-ионным травлением (RIE) в химически активной среде CF₄,

с характерным давлением $8 \cdot 10^{-2}$ мбар и мощностью 50 Вт, путем удаления слоя верхнего Nb многослойной структуры по маске из фоторезиста. В качестве стоп-слоя, предотвращающего дальнейшее травление структуры, выступает слой окисленного барьерного алюминия. Барьерный слой AlO_x действует как стоп-слой, предотвращая дальнейшее травление структуры. После RIE проводят анодирование в этиленгликолевом растворе пентабората аммония до 10 В с использованием той же фоторезистивной маски, затем методом BЧ-магнетронного напыления наносят изолирующий слой SiO₂ толщиной 250 нм. Анодирование необходимо для обеспечения более надежной изоляции по периметру СИС переходов во избежание возможных микрозакороток между базовым и верхним подводящим электродами в этих областях. Вскрытие контактов к переходам осуществляется в диметилформамиде методом взрывной литографии. Верхний электрод также формируется методом взрывной фотолитографии из слоя ниобия толщиной 350–400 нм. Аналогичным образом изготавливают золотые контактные площадки основного и верхнего электродов.

Основные режимы напыления слоев приведены в таблице 1.1. На рисунке 1.2 схематически представлена последовательность основных технологических этапов формирования СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlO_x/Nb. На рисунке 1.3 приведена характерная вольтамперная характеристика (BAX) такого СИС-перехода.

№	Наименование слоя	Материал	Способ нанесения	Режимы нанесения	Толщина h нм.
1	Стоп-слой	Al ₂ O ₃	RF- магнетронное напыление	PAr = 6 · 10 ⁻³ мбар W = 250 Вт S = 3,3 нм/мин	100
2	Нижний базовый электрод	Nb	DC- магнетронное напыление	РАг= 5,4·10 ⁻³ мбар W = 500 Вт S = 105 нм/мин	200
3	Барьерный слой	Al	DC- магнетронное напыление	РАг = 6 · 10 ⁻³ мбар W = 300 Вт S = 12 нм/мин	5–10
4	Барьер	Al ₂ O ₃	Термическое окисление	$PO_2 = 1 \cdot 10^{-2} \div 1 \cdot 10^1 \text{MGap}$	1–1,5
5	Верхний электрод	Nb	DC- магнетронное напыление	$P_{Ar} = 5,4 \cdot 10^{-3} $ мбар W = 500 Вт S = 105 нм/мин	80–100
6	Анодизацион- ный слой	Nb ₂ O ₅	Анодизация	Анодизация в этиленгликолевом растворе пентабора- та аммония. V = 10 B.	10–20

Табл.	1.1.	Основные	режимы	нанесения	слоев	при	изготовлении	СИС	переходов	на	основе
структ	уры	Nb/Al-AlO	"/Nb								

Окончание	таблицы	1.1
-----------	---------	-----

№	Наименование слоя	Материал	Способ нанесения	Режимы нанесения	Толщина h нм.
7	Изолятор	SiO ₂	RF- магнетронное напыление	$P_{Ar} = 6 \cdot 10^{-3} \text{ мбар}$ W = 250 Вт S = 5 нм/мин	250
8	Верхний подводящий электрод	Nb	DC- магнетронное напыление	$P_{Ar} = 5,4 \cdot 10^{-3} \text{ мбар}$ W = 500 Вт S = 105 нм/мин	300–500
9	Контактные площадки	Au	DC- магнетронное напыление	$P_{Ar} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ мбар}$ W = 220 Вт S = 180 нм/мин	300



Рис. 1.2. Последовательность основных технологических этапов изготовления СИС переходов на основе структуры Nb/Al-AlOx/Nb методом селективного травления ниобия (SNEAP). а) – напыление трехслойной структуры, б) – формирование базового электрода методом взрывной литографии, в) – фотолитографическое формирование области СИС перехода, г) – формирование СИС перехода методом плазмохимического травления верхнего слоя ниобия и анодизация структуры, д) – напыление изоляции, е) – формирование верхнего подводящего электрода



Рис. 1.3. ВАХ СИС-перехода на основе Nb/Al-AlO_x/Nb

Обычно хорошо выраженная коленообразная особенность возникает на ВАХ при напряжениях немного выше V_g (см. рисунок. 1.3, область выше значения сверхпроводниковой щели). Эта особенность обусловлена наличием алюминиевого слоя вблизи туннельного барьера; ВАХ туннельного перехода Nb/Al-AlO_x/Nb (S-S'/I/S) зависит от плотности состояний квазичастиц в S'-слое (Al). Эта плотность состояний для бислоев Nb/Al была рассчитана с использованием модели микроскопического эффекта близости [16]. Модель предполагает короткую длину свободного пробега электронов (грязные предельные условия) как в материалах S (Nb), так и в материалах S' (Al). Экспериментально зависимость этого эффекта от параметров туннельной структуры была исследована в [14]. Наличие коленообразной особенности на ВАХ приводит к отрицательному дифференциальному сопротивлению на квазичастичных ступенях, что в свою очередь приводит к неустойчивости и нелинейности работы смесителя на некоторых частотах.

Коленообразная особенность существенно уменьшается при уменьшении толщины нижнего ниобиевого электрода и практически полностью исчезает для толщины электрода 50 нм [14]. Однако СИС – переходы с тонким нижним электродом, хоть и имеют почти идеальную ВАХ, малопригодны для высокочастотных применений, так как $h_{Nb} < \lambda_{Nb} = 90$ нм (глубина проникновения магнитного поля), что существенно увеличивает индуктивность всех СВЧ элементов. Чтобы преодолеть эту проблему и реализовать переходы без колена при толстом нижнем электроде, были предложены структуры с дополнительной прослойкой Al в нижнем Nb электроде [14, 16], см. рисунок. 1.4. При этом параметр порядка в тонкой Nb-Al двухслойке становится пространственно-однородным и плотность состояний квазичастиц близка к стандартной теории БКШ. Таким образом, в структуре Nb/Al_{add}/Nb_{add}-Al/AlO_x-Nb колено исчезает и ВАХ становится близкой к идеальной. Полученные результаты демонстрируют возможность «управлять» видом BAX туннельных

переходов путем выбора толщины слоев в композитном нижнем электроде. Вольт-амперная характеристика смесительного элемента Nb-Al-Nb/Al-AlO_x/Nb (площадью около 1 мкм²) с дополнительным слоем Al в нижнем электроде, измеренная в режиме задания напряжения, представлена на рисунке 1.4; критический ток СИС-перехода подавляется магнитным полем [17]. Нормальное сопротивление СИС-перехода R_n = 22 Ом; показатель качества, характеризуемый отношением подщелевого сопротивления к нормальному R_j/R_n = 39; значение энергетической щели V_g = 2,8 мB, а размытие щелевой особенности dV_g составляет примерно 0,1 мВ.



Рис. 1.4. ВАХ Nb-Al-Nb/Al-AlO_x/Nb СИС-смесителя, изготовленного на кварцевой подложке (площадь туннельного перехода 1 мкм², R_nS = 22 Ом*мкм2, Vg = 2.8 мВ). Критический ток подавлен магнитным полем-черная кривая, ВАХ СИС-смесителя, накачанного при 241 ГГц при двух различных мощностях накачки показана красным и синим графиками. Вставка в виде сечения СИС-перехода представлена в левой верхней части рисунка

1.1.3. СИС-переходы на основе Nb/Al-AlN/NbN

Чтобы реализовать предельную чувствительность SIS-смесителей на субтерагерцовых частотах, необходимо рассмотреть несколько важных вопросов:

(1) Для работы на субтерагерцовых частотах требуются туннельные переходы с очень высокой прозрачностью туннельного барьера. К сожалению, существует предел повышения прозрачности барьера AlO_x (плотность тока примерно 10–15 кA/см²); в случае дальнейшего увеличения плотности тока (увеличение прозрачности барьера) происходит резкая деградация вольтамперных характеристик переходов, связанная с тем, что толщина такого барьера составляет несколько атомарных слоев, что может приводит к «проколу» барьерного слоя. Эта проблема была преодолена за счет разработки туннельных переходов Nb/Al-AlN/Nb, которые демонстрируют достаточно хорошее отношение R_j/R_n > 10 при очень высоких плотностях тока до 100 кA/см² [18–22]. Такой диэлектрический слой обладает более низкой высотой потенциального

барьера по сравнению с AlO_x (ϕ AlN ~ 0.88 eV, ϕ AlO_x ~ 2 eV), при этом значение диэлектрической постоянной ε ~ 8.5, что близко к значениям ε у барьера Al-AlO_x. Замена оксида алюминия на нитрид алюминия позволяет добиться увеличения прозрачности туннельного барьера в СИС переходе без ущерба для его характеристик. Процедура изготовления перехода Nb/Al-AlN/Nb следует хорошо известному рецепту для схем Nb/Al-AlO_x/Nb, описанному выше; единственное отличие заключается в замене окисления процессом нитридизации. Для достижения хорошего согласования между переходами с такой высокой плотностью тока и антенной требуются субмикронные SIS-переходы;

(2) Частота 950 ГГц соответствует энергии квазичастиц в 3,9 мВ, что превышает Vg обычных СИС-переходов с Nb-электродами (V_g < 2,8 мB для переходов Nb/Al-AlN/Nb с высокой плотностью тока). Важным преимуществом барьера AIN является возможность использования NbN в качестве верхнего электрода туннельной структуры. Это позволяет увеличить щелевое напряжение перехода с 2,8 мВ для структур Nb/Al-AlN/Nb до 3,7 мВ для Nb/Al-AlN/NbN переходов, т.к. значение энергетической щели для ниобия составляет $\Delta Nb = 1.4 \text{ мB}$, а для нитрида ниобия $\Delta NbN = 2.3 \text{ мB}$ при температуре 4.2 К. Тем самым, возможно существенное повышение верхней частотной границы работы CBЧ устройств согласно условию $f < f_a = 2eVg/h$. Чтобы исследовать эту идею, был разработали туннельный переход Nb/AlN/NbN [5,6]. Пленка NbN была нанесена методом реактивного магнетронного распыления на постоянном токе при температуре окружающей среды с плотностью мощности на магнетроне 1,8 Bт/см² при использовании газовой смеси Ar + 9% N₂. В остальном процедура изготовления была такой же, как и для переходов Nb/AlN/Nb [5,6]. ВАХ таких переходов, изготовленных на кремниевых подложках, показала добротность R₁/R₂ > 30 при плотности тока до 10 кА/см² и значение щелевого напряжения до 3,7 мВ [5,22]. Для переходов Nb/ AlN/NbN площадью 0,5 мкм², изготовленных на подложке из высокоомного кремния, было получено значение V_g = 3,5 мВ. Для создания малошумящего ТГц-смесителя емкость СИС-перехода должна быть отстроена индуктивными элементами специальной конструкции; для этого необходимо с высокой точностью определить емкость перехода, т. е. основные параметры туннельного барьера (средняя высота барьера ј и толщина h) должны быть точно оценены. Толщина туннельного барьера и его средняя высота определялась по ВАХ при высоких напряжениях [23], как было предложено Симмонсом [24] и обобщено Бринкманом для туннельных переходов в пределе малых напряжений смещения [25]. Уменьшение высоты туннельного барьера перехода с барьером из AlN на 0,3 мэВ по сравнению с барьером из AlO, позволяет реализовать СИС-переходы с плотностью тока более 15 кА/см² при толщине барьерного слоя около 1 нм; это является технологически реализуемым и позволяет получить параметр качества R₁/R_n до 25 даже при высокой плотности тока ($R_{p}A < 10$ Ом мкм²). На рисунке 1.5 приведена ВАХ СИС-перехода на основе Nb/Al-AlN/NbN.



Рис. 1.5. ВАХ СИС-перехода с предельными характеристиками и плотностью тока выше 50 кА/см²

(3) Рабочая частота СИС-приемников на основе ниобия, у которых в том числе из ниобия изготовлены линии передач, ограничена частотой, связанной со значением энергетической щели Nb (приблизительно 700 ГГц). Решение этой проблемы найдено в создании и использовании устройств с микрополосковыми линиями на основе соединений Nb с более высокими значениями энергетической щели, в частности NbTiN; верхний электрод линии обычно изготавливают из нормального металла во избежание перегрева СИС-перехода [25-27]. Был разработан СИС-смеситель на основе туннельных переходов Nb/Al-AlN/NbN с высокой критической плотностью тока, встроенных в микрополосковую линию, состоящую из нижнего электрода NbTiN толщиной 320 нм (лондоновская глубина проникновения магнитного поля [29,30]) и верхним электродом из алюминия 500 нм [31]. Микрополосковые электроды разделены изолирующим слоем SiO, толщиной 250 нм. СИС-переход формируется на пленке NbTiN, а верхний слой NbN трехслойной структуры Nb/Al-AlN/NbN находится в контакте с верхним алюминиевым электродом (см. рисунок 1.6). Подробная процедура для изготовления схемы описана в [31].



Рис. 1.6. Этапы формирования СИС-перехода Nb/Al-AlN/NbN и замыкателя из Al

Первым слоем рабочей структуры формируется нижний электрод из NbTiN толщиной 325 нм. Эта толщина обусловлена лондоновской глубиной проникновения в этом материале [29,30]. Измеренное значение критической температуры для пленки NbTiN составило 15.3 К, а удельное сопротивление 95 мкОм·см. Слой NbTiN осаждается по всей площади подложки, а затем травится по сформированной резистивной маске методом плазмохимического травления во фторсодержащих газе (CF₄). Следует отметить, что подобные процессы травления используются и для слоев Nb и NbN. Метод плазмохимического травления с заданием смещения на электрод, на котором находится подложка, позволяет обеспечить ровный вертикальный край электрода, в отличие от технологии взрывной литографии, которая в условиях магнетронного напыления и при подобных толщинах может оставлять вертикальные «стенки» из металла вдоль краев. Этот

слой является нижним слоем микрополосковой линии NbTiN-SiO₂-Al, в которой текут высокочастотные токи, поэтому структура поверхности электрода важна. Ввиду того, что глубина проникновения поля большая, неоднородности порядка 10 нм не оказывают существенного влияния.

Следующим шагом является напыление трехслойной структуры Nb-AlN-NbN (толщины 80-7-80 нм) по всей поверхности подложки в едином вакуумном цикле. Целевое значение R_nS (произведение значения сопротивления выше щели для СИС перехода на его площадь) 7 Ом мкм², что соответствует плотности тока 30 кА/см². Барьер AIN формируется при помощи процесса нитридизации – имплантация азота в алюминиевую пленку в плазменном разряде алюминиевого ВЧ-магнетрона в атмосфере азота. Важно отметить, что плазменный разряд инициируется благодаря подаче напряжения на алюминиевую мишень, а не на столик, на котором расположена подложка. Такой подход позволяет добиться нитридизации поверхности Al без ущерба для самой пленки. Случай инициирования плазмы за счет подачи напряжения на столик, на котором находится подложка, приводил к ионной бомбардировке поверхности, что влекло за собой ухудшение параметров барьера AlN. Дальше происходит формирование СИС-переходов, рисунок 1.6. Для этого по резистивной маске происходит тройное травление: плазмохимическое травление NbN в чистом CF₄ (мощность 50 Вт, давление 8·10⁻² мбар), затем в установке магнетронного напыления в режиме чистки аргонной плазмой (давление 6.10-3 мбар, мощность 200 Вт) происходит удаление при помощи ионного травления слоя Al-AlN, и вновь плазмохимическое травление Nb в атмосфере CF₄ (мощность 50 Bt, давление 8·10⁻² мбар) по резистивной маске насквозь до слоя NbTiN.

В результате на поверхности нижнего электрода формируются «столбики» из трехслойной структуры, которые являются СИС-переходами. Характерные площади перехода могут быть от 0,5 до 40 мкм², что определяется поставленными задачами. На этом шаге важно вовремя остановить травление нижнего слоя (Nb) в трехслойной структуре, чтобы избежать травления слоя NbTiN. После этого производится процесс анодирования поверхности NbTiN и торцов СИС-перехода в растворе тетрабората аммония с гликолем. По той же резистивной маске происходит напыление слоя изолятора толщиной 250 нм, который необходим и как слой диэлектрика в микрополосковой линии, и как изолирующий слой от торцевых контактов между СИС-перехода осаждается слой Nb, толщиной 400 нм, после чего формируется верхний электрод линии передач из алюминия толщиной 450–500 нм. Для алюминия, который является верхним электродом микрополосковой линии, токи текут по нижней поверхности, поэтому верхняя шероховатость пленки не принципиальна.

В результате, по отработанной технологии были изготовлены СИС переходы на основе Nb/Al-AlN/NbN с высокой прозрачностью туннельного барьера AlN, с площадями от 0,5 мкм² при помощи плазмохимического травления в атмосфере CF_4 по резистивной маске, выполненной при помощи оптической литографии. ВАХ таких переходов представлена на рисунке 1.7.



Рис. 1.7. ВАХ перехода Nb/Al-AlN/NbN при травлении насквозь, $R_n S = 8 \text{ Ом} \cdot \text{мкm}^2$

Было замечено, что расположение СИС-перехода на электроде из NbTiN, сквозное травление СИС-перехода, а также низкий R_nS (высокая плотность тока) приводят к понижению энергетической щели с 3,7 до 3,2–3,25 мВ (рисунок 1.7). Переходы Nb/AlN/NbN с тонкими (100 нм) электродами Nb, изготовленными на пленке NbTiN, имеют $V_g = 3,22$ мВ и качество R_j/R_n до 30 для $R_nA = 8,5$ Ом мкм² (плотность тока около 30 кA/см²).

1.1.4. Технология изготовления сверхпроводниковых туннельных структур субмикронных размеров Nb – AlN – NbN с использованием электронно-лучевой литографии

Электронно-лучевая литография (ЭЛЛ) является одним из наиболее перспективных методов для производства наноструктур в научно – исследовательских целях, поскольку позволяет оперативно изменять дизайн отдельных элементов и микросхемы в целом и добиться высокой воспроизводимости результатов в субмикронной области размеров туннельных переходов [32].

Субмикронные СИС-переходы могут быть изготовлены прямой литографией – непосредственным экспонированием поверхности образца с помощью ЭЛЛ. Преимуществами электронной литографии являются высокое разрешение и возможность мобильного изменения экспонируемых структур простой модификацией компьютерной программы. Основным элементом любой электронно-лучевой установки, предназначенной для выполнения операций экспонирования топологических слоев в технологическом процессе электронной литографии, является электронно-оптическая система. Именно с ее помощью формируется пучок заряженных частиц с программно-осуществляемыми изменениями его технологических параметров. Совмещение рисунка топологии на соседних полях в пределах одного технологического слоя обеспечивается прецизионной измерительной системой на основе лазерного интерферометра. Дизайн топологии микроструктур должен разрабатываться таким образом, чтобы элементы схемы с критическими размерами не попадали на границы полей. Для электронной экспозиции использовался литограф Raith e_LiNE с максимальным размером поля обработки электронно-оптической системы 1000 x 1000 мкм² [33, 34].

В качестве маски для формирования структур под осаждение металла используются электронные резисты [32,35]. Для позитивных резистов экспонирование электронным пучком вызывает уменьшение его молекулярного веса при разрыве связей между молекулами, увеличивая их растворимость. Для негативных – облучение стимулирует образование поперечных связей в молекулах полимера. Технологический контроль процесса проявления позитивных резистов достаточно узок и должен учитывать утонение неэкспонированной пленки и уширение изображения. Для негативных сшивающихся резистов технологический диапазон шире. Перед нанесением пленки резиста требуется первичная обработка подложки (которая может включать в себя специфические требования производителей резиста) для улучшения адгезии и исключения попадания проявителя в пространство между резистом и подложкой.

В результате рассеяния электронного пучка в резисте устанавливается распределение молекулярных масс с их нарастанием от оси пучка к краю, порождающее соответствующий контраст γ , являющийся откликом резиста на электронный пучок и определяемый искажениями, вносимыми резистом и подложкой. Проявитель фактически выявляет распределение интенсивности пучка и искажения, вносимые неравномерностью интенсивности пучка и рассеянным (прямо и обратно) излучением в резисте.

Для создания воспроизводимой и надежной технологии изготовления туннельных структур высокого качества, обладающих хорошей воспроизводимостью, с малым разбросом параметров по подложке, была разработана и отлажена технология изготовления туннельных структур субмикронных размеров Nb - AlN - NbN с помощью методов прямой ЭЛЛ и последующим плазмохимическим травлением. Для изготовления фотошаблонов требуется оптимизация процесса ЭЛЛ с учетом размеров рисунка схемы и минимальных размеров структур.

При отработке технологии изготовления СИС-переходов субмикронных размеров изготавливались образцы, на которых в различных режимах электронно-лучевого экспонирования, проявления и травления формировался массив из структур круглого сечения, разнесенных на расстояние более эффекта близости [36]. СИС-переход на подложке из кремния формируется путем травления трехслойной структуры Nb - AlN - NbN через маску резистивной пленки, сформированной при помощи электронной литографии.

Для формирования геометрии переходов использовались различные типы негативных резистов. Негативный электронный резист UVN 2300-0.5 наносился на предварительно сформированную трехслойную структуру Nb - AlN - NbN [37, 38]. После нанесения резист подвергался термообработке 90°C в течение 10 минут. Толщина резистивной пленки составляла 0.38 мкм. Экспонирование проводилось на установке электронной литографии Raith e_LiNE электронным пучком с энергией электронов 30 кэВ, доза варьировалась в зависимости от размера перехода в диапазоне от 8 до 20 мкКл/см². После экспонирования образцы нагревались до 110°C в течение 10 минут. Далее неэкспонированные участки резиста удалялись в 2.4% растворе тетраметиламмоний гидроксида пентагидрата.

Негативный электронный резист UVN 2300-0.5 обладает низким контрастом, соответственно технологический процесс достаточно чувствителен к отклонениям, что сказывается на воспроизводимости результатов. Для резиста UVN 2300-0.5 подбирались подходящие дозы для переходов с различными заданными размерами (поправки учитывали отклонения по всей технологической карте):

– доза 10 мкКл / см² оптимальна для структур с размерами 2.0 и 1.5 мкм;

– доза 15 мкКл / см² – для структур 0.7–1.0 мкм;

– доза 20 мкКл / см² – для структур 0.4–0.6 мкм. Таким образом были изготовлены и измерены переходы площадью до 0.15 мкм².

Для повышения воспроизводимости результатов и расширения «технологического окна» апробированы другие электронные резисты, в частности электронный резист ma-N 2400 [39]. Чувствительность негативного резиста ma-N 2400 на порядок ниже, чем у UVN 2300-0.5, поэтому для областей с малыми размерами разрешающая способность ma-N 2400 будет выше. Негативный электронный резист ma-N 2400 наносится на предварительно сформированную трехслойную структуру Nb - AlN - NbN. После нанесения резист подвергается термообработке 90°C в течение 3 минут. Доза для ЭЛЛ варьировалась в диапазоне от 110 до 275 мкКл/см². Неэкспонированные участки резиста удаляются в растворе тетраметиламмоний гидроксида пентагидрата 2.4%. Для повышения стойкости резистивной маски к травлению после проявления образцы нагреваются до 100°C в течение 10 минут [40].

Использование негативного резиста ma-N 2400 с меньшей чувствительностью и лучшим контрастом в сравнении с UVN 2300-0.5 позволило улучшить воспроизводимость процесса изготовления структур. Для доз экспонирования ma-N 2400 в диапазоне 220 и 275 мкКл/см² уходы размеров постоянны (в отличие от резиста UVN 2300-0.5) и практически отсутствуют во всем диапазоне измерений диаметра переходов (от 1.0 до 0,1 мкм). Для областей с малыми размерами (порядка 0,1 мкм) разрешающая способность ma-N 2400 выше.

Переходы формировались при помощи плазмохимического травления NbN по маске резиста в атмосфере CF_4 или SF_6 , фотографии переходов с электронного микроскопа приведены на рисунках 1.8 и 1.9.



Рис. 1.8. На рисунке в центре: тестовый переход на основе резиста ma-N 2400 диаметром 1.0 мкм, экспонированный с дозой 275 мкКл/см²; после плазмохимического травления по маске резиста в атмосфере SF₆. Диаметр трехслойной структуры 1,02 мкм соответствует проектному размеру. На вставке справа сверху: переход после нанесения изоляции SiO₂ и проведения «взрывной» литографии

После формирования перехода при помощи плазмохимического травления проводилось анодирование в растворе электролита тетрабората аммония с гликолем, в результате которого пленка нитрида ниобия, не закрытая резистом, превращалась в анодный окисел [41]. Анодирование происходит до напряжения в 8–10 вольт при токах 100–200 мкА. Далее наносился слой изоляции SiO₂ (вставка на рисунке 1.8).

Заключающими технологическими этапами являются формирование верхнего электрода из NbN и контактных площадок из золота (рисунок 1.10).



Рис. 1.9. Тестовый переход на основе резиста ma-N 2400 диаметра 0.4 мкм, экспонированный с дозой 275 мкКл/см² после плазмохимического травления по маске резиста в атмосфере CF₄. На вставке в правом верхнем углу образец после травления в атмосфере CF₄ + O₂ с неоптимальными параметрами. Диаметр резиста после травления в обеих случаях составил 0,33 мкм



Рис. 1.10. Формирование верхнего электрода из NbN на поверхности изоляции SiO₂ с окном с трехслойной структурой

Изготовлено несколько серий переходов Nb - AlN - NbN с плотностью тока от 20 до 50 кА/см² субмикронных размеров. Измерения проводились при помощи автоматизированной системы измерения вольтамперных характеристик и электрофизических параметров СИС переходов IRTECON (Integrated Receiver Test and Control) [103]. Для вольтамперных характеристик переходов Nb - AlN - NbN одинакового размера, расположенных на разных частях подложки, были продемонстрированы сходные параметры, на рисунке 1.11 приведена BAX перехода Nb - AlN - NbN площадью 0.15 мкм², изготовленного методом ЭЛЛ. На основе таких переходов был создан ряд сверхчувствительных приемных устройств диапазона 100–1000 ГГц, которые будут описаны ниже.



Рис. 1.11. ВАХ перехода Nb - AlN - NbN площадью 0,15 мкм² с плотностью тока 47 кА/см₂, $R_n = 34.53$ Ом, $R/R_n = 21,1$, $V_g = 3,36$ мВ изготовленного с помощью ЭЛЛ и плазмохимического травления в атмосфере CF₄

1.2. СИС-СМЕСИТЕЛИ

Смесители на основе туннельного СИС-перехода применяются в гетеродинных приемниках различного конструктивного исполнения. Основные отличия существующих решений связаны со способом заведения радиосигнала на смеситель и с методом подачи сигнала гетеродина. Существует также решение, описанное в одном из следующих разделов, при котором опорный генератор интегрирован на чип смесителя и связан с ним с помощью микро полосковой линии, а подача внешнего сигнала осуществляется с посредством кремниевой линзы. В данном разделе мы сфокусируемся на конструкции и применении именно волноводных СИС-смесителей с внешним генератором гетеродина. Практическое использование таких смесителей в радио обсерваториях показало, что волноводное исполнение является наиболее надежным, практичным, и дает высокую стабильность и чувствительность. Это подтверждено, в частности, успешными результатами по наблюдению тени черной дыры в рамках проекта EHT (Event Horizon Telescope), в котором все измерения проводились с применением волноводных СИС-смесителей с внешним генератором гетеродина на частоте около 230 ГГц.

1.2.1. Смеситель для диапазона 211-275 ГГц

Смесители с шумовой температурой порядка 50 К в частотном диапазоне 211-275 ГГц важны для успешной реализации радиоастрономического проекта программы Российского космического агентства «Миллиметрон» [42], и для создания наземной субтерагерцовой обсерватории в Российской Федерации [43]. Для разработки смесителя была спроектирована топология смесительного элемента, проведено моделирование и оптимизация его характеристик, изготовлены микросхемы с туннельными структурами Nb/AlOx/Nb с площадью порядка 1 мкм² (рисунок 2.1 слева). Для достижения низкой шумовой температуры также требуется компенсировать значительную емкость СИС перехода $(C_{v\pi} \simeq 0.085 \text{ п}\Phi/\text{мкм}^2)$. В результате импеданс структуры снижается до единиц Ом и требуется согласовать итоговый импеданс СИС перехода на высокой частоте с импедансом волновода порядка 400 Ом, что было реализовано путем использования планарной структуры, состоящей из отрезков копланарных и микрополосковых линий Nb/SiO₂/Nb [44]. Приемный элемент изготавливался на кварцевой подложке толщиной 125 мкм, для предотвращения утечки ВЧ сигнала в конструкции смесительного элемента использовались ВЧ заграждающие фильтры [44]. Приёмный элемент располагался перпендикулярно плоскости распространения волны в прямоугольном волноводе 500 x 1000 мкм², он находился на расстоянии 230 мкм от конца волновода, что образует четвертьволновую закоротку. Волноводная камера, содержащая микросхему с СИС-переходом, четвертьволновую закоротку и плату вывода ПЧ сигнала на коаксиальный коннектор показаны на рисунке 2.1 справа. Смесительный волноводный блок состоит из входного рупора, центральной части с волноводом, волноводной камеры и блока задания магнитного поля (рисунок 2.2).

Вольт-амперная характеристика СИС-перехода Nb/AlO_x/Nb площадью 1 мкм² в составе смесителя, измеренная в режиме задания напряжения, представлена на рисунке 2.3 а) сплошной линией; критический ток СИС-перехода подавлен магнитным полем [45],[17]. Пунктирной линией показана ВАХ при воздействии сигнала гетеродина частотой 241 ГГц с мощностью, оптимальной для работы СИС-смесителя. Отчетливо видны квазичастичные ступени тока [1], размер которых по напряжению определяется частотой гетеродина. Шумовая температура смесителя в двухполосном режиме определялась стандартным методом измерения Y-фактора; в качестве «горячей» нагрузки использовался поглотитель при 295 К, а в качестве «холодной» нагрузки – поглотитель, охлаждённый до 78 К жидким азотом. Красная и синяя линии показывают зависимости выходного сигнала СИС-приемника от напряжения смещения для «горячей» и «холодной» нагрузок, соответственно. Их разница в лучших точках превышает величину 5 дБ, что соответствует шумовой температуре приемника около 22 К.



Рис. 2.1. Конструкция смесительного элемента и центральной части блока смесителя: Панель а: трёхмерная модель дизайна смесительного элемента с размерами 3 250 × 150 × 125 мкм, размещённого в волноводе, 1 – фильтр высоких частот (ВЧ), 2 – СИС-переход, 3 – вход волновода, показано также расположение замыкающей стенки 4. Панель б : трёхмерная модель части смесительного блока с платой согласования по промежуточной частоте 5.

В блоке установлен смесительный элемент 6, за которым в волноводе находится замыкающая плоскость; 7 – линия 50 Ом, 8 – сечение волновода, также показана область подключения волновода [44]



Рис. 2.2. 3D модель смесительного блока диапазона 211–275 ГГц, на переднем плане видна съемная плата блока смесителя с СИС переходом; справа расположен выход сигнала промежуточной частоты [44]


Рис. 2.3. Экспериментальные характеристики СИС-смесителя. На графике слева: сплошной кривой показана автономная ВАХ; пунктирной линией представлена ВАХ при воздействии при оптимальной мощности гетеродина на частоте 241 ГГц. На графике права: красной и синей линией показаны зависимости уровня выходного сигнала СИС-приемника от напряжения смещения, измеренные на промежуточной частоте 6,5 ГГц при холодной (78 К) и теплой (295 К) нагрузках на входе, соответственно [17]

Для определения частотного отклика смесителя был использован Фурье-спектрометр на основе интерферометра Майкельсона с широкополосным источником субтерагерцового излучения на основе глобара. Для измерения отклика приёмного элемента на СИС-переходе задавалась рабочая точка по напряжению 2,5 мВ (чуть ниже щелевого напряжения); результаты Фурье-спектроскопии (ФТС) представлены на рисунке 2.4 (кривая 1). Измеренные зависимости отклика от частоты достаточно хорошо совпадают с результатами моделирования смесителя в СST (кривая 2 на рисунке 2.4). При вычислении теоретического отклика в модели были использованы параметры СИС-элемента, полученные на основе его ВАХ. Расчетный и измеренный частотный отклик смесителя совпадают с высокой точностью и соответствуют требуемому рабочему диапазону 211 - 275 ГГц.

Для приемника на основе разработанного СИС-смесителя в работе [17] измерена зависимость двухполосной шумовой температуры от частоты гетеродина (см рисунок 2.5). Приведенные данные измерены для лучшей точки ПЧ на частоте 6.5 ГГц с помощью полосового фильтра шириною около 40 МГц. Значения шумовой температуры были получены без корректировок на потери в разделителе луча, во входном окне и в инфракрасных фильтрах криостата. При этом, двухполосная шумовая температура в широкой полосе ПЧ, равной 4–8 ГГц, составила 19 ± 2 К на частоте 251 ГГц [45], что лишь немного превышает величину квантового уровня шумов *hf/kB*. Продемонстрированный уровень шумовой температуры позволяет сконструировать на основе разработанного смесителя приемник для проекта «Миллиметрон»[42], который будет удовлетворять его требованиям по чувствительности.

«Терагерцовая фотоника»



Рис. 2.4. Экспериментально измеренный отклики приёмной СИС-структуры (сигнал, пропорциональный току СИС перехода при напряжении чуть ниже щелевого), полученный с помощью ФТС (кривая 1) и расчётная зависимость отклика от частоты (кривая 2) [44]



Рис. 2.5. Зависимость двухполосной шумовой температуры Tn для СИС-приёмника от частоты опорного генератора в лучшей точке по промежуточной частоте. Звёздочками отмечены экспериментальные данные, штрих-пунктирная линия показывает их аппроксимацию. Сплошная линия отображает уровень квантового шума, линия штрихами – удвоенный уровень. Экспериментальные значения представлены без корректировок на потери в разделителе луча и входном окне криостата [17]

1.2.2. Смеситель для диапазона 800-950 ГГц

Ввиду большого поглощения терагерцового сигнала парами воды, лишь ограниченное число обсерваторий позволяют успешно проводить радиоастрономические измерения на частотах выше 800 ГГц. Одним из таких уникальных наблюдательных инструментов является телескоп APEX [46], расположенный вблизи обсерватории ALMA [47]. В 2006 году на этом телескопе был установлен гетеродинный приемник CHAMP+ [48] включающий в себя матрицу из семи двухполосных СИС-смесителей диапазона 800–950 ГГц, изготовленных в Нидерландах. Для замены устаревших смесителей на новые, дающие большую чувствительность, был разработан обновленный дизайн и технология СИС переходов.

Для обеспечения широкополосного отклика приемника был выбран так называемый «твин» дизайн [49], а именно микросхема с двумя СИС переходами, которые расположены близко друг к другу на конце микрополосковой линии (см. рисунок 2.6 слева) [31]. Смесительный блок, включающий волноводную камеру и входной рупор представлен на рисунке 2.6 справа. Он почти идентичен блоку, разработанному для смесителя диапазона 600–720 ГГц [50]. Туннельный СИС переход Nb-AlN-NbN для описываемых смесителей интегрирован в микрополосковую линию NbTiN/Al, что в контакте находятся слои Nb и NbTiN, а NbN соприкасается с алюминиевым верхним электродом. Ключевые детали технологических процессов изготовления структур смесителя приведены в предыдущем разделе и в статьях [32], [4].



Рис. 2.6. Слева – фото чипа СИС смесителя, установленного в волноводную камеру. Вставка показывает увеличенную часть, включающую согласующий микрополосок и туннельный переход «твин». На фото справа приведен внешний вид составных частей смесителя: слева – рупор, в центре – волноводная камера с чипом смесителя и контактом вывода ПЧ сигнала, справа – прижимная насадка [31]

Вольтамперные характеристики СИС-смесителя приведены на рисунке 2.7. Щелевое напряжение составляет около 3,15 мВ. Четко видна фотонная ступень, возникающая на ВАХ при приложении сигнала опорного генератора (пунктирные кривые). Измеренный Y-фактор (отношение отклика приемника на промежуточной частоте на входные нагрузки 77 К и 300 К) отображен кривыми в точках и достигает уровня 2 дБ, что соответствует нескорректированной шумовой температуре около 300К. Измерения проведены для двух величин магнитного поля, соответствующих первому и второму минимуму подавления критического тока в СИС-переходах.



Рис. 2.7. Измеренные ВАХ СИС смесителя: "unpumped" – автономная (сплошные линии), "pumped" – подан опорный сигнал оптимальной мощности (пунктирные кривые). Кривые, отображенные точками, относятся к правой оси абсцисс и показывают так называемый Y-factor, контраст мощности выходного сигнала для входных согласованных нагрузок температурой 300 и 77 К. Индексы «1» и «2» соответствуют первому и второму минимуму подавления критического тока СИС-перехода (черный и серый цвет соответственно). Увеличенная вставка показывает эффект уменьшения щелевого напряжения из-за нагрева и из-за повышения напряженности магнитного поля. Частота опорного генератора равна 810 ГГц [32]

На рисунке 2.8 показаны измерения шумовой температуры двух СИС смесителей в двухполосном режиме для различных частот опорного генератора [51]. Каждая точка на графике отражает результат усреднения по промежуточной частоте в диапазоне 4–12 ГГц. Следует отметить, что на графике приведена шумовая температура, скорректированная на вклад шумов от разделителя пучка, который используется для введения сигнала опорного генератора и имеет температуру 300 К. Данный разделитель представляет собой майларовую пленку толщиной 12 мкм, прозрачность которой изменяется от 0,89 на 800 ГГц до 0,85 на 950 ГГц. Из приведенных данных видно, что шумовая температура приведенных СИС смесителей варьируется в диапазоне от 210 до 350 К.



Рис. 2.8. Зависимость шумовой температуры от частоты опорного генератора для двух СИС смесителей. Смесители находятся при температуре 4.2 К. Данные скорректированы на вклад шумов от разделителя пучка, используемого для ввода сигнала опорного генератора и находящегося при комнатной температуре [51]

Замена старых смесителей 7-пиксельного приемника CHAMP+ диапазона 800–950 ГГц на новые показана на рисунке 2.9. Монтаж проводился непосредственно на телескопе APEX. На фотографии представлена криогенная часть приемника. В позолоченную 4 К плату вмонтированы смесители, так что видны их входные рупора. Ниже в криостате следуют более высокотем-



пературные уровни, на которых смонтированы усилители промежуточной частоты и кабельные сети. Сигнал опорного генератора в этом приемнике заводится на смесители квазиоптическим методом. Шумовая температура новых смесителей лежит в диапазоне от 210 до 400 К, позволив улучшить чувствительность всего инструмента не менее чем на 40%, что дает почти двукратный выигрыш по времени наблюдения [45].

Рис. 2.9. Установка новых двухполосных СИС смесителей в криостат матричного приемника диапазона 800–950 ГГц, входящего в состав приемника СНАМР+. Позолоченная часть – 4 К плата с установленными семью рупорами. Ниже идут более высокотемпературные уровни с кабелями и усилителями промежуточной частоты

1.2.3. Смеситель с разделением полос для диапазона 800–950 ГГц

В субТГц диапазоне частот поглощение атмосферы сильно возрастает с увеличением частоты, что обусловлено в основном наличием водяного пара. Даже в таком уникальном месте, как плато Чахнантор в Чили, расположенном в пустыне на высоте 5 км, где установлены передовые терагерцовые радиотелескопы ALMA [47] и APEX [48], прозрачность атмосферы в зените на частотах 800-950 ГГц крайне редко превышает 0,6 даже в лучшее время суток. Ввиду этого, отношение сигнал-шум при наблюдении астрономических объектов подвержено сильному влиянию шумов атмосферы. Использование приемников с разделенными полосами позволяет уменьшить вклад атмосферных шумов в два раза по сравнению с двухполосными приемниками. Именно уменьшение шумов теплой оптики и атмосферы в 2 раза стало ключевым аргументом для установки на интерферометр ALMA приемников с разделением полос на частотах до 500 ГГц. Для более высокочастотных диапазонов все еще используются двухполосные приемники, т.к. в момент конструирования интерферометра технологии не были развиты достаточно, чтобы сделать приемники с разделением полос. Принцип работы приемника с разделением боковых полос подробно рассмотрен, в частности, в работе [52]. Он заключается в том, что используются два квадратурных гибридных делителя – один на высокой частоте, второй на промежуточной частоте. В высокочастотном гибридном делителе сигнал разделятся на две равные части со сдвигом фазы в одной из них на дополнительные 90 град, далее сигналы преобразуются вниз по частоте на одиночных смесителях, и уже сигналы промежуточной частоты снова складываются в низкочастотном гибридном делителе [53]. Этот делитель имеет два выхода, которые и являются выходами смесителя с разделением полос, потому что на одном из них будет сигнал верхней полосы, а на втором – сигнал нижней.

В работе [54] был успешно продемонстрирован волноводный СИС смеситель с разделением полос для диапазона 800–950 ГГц. Для этого смесителя была выбрана концепция модульной конструкции, когда ключевые элементы, такие как волноводные камеры с одиночными СИС-смесителями, волноводный блок, рупор входного сигнала и рупор сигнала опорного генератора, выполнены и испытаны индивидуально, а затем уже собраны в единую конструкцию с возможностью замены каждого из элементов. Возможность независимой характеризации одиночных СИС-смесителей в двухполосном режиме принципиально важна для подбора наиболее сбалансированных пар смесителей, что является необходимым критерием качества работы всего приемника. Фотография смесительного блока приведена на рисунке 2.10. Детальное описание дизайна рупоров приведено в статье [54].

Центральным элементом смесителя с разделением полос является волноводный блок (см фото на рисунке 2.11). Наблюдаемы сигнал входит в блок через волновод обозначенный «RF». Далее он следует на гибридный делитель, являющийся квадратурным мостом, осуществляющим разделение сигнала на две части, равные по амплитуде, при этом одна часть имеет поворот фазы относительно другой ровно 90 град. Разделенные сигналы далее следуют к одиночным СИС-смесителям. Сигнал опорного генератора подается с противоположной стороны через волновод обозначенный «LO». В т-образном делителе мощности он расщепляется на два одинаковых сигнала, которые проходят через направленные ответвители с коэффициентом связи около -15 дБ и поступают на одиночные СИС-смесители. Излишки мощности опорного сигнала направляются на согласованные нагрузки для резистивного поглощения. Дополнительная согласованная ВЧ-нагрузка присоединена к последнему порту гибридного делителя для поглощения паразитных утечек и отражений. Детальный дизайн и результаты трехмерного моделирования S-параметров приведенных волноводных элементов представлен в работе [54].



Рис. 2.10. Фотография смесительного блока приемника с разделением полос диапазона 800–950 ГГц. Справа виден рупор входного сигнала, на противоположной стороне блока размещен рупор для сигнала опорного генератора. По центру видно тыльную сторону одной из волноводных камер с двухполосным СИС-смесителем, включающую GPO разъем для вывода ПЧ сигнала смесителя [54]

Для создания высокоэффективного 2SB-приемника необходимо уделить особое внимание фазовому и амплитудному балансу всей волноводной структуры, поскольку ВЧ-дисбаланс является ключевым параметром, ограничивающим качество разделения полос (один из важнейших параметров приемника с разделение полос). В работах [55],[56] показано, что на общий баланс волноводной структуры сильно влияют отражения от составных элементов, причем в гораздо большей степени, чем амплитудный и фазовый баланс самого гибридного делителя. Поэтому в дополнение к оптимизации балансу гибрида дополнительно требуется: 1) минимизация уровня отражения от гибридного делителя до уровня -23 дБ или ниже; 2) минимизация утечки гибридного делителя (оптимизация направленности) до уровня -23 дБ или ниже; 3) уменьшение отражений от ВЧ нагрузки до уровня -20 дБ. При этом для гибридного делителя амплитудный баланс остается в пределах 0,5 дБ, а фазовый баланс не превышает 0,5 град.

«Терагерцовая фотоника»



Рис. 2.11. Фотография волноводного блока, демонстрирующая волноводную структуру. Белыми стрелками показаны входы наблюдаемого и опорного сигнала (обозначены RF и LO соответственно). Обозначение «SIS» показывает расположение одиночных СИС смесителей, когда будут смонтированы волноводные камеры. «Hybrid» обозначает гибридный делитель, «RF load» – согласованная нагрузка для подавления отражений сигнала, «LO couplers» – направленные ответвители для опорного сигнала, «LO load» согласованная нагрузка для опорного сигнала. Внизу приведена линейка с шагом 1 мм [54]

Сконструированный смеситель с разделением полос был укомплектован двумя одиночными СИС-смесителями, шумовая температура которых представлена на рисунке 2.8. Волноводный блок был изготовлен методом фрезерования из отожженного сплава СиТе, в котором доля меди составляет около 99,5 процента, остальное приходится на теллур. Такое сочетание делает сплав менее вязким, чем в случае чистой меди, при этом проводимость на высоких частотах и при криогенных температурах не ухудшается. Смеситель был помещен в вакуумный объем криостата, охлаждаемого жидким гелием при атмосферном давлении, и обеспечивающий рабочую температуру 4,2 К.

Шумовая температура приемника с разделением полос была измерена методом Y-фактора, как и для одиночных смесителей и с использованием идентичного оборудования. Одновременно измерялось качество разделения полос в соответствии с методикой, описанной в [52], путем подачи тестового сигнала через дополнительный делитель пучка (майларовая пленка толщиной 6 мкм, коэффициент связи 6%). Сигнал опорного генератора подавался через отдельное окно в криостате. Измеренная однополосная шумовая температура приведена на рисунке 2.12. Она варьируется в диапазоне от 450 до 900 К. Сравнение с суммарной двухполосной шумовой температурой одиночных смесителей показывает, что итоговая однополосная шумовая температура больше на 0–30% (в среднем примерно на 15%). Это хорошо согласуется с потерями в волноводе, которые теоретически оцениваются в 0,6 дБ или 15%. Это важный вывод, подтверждающий высокую точность изготовления волноводных структур, высокое качество поверхности и низкое удельное сопротивление материала CuTe.



Рис. 2.12. Зависимость однополосной шумовой температуры смесителя с разделением полос от частоты. Приведена шумовая температура верхней (USB) и нижней (LSB) полосы. Измеренные данные скорректированы на вклад делителей пучка. Для сравнения показана суммарная шумовая температура одиночных смесителей (см рисунок 2.8 выше) [54]

На рисунке 2.13 приведено измеренное качество разделения боковых полос (IRR), показывающее с какой эффективностью сигнал из одной боковой полосы просачивается в другую. Практически во всех точках IRR превышает 15 дБ, лишь в конце диапазона он снижается до уровня около 13 дБ. В нескольких точках он опускается до уровня 10 дБ, например, в районе 860 ГГц, что является артефактом измерений, который вызван фазовыми шумами и наведенными гармониками в сигнале опорного генератора. Полученные результаты очень многообещающие, и приемник на основе этого смесителя имеет явный потенциал, в частности, для соответствия требованиям телескопа ALMA.



Рис. 2.13. Качество разделения боковых полос (IRR) в зависимости от частоты. Представлены результаты для верхней (USB) и нижней (LSB) полос. Шаг между измерениями 40 МГц. [54]

1.3. ГЕНЕРАТОРЫ

1.3.1. Концепция генератора на распределенном джозефсоновском переходе

Нестационарный эффект Джозефсона был открыт более 50 лет назад [57-60] и заключается в генерации высокочастотного электромагнитного поля, пропорционального постоянному напряжению, созданному на джозефсоновском контакте:

$$\hbar \cdot \partial \varphi / \partial t = 2eV_{\rm DC},\tag{1.1}$$

где \hbar – приведенная постоянная Планка, φ – разность фаз между берегами джозефсоновского контакта, e – заряд электрона, $V_{\rm DC}$ – постоянное напряжение на контакте. СИС-переходы, используемые в качестве ТГц и субТГц детекторов, имеют сравнительно малую характерную площадь около 1 мкм² и плотность тока до 10 кА/см², мощности джозефсоновской генерации в таких переходах недостаточно для практической реализации генератора. Естественной идеей реализации генератора на данном эффекте стало использование массива (цепочки) СИС-переходов для получения достаточной мощности [61–65], однако непрерывная перестройка частоты в широком диапазоне и возможность фазовой синхронизации до сих пор не реализована. Для создания практического ТГц источника достаточной мощности была также предложена идея генератора на одиночном распределенном джозефсоновском переходе (РДП) в виде СИС-перехода с длиной несколько сотен микрометров, что много больше, чем размер кванта магнитного потока, проникающего внутрь джозефсоновского контакта – «джозефсоновского вихря». Предложенная концепция показала, что РДП может быть использован как практичный, непрерывно перестраиваемый генератор в широком диапазоне с достаточно узкой шириной спектральной линии, который может быть успешно интегрирован на единой микросхеме с другими элементами, такими как детектор на основе СИС-смесителя в задачах гетеродинного детектирования [66-70] или передающая антенна для вывода ТГц излучения в открытое пространство [71–74].

РДП представляет собой длинный туннельный СИС-переход, в котором приложенное магнитное поле постоянного тока и ток смещения создают однонаправленный поток джозефсоновских вихрей [60,75], каждый из которых содержит один квант магнитного потока $\Phi_0 = h/2\mathbf{e} \approx 2 \cdot 10^{-15}$ Вб. Для создания постоянного магнитного поля, приложенного к РДП, используется внешний соленоид или встроенная линия управления полем, через которую пропускается I_{CL} . Согласно фундаментальному соотношению Джозефсона (1.1), переход, смещенный при постоянном напряжении $V_{\rm DC}$, генерирует сигнал с частотой $f = (2\pi/\Phi_0) V_{\rm DC}$, что составляет около 483,6 ГГц/мВ. Скорость и плотность потока джозефсоновских вихрей и, следовательно, мощность и частота излучаемого сигнала могут регулироваться независимо одновременным заданием тока смещения и магнитного поля.

На сегодняшний день, при создании РДП наиболее активно используются структуры Nb/AlO_/Nb или Nb/AlN/NbN. Топология РДП с длиной L = 400 мкм и шириной $W = 1\hat{6}$ мкм представлена на рисунке 3.1, вставка справа демонстрирует направление задания тока смещения І_ь, магнитного поля Н и распространения джозефсоновских вихрей со скоростью Свайхарта с. Значение критической плотности тока *j* находится в диапазоне 2-8 кА/см² (глубина проникновения магнитного поля в переход $\lambda_{J} \approx 8-4$ мкм), что соответствует удельному сопротивлению $R_n \times L \times W \approx 100^{-25}$ Ом мкм². Для приведенных расчетов приняты значения лондонской глубины проникновения $\lambda_1 = 90$ нм и удельной емкости перехода $C_{a} = 0,08 \text{ п}\Phi/\text{мкм}^{2}$. Активная область РДП (т.е. туннельный барьер) технологически формируется в длинном окне относительно толстого слоя изоляции SiO₂ (около 400 мкм) между двумя сверхпроводящими пленками электродами. Так называемая «холостая» область между перекрывающимися электродами, прилегающая к туннельному переходу, образует линию передачи, параллельную РДП. Ширина «холостой» области W_i составляет примерно ширину самого перехода (около 15 мкм). В представленной конструкции нижний электрод РДП используется в качестве управляющей линии, создающей магнитное поле H, посредством пропускания через него постоянного тока I_{cr} .



Рис. 3.1. Микрофотография экспериментального образца РДП на основе Nb/AlO/Nb. [70]

1.3.2. Перестройка мощности и частоты генератора на РДП

Чтобы охарактеризовать РДП как источник СВЧ или ТГц сигнала, была разработала специальная интегральная схема, содержащая РДП и согласованный с ним широкополосный детектор на основе СИС-перехода. Типичный набор вольт—амперных характеристик (ВАХ) РДП, измеренных при различных магнитных полях, показан на рисунке 3.2. Одновременно с регистрацией ВАХ РДП измеряется накачка СИС-детектора, уровень которой обозначен цветом кривой ВАХ. Диапазон напряжений и, соответственно, частот, в котором РДП обеспечивает достаточную мощность накачки СИС-детектора, отмечен на ри-

«Терагерцовая фотоника»

сунке 3.2. Критерием хорошей накачки является изменение туннельного тока в «подщелевой» области ВАХ детектора I_p по отношению к «щелевому» скачку тока I_g вследствие стимулированного туннелирования квазичастиц. Значение соотношения I_p/I_g выше 0,25 реализуется для напряжений РДП от 0,82 до 1,45 мВ, что соответствует диапазону частот 400–700 ГГц. Набор ВАХ СИС-детектора, записанных при различных значениях частоты и выходной мощности РДП, показаны на рисунке 3.3. Наблюдаются четко выраженные ступени квазичастичного тока накачки на частотах до 700 ГГц.



Рис. 3.2. Набор ВАХ РДП, измеренных при различных магнитных полях. Цветом обозначен уровень накачки СИС-детектора в данной рабочей точке (V,Ib). [70]

Следует отметить, что рабочий диапазон накачки СИС-перехода в данном случае ограничен структурой (топологией и материалами) согласующего тракта, но не самим РДП. Можно значительно изменять рабочий диапазон интегральной схемы, изменив конструкцию согласующих элементов. Для переходов на основе ниобия наиболее традиционными линиями передачи сигналов являются тонкие пленки ниобия, изготавливаемые в том же цикле магнетронного напыления, что и электроды туннельного перехода. Такие линии передачи обладают максимальной рабочей частотой около 720 ГГц, выше которой значительно возрастают потери в пленках согласно теории Маттиса-Бардина [76]. Данное фундаментальное ограничение обусловлено энергетической щелью сверхпроводниковых материалов Δ . Таким образом, в системах, работающих на частотах до 1 ГГц и выше, необходимо использование более высокочастотных линий передачи из материалов с более высоким значением Δ . Наиболее подходящими для таких частот являются линии передачи на основе NbTiN, имеющие фундаментальное ограничение порядка 1,4 ГГц [77–78].

Поскольку мощность и частота излучаемого сигнала РДП может регулироваться независимо, мощность может быть точно настроена при фиксированной частоте генерации. Черная кривая на рисунке 3.4 «автономную» показывает ВАХ СИС-перехода на основе Nb/AlO_/Nb - без воздействия сигнала РДП. Эффект Джозефсона в СИС-переходе подавляется магнитным полем за счет встроенной управляющей линии, выполненной в нижнем электроде перехода. ВАХ СИС-перехода с накачкой сигнала РДП на частоте $f = 500 \ \Gamma \Gamma \mu$ для двух различных уровней мощности представлены цветными кривыми. Для кривых ($I_{\rm b} = 15$ мА) и $(I_{\rm b} = 20 \text{ мA})$ нормированное нахарактеризующее пряжение, мощность накачки, $\vartheta = e V_{\rm pr}/hf$ составило $\vartheta_2 \approx 1,1$ и $\vartheta_3 \approx 1,9$. Оценка 9 производится путем сопоставления численно смоделированных ВАХ с экспериментально измеренными. Из рисунка 3.4 видно, что мощность РДП достаточна для работы СИС-перехода в качестве смесителя, при этом мощность можно непрерывно регулировать в диапазоне более 10-15 лБ.



Рис. 3.3. Набор ВАХ СИС-детектора в отсутствии сигнала РДП (черная кривая) и при накачке сигналом РДП на разных частотах (цветные кривые). [70]



Рис. 3.4. Набор ВАХ СИС-детектора: черная сплошная кривая – без воздействия, цветные кривые – воздействие сигналом РДП на частоте 500 ГГц разного уровня мощности. [70]

1.3.3. Режимы работы генератора на основе РДП

Детальные исследование длинных джозефсоновских переходов, предназначенных для широкополосных интегральных генераторов, проведены в работе [79]. Для малых магнитных полей на ВАХ РДП наблюдаются ступени нулевого поля (СНП), положение которых зависит от длины и скорости распространения электромагнитной волны вдоль РДП. Скорость Свайхарта, c_{sw} – это максимальная скорость распространения джозефсоновских вихрей в переходе. Область «холостого хода», расположенная параллельно переходу, имеет гораздо более высокую скорость распространения, чем у линии передачи, образованной областью самого РДП. Это приводит к увеличению эффективной скорости Свайхарта c_{sw}^{eff} и, следовательно, напряжение СНП заметно увеличивается. Значение c_{sw}^{eff} зависит [80],[81] от отношения W_i/W и составляет порядка 1,3 сSW для исследованного образца РДП.

При низких значениях магнитного поля на ВАХ РДП наблюдается область «несвязного потока» джозефсоновских вихрей. Область проявляется при низких напряжениях, как правило ниже 0,4 мВ, и с ростом приложенного магнитного поля смещается линейно в сторону более высоких напряжений. Когда генератор на основе РДП находится в рабочей точке области «несвязного потока», при воздействии на СИС-переход вместо традиционной комбинации ступеней Шапиро и квазичастичных ступеней накачки наблюдается размытие ВАХ в области нулевого напряжения и щелевого напряжения V [79]. Это свидетельствует о генерации мощного широкополосного, т.е. фактически «шумового» сигнала. Впервые такие наблюдения были проведены в работе [82], где наблюдалась чрезвычайно широкая ширина линии излучения РДП в области «несвязного потока». Численное моделирование показало, что динамика РДП в такой области характеризуется нерегулярными колебаниями джозефсоновских вихрей, которые напоминают хаотическое состояние. Сложная динамика вихря в таком случае может быть качественно объяснена возбуждением внутренних колебательных мод в «мягкой» цепочке вихрей при слабых магнитных полях.

При повышении магнитного поля режим «несвязного потока» преобразуется в режим нормального («связного», однородного) потока джозефсоновских вихрей, который, в свою очередь, делится на две области – область резонансов и область вязкого потока вихрей. В области резонансов на ВАХ РДП проявляется набор четко выраженных ступеней Фиске – см. рисунок 3.2 при напряжении ниже 1,2 мВ. Резонансный режим возникает вследствие конечного геометрического размера перехода, от краев которого происходит отражение и образуется стоячая волна, и имеет место быть до «граничного» напряжения V₁, при котором ступени Фиске переходят в пик Эка, характеризующийся вязким течением вихрей. При этом же напряжении появляется небольшой скачок постоянного тока. Из рисунка 3.2 видно, что при напряжениях выше V_b ВАХ РДП становятся гладкими, и с увеличением магнитного поля гладкая форма ВАХ сохраняется вплоть до щелевого напряжения V_o. Следует отметить, что наличие двух областей и граничного напряжения наблюдается для любых РДП с характерной плотностью тока выше 1 кА/см², и не зависит от конкретной геометрии перехода, его размеров, а также от соединения с внешними СВЧ схемами.

Граничное напряжение $V_{\rm b}$ равно примерно трети щелевого напряжения и составляет около 0,95 мВ для РДП на основе Nb/AlO_x/Nb и 1,2 мВ для РДП на основе Nb/AlN/NbN. Для объяснения экспериментально полученной формы ВАХ была построена модель самовоздействия джозефсоновского излучения, генерируемого в переходе, на сам переход – т.е. эффекта самонакачки [79]. Эф-

фект самонакачки описывается как поглощение ТГц излучения джозефсоновской генерации в области длинного перехода. Эта модель тесно связана с хорошо известным эффектом стимулированного квазичастичного туннелирования. Эффект самонакачки проявляется в скачках тока (подобно ступеням квазичастичной накачки на ВАХ СИС-перехода, см. рисунки 3.3 и 3.4) при значениях «напряжений самонакачки» $V_{\rm sc} = V_{\rm g}/(2n+1)$, что даёт $V_{\rm g}/3$ для n = 1. Данный эффект хорошо объясняет не только наличие скачков тока на ВАХ при «граничном» напряжении, но также резкое подавление ступеней Фиске (исчезновение резонансного режима) при напряжениях выше $V_{g}/3$. Это вызвано увеличением внутреннего затухания в длинном переходе из-за туннелирования квазичастиц под воздействием генерации РДП [79]. Иными словами, геометрические резонансы могут существовать только при низком нормированном затухании, $\alpha l < 1$, где $l = L/\lambda_1 - длина$ перехода, нормированная на джозефсоновскую длину проникновения λ₁. Следует отметить, что резонансные условия могут выполняться даже для очень длинных переходов, имеющих $l = L/\lambda_1 > 100$, если затухание достаточно мало (например, $\alpha < 0,01$). Согласно теории, ступени Фиске преобразуются в пик Эка когда нормированное затухание $\alpha l > 2$. Этот порог зависит как от длины, так и от начального затухания. Качественные расчеты показывают [79], что параметр затухания возрастает примерно в пять раз при $V > V_{\rm b}$, и РДП переходит в режим «истинного» (или «вязкого», безрезонансного) потока джозефсоновских вихрей с возможностью непрерывной перестройки частоты внешним магнитным полем.

1.3.4. Ширина линии генерации РДП и фазовая стабилизация выходного сигнала

Практически реализованное значение ширины линии генерации РДП в автономном режиме составляет от нескольких сотен кГц до единиц МГц в области ступеней Фиске, и от единиц МГц до двух десятков МГц в режиме вязкого потока вихрей. Экспериментально достигнутая ширина линии РДП практически на порядок больше, чем предсказано теорией для сосредоточенного (не распределенного) перехода [83]. До сих пор не существует строгой и законченной теории для описания флуктуаций в РДП, однако есть оценки [84], сделанные на основе базовой теории излучения для сосредоточенного джозефсоновского перехода [85]. Ширина линии, Δf , определяется преимущественно низкочастотными флуктуациями тока. Для белого шума может быть записано следующее выражение [60]:

$$\Delta f = (2\pi/\Phi_0^2)(R_d^B)^2 S_i(0), \qquad (1.2)$$

где $S_i(0)$ – плотность низкочастотных флуктуаций тока, $R_d^{B} = \partial V / \partial I_b - дифференциальное сопротивление перехода, которое преобразует флуктуации тока в шум напряжения и фазовый шум. Для сосредоточенного перехода [60,85]$

$$S_{i}(0) = (e/2\pi) \cdot I_{b}(V_{DC}) \cdot \operatorname{coth}(v), \qquad (1.3)$$

$$\upsilon = (eV_{\rm DC})/(2kT_{\rm eff}), \qquad (1.4)$$

где k – постоянная Больцмана, I_b и $V_{\rm DC}$ – постоянные ток и напряжение смещения через переход, $T_{\rm eff}$ – эффективная температура квазичастичиц в электродах джозефсоновского перехода. Эти формулы описывают нелинейную суперпозицию теплового и дробового шума. Следует отметить, что формулы (1.2)–(1.4) не учитывают пространственное распределение туннельного тока вдоль РДП, взаимодействие движущихся вихрей и влияние внешних низкочастотных наводок. Считается, что все эти эффекты увеличивают ширину линии РДП.

Флуктуации внешнего магнитного поля могут быть учтены через дифференциальное сопротивление по изменению тока линии управления полем $R_d^{CL} = \partial V / \partial I_{CL}$ при фиксированном токе смещения I_b . В случае внешних наводок оба дифференциальных сопротивления – «обычное» R_d^{B} и по управлению магнитным полем R_d^{CL} – преобразуют низкочастотные флуктуации тока I_{If} во флуктуации частоты в соответствии с такими же соотношениями:

$$\Delta f \propto R_{\rm d}^{(\rm B, \, CL)} I_{\rm lf}. \tag{1.5}$$

Согласно описанным теоретическим соображениям, ширина линии излучения определяется как уровнем шумов, так и дифференциальным сопротивлением РДП на низких частотах, $f < \Delta f_A$, где Δf_A –ширина линии РДП в автономном режиме. Поскольку РДП является идеальным генератором, управляемым напряжением (соотношение Джозефсона (1.1) фундаментально и не зависит ни от каких факторов), можно предположить, что спектр излучения РДП может быть изменен (стабилизирован) с помощью внешнего контура фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ), рабочая полоса которого больше, чем Δf_A .

Для экспериментов по фазовой стабилизации и изменению ширины линии была спроектирована и разработана схема, содержащая РДП, СИС-смеситель и элементы для согласования по высокой частоте. Схема установки представлена на рисунке 3.5. Ширина линии генерации измерялась в широком диапазоне от 250 до 700 ГГц, при этом были исследованы РДП на основе как Nb/AlO/ Nb, так и Nb/AlN/NbN. Выходной ТГц сигнал РДП подаётся на гармонический смеситель (ГС), представляющий собой СИС-смеситель площадью около 1,5 мкм², работающий в режиме смешения сигнала РДП с *n*-й гармоникой внешнего источника СВЧ (синтезатора) частоты f_s около 20 ГГц. Чтобы сигнал синтезатора не достигал РДП, в тракте между РДП и ГС предусмотрен фильтр высоких частот с нижней границей пропускания около 200 ГГц. Выходной сигнал ГС на промежуточной частоте (ПЧ) $f_{\rm IF} = \pm (f_{\rm PJII} - nf_{\rm S})$ усиливается каскадом усилителей: сначала криогенным усилителем СВЧ с шумовой температурой около 20 К и коэффициентом усилением порядка 30 дБ, затем усилителем при комнатной температуре с коэффициентом усиления порядка 60 дБ. Часть сигнала ПЧ через направленный ответвитель направляется на анализатор спектра, который синхронизирован по фазе с синтезатором при помощи опорного сигнала 10 МГц. Таким образом, спектр, полученный на разностной частоте в окрестности 400 МГц, а также фазовый шум, оцененный из этого спектра, представляют собой результат свертки сигналов РДП и *n*-й гармоникой синтезатора. Спектр сигнала РДП на частоте 450 ГГц, преобразованный вниз по частоте и измеренный при помощи спектроанализатора, представлен на рисунке 3.6.



Рис. 3.5. Схема экспериментальной установки для стабилизации и измерения спектральных характеристик РДП. Синими стрелками обозначено управление элементами схемы через цифровой интерфейс, черными – распространение СВЧ или ТГц сигнала

В системе ФАПЧ частота сигнала ПЧ, которая лежит в окрестности 400 МГц, делится на 4 и сравнивается с частотно-фазовым дискриминатором, использующим сигнал опоры 100 МГц и также синхронизированным по фазе к основному синтезатору 20 ГГц. Выходной сигнал, пропорциональный разности фаз, возвращается через контурный регулятор полосы пропускания (с максимальной полосой пропускания около 20 МГц) и затем подается обратно на РДП по коаксиальному кабелю, оканчивающемуся холодным резистором 50 Ом, установленным на плате смещения интегральной микросхемы. Чтобы уменьшить количество и длину проводов, входящих в криостат, один и тот же коаксиальный кабель используется как для сигнала синтезатора с частотой около 20 ГГц, так и для ввода сигнала обратной связи системы ФАПЧ.

Чтобы выполнить точное измерение ширины линии РДП в автономном режиме, спектры ПЧ усредняются до 100 раз при достаточно узкой полосе пропускания видеосигнала. Система ФАПЧ с относительно низким коэффициентом усиления и узкой полосой пропускания (< 10 кГц) может использоваться для частотной стабилизации РДП с целью измерения «автономной» ширины линии Δf_A . В этом случае предполагается, что узкополосная обратная связь устраняет только низкочастотные дрейф и помехи. Таким образом, ширина линии, определяемая гораздо более быстрыми «естественными» флуктуациями, может быть тщательно измерена. Спектр РДП в автономном режиме представлен на рисунке 3.6 (а) черной кривой и с высокой степенью точности имеет лоренцеву форму с шириной линии около 520 кГц [86].



Рис. 3.6. Спектр выходного сигнала РДП на частоте генерации около 450 ГГц, измеренный на промежуточной частоте в окрестности 400 МГц, при различных параметрах анализатора спектра (а) и (б) [86]

Таким образом, успешно продемонстрирована возможность фазовой синхронизации генератора на основе РДП к внешним опорному генератору. Экспериментально установлено, что система ФАПЧ может значительно сузить ширину линии РДП в случае, когда Δf_A , измеренная на уровне -3 дБ меньше, чем рабочая полоса ФАПЧ. На рисунке 3.6 (а), (б) приведены типичные спектры мощности РДП в режиме фазовой синхронизации для различных настроек анализатора спектра. Ширина линии 1 Гц, представленная на рисунке 3.6(б), ограничена полосой разрешения анализатора спектра, а отношение уровня мощности к шуму составил около 90 дБ. Этот экспериментальный факт означает, что ширина линии РДП может быть существенно уменьшена ниже значения, определяемого дробовым шумом и тепловыми флуктуациями туннельного перехода в автономном режиме (при «естественном» значении R_d). Следует также заметить, что фазовая синхронизация успешно реализована как для резонансной области (ступени Фиске), где Δf_A составляет от долей до единиц мегагерц, так и в области вязкого потока вихрей, где она составляет от единиц мегагерц до значений около 20 МГц.

Следствием фазовой синхронизации является появление вертикального скачка ($R_d^{B} = 0$) на ВАХ РДП при напряжении, соответствующей частоте, на которой РДП синхронизирован (см. соотношение (1.2)). Положение этой ступени нечувствительно к небольшим изменениям тока управления магнитным полем, что также означает $R_d^{CL} = 0$. Следует отметить, что эта вертикальный ступень не является гармонической ступенью Шапиро. Во-первых, она смещена от положения возможной ступени Шапиро на 0,8 мкВ, т.е. на величину опорной частоты ФАПЧ 400 МГц. Во-вторых, положение этой вертикальной ступени точно настраивалось путем изменения опорного сигнала. Опорный сигнал в диапазоне 90–110 МГц подавался со второго синтезатора, синхронизированного по фазе с основным, с шагом 0,1 Гц (минимальный шаг перестройки), что соответствует точности измерения напряжения 2·10⁻¹⁶ В.

Собственный («остаточный») фазовый шум стабилизированного по фазе РДП, измеренный относительно опорного синтезатора, показан на рисунке 3.7 как функция смещения от несущего сигнала частотой 400 МГц [14]. Технические характеристики согласно спецификации и измеренные данные для используемого синтезатора (Rohde&Schwarz SMF100A) также приведены на рисунке 3.7. При этих измерениях РДП на частоте 450 ГГц был стабилизирован к 20-й гармонике синтезатора (основная частота около 22 ГГц), и, чтобы получить реальный фазовый шум РДП, следует добавить к измеренному остаточному фазовому шуму РДП шум синтезатора, умноженный на $n^2 = 400$, что показано на рисунке 3.7.



Рис. 3.7. Экспериментально измеренный фазовый шум РДП на частоте генерации 450 ГГц, измеренный относительно 20-й гармоники синтезатора частоты 22 ГГц [70]

1.3.5. Источник на основе РДП, излучающий сигнал в открытое пространство

Успешное развитие и исследование РДП в качестве широко перестраиваемого и стабилизованного по фазе терагерцового генератора естественным образом привело к двум задачам: создание гетеродинного приемника на основе СИС-смесителя с интегрированным на той же микросхеме РДП [67–70], а также создание практического ТГц источника в открытое пространство [71–74]. Решение первой задачи описано в следующем разделе данной Главы по созданию сверхпроводникового интегрального приемника, в то время как создание внешнего источника описано в настоящем разделе.

Ключевая идея конструкции источника состоит в том, что РДП интегрирован с передающей щелевой антенной на одной микросхеме [71–74], как представлено на рисунке 3.8. Микросхема размещается на поверхности собирающей эллиптической линзы из кремния, так чтобы антенна находилась точно в фокусе линзы. Материал подложки микросхемы и линзы выбран одинаковым – кремний с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 11,7$, во избежание преломления лучей внутри конструкции системы. Таким образом, основная задача заключается в согласовании по мощности РДП с низким выходным импедансом (доли Ом) и квазиоптической линзовой антенны с относительно высоким импедансом (десятки Ом), а также в создании требуемой диаграммы





направленности излучения. С целью фазовой синхронизации РДП часть выходной мощности ответвляется на ГС (на основе СИС-смесителя площадью 1,4 мкм²) посредством дополнительной микрополосковой линии передачи, размещенной параллельно к линии передачи к передающей антенне. Выходной сигнал ГС на промежуточной частоте 0-800 МГп. являющийся результатом свертки сигнала РДП и *п*-й гармоники опорного синтезатора, поступает в петлю обратной связи с системой ФАПЧ, которая синхронизирует сигнал по фазе к опорному генератору 400 МГц. Принцип работы петли обратной связи с системой ФАПЧ полностью аналогичен тому, который был использован при

исследовании спектральных характеристик РДП (см. предыдущий раздел), поэтому детальное описание практической реализации частотной и фазовой стабилизации будет опущено.

Шелевая планарная антенна выбрана как наиболее конструктивно подходящая для реализации согласования РДП с открытым пространством. Антенна такого типа является более узкополосной (ширина полосы порядка 30% от центральной частоты), чем сам генератор (ширина перестройки порядка 100%), поэтому необходимый рабочий диапазон 250-700 ГГц для вывода излучения в открытое пространство реализован тремя интегральными конструкциями антенны и линиями передачи с центральной частотой 350 ГГц (далее – К-350), 450 ГГц (далее – К-450) и 600 ГГц (далее – К-600), из которых на рисунке 3.8 представлена конструкция К-600. Топологии антенны отличаются между собой геометрическими размерами элементов (длина и ширина четырёх «вырезов» и соединений между ними, расстояние между «вырезами»), а общая интегральная конструкция отличается также топологией микрополосковой линии передачи, в том числе трансформаторов импеданса. Щелевая антенна выполнена на основе тонкой плёнки Nb толщиной около 200 нм. В качестве собирающей линзы для всех конструкций антенн выбрана кремниевая линза эллиптической формы с диаметром основания 10 мм. В работе [87] было показано, что такая линза с учётом расположения в её фокусе согласованной антенны может эффективно использоваться в широком диапазоне частот 0.1–1 ТГц без необходимости изменения геометрии линзы.

Измерение выходной мощности такого источника в открытое пространство во всем рабочем диапазоне частот для разных конструкций проведено в работах [88-89]. Для некалиброванных измерений выходной мощности использован охлаждаемый 4,2 К полупроводниковый болометр, расположенный в вакуумном заливном криостате. Калибровка мощности в абсолютных единицах производилась оценочным способом посредством вычисления мощности, поглощенной гармоническим смесителем, с учетом численно рассчитанного соотношения между мощностью, поглощенной ГС и излученной в открытое пространство. Результаты оценки мощности, излученной в открытое пространство, для интегральных конструкций К-350, К-450 и К-600 представлены на рисунке 3.9. Данные результаты показывают, что характерная мощность излучения РДП в открытое пространство составляет порядка 1 мкВт и значительно зависит от конструкции передающего тракта, а в пике мощность может достигать нескольких мкВт. Также следует отметить достаточно значительное падение мощности при частотах выше 450 ГГц, что соответствует области перехода от резонансного режима к режиму вязкого потока джозефсоновских вихрей при напряжении около Vg/3. Как и следовало ожидать, мощность излучения в резонансном режиме оказывается в среднем выше, чем в случае увеличенного затухания в электродах. Таким образом, была продемонстрирована успешная работа РДП в качестве практического внешнего терагерцового генератора для задач, где необходима широкая перестройка частоты и высокое качество спектральной линии, при этом не требуется большая мощность сигнала.



Рис. 3.9. Мощность излучения в открытое пространство для источника на основе РДП трех различных конструкций

При помощи разработанного источника на основе РДП в открытое пространство было проведено передовое исследование гармонического состава излучения как подтверждение существования гармоник джозефсоновского излучения в принципе. В работах [90–91] методом прямой регистрации при помощи широкополосного терагерцового Фурье-спектрометра показано наличие второй и, в некоторых случая, третьей гармоник. Кроме того, проведены измерения ширины линии сигнала второй гармоники в автономном режиме Δf_A^{2nd} со спектральным разрешением лучше 0,1 МГц, при этом отношение к ширине линии основной гармоники $\Delta f_A^{2nd}/\Delta f_A$ составило около 4, что хорошо соответствует теоретическому значению N^2 , где N – номер гармоники.

1.4. СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ПРИЕМНИК

Успешная разработка и практическая реализация отдельных элементов приемника ТГц диапазона на основе СИС-смесителя позволили перейти к созданию полностью сверхпроводникового интегрального приемника. В ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН была предложена и апробирована концепция сверхпроводникового интегрального приемника (СИП) [92], [67], [93–95], которая основана на принципиально новом подходе – интеграции сверхпроводникового генератора гетеродина с квантовым смесителем на квазичастичной нелинейности туннельных СИС-переходов и сверхпроводниковой антенной в одной микросхеме. Спектрометр на основе СИП для исследования газовых составляющих атмосферы Земли с борта высотного аэростата был успешно использован для выполнения международного проекта Terahertz limb sounder (TELIS) [22], [70], [93-99].

1.4.1. Конструкция сверхпроводникового интегрального приемника

На микросхеме СИП размещаются сверхпроводниковая планарная приемная антенна, сверхпроводниковый генератор гетеродина (СГГ), СИС-смеситель с двумя туннельными переходами площадью 0,8 мкм² каждый, а также гармонический СИС-смеситель (ГС), использующийся в системе фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) для стабилизации частоты СГГ. При подаче лишь постоянного питания от батарей микросхема такого приемника работает как супергетеродинный приемник в субмм диапазоне волн, не требуя никакого громоздкого дополнительного СВЧ оборудования. Микросхема изготавливается на кремниевой подложке толщиной 0,5 мм методами современной микроэлектроники, и содержит иммерсионную линзовую дипольную или щелевую антенну для подачи сигнала на сверхпроводниковый СИС-смеситель. Размер схемы с контактными площадками составляет 4 х 4 мм². Интеграция сверхпроводниковых элементов в единое устройство позволило реализовать уникальное сочетание массогабаритных и частотных характеристик, которое до сих пор не имеет аналогов в мире.

Принципиальная блок-схема приёмника для измерения спектрального распределения внешнего электромагнитного сигнала, показана на рисунке 4.1 [98], а фото микросхемы приёмника – на рисунках 4.2 и 4.3 (общий вид и центральная часть) [99]. На фотографии центральной части (рисунок 4.3) видны СГГ размером 400 х 16 мкм², двойная дипольная антенна, СИС-смеситель с двумя переходами субмикронных размеров и ГС площадью примерно 1 мкм². Излучение сверхпроводникового генератора гетеродина через согласующую схему (трансформатор импеданса) передается в микрополосковую линию с импедансом около 20 Ом, а затем при помощи делителя мощности (который также разделяет смесители и генератор по постоянному току смещения) распределяется между двумя СИС смесителями.



Рис. 4.1. Блок-схема сверхпроводникового интегрального приёмника [98]

«Терагерцовая фотоника»

Микросхема интегрального приёмника устанавливается на поверхности кремниевой линзы [99], закреплённой в специальном криогенном блоке, который обеспечивает охлаждение микросхемы вместе с окружающей её элементами и крепление платы с фильтрами. По этой плате передаются радиочастотные сигналы от микросхемы и задаются токи питания чипа. Поскольку СГГ крайне чувствителен к магнитному полю, необходимо экранирование микросхемы СИП. Криогенный блок представляет собой два концентрических цилиндра, обеспечивающих экранизацию от магнитного поля. Внешний цилиндр изготовлен из криопермаллоя, внутренний – из меди, покрытой слоем свинца толщиной 100 мкм, переходящим в сверхпроводящее состояние. Фотографии разобранного криогенного блока, микросхемы приёмника на линзе, а также платы с установленным на неё приёмником, показаны на рисунке 4.4 [99]; на рисунке 4.5 представлена фотография микросхемы СИП на линзе, смонтированной на плату смещения [99]. Соединение контактов платы с контактами микросхемы осуществляется при помощи алюминиевых бондирующих проволок толщиной 25 мкм. Криогенный блок с платой и микросхемой приёмника помещается в вакуумном объеме гелиевого криостата с оптическим окном; охлаждение микросхемы СИП осуществлялось через алюминиевые хладопроводы диаметром 2 мм, обеспечивая рабочую температуру порядка 4,2К.



Рис. 4.2. Фотография микросхемы сверхпроводникового интегрального приёмника с двойной щелевой антенной [99]



Рис. 4.3. Микрофотография центральной части СИП с двойной дипольной антенной [99]



Рис. 4.4. Фотография криогенного блока, платы смещения и микросхемы СИП, установленного на кремниевую линзу [99]



Рис. 4.5. Фотография приёмника на линзе, смонтированного на плату смещения [99]

1.4.2. Основные характеристики СИП

Шумовая температура интегрального приемника определялась из отношения сигнала на выходе приемника, измеренного в режиме переключения горячей и холодной нагрузок (Y-фактор). Зависимость шумовой температуры приемника в двухполосном режиме в зависимости от частоты гетеродина представлена на рисунке 4.6а [70]. Лучшее значение температуры составляет менее 120 К на частотах около 610 ГГц и 500 ГГц, а в области 570 ГГц наблюдается широкий пик, частично связанный с наличием линии поглощения воды в атмосфере, а также со свойствами настроечной структуры, интегрированной со смесителем. Поскольку ни одна из исследуемых в рамках проекта TELIS спектральных линий газовых составляющих атмосферы Земли не попала в данный интервал, поэтому эта особенность шумовой температуры не повлияла на качество измерений. Стоит отметить, что величина шумовой температуры приёмника практически не зависит от тока смещения через СГГ (рисунок 4.6б), что даёт возможность в некотором диапазоне изменять этот ток в поисках рабочей точки с минимальной шириной линии генерации (см. ниже).

Для спектральных измерений важно, чтобы шумовая температура приемника была равномерна во всем диапазоне промежуточной частоты (ПЧ). Для этих целей были разработаны и включены в конструкцию микросхемы СИП элементы, согласующие СИС-смеситель с трактом ПЧ в широкой полосе (см. рисунок 4.2). Непосредственно на самом чипе размещены отстроечные емкости, которые, будучи расположенными до бондированного соединения, закорачивают на землю по переменному току отрезок копланарной линии, играющей роль отстраивающей индуктивности, включенной параллельно паразитной емкости СИС-смесителя и его согласующим структурам субмиллиметрового диапазона. Это, наряду с разделением копланарной линии на две секции, позволило увеличить ширину полосы ПЧ-тракта до 4 ГГц и добиться хорошей равномерности амплитудно-частотной характеристики тракта в диапазоне 4–8 ГГц. На рисунке 4.6в [70] показана зависимость шумовой температуры от частоты ПЧ для СИП с ПЧ-трактом нового типа, частота СГГ при измерении равнялась 600 ГГц.

Частота генерации однозначно связана с напряжением на генераторе при помощи соотношения Джозефсона. Линия генерации сверхпроводникового генератора гетеродина с высокой степенью точности имеет лоренцеву форму [60], [100]. В автономном режиме стабильность СГГ определяется низкочастотными наводками и медленными дрейфами в системе питания, а в режиме частотной стабилизации данные отклонения компенсируются за счет цепи обратной связи и спектр излучения СГГ имеет вид, представленный на рисунке 4.7 (пунктирная кривая) [70]. Типичная полуширина линии излучения СГГ составляет от сотен килогерц до десятков мегагерц, в зависимости от конструкции СГГ и выбора рабочей точки. Применение генераторов с широкой автономной линией в качестве гетеродина в приемниках с высоким спектральным разрешением требует использования широкополосной системы автоподстройки частоты гетеродина. Для формирования сигнала промежуточной частоты системы ФАПЧ (400 МГц) в схему приемника добавлен гармонический СИС смеситель. Полоса системы ФАПЧ составляет порядка 15 МГц, что позволяет при ширине автономной линии СГГ до 5 МГц обеспечить спектральное качество (отношение мощности в спектральном пике СГГ с ФАПЧ к полной мощности СГГ) выше 50 %. На рисунке 4.7 сплошной линией показана спектральная характеристика СГГ в режиме ФАПЧ, измеренная относительно опорного синтезатора.



Рис. 4.6. Шумовая температура приемника в двухполосном режиме (DSB) для полетного экземпляра СИП: а) зависимость шумовой температуры от частоты гетеродина, измеренная на частоте ПЧ 8 ГГц (красная сплошная линия), и интегрированная во всем диапазоне ПЧ 4–8 ГГц (синяя пунктирная линия); б) шумовая температура приемника от величины ПЧ для двух частот сверхпроводникового генератора гетеродина 497 и 601 ГГц; в) шумовая температура приемника в зависимости от напряжения смещения смесителя, измеренная на частоте СГГ 497 ГГц. [70]



Рис. 4.7. Спектры СГГ, работающего на частоте 515,2 ГГц (синяя пунктирная линия – частотная синхронизация, красная сплошная линия – фазовая синхронизация). Ширина линии = 1,5 МГц; Отношение сигнал/шум (SNR) = 36 дБ; Спектральное качество (SR) = 93,5 % [70]

Одной из наиболее важных характеристик спектра фазово-синхронизированного СГГ является процент мощности, сосредоточенной в центральном пике – спектральное качество (СК). Часть спектра вне центрального пика называется фазовыми шумами. Чем уже ширина линии частотно синхронизированного СГГ, тем большая часть мощности попадает в полосу синхронизации системы ФАПЧ [60]. Для СГГ в составе интегрального приёмника в диапазоне частот 500–700 ГГц в режиме частотной стабилизации достигнута ширина линии от 9 до 2 МГц, что позволяет с помощью системы ФАПЧ в режиме фазовой синхронизации получить от 35 до 90 % мощности в центральном пике.

Для проведения практических исследований важно знать стабильность интегрального приемника, которая определяет оптимальное время интегрирования и реально достижимое время измерения для одного интегрирования; следовательно, необходимую частоту цикла калибровок. Стабильность полной системы СИП была определена путем измерения выходных шумовых флуктуаций приемника в полосе 17 МГц [70], результаты представлены на рисунке 4.8. Для двух ПЧ каналов, которые используются для определения дисперсии Аллана, время интеграции Аллана составляет около 13,5 секунд. Если для определения дисперсии Аллана берется разность двух каналов (это так называемый спектроскопический, или дифференциальный, режим), время интеграции Аллана равно 20 секундам. Это сравнимо со стабильностью, измеренной для лучших астрономических приемников. Для проведения атмосферных измерений обычно используется время интегрирования порядка 1 сек., это обусловлено параметрами автокоррелятора. Таким образом, стабильность СИП не накладывает ограничений на стратегию наблюдения.



Рис. 4.8. Стабильность системы канала СИП (Allan variance). СГГ синхронизирован по фазе на частоте 600 ГГц. Две линии вверху (красная и зеленая) представляют дисперсию двух отдельных каналов, синяя линия представляет спектроскопическую дисперсию, а прямая черная линия соответствует уравнению радиометра. [70]

1.4.3. Исследование атмосферы Земли с помощью СИП, проект TELIS

На основе СИП был создан спектрометр для исследования распределения в атмосфере различных соединений (таких, как ClO, BrO, O,, HCl, HOCl, H,O и трех ее изотопов, HO,, NO, N,O, HNO,, CH,Cl, HCN и многих других). Прибор работает в режиме лимбового зондирования с борта высотного аэростата, он успешно испытан в рамках проекта TELIS [95-99]. Было проведено четыре успешных научных запусков спектрометра TELIS на борту высотного аэростата (см. рисунок 4.9) совместно со спектрометром MIPAS-В. Инструмент продемонстрировал возможность работы в экстремальных условиях (высота до 40 км, температура минус 90 °C) и позволил собрать большое количество научной информации, подтверждающее высокое спектральное разрешение и чувствительность прибора. Было записано несколько сотен лимбовых сканов; зарегистрированы спектры газовых составляющих атмосферы Земли. Каждый полет продолжался более 10 часов, измерения проводились в непрерывном режиме на 8 выбранных заранее частотах; с учетом широкой полосы ПЧ 4-8 ГГц это позволяло измерить спектры многих десятков газовых составляющих атмосферы. В диапазоне высот 12-36 км были получены также спектры изотопов различных веществ, в том числе изотопов воды и соляной кислоты (*HCl*), (см. рисунок 4.10) [22, 101, 102]. Были оценены концентрации наблюдаемых газов, они составили 0.5 и 1.5 ppbv для линий H³⁷Cl и H³⁵Cl, соответственно.



Рис. 4.9. [98] – Фотография запуска аэростата с приемным комплексом TELIS на полигоне Esrange Space Center (Кируна, Швеция)



Рис. 4.10. [22] – Спектры двух изотопов HCl, озона и ClO; частота гетеродина 619,1 ГГц. На графике представлены спектры для высоты касания луча 22–31 км и угла обзора 6°. Показаны соответствующие оценочные концентрации наблюдаемых газов

В ходе полета на высотном аэростате зарегистрированы спектры соединений хлора, брома и других примесей, ответственных за разрушение озонового слоя в атмосфере Земли; в течение полета измерялись суточные вариации различных компонентов атмосферы. Различные соединения хлора могут каталитически разрушать озоновый слой. Такое разрешение озона особенно велико весной в арктических районах, когда прекращаются так называемые полярные вихри. В результате радикал CIO в заметных концентрациях становятся активными. Этот радикал имеет относительно маленькое время жизни, для его образования необходимо солнечное излучение. Это приводит к ежедневным циклическим изменениям его концентрации. На рисунке 4.11 показаны линии ClO, которые были измерены во время восхода Солнца [70]. Видно, что концентрация ClO действительно увеличивается со временем. В разрушении озонового слоя бром ещё более активен, чем хлор, но он содержится в гораздо меньших концентрациях. Впервые в терагерцовом диапазоне были зарегистрированы спектры *BrO*, интенсивность сигнала в этом случае составила всего лишь 0,3 К [70, 22], что соответствует предельно малой концентрации в несколько pptv.



Рис. 4.11. [70] – Спектры ClO, зарегистрированные с помощью СИП (частота СГГ = 507,3 ГГц) с высоты 34 км. Два набора спектров соответствуют высотам касания соответственно 25 и 19 км. Ясно видно увеличение ClO с течением времени после восхода солнца. Интенсивность принятого сигнала показана по оси ординат в Кельвинах

Для исследования таких сложных сверхпроводниковых структур как СИП и для управления его работой во время полета была создана многофункциональная автоматизированная система IRTECON (Integrated Receiver Test and Control) [103]. Модульная организация данной системы позволяет легко её адаптировать для широкого круга исследовательских задач. Автоматизированная система включает в себя развитые библиотеки для управления измерительными приборами, визуализации экспериментальных данных, и математические алгоритмы для обработки результатов.

Задача управления СИП в полете заключается в постоянном мониторинге его состояния, подстройке системы ФАПЧ при необходимости и восстановлении режимов работы системы после сбоев. Была разработана комплексная методика определения основных характеристик СИП, процедуры поиска и многомерных оптимизаций его рабочих режимов для каждой выбранной частоты, а также устойчивые алгоритмы восстановления рабочих параметров СИП как для резонансного режима (ступени Фиске), так и для режима вязкого течения вихрей. В общей сложности оптимизируется до десяти параметров управления СИП. Вся информация записывается в базу данных и используется для выставления рабочих режимов приемника в реальных измерениях.

1.4.4. Применение СИП для лабораторных исследований в ТГц диапазоне

Созданный на основе полетного инструмента стационарный вариант сверхпроводникового интегрального приемника был успешно использован в лаборатории для приема излучения из криогенных генераторов нового поколения диапазона 400-700 ГГц и спектрального анализа газовой смеси [102], [104–106]. С помощью такого спектрометра в субТГц диапазоне проведен цикл исследований излучения из сверхпроводниковых генераторов на основе BSCCO меза-структур. Генераторы на основе сверхпроводниковых высокотемпературных структур Bi₂Sr₂CaCu₂O₈₊₆ (BSCCO) последнее десятилетие широко исследуются во всем мире (как экспериментально, так и теоретически). Такие генераторы представляют собой монокристаллическую структуру, выполненную в форме мезы, естественным образом создающую систему последовательно соединенных джозефсоновских переходов количеством N порядка 500÷1000. С помощью полупроводниковых болометров (на основе Si либо Ge) измерено излучение таких генераторов в открытое пространство в диапазоне 0,4–1 ТГц с максимальной мощностью в несколько мкВт, однако до последнего времени спектральные характеристики такого генератора не были исследованы. Нами были впервые измерены спектры излучения генераторов на основе BSCCO меза-структур при помощи сверхпроводникового интегрального приемника с системой фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) [104].

Показано, что наилучшими спектральными характеристиками такой генератор обладает в режиме «больших токов» ("high-bias"). Типичные значения ширины линии BSCCO-генератора, измеренной в режиме «больших токов», составляли 10-100 МГц; форма спектральной линии с высокой степенью точности является лоренцевой. В режиме «низких токов» ("low-bias") структура излучает мощный широкополосный шум; ширина излучения составляет порядка 1 ГГц. В диапазоне от 450 до 740 ГГц измерены спектральные характеристики излучения ВТСП меза-структур при температурах от 4,2 до 55 К (см. рисунок 4.12) [102]. В дополнительных экспериментах получена минимальная ширина линии излучения 7 МГц и мощность 1–2 мкВт [102]. Результаты измерений показали, что сигнал BSCCO генератора может быть описан стандартной моделью фазо-диффузионного поля с экспоненциальной корреляционной функцией. Следует отметить, что эмиссионные характеристики осцилляторов BiSCCO зависят от температуры в криостате T_ь. Представленные здесь результаты были получены для Т, около 20 К; температуру контролировали с использованием специального нагревателя, установленного вблизи генератора. СИП находился в другом криостате, и его температура составляла 4,2 К.



Рис. 4.12. Зависимость ширины линии излучения генератора от частоты при различных температурах в режиме малых и больших токов (low и high, соответственно) [102]

Вопрос о стабильности сигнала представляется одним из ключевых для любого генератора и являются решающим фактором в вопросе применимости того или иного генератора для конкретной практической задачи. Была проведена серия экспериментов по стабилизации BSCCO-генератора, для проведения частотной и фазовой стабилизации генератора была использована полупроводниковая система фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) с ручным блоком управления, сигнал на которую подавался с СИС-смесителя интегрального приемника, гетеродин которого стабилизируется при помощи своей независимой системы ФАПЧ. При этом выходной сигнал СИС-смесителя в диапазоне ПЧ 4-8 ГГц был понижен до диапазона 0-800 МГц при помощи преобразователя частоты и опорного сигнала 3,6 ГГц. Таким образом, СИС-смеситель не только регистрировал спектр ВТСП-генератора, но и являлся элементом в цепи обратной связи для стабилизации генератора. Была продемонстрирована принципиальная возможность осуществления стабилизации джозефсоновского генератора на основе меза-структуры [102]. Следует отметить, однако, что в серии проведенных экспериментов возможность работы системы ФАПЧ существовала не при любых условиях, а лишь при некоторых частотах генерации и рабочих температурах. Так, например, была получена синхронизаций при рабочей температуре около 35 К и частоте генератора 557 ГГц (число переходов при этом составило N = 530), при этом процент спектральной мощности в центральном пике (при автономной ширине линии около 20 МГц) составил около 5%.

Для более точного измерения ТГц спектров поглощения аммиака и водяного пара с помощью меза-структур был использован сверхпроводниковый интегральный приемник с эффективным диапазоном перестройки частоты от 450 до 700 ГГц, и уже подтвержденным в предыдущих экспериментах частотным разрешением существенно меньше 100 кГц. Ранее СИП использовался для изучения терагерцового излучения из МДП и для проведения детектирования газа. В эксперименте ток смещения через BSCCO генератор поддерживался постоянным, и был настроен для генерации на частоте соответствующей газовой линии, а спектры промежуточной частоты измерялись с высокой точностью с помощью СИП.

«Терагерцовая фотоника»

Измерения спектров газов проводились при $T_b = 4,2$ К, где ширина линии излучения излучателя составляет 60 МГц при 572,5 ГГц (NH₃) и 57 МГц при 557 ГГц (H₂O). С помощью установки, представленной на рисунке 4.13 [105], [106], были измерены с высоким разрешением спектры поглощения аммиака и водяного пара в ТГц диапазоне, см. рисунок 4.14. Генератор на МДП оказался достаточно стабильный, чтобы обеспечить такие измерения. Линии поглощения аммиака и воды сильно уширены при больших давлениях газа, ширина линии уменьшается с уменьшением давления. Для аммиака при p = 0,23 мбар, наблюдается четкое поглощение поглощения с шириной полосы поглощения около 5 МГц, как показано на вставке к рисунку 4.14а. При p = 0,07 мбар измеренная ширина линии составила 4 МГц (обусловлена допплеровскимуширением). Наблюдаемые частотывращательных уровней для аммиака (572,498 ГГц) и воды (556,936 ГГц) совпадают с литературными значениями. Дальнейшее улучшение предельного спектрального разрешения системы возможно при реализации системы подстройки частоты генератора.

Таким образом, было экспериментально продемонстрировано детектирование спектральных линий газа с использованием ТГц излучения МДП, что доказывает возможность практических приложений таких генераторов для задач спектроскопии. Для детектирования терагерцового излучения были использованы как болометрические, так и гетеродинные методы; хорошо выраженные абсорбционные провалы воды и паров аммиака на терагерцовом спектре были зарегистрированы при использовании обоих методов детектирования. При бо-





1 – BiSCCO-мезогенератор; 2 – СИП, смонтированный на кремниевой линзе (3), 4 майларовые окна криостатов. Красные стрелки схематично показывают излучение МДП, детектируемое с помощью СИП; (б) генератор BSCCO. (с) центральная часть микросхемы СИП. [105] лее стабильной схеме гетеродинного детектирования минимальное регистрируемое давление газа составило около 0,001 мбар для H_2O и около 0,07 мбар для NH_3 . Наименьшие наблюдаемые ширины линий поглощения находятся в диапазоне от 4 до 5 МГц. Наши результаты показывают, что перестраиваемые по частоте излучатели на основе массивов джозефсоновских переходов BSCCO могут быть удобными источниками для приложений в спектроскопии на частотах от 0,4 до 2 ТГц.



Рис. 4.14. спектры поглощения (а) аммиака (10% водный раствор) и (б) водяного пара при различных давлениях; измерения проводились с генератором терагерцового излучения на основе МДП в ВЅССО и сверхпроводниковых интегральным приемником (поглощение в пустой ячейке учтено). На вставке показан спектр поглощения паров аммиака при р = 0,23 мбар с шириной полосы поглощения 5 МГц. [106]

1.5. НЕКОГЕРЕНТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА С ТУННЕЛЬНЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Классический некогерентный детектор – это болометр, для которого эквивалентная шуму мощность (МЭШ) определяется флуктуациями температуры и может быть описана простой формулой NEP = $(4kT^2G)^{1/2}$, где k постоянная Больцмана, T температура детектора, и G тепловая проводимость между детектором с тепловой ванной и электродами. В качестве примера: при температуре 50 мК и теплопроводности 10 фВт/К можно получить МЭШ = $4 \cdot 10^{-20}$ Вт/Гц^{1/2}. Для сверхпроводниковых детекторов на туннельных СИС переходах используют эффект разрыва куперовских пар поглощенными фотонами, что позволяет получит квантовый выход близкий к пределу фотонного счетчика: один электрон на один фотон. При этом с ростом частоты отклик по току пропорционально снижается. Радикально улучшить отклик можно путем мультиплексирования возбужденных электронов в поглотителе (абсорбере) до того, как они протуннелируют в электроды. Такая возможность детектирования реализована в структурах типа Сверхпроводник – Изолятор – Нормальный металл – Изолятор – Сверхпроводник (СИНИС), где абсорбер из нормального металла, подключен к электродам через туннельные переходы Сверхпроводник – Изолятор – Нормальный металл (СИН). В этом случае теплопроводность в электроды и подложку может быть снижена на порядок и больше.

1.5.1. Принцип работы СИНИС детекторов

Чувствительным элементом СИНИС-детектора является тонкая (десятки нм) пленка из нормального металла. Мощность приходящего излучения нагревает эту наноразмерную пленку и ей пропорционален нагрев поглотителя, который измеряется двумя туннельными переходами СИН-структуры. Схематичное изображение СИНИС-детектора приведено на рисунке 5.1, подробное описание в публикациях [107], [108]. В зависимости от топологии СИНИС-структуры может быть реализован детектор с высокой квантовой эффективностью (например, в публикациях [109][110], на частоте 350 ГГц измеренная квантовая эффективность СИНИС-детектора составила 15 электронов на квант излучения).

В некоторых источниках [111–114] детекторы на основе СИНИС-структур рассматриваются как классические устройства и предполагается, что оптический отклик эквивалентен электрическому отклику на тепловой нагрев поглотителя постоянным током. Однако, на практике, электрический отклик при нагреве постоянным током всегда значительно выше, чем оптический отклик для микроволнового, терагерцового и ИК-излучения. Это объясняется тем, что в случае нагрева поглотителя постоянным током, электронная температура всех электронов проводимости повышается. В равновесном состоянии температура электронов определяется входящей мощностью и электрон-фононным взаимодействием. Однако, в случаях поглощения фотона с энергией сильно выше тепловой реализуется механизм квантового поглощения, и реальная картина поглощения становится значительно сложнее, необходимо учитывать многие другие параметры и механизмы релаксации. Например, в публикации [115] рассмотрены различные режимы работы СИНИС детекторов в зависимости от внешних условий, в публикации [110] рассмотрен процесс термализации кванта излучение с частотой 350 ГГц. В публикации [116] в качестве примера приведены параметры динамики релаксации фотона с частотой 350 ГГц (см. таблицу 5.1).


Рис. 5.1. СИНИС-детектор: а) – вид сверху (наверху), и поперечное сечение СИНИС детектора с поглотителем на подложке (слева) и поглотителем оторванным от подложки (справа);
б) – изображение с профилометра СИНИС-детектора с поглотителем на подложке;
в) – СЭМ фотография СИНИС-детектора с подвешенным поглотителем [109]

Табл. 5.1. Параметры динамики релаксации	фотона с частотой 350 ГГц
--	---------------------------

Процесс	Эквивалентная температура	Постоянная времени	Кол-во частиц	Выход фонона и электрона из поглотителя
el-ph ph-el el-el	16 K	$τ_{ep} = 12 \text{ пс}$ $τ_{pe} = 0,7 \text{ пс}$ $τ_{ee} = 0,25 \text{ нс}$	1	Поперечные фононы10 пс Продольные фононы 1 нс
el-ph ph-el el-el	8 K	$\tau_{ep} = 0.2 \text{ Hc}$ $\tau_{pe} = 2.8 \text{ Hc}$ $\tau_{ee} = 1 \text{ Hc}$	2	Поперечные фононы10 пс Продольные фононы 1 нс
el-ph ph-el el-el	4 K	$\tau_{ep} = 3,2 \text{ HC}$ $\tau_{pe} = 11 \text{ IC}$ $\tau_{ee} = 4 \text{ HC}$	4	Поперечные фононы10 пс Продольные фононы 1 нс
el-ph ph-el el-el	2 K	$\tau_{ep} = 51 \text{ Hc}$ $\tau_{pe} = 44 \text{ nc}$ $\tau_{ee} = 16 \text{ Hc}$	24	Выход электрона $\tau_{sin} = 40$ нс

Процесс	Эквивалентная температура	Постоянная времени	Кол-во частиц	Выход фонона и электрона из поглотителя			
ph-el	0.6 K	$\tau_{\rm pe} = 0,5 {\rm Hc}$	выход	Поперечные фононы 10 пс			
el-el	0.3 K	$\tau_{ee} = 700 \text{ Hc}$	выход	Выход электрона $\tau_{sin} = 40$ нс			
el-el	0.1 K	τ _{ее} = 6,4 мкс	выход	$\tau_{sin} = 40 \text{ Hc}$			

1.5.2. Конструкции одиночных элементов, пикселей и матриц

Сам по себе детектор не селективен по частоте и не чувствителен к поляризации излучения. Частота и полоса приема определяются планарными антеннами, в которые интегрируются одиночные СИНИС-детекторы, и фильтрующими элементами в измерительном тракте.

На рисунке 5.2 приведены экспериментально измеренные спектральные отклики СИНИС-детекторов, интегрированных в двойную-дипольную и логопериодическую антенну. Использования таких антенн удобно с точки зрения исследования характеристик одиночного СИНИСа, или же, в случае небольшой фоновой нагрузки (уровень насыщения одного СИНИС-детектора составляет 0,5–1 пВт). Для приемной системы в составе наземного или баллонного радиотелескопа важным фактором является фоновая нагрузка, которая может составлять десятки пВт на пиксель. Для повышения уровня насыщения детекторы объединяются в матрицы, и приходящая мощность распределяется между ее элементами.



Рис. 5.2. Измеренный отклик СИНИС-детекторов, интегрированных в двойную дипольную и логопериодическую антенны

Для разных диапазонов частот и квазиоптической схемы фокусировки созданы матрицы полуволновых антенн, а также матрицы электрически малых антенн (см. рисунок 5.3), располагаемых в одном пикселе приемной системы. На рисунке 5.4 приведен пример нашей разработки матрицы изображения на 23 пикселя, разрабатываемой под техническое задание для аэростатной миссии ОЛИМПО на канал диапазона 350 ГГц.



Рис. 5.3. Матрицы кольцевых планарных антенн для одного пикселя диапазона 350 ГГц: а) – полуволновые антенны; б) – электрически малые антенны.



Рис. 5.4. Прототип матрицы изображения в составе 23 пикселей, разработанный для аэростатного телескопа ОЛИМПО, который требует 23 отдельных каналов считывания: дизайн, разработанный в специализированном программном пакете (слева) и изготовленная структура (справа)

1.5.3. Технология изготовления структур на основе СИН переходов

На протяжении более 30 лет развития микроволновых детекторов, электронных охладителей, криогенных термометров на основе СИН переходов, были использованы различные технологии изготовления таких тонкопленочных структур. У каждой из них есть свои достоинства и недостатки, так тех-

нология теневого напыления отличается простотой, но требует применения термических напылительных установок с возможностью наклона и поворота подложки. Магнетронное распыление является надежной промышленной технологией, но не позволяет наносить разные топологии пленок без нарушения вакуума. Технология висячих мостиков требует применять дополнительно жидкостное изотропное травление. Также, выбор технологии зависит от имеющегося оборудования. Предлагаемые авторами методики могут быть использованы для создания устройств на основе туннельных переходов различных структур (не только типа СИН), и адаптированы для различной технологической базы. Разработанные технологии с их достоинствами, недостатками и отдельными нюансами процессов, повышающими выход годных образов, подробно рассмотрены в [117]. В данном разделе будут представлены лишь основные принципы таких методик.

Первые образцы СИНИС структур изготавливали по классической технологии теневого напыления Долана [118]. Для формирования маски в резисте используют двухслойный электронный резист: нижний слой – кополимер, верхний – позитивный резист. В разрабатываемых структурах ширина абсорбера составляет около 100 нм, поэтому в этом случае используется электронно-лучевая литография и соответствующая комбинация электронных резистов. Формирование СИН-переходов осуществлялось методом термического испарения из лодочки, или электронно-лучевого испарения из тигля с возможностью наклона держателя подложек. Схематичное изображение процесса и внешний вид образцов, изготовленных по данной методике, приведены на рисунке 5.5. Для первого слоя (нормальный металл) используется напыление под прямым углом алюминия с тонким подслоем железа, подавляющего сверхпроводимость алюминия. Для формирования следующего слоя (изолятора) алюминий окисляют путем напуска кислорода в камеру. Напыление верхнего слоя сверхпроводника (алюминия) проводится под углами ± 45°.



Insulator, made by oxidation of aluminum

Рис. 5.5. Технология теневого напыления методом Долана с висячими мостиками электронного резиста

Существует безмостиковая технология напыления в ортогональные канавки. Суть технологии заключается в раздельном напылении двух различных пленок металлов в две ортогональные глубокие канавки в двухслойном электронном резисте (рисунок 5.6). При этом напыление первой нижней пленки вдоль первой канавки (рисунок 5.66 слева) не приводит к ее напылению в ортогональную канавку, поскольку угол напыления и ширина канавки выбраны таким образом, что в направлении второй канавки напыление происходит на стенку (рисунок 5.66 справа) с последующим удалением вместе с резистом. Затем проводится окисление для образования туннельного барьера (рисунок 5.6в). Аналогично и для напыления второй пленки в ортогональную канавку после поворота подложки на 90° (рисунок 5.6г). В результате, на подложке остается только требуемый сверхпроводниковый туннельный переход заданных размеров с верхним и нижним электродами, сформированными вдоль соответствующих ортогональных канавок в резисте.



Рис. 5.6. Безмостиковая технология теневого напыления туннельного перехода

Дальнейший прогресс в улучшении характеристик детекторов был получен за счет создания технологии абсорбера, подвешенного над подложкой. Суть технологии заключается в следующем: в одном вакуумном цикле под прямым углом напыляется трехслойная структура сверхпроводник/изолятор/нормальный метал (рисунок 5.7а). На следующем этапе путем оптической литографии

открывается окно в резисте в области, где предполагается провести травление алюминия под поглотителем (рисунок 5.7б). Травление происходит в слабом щелочном растворе (например, 10% КОН или проявителе для фоторезистов MF-CD-26). На следующем этапе удаляется резист. Дополнительно (рисунок 5.7в), для исключения влияние эффекта близости, требуется дополнительное травление нормального металла за областью туннельных СИН-переходов.



Рис. 5.7. Схематичное изображение процесса изготовления СИНИС детектора с подвешенным поглотителем и СЭМ изображение изготовленного детектора, интегрированного в логопериодическую антенную

В принципе, такая технология довольно надежна, но дополнительные травления снижают выход годных образцов. Приведем краткое описание разработанной нами универсальной технологии магнетронного распыления с раздельной литографией, позволяющей изготавливать структуры с туннельными переходами с произвольной формы и размерами

Технология магнетронного распыления с раздельной литографией позволяет создавать туннельные структуры произвольной формы и площади, не требует сложного технологического оборудования с наклоном и поворотом подложки внутри рабочей камеры, обеспечивает высокий процент годных образцов и может быть применима для промышленных масштабов. Процесс изготовления туннельного перехода схематично приведена на рисунке 5.8.

Основная проблема при изготовлении высококачественных туннельных переходов – необходимость их изготовления в одном вакуумном цикле. Это объясняется тем, что при «разрыве» вакуума на поверхности пленки образуются паразитные окислы. В данной технологии эта проблема решается путем применения ионного травления (и, соответственно, удаления паразитных окислов) перед формированием туннельного барьера и напылением второй пленки [117], [119].



Рис. 5.8. Технология с раздельной литографией: а) – дизайн СИНИС-детектора, интегрированного в антенну; б) – фотография в профилометре изготовленного по этому дизайну образца; в) – схематичное пояснение образования туннельного перехода

1.5.4. Считывающая электроника

Традиционно, для считывания сигнала с СИНИС-детекторов применялась система считывания на основе операционных усилителей (JFET или MOSFET транзисторов), работающих при комнатной температуре. В общих чертах, принцип работы такой системы следующий (схематичное изображение считывающей электроники приведено на рисунке 5.9.): на исследуемый образец подается постоянный ток и измеряется разность потенциалов на устройстве. Измерения проводятся по четырехпроводной схеме, чтобы исключить влияние сопротивления проводов. Для сбора и обработки информации при проведении экспериментов используются специализированные АЦП-ЦАП платы производства National Instruments, USA. Данные платы работали под управлением компьютера и специализированного программного обеспечения IRTECON [103]. Симметричная схема смещения по току реализована при помощи двух сопротивлений 820 kΩ, расположенных на разъёме в «холодной» части криостата, последовательно соединенных с СИНИС структурой. Измеренные шумы такой системы составили 20 нВ/√Гц. Т.к. уровень собственных шумов электроники довольно высок, такая электроника может быть использована для исследований на наземных обсерваториях (в условиях высокого фонового шума) для приемных систем с небольшим количеством приемных пикселей, а также удобна для проведения отдельных тестовых исследований.



Рис. 5.9. Считывающая электроника на основе операционных усилителей: схематичное изображение (слева) и фотография считывающего блока

Для проведения исследований на баллонных и космических миссиях необходимо снижать все возможные источники шумов приемной системы. Также, чтобы сократить время измерений, для радиоастрономического приемника требуется создать многопиксельную матрицу изображения, например, см. таблицу 5.2. При этом требуется обеспечить одновременное и независимое измерение сигнала от всех пикселей. Если предположить, что масса одного усилителя считывания составляет 1 г, то масса на все каналы CMB Stage IV будет больше 500 кг, при этом в криостат нужно завести миллион проводов, что делает невозможным традиционное низкочастотное считывание с отдельными усилителями на каждый канал и отдельными проводами даже для наземных систем.

Требуемое многоканальное считывание может быть достигнуто применением частотного мультиплексирования, когда по одному коаксиальному кабелю на разных частотах снимаются сигналы отдельных пикселей Оптимальным является использование четвертьволновых сверхпроводниковых копланарных резонаторов различной длины, к каждому из которых может быть подключен детектор/ матрица детекторов. Впервые такой подход для СИНИС-детекторов был реализован авторами и представлен в публикациях [120],[121]. Пример реализации СИНИС-детектора с микроволновым считыванием приведен на рисунке 5.10.

Обсерватория	Количество пикселей			
Simons Observatory	60 000			
CCAT-prime	200 000			
CMB Stage IV	500 000			

Табл. 5.2. Матрицы планируемых приемников обсерваториях

Разработанные и изготовленные образцы созданы в качестве прототипов для применения в рамках проекта Миллиметрон [122], требуемые параметры для четырех диапазонов приведены в таблице 5.3. Требуемый динамический диапазон будет обеспечиваться интегрирующими матрицами как, например, на рисунках 5.3 и 5.4, а применение частотного мультиплексирования позволит сократить количество усилителей и подводящих проводов. Первичные испытания СИНИС-детекторов на реальном инструменте предполагается на площадке Большого Телескопа Альт-Азимутального (БТА САО РАН).



Рис. 5.10. Пример реализации считывающей электроники на основе сверхпроводниковых копланарных резонаторов: Фотография тестовой структуры СИНИС-детектора, интегрированного в двойную щелевую антенну (слева), детектор изготовлен по безмостиковой технологии и измерения резонансного отклика

Диапазон	Частота, ГГц	Угловое разреше- ние, угл.сек	Кол-во пиксе- лей	Спектраль- ное разрешение	Чувствитель- ность (МЭШ), Вт/√Гц
1	100 - 200	42	~ 6	~ 100	$\leq 10^{-17}$
2	200 - 350	22	~ 9	~ 200	$\leq 10^{-17}$
3	350 - 700	12	~ 25	~ 400	$\leq 10^{-17}$
4	700 - 1000	7,5	~ 36	~ 700	$\leq 10^{-18}$

Табл. 5.3. Планируемые характеристики элементов миссии МИЛЛИМЕТРОН [122]

1.5.5. Криогенные стенды и результаты экспериментального исследования СИНИС-детекторов

Измерение спектральных, сигнальных и шумовых характеристик СИНИС детекторов представляет собой достаточно сложную задачу, требуется избавиться от воздействия внеполосного фонового излучения, различных внешних шумов и наводок.

Экспериментальное исследование разрабатываемых СИНИС-детекторов проводится в двух криостатах: Heliox AC-V производства Oxford Instruments с рабочей температурой до 270 мК и в погружном криостате-вставке в стандартный гелиевый дьюар [123], разработанный в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы В.С. Эдельманом, с рабочей температурой 50 мК.

Изготовленные образцы первоначально измеряли в сорбционном криостате He-3 HELIOX-AC-V (Oxford Instruments) с базовой температурой 275 мК. Для исследования спектрального отклика была использована экспериментальная установка, схематично представленная на рисунке 5.11. Излучение генератора обратной волны (ЛОВ) подается на образец через оптическое окно и три квазиоптических фильтра и аттенюатора на трех температурных ступенях, обеспечивающих ослабление на холодной ступени более 30 дБ. Для нормировки мощности излучения источника на основе лампы обратной волны использован диаграммный переключатель (chopper), который непрерывно с частотой 120 Гц переключает излучение ЛОВ от оптического окна криостата к пироэлектрическому приемнику, за счет чего достигается как модуляция сигнала, необходимая для синхронного детектирования, так и одновременное измерение опорного уровня сигнала пироэлектрическим приемником. Измеренное отношение сигналов на этих двух каналах позволяет избавиться от неравномерности выходной спектральной плотности мощности ЛОВ. Дополнительная калибровка сигнала обеспечивается рутениевым резистором, расположенным на холодной плите вблизи образца и термометром на основе СИН-переходов, изготовленным на одной подложке с исследуемым образцом. Подробно методика исследования спектрального отклика приемных матриц на основе СИНИС-детекторов приведена в публикации [124]. Для сравнения на рисунке 5.11 приведены



Рис. 5.11. Экспериментальная установка для исследования спектрального отклика разрабатываемых структур

схематичное изображение используемого ранее экспериментального стенда и измеренные спектральные отклики матриц полуволновых и электрически малых антенн диапазона 350 ГГц.

Для исследования образцов СИНИС-детекторов с микроволновой системой считывания используется модифицированная экспериментальная установка на базе криостата HELIOX-AC-V (рисунок 5.13, [120]). Для исследования таких структур был разработан и изготовлен специальный держатель образцов с двумя SMA-разъемами для подключения коаксиального кабеля (рисунок 5.14). Для усиления снимаемого сигнала на плиту с температурой 2К установлен криогенный усилитель на основе транзистора с высокой подвижностью электронов (англ. HEMT – high electron mobility transistor) и шумовой температурой 1 К. Результаты экспериментальных измерений на данном стенде были приведены на рисунке 5.10.



Рис. 5.12. Сравнение измерений спектрального отклика полуволновых матриц и матриц электрически малых антенн: а) – Схематичное изображение экспериментальной установки с одним опорным каналом [125] (слева) и измеренные спектральные отклики матриц (справа); б) – Измеренные спектральные отклики с тремя опорными каналами матриц полуволновых антенн (слева) и электрически малых антенн (справа), [124]



Рис. 5.13. Схематичное изображение (слева) и фотография экспериментальной установки (справа) для исследования СИНИС-детекторов с микроволновой системой считывания



Рис. 5.14. Держатель образца для исследования СИНИС-детекторов с микроволновой системой считывания: а) – Трехмерное изображение держателя; б) – Фотография изготовленного держателя; в) – Трехмерное изображение «гибридной» стеклотекстолитовой проставки для дополнительных измерений на постоянном токе

Для исследования отклика СИНИС-детектора на излучение «чернотельных» (ЧТ) источников, расположенных внутри криостата, был использован экспериментальных стенд, схематичное изображение которого приведено на рисунке 5.15. Напротив держателей с образцами устанавливается крышка с тремя тепловыми источниками (ЧТ), расположенными над каждым из образцов. ЧТ представляет собой тонкую нихромовую пленку, напыленную на сапфировую или кремниевую подложку. Между образцами и ЧТ установлены полосовые фильтры для получения требуемой полосы излучения. Другое назначение фильтров – отсечь паразитную фоновую засветку.

Результаты измерения отклика одиночного СИНИС-детектора с подвешенным поглотителем на облучение ЧТ источника с различной температурой приведены на рисунке 5.16, в данном эксперименте была достигнута квантовая эффективность 15 электронов на квант излучения с частотой 350 ГГц. Был измерен отклик СИНИС-детектора на излучение высокотемпературного джозефсоновского перехода в терагерцовом диапазоне. Чувствительный элемент был интегрирован в планарную логопериодическую антенну. Схематичное изображение эксперимента и результаты экспериментально полученного отклика СИНИС-детектора на излучение джозефсоновского перехода приведены на рисунке 5.17. Подробности эксперимента и экспериментальных исследований приведены в [126].



Рис. 5.15. Расположение элементов стенда для измерения отклика СИНИС-детекторов на излучение нагреваемого черного тела внутри криостата. Схематичное изображение установки (сверху), крышка с установленными ЧТ (внизу слева), полосовые фильтры (внизу в центре), держатели образцов с линзами (внизу справа)



Рис. 5.16. Отклики по напряжению при температуре 120 мК на излучение ЧТ разной мощности, результаты из публикации [110]



Рис. 5.17. Слева – схематичное изображение квазиоптического эксперимента, когда детектор размещался на плоской поверхности сапфировой гиперполусферической линзы при температуре 260 мК, а подложка с джозефсоновским генератором размещалась на аналогичной кремниевой линзе при температуре 1,8 К. Излучатель и приемник находились на расстоянии 3 см друг от друга. Справа- отклик по напряжению СИНИС детектора на излучение ВТСП джозефсоновского генератора на частотах до 1.9 ТГц

1.5.6. Экспериментальное сравнение СИНИС и МДМДМ структур

МДМДМ – структура типа металл-диэлектрик-металл-диэлектрик-металл (иногда также встречаются аббревиатуры МИМИМ: металл-изолятор-металл-изолятор-металл или НИНИН: нормальный металл-изолятор-нормальный металл-изолятор-нормальный металл).

СИНИС и МДМДМ структуры могут работать в двух предельных режимах детектирования. Для классического болометрического отклика нормальный абсорбер нагревается излучением, что приводит к увеличению его электронной температуры и сопротивления. Такой механизм оказывается недостаточно чувствительным и быстрым для практических приложений. При относительно низких частотах сигнала можно рассматривать механизм детектирования путем выпрямления на нелинейности ВАХ. В этом случае регистрируемый сигнал пропорционален второй производной ВАХ и такой режим также недостаточно эффективен. На терагерцовых частотах выгодным может стать механизм туннелирования определенного числа электронов после поглощения фотонов излучения [127]. В этом случае возможен эффект мультиплексирования, когда при поглощении одного фотона происходит туннелирование многих электронов, в теории вплоть до n = hf/kT. Такие квантовые устройства могут работать как быстродействующие фотоприемники [128]. Для описания механизма детектирования может быть применена модель с поверхностным плазмоном, что означает возбуждение колебаний электронов на поверхности металла. В металлическом поглотителе падающее излучение возбуждает горячие электроны, а горячие электроны обеспечивают фототок. Основным параметром такого детектора является его квантовая эффективность, равная отношению протуннелировавших электронов к числу поглощенных фотонов.

Токовая чувствительность плазмонных детекторов при комнатной температуре теоретически составляет около dI/dP = 1 A/Bт для оптических фотонов. Одним из примеров практического детектора МДМДМ является [129] с измеренной крутизной dI/dP = 1 мА/Вт и темновым током 7 нА на длине волны 1 мкм. В простой теории оптический отклик может приблизиться к одному электрону отклика на один поглощенный фотон dI/dP = e/hf = 0,88 A/Bт при 250 ТГц, то есть на 3 порядка больше. Еще одним примером практического детектора является [130] с крутизной 2 A/Bт на частоте 200 ГГц.

Эффективности детектирования резко повышается при охлаждении МД-МДМ до милликельвиновой температуры. Предельная чувствительность может приближаться к dI/dP = e/kT в случае полной термализации, что сравнимо с лучшими криогенными детекторами других типов. В отличие от обычного сверхпроводящего туннельного детектора (детектор STJ), квантовая эффективность в квантовом детекторе СИНИС или МДМДМ может быть намного выше единицы. Согласно [131] каждый фотон, поглощенный металлом, возбуждает электрон с энергией выше уровня Ферми и дырку ниже уровня Ферми с полной разностью энергий hf. При правильном выборе размеров поглотителя и сопротивления перехода НИС или МДМ, число возбужденных электронов увеличивается до n = hf/kT на один поглощенный фотон. Приложение постоянного тока смещения приводит к переносу электронов к положительному электроду и дырок к отрицательному, что создает фототок. Если же приложенное напряжение ниже теплового порога VT = kT/e, то вероятность туннелирования в обоих направлениях одинакова, и суммарный ток в обоих направлениях равен нулю. При нулевом токе смещения электронно-дырочная пара аннигилирует с генерацией фононов, которые оседают на подложку или электроды.

Энергетическая диаграмма структуры МДМДМ представлена на рисунке 5.18, [132]. Напряжение смещения не только обеспечивает туннельный ток, но и способствует преимущественному дрейфу возбужденных электронов в одну сторону, а дырок в другую. Напряжение смещения в поглотителе равно $V_c = I \cdot R$, где I – туннельный ток, а R – сопротивление полоски поглотителя между двумя переходами МДМДМ. При $V_c >> kT/e$ мы получаем почти полное разделение возбужденных зарядов. При R = 50 Ом для правильного согласования с планарной антенной и T = 0,1 К получаем V_c = kT/e при токе смещения



0,17 мкА. На самом деле такой ток слишком велик и может привести к перегреву поглотителя 1 мкм³ до 0,25 К, поэтому предпочтительнее умеренное смещение.

Рис. 5.18. Энергетическая диаграмма, иллюстрирующая квантовое поглощение в фотодетекторе МДМДМ при малом смещении. Возбужденные высокоэнергетичные электроны туннелируют влево, высокоэнергетичные дырки туннелируют вправо. В результате мы имеем дополнительный фототок, а обычный постоянный ток смещения мал из-за малой разницы в плотности состояний при малом смещении

Тепловой поток через туннельный переход МДМ составляет $P_{1,2} = V^2/2R$ в каждый электрод и в сумме составляет $P_1 + P_2 = V^2/R$. Увеличение смещения приводит к паразитному перегреву поглотителя. Умеренное смещение необходимо только для обеспечения туннелирования неравновесных возбужденных электронов к положительным и дырок к отрицательным электродам. Слишком низкое смещение также неприемлемо, поскольку приводит к равной вероятности туннелирования в обоих направлениях.

Наиболее информативными для оценки качества туннельных структур являются измерения дифференциального сопротивления от напряжения постоянного смещения при различных температурах. Это позволяет оценить параметр качества как отношение максимального дифференциального сопротивления при нулевом смещении к асимптотическому сопротивлению много выше щели. На рисунке 5.19а приведены характерные зависимости дифференциального сопротивления СИНИС, снятые для трех различных балластных резисторов от 200 Мом до 10 Гом. Видно, что выбор большого балластного сопротивления позволяет точно измерить высокое сопротивление в нуле более 50 Мом, а для измерения асимптотического сопротивления приходится снижать балластное сопротивление до 200 Мом и ниже. На этом же рисунке приведена зависимость сопротивления МДМДМ структуры, которая практически не меняется от смещения. На рисунке 5.19б приведены зависимости отклика по напряжению для матриц МДМДМ и СИНИС детекторов. Видно, что при 275 мК отклик по напряжению для СИНИС выше пропорционально сопротивлений.

Важным критерием для уточнения механизма детектирования является зависимость отклика от температуры. Для СИНИС как динамическое сопротивление, так и отклик быстро падают с повышением температуры от 0,28 К до 0,45 К (рисунок 5.20). При температурах 2 К и 2,5 К (обе выше Тс объемного



Рис. 5.19. Измеренные характеристики СИМИС и МДМДМ детектора: а) – Дифференциальное сопротивление матрицы СИНИС-детекторов при 275 мК при различных сопротивлениях смещения и матрицы МДМДМ-детекторов (синяя кривая); б) – Отклик по напряжению матриц СИНИС и МДМДМ детекторов. Сигнал для СИНИС в 30 раз больше по сравнению с аналогичной цепочкой МДМДМ при максимальном отклике

алюминия) чувствительность СИНИС еще больше снижается. Это связано с тем, что такие последовательные цепочки перегреваются током смещения и фоновым излучением. При напряжении смещения 50 мВ и сопротивлении 1 МОм джоулев нагрев составляет 2,5 нВт, что намного превышает мощность сигнала в несколько фемтоватт.

Отклик МДМДМ по напряжению на входящий сигнал на частоте 300 ГГц измерен в криостате растворения, оборудованном холодным перестраиваемым источником излучения черного тела и полосовым фильтром (рисунок 5.21а). Для сравнения аналогичные зависимости для СИНИС представлены на рисунке 5.21б.



Рис. 5.20. Зависимость отклика от напряжения смещения при температуре ванны для СИНИС при температуре от 0,28 К до 0,45 К



Рис. 5.21. Измеренные отклики по напряжению цепочек из 200 детекторов: а) – МДМДМдетекторы при температуре ванны 163 мК для источника черного тела, смещенного на 5 В и 6 В; б) – СИНИС-детекторы при температуре ванны 154 мК. Разница в амплитуде отклика по напряжению составляет 3 порядка по сравнению с МДМДМ, что пропорционально отношению сопротивлений. Для отклика по току значения сопоставимы

1.5.7. Механизмы отклика и оценка численных характеристик СИНИС и МДМДМ

Для вывода формулы отклика МДМДМ мы можем предположить три механизма: отклик как в классическом болометре SI = dI/dP = 1/V, который действителен до смещения V = kT/e; формула квантового отклика для однофотонного счетчика при большом смещении SI = dI/dP = e/hf; формула отклика в случае термализации в поглотителе SI = dI/dP = e/kT, которую можно получить, умножив предыдущую на коэффициент умножения n = hf/kT. Отношение квантового отклика при малом смещении в общем случае содержит два члена, один для тока в том же направлении, что и смещение, второй в противоположном направлении. В нуле оба тока равны и противоположны, поэтому отклик равен нулю. При напряжении смещения V < hf/e (1 мВ на частоте 300 ГГц) и измерении токового отклика как для однофотонного счетчика (один электрон на один фотон) вероятность туннелирования в прямом и противоположном направлениях пропорциональна плотности распределения Ферми во внешних электродах для постоянного смещения eV:

$$P_{12} = \frac{1}{1 + exp\left(\frac{hf - eV}{kT}\right)} - \frac{1}{1 + exp\left(\frac{hf + eV}{kT}\right)} \sim exp\left(\frac{-hf - eV}{kT}\right) - exp\left(\frac{-hf + eV}{kT}\right) \sim \frac{2eV}{kT}$$
(1.6)

В результате получаем линейное сопротивление в первом приближении. Без воздействия излучения она приближается к формуле Симмонса. Для получения высокой вероятности туннелирования в одном направлении в случае счетчика одиночных фотонов необходимо установить смещение по постоянному току около eV = hf, то есть 1 мВ в случае 250 ГГц. Если в поглотителе происходит термализация и температура возбужденных электронов приближается к равновесной, то оптимальное смещение составляет eV = kT, т.е. около 10 мкВ при 0,1 К, 30 мкВ при 0,3 К, 300 мкВ при 3 К, а при 9 К приближается к тому же значению как и выше 1 мВ. Это означает, что для 250 ГГц при температуре выше 9 К мультипликация электронов оклика уже невозможна. Квантовый токовый отклик dI = $(e/hf) \cdot dP$. Отклик по напряжению можно получить, умножив на сопротивление $dV = e/hf \cdot R \cdot dP$. Если принять во внимание коэффициент умножения n = hf/kT, это даст отклик по напряжению в болометрическом режиме $dV/dP = (eR/hf) \cdot (hf/kT) = eR/kT$. Для температуры ванны 0,1 К и сопротивления 100 кОм это даст dV/dP = 1,2.1010 B/BT, что соответствует чувствительности СИНИС при той же температуре и сопротивлении.

Перегрев МДМДМ при напряжении смещения 30 мкВ (оптимальное для 0,3 K) составляет $P_i = V_b^{-2}/R = (2kT/e)^2/R = 25 \text{ фВт}$, что приводит к перегреву на 0,24 K, поэтому температура электронов увеличивается почти вдвое. При температуре 0,1 K и напряжении смещения 10 мкВ тепловая мощность перегрева током составляет $P = (kT/e)^2/R = 1 \text{ фВт}$, что соответствует перегреву на 0,12 K, что также почти вдвое превышает температуру электронов.

Наши экспериментальные результаты по измерению вольтамперных характеристик СИНИС и МДМДМ на уровне 1 мкВ для сопротивлений 1 МОм

и 50 МОм соответствуют токовому отклику 1 пА и 20 фА. Ожидаемый токовый отклик dI/dP = e/kT. Теоретическая предельная МЭШ рассчитывается по собственному шуму детектора. Основным источником шума в туннельных переходах является дробовой шум тока смещения. Взяв оптимальное напряжение смещения для МДМДМ как Vb = kT/e, ток смещения будет Ib = kT/eR, а спектральная плотность дробового шума $S_{In} = (2kT/R)^{1/2}$. Токовый шум будет 100 фА/Гц^{1/2} для 1 кОм при 300 мК и 15 фА/Гц^{1/2} при 0,1 К и 10 кОм. В результате мы можем вывести следующее соотношение:

$$NEP = \frac{S_{In}}{dI/dP} = \sqrt{\frac{2k^3 T^3}{e^2 R}}$$
(1.7)

По этой формуле МЭШ = $2.5 \cdot 10^{-18}$ Вт/Гц^{1/2} при 300 мК и $1.2 \cdot 10^{-19}$ Вт/Гц^{1/2} при 100 мК. Нет необходимости создавать большие матрицы детекторов МД-МДМ для увеличения динамического диапазона, т.к. МДМДМ не так сильно насыщаются по мощности сигнала по сравнению с СИНИС. Вместо этого для оптимизации параметров лучше уменьшить площадь туннельных переходов и увеличить их сопротивление, что позволит избежать перегрева по току. Для произвольного напряжения смещения мы можем вывести полезное соотношение NEP = kT(2V/eR)^{0.5}.

Уменьшение отклика при увеличении тока смещения объясняется джоулевым перегревом поглотителя. В нашем случае объем поглотителя составляет 10^{-20} м³. При криогенных температурах электронная температура поглотителя может быть оценена как P = IV = v Σ T⁵ или

$$Te = (V^2 / R\Sigma v)^{0.2}.$$
 (1.8)

При сопротивлении 1 кОм и напряжении смещения 1 мВ температура электронов увеличивается на 2,5 K, что приводит к уменьшению отклика как 1/Т, или на порядок по сравнению с базовой температурой 250 мК. Такое снижение отклика также сопровождается увеличением дробового шума как $V^{0,5}$, и в результате мы можем видеть почти линейный рост МЭШ с напряжением смещения.

Все приведенные выше оценки не учитывают потери мощности сигнала за счет ухода тепла в подложку. Снижение отклика с повышением температуры доказывает, что с повышением температуры электрон-фононное взаимодействие с сильной зависимостью $P = \Sigma v T^5$ приводит к утечке мощности от электронов к фононам. Фононы из абсорбера легко уходят в подложку. Для уменьшения таких потерь мы разработали технологию детекторов с подвешенным поглотителем.

Обычный СИНИС-детектор становится МДМДМ при температурах выше T_c сверхпроводящих электродов. Динамическое сопротивление в этом случае равно асимптотическому, оно практически линейно и такой квантовый детектор не должен насыщаться при высоком уровне сигнала. При умеренном смещении чувствительность обычного резистивного болометра с металлической пленкой должна приближаться к

$$RESP_{I} = dI/dP = 1/V$$
(1.9)

При уменьшении смещения до V = kT/e отклик должен соответствовать предельному болометрическому.

$$RESP_{I} = dI/dP = e/kT.$$
(1.10)

что численно иллюстрирует таблица 5.4.

Табл. 5.4	. Теоретические	оценки характерист	ик СИНИС	и МДМДМ	детекторов,	R _n	= 1	кОм,
превыша	ющий шум усили	ителя считывания 10	фА/Гц ^{1/2} и 1	0 нВ/Гц ^{1/2}				

Температура	ратура 0.1 К 0.3 К 4 К		77 K	300 K				
Структура	СИНИС	МДМДМ	СИНИС	мдмдм	СИНИС	МДМДМ	мдмдм	мдмдм
dI/dP (A/BT)	105		3.104		2.5·10 ³		130	31
dV/dP (B/Bт)	1010	108	3·10 ⁹	3.107	2.5.107	2.5.106	1.3.105	3.104
NEP(I),Βτ/Γц ^{1/2}	10-19		3.10-19		4·10 ⁻¹⁸		8·10 ⁻¹⁷	3.10-16
NEP(V),BT/Hz ^{1/2}	10-18	10-16	3.10-18	3.10-16	4·10 ⁻¹⁶	4·10 ⁻¹⁵	8.10-14	3.10-13

Умножая на сопротивление, получаем крутизну по напряжению SV = dV/dP = eR/kT. Для МДМДМ при 300 мК этот отклик в 30-50 раз ниже по сравнению с СИНИС с таким же асимптотическим сопротивлением из-за более высокого дифференциального сопротивления последнего с таким же дифференциальным сопротивлением в рабочей точке.

Для СИНИС структуры дифференциальное сопротивление при малом смещении V = kT/e составляет $R_d(V = kT/e) = R_n(kT/2\pi\Delta)^{0.5}exp(\Delta/kT)$, что теоретически составляет более $100 \cdot R_n$ при 280 мК и более $1000 R_n$ при 100 мК. Мы также можем вывести выражение для квантового отклика при низком смещении в СИНИС как $S_v = eR_n(2\pi\Delta kT)^{-0.5}exp(\Delta/kT)$.

Увеличивая нормальное сопротивление туннельных переходов, мы теоретически можем получить такой же отклик по напряжению в МДМДМ, как и в СИНИС в режиме квантового отклика [115]. Отличие в том, что для МДМДМ не нужно так сильно снижать температуру, как для СИНИС. Для механизма квантового поглощения без полной термализации тиковый отклик может быть существенно ниже и приближаться к случаю однофотонного счетчика SI = e/hf = 900 без умножения, в отличие от случая термализации S₁ = e/kT = 4·10⁴ (для 300 ГГц при 0.3 K).

Мы можем привести два численных примера ожидаемой чувствительности для стандартных температур 280 мК и 4,2 К. Оптимальные напряжения смещения составляют $V_{0.28} = kT/e = 2.3 \cdot 10^{-5} = 23$ мкВ и $V_{4.2} = kT/e = 3.4 \cdot 10^{-4} = 340$ мкВ, и токовые отклики $S_{0.28} = 1/V_{0.28} = 4.3 \cdot 10^4$ А/Вт и $S_{4.2} = 1/V_{4.2} = 2.9 \cdot 10^3$ А/Вт. Эквивалентную мощность шума (МЭШ) можно оценить как отношение тока теплового шума $I_p = (4kT/R)^{0.5}$ к максимальному токовому отклику S = e/kT

$$NEP = (kT/e) \cdot (4kT/R)^{0.5} = (2/e)(k^{3}T^{3}/R)^{0.5}$$
(1.11)

Для дробового шума $I_n = (2eI)^{0.5}$ как основного источника флуктуаций это выражение немного модифицируется:

$$NEP = (kT/e) \cdot (2e \cdot kT/eR)^{0.5} = (1/e)(k^{3}T^{3}/R)^{0.5}$$
(1.12)

Для МДМДМ с сопротивлением 100 кОм это соответствует NEP_{0.28} = $2.8 \cdot 10^{-19}$ Вт/Гц^{1/2} и NEP_{4.2} = $1.6 \cdot 10^{-17}$ Вт/Гц^{1/2}. Спектральная плотность тока теплового шума равна $I_{0.28}^{noise} = 12 \text{ фA}/\Gamma \text{ µ}^{1/2}$ и $I_{4.2}^{noise} = 47 \text{ фA}/\Gamma \text{ µ}^{1/2}$. Эти значения сравнимы с токовым шумом коммерческих операционных усилителей JFET AD743 и MOSFET типа OPA111, т.е. 7 фA/Гц^{1/2} и 0.5 fA/Hz^{1/2}, т.е. об подходят для системы считывания. На самом деле такие оценки МЭШ слишком оптимистичны для смещения V > kT/e, что связано со значительным перегревом образца транспортным током и соответствующим увеличением дробового шума. Эти оценки не учитывают перегрев током смещения, фоновым излучением, а также дополнительные тепловые и дробовые шумы и помехи.

физической температуре 0,3 К, При оптимальном смещении V = kT/e = 24 мкB, электрон-фононном взаимодействии как основном механизме потери мощности поглотителя $P = V^2/R = \Sigma v T^5$ и $R = 10^3$ Ом должно получиться повышение температуры на 1,2 К, если все тепло рассеивается в центральном нормальном абсорбере объемом 10⁻²⁰ м³. На практике эта мощность распределяется между поглотителем и обоими электродами, так что даже если взять около 0,1 доли всей мощности, рассеиваемой в поглотителе, то он все равно должен перегреваться примерно на 0,5 К. Аналогичный сценарий для температуры образца 4,2 К и смещении V = 340 мкВ, но с более низкой степенью по температуре, так что можно ожидать перегрева порядка 10 К. При увеличении сопротивления от 1 кОм до 100 кОм такой перегрев становится пренебрежимо малым. Для конструкций СИНИС с большим динамическим сопротивлением перегрев невелик и также пренебрежимо мал.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН была разработана и отлажена технология изготовления высококачественных микронных и субмикронных переходов на основе структур Nb/Al-AlOx/Nb, Nb/Al-AlN/Nb, Nb/Al-AlN/NbN с использованием фото- и электронной литографии, технологии плазмохимического травления и магнетронного осаждения материалов. На основе таких переходов был создан ряд сверхчувствительных приемных устройств диапазона 100–1000 ГГц.

Разработаны волноводные СИС-смесители с внешним генератором гетеродина. Рассмотрены три вида смесителей: двухполосный смеситель для диапазона 211–275 ГГц, двухполосный смеситель для диапазона 800–950 ГГц и смеситель с разделением боковых полос диапазона 800–950 ГГц. Для приемника на основе первого смесителя продемонстрирована шумовая температура в полосе ПЧ 4–8 ГГц равная 19 ± 2 К, что лишь немногим превышает кван-

товый уровень чувствительности, и позволяет использовать эту разработку в перспективных космических и наземных субтерагерцовых телескопах. Представленный двухполосный смеситель для частот 800–950 ГГц сконструирован с использованием СИС переходов Nb/AlN/NbN и электрода из NbTiN, что является уникальной технологией, которой владеет лишь несколько институтов в мире. Этот смеситель демонстрирует шумовую температуру от 210 до 350 К, что сопоставимо с лучшими мировыми достижениями, и позволило использовать такие смесители для усовершенствования существующего матричного приемника на терагерцовом телескопе АРЕХ, повысив чувствительность примерно на 40%. На основе этого двухполосного смесителя создан и успешно испытан уникальный прибор – смеситель с разделением боковых полос для диапазона 800–950 ГГц. Однополосная шумовая температура этого смесителя варьируется в диапазоне от 450 до 900 К, а качество разделения полос превышает уровень 15 дБ в 90% рабочего диапазона частот. Этот смеситель разработан для установки на телескоп АРЕХ в составе нового высокочастотного инструмента.

Успешное развитие и исследование генератора на распределенном джозефсоновском переходе в качестве широко перестраиваемого и стабилизованного по фазе терагерцового генератора естественным образом привело к двум важным результатам: созданию практического ТГц источника в открытое пространство и созданию гетеродинного приемника на основе СИС-смесителя с интегрированным на той же микросхеме РДП.

Разработанный сверхпроводниковый интегральный приёмник частотного диапазона 500-650 ГГц был успешно применён в проекте по исследованию атмосферы Земли, при этом было получено спектральное разрешение порядка 1 МГц. Шумовая температура приёмника составила менее 120 К в режиме фазовой автоподстройки частоты сверхпроводникового генератора гетеродина, диапазон промежуточных частот 4-8 ГГц. Для удалённого компьютерного управления приёмником были разработаны специальные процедуры, которые были протестированы во время полёта TELIS. Таким образом, продемонстрирована возможность работы такого приёмника в качестве бортового устройства летательного аппарата. Имеются и другие возможности успешного применения интегрального приёмника. Аналитические линии поглощения наиболее актуальных объектов медицинской диагностики лежат в субмиллиметровом диапазоне длин волн. Массовое производство относительно недорогих приёмников субмиллиметрового диапазона открывает принципиально новые возможности по их применению в медицине для анализа выдыхаемого воздуха. В данный момент ведутся работы по разработке методов анализа многокомпонентных газовых смесей на основе микроволновой газовой нестационарной спектроскопии и их внедрению в медицинскую диагностику. Также ведутся работы по расширению рабочего частотного диапазона, в том числе в область более низких частот, что позволит использовать приёмник в качестве наземного приёмного устройства для новых радиоастрономических обсерваторий в России и Китае.

В качестве некогерентных детекторов разработано, изготовлено и экспериментально исследовано семейство квантовых СИНИС и МДМДМ структур на частотах до 2 ТГц и температурах ванны до 50 мК. На частоте 350 ГГц СИНИС детекторы имеют крутизну по току 10⁴ А/Вт, температурную чувствительность до 1,6 мкК/Гц^{1/2}, детекторы с подвешенным поглотителем демонстрируют квантовую эффективность 15 электронов на один поглощенный фотон излучения. Были разработаны новые технологии изготовления туннельных переходов различной структуры от теневого напыления под разными углами к магнетронному распылению с раздельной электронной литографией. Детекторы типа МДМДМ с подвешенным абсорбером могут работать в более широком диапазоне температур, вплоть до комнатной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tucker J.R. Quantum detection at millimeter wavelengths / Tucker J.R., Feldman M.J. // Reviews of Modern Physics. – 1985. – V. 57. – №. 4. – P. 1055. DOI: 10.1103/RevModPhys.57.1055 (Q1)

2. Zmuidzinas J. Superconducting detectors and mixers for millimeter and submillimeter astrophysics / J. Zmuidzinas, P. Richards // Proceedings of the IEEE. – 2004. – V. 92. – №. 10. – P. 1597–1616. DOI:10.1109/JPROC.2004.833670 (Q1)

3. Есепкина, Н.А. Радиотелескопы и радиометры / Н.А. Есепкина, Д.В. Корольков, Ю.Н. Парийский // М.:Изд.Наука. – 1973. – 416 стр.

4. Рудаков К.И. СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИЁМНЫЕ СТРУКТУРЫ ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА 700÷950 ГГц ДЛЯ РАДИОАСТРОНОМИИ / К.И. Рудаков, П.Н. Дмитриев, А.М. Барышев, А.В. Худченко, В.П. Кошелец // Известия вузов. Радиофизика. – 2016. – Т. 59. – №. 8–9 – Р.793–797. DOI: 10.1007/s11141-017-9739-5 (Q4)

5. Torgashin M.Y. Superconducting integrated receiver based on Nb-AlN-NbN-Nb circuits / Torgashin, M.Y.; Koshelets, V.P.; Dmitriev, P.N.; Ermakov, A.B.; Filippenko, L.V.; Yagoubov, P.A. // IEEE transactions on applied superconductivity. – 2007. – V. 17. – №. 2. – P. 379–382. DOI: 10.1109/TASC.2007.898624 (Q3)

6. Dmitriev P.N. High quality Nb-based tunnel junctions for high frequency and digital applications / P.N. Dmitriev, I.L. Lapitskaya, L.V. Filippenko, A.B. Ermakov, S.V. Shitov, G.V. Prokopenko, S.A. Kovtonyuk, and V.P. Koshelets // IEEE transactions on applied superconductivity. – 2003. – V. 13. – №. 2. – P. 107–110. DOI: 10.1109/TASC.2003.813657 (Q3)

7. Morohashi S. Experimental investigations and analysis for high \square quality Nb/ Al \square AlO x/Nb Josephson junctions / Morohashi S., Hasuo S. // Journal of applied physics. – 1987. – V. 61. – No. 10. – P. 4835–4849. DOI: 10.1063/1.338348 (Q2)

8. Imamura T. Fabrication of high quality Nb/AlO/sub x/-Al/Nb Josephson junctions. I. Sputtered Nb films for junction electrodes / T. Imamura, T. Shiota, and S. Hasuo // IEEE Transactions on applied superconductivity. $-1992. - V. 2. - N_{\odot}$. 1. -P. 1-14. DOI: 10.1109/77.124922 (Q2)

9. Imamura T. Fabrication of high quality Nb/AlO/sub x/-Al/Nb Josephson junctions. II. Deposition of thin Al layers on Nb films / T. Imamura, T. Shiota, and S. Hasuo // IEEE Transactions on applied superconductivity. -1992. - V. 2. - N 2. - P. 84–94. DOI: 10.1109/77.139224 (Q2)

10. Koshelets V.P. High quality Nb-AlO/sub x/-Nb junctions for microwave receivers and SFQ logic device / V.P. Koshelets, S.A. Kovtonyuk, I.L. Serpuchenko, L.V. Filippenko, and A.V. Shchukin / /IEEE Transactions on Magnetics. – 1991. – V. 27. – No. 2. – P. 3141–3144. DOI: 10.1109/20.133877 (Q3)

11. У. Моро Микролитография. Принципы, методы, материалы // «Мир», Т 1–2 (1990).

12. Rowell J.M. Modification of tunneling barriers on Nb by a few monolayers of Al / Rowell, J.M.; Gurvitch, M.; Geerk, J.// Physical Review B. – 1981. – V. 24. – No. 4. – P. 2278. DOI: 10.1103/PhysRevB.24.2278 (Q2)

13. Gurvitch M. High quality refractory Josephson tunnel junctions utilizing thin aluminum layers / Gurvitch, M.; Washington, M.A.; Huggins, H.A.// Applied Physics Letters. – 1983. – V. 42. – № 5. – P. 472–474. DOI: 10.1063/1.93974 (Q2)

14. Dmitiriev P.N. Niobium tunnel junctions with multi-layered electrodes / Dmitriev, P.N.; Ermakov, A.B.; Kovalenko, A.G.; Koshelets, V.P.; Iosad, N.N.; Golubov, A.A.; Kupriyanov, M.Y // IEEE transactions on applied superconductivity. – 1999. – V. 9. – № 2. – P. 3970–3973. DOI: 10.1109/77.783897 (Q3)

15. Filippenko L.V. Submillimeter superconducting integrated receivers: Fabrication and yield / Filippenko, L.V.; Shitov, S.V.; Dmitriev, P.N.; Ermakov, A.B.; Koshelets, V.P.; Gao, J.R. // IEEE transactions on applied superconductivity. – 2001. – V. 11. – No. 1. – P. 816–819. DOI: 10.1109/77.919469 (Q3)

16. Golubov A.A. Proximity effect in superconductor-insulator-superconductor Josephson tunnel junctions: Theory and experiment / Golubov, A.A.; Houwman, E.P.; Gijsbertsen, J.G.; Krasnov, V.M.; Flokstra, J.; Rogalla, H.; Kupriyanov, M.Y. // Physical Review B. – 1995. – V. 51. – №. 2. – P. 1073. DOI: 10.1103/ PhysRevB.51.1073 (Q2)

17. Rudakov K.I. THz range low-noise SIS receivers for space and ground-based radio astronomy / Rudakov, K.I.; Khudchenko, A.V.; Filippenko, L.V.; Paramonov, M.E.; Hesper, R.; da Costa Lima, D.A.R.; Baryshev, A.M.; Koshelets, V.P // Applied Sciences. $-2021. - V. 11. - N_{\odot} \cdot 21. - P. 10087$. DOI: 10.3390/app112110087 (Q2)

18. Shiota T. Nb Josephson junction with an AlN x barrier made by plasma nitridation / Shiota, T.; Imamura, T.; Hasuo, S //Applied physics letters. -1992. - V. 61. $- N_{\odot}$. 10. - P. 1228–1230. DOI: 10.1063/1.107603 (Q2)

19. Kleinsasser A.W. Nb/AlN/Nb Josephson junctions with high critical current density/Kleinsasser A.W., Mallison W.H., Miller R.E.// IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 1995. – V. 5. – №. 2. – P. 2318–2321. DOI: 10.1109/77.403049 (Q2)

20. Kawamura J. Very high-current-density Nb/AlN/Nb tunnel junctions for lownoise submillimeter mixers / Kawamura, J.; Miller, D.; Chen, J.; Zmuidzinas, J.; Bumble, B.; LeDuc, H.G.; Stern, J.A. //Applied Physics Letters. – 2000. – V. 76. – № 15. – P. 2119–2121. DOI: 10.1063/1.126272 (Q2) 21. Bumble B. Fabrication of Nb/Al-N/sub x//NbTiN junctions for SIS mixer applications / Bumble, B.; LeDuc, H.G.; Stern, J.A.; Megerian, K.G. // IEEE transactions on applied superconductivity. $-2001. - V. 11. - N_{\odot}. 1. - P. 76-79.$ DOI: 10.1109/77.919288 (Q3)

22. Dmitriev P.N. Applications in superconducting SIS mixers and oscillators: Toward integrated receivers / Dmitriev, P.N.; Filippenko, L.V.; Koshelets, V.P // Josephson Junctions, History, Devices, and Applications; Wolf, E., Arnold, G., Gurvitch, M., Zasadzinski, J., Eds. – 2017. – P. 185–244. ISBN1 978-981-4745-47-5 (Hardcover). ISBN2 978-1-315-36452-0 (eBook).

23. Paramonov M.E. Parameters of the Tunnel Barrier of Superconducting Niobium-Based Structures / Paramonov, M.E.; Filippenko, L.V.; Dmitriev, P.N.; Fominsky, M.Y.; Ermakov, A.B.; Koshelets, V.P.//Physics of the Solid State. – 2020. – V. 62. – P. 1534–1538. DOI: 10.1134/S1063783420090231 (Q4)

24. Simmons J.G. Generalized formula for the electric tunnel effect between similar electrodes separated by a thin insulating film / Simmons, J.G //Journal of applied physics. – 1963. – V. 34. – No. 6. – P. 1793–1803. DOI: 10.1063/1.1702682 (Q2)

25. Brinkman W.F. Tunneling conductance of asymmetrical barriers / Brinkman W.F., Dynes R.C., Rowell J.M. // Journal of applied physics. – 1970. – V. 41. – №. 5. – P. 1915–1921. DOI: 10.1063/1.1659141 (Q2)

26. Jackson B.D. Niobium titanium nitride-based superconductor-insulatorsuperconductor mixers for low-noise terahertz receivers / Jackson, B.D.; de Lange, G.; Zijlstra, T.; Kroug, M.; Klapwijk, T.M.; Stern, J.A. // Journal of applied physics. – 2005. – V. 97. – №. 11. DOI: 10.1063/1.1927281 (Q2)

27. Karpov A. Low Noise 1 THz–1.4 THz Mixers Using Nb/Al-AlN/NbTiN SIS Junctions / Karpov, A.; Miller, D.; Rice, F.; Stern, J.A.; Bumble, B.; LeDuc, H.G.; Zmuidzinas, J.//IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2007. – V. 17. – № 2. – P. 343–346. DOI: 10.1109/TASC.2007.898277 (Q3)

28. Uzawa Y. Tuning circuit material for mass-produced terahertz SIS receivers / Uzawa, Y.; Fujii, Y.; Gonzalez, A.; Kaneko, K.; Kroug, M.; Kojima, T.; Miyachi, A.; Makise, K.; Saito, S.; Terai, H //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2014. – V. 25. – № 3. – Р. 1–5. DOI: 10.1109/TASC.2014.2386211 (Q3)

29. Khan F. Characterization of the parameters of superconducting NbN and NbTiN films using parallel plate resonator / Khan, F., Khudchenko, A.V., Chekushkin, A.M., Koshelets, V.P// IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2022. – V. 32. – N. 4. – P. 1–5. DOI: 10.1109/TASC.2022.3148687 (Q2)

30. Lap B.N.R. Characterization of superconducting NbTiN films using a dispersive Fourier transform spectrometer / B.N.R. Lap, A. Khudchenko, R. Hesper, K.I. Rudakov, P. Dmitriev, F. Khan, V.P. Koshelets, A.M. Baryshev // Applied Physics Letters. – 2021. – V. 119. – №. 15. DOI: 10.1063/5.0066371 (Q2)

31. Khudchenko A. High-gap Nb-AlN-NbN SIS junctions for frequency band 790– 950 GHz / Khudchenko, A.; Baryshev, A.M.; Rudakov, K.I.; Dmitriev, P.M.; Hesper, R.; de Jong, L.; Koshelets, V.P.//IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2015. – V. 6. – № 1. – P. 127–132. DOI:10.1109/TTHZ.2015.2504783 (Q2) 32. Rai-Choudhury P. Handbook of microlithography, micromachining, and microfabrication: microlithography. – SPIE press, 1997. – V. 1. 1997.

33. Nanoengineering EBL Tool: eLINE Plus|Raith Group. Available online: https://www.raith.com/product/eline-plus/ (accessed on 18 November 2021).

34. Greve M.M. Optimization of an electron beam lithography instrument for fast, large area writing at 10 kV acceleration voltage / Greve, M.M., Holst B // Journal of Vacuum Science & Technology B. -2013. -V. 31. -N. 4. DOI: 10.1116/1.4813325 (Q4)

35. Боков Ю.С. Фото-, электроно- и рентгенорезисты. – М.: Радио и связь, – 1982. – 136 с.

36. Chang T.H. P. Proximity effect in electron □ beam lithography / Chang, T.H.P.// Journal of vacuum science and technology. – 1975. – V. 12. – №. 6. – P. 1271–1275. DOI:10.1116/1.568515 (Q4)

37. Distribution DOW Products. Available online: https://www.microresist.de/ en/?jet download=6982 (accessed on 31 October 2021).

38. Niepce, D. Fabrication and Characterisation of Thin-Film Superconducting Nanowire Superinductors for Novel Quantum Devices. Master's Thesis, Chalmers University of Technology, Goteborg, Sweden, 2014

39. Elsner H. Evaluation of ma-Na 2400 Series DUV Photoresist for Electron Beam Exposure / Elsner, H.; Meyer, H.-G.; Voigt, A.; Grützner, G. // Microelectronic engineering. – 1999. – V. 46. – №. 1–4. – P. 389–392.

40. Negative Tone Photoresist Series ma-N 2400. Available online: https://www. nanophys.kth.se/nanolab/resists/ma-N240X-pdfs/vh_man_2400_en_07030504_ ls.pdf (accessed on 31 October 2021)

41. Meng X. Light-anodization process for high-J/sub c/micron and submicron superconducting junction and integrated circuit fabrication / Meng, X., Van Duzer, T //IEEE transactions on applied superconductivity. – 2003. – T. 13. – №. 2. – C. 91–94. DOI: 10.1109/TASC.2003.813652 (Q3)

42. Novikov I.D. Objectives of the Millimetron Space Observatory science program and technical capabilities of its realization / I.D. Novikov, S.F. Likhachev., Yu.A. Shchekinov, A.S. Andrianov, A.M. Baryshev, A.I. Vasyunin, D.Z. Wiebe Th de Graauw, A.G. Doroshkevich, I.I. Zinchenko, N.S. Kardashev, V.I. Kostenko, T.I. Larchenkova, L.N. Likhacheva, A.O. Lyakhovets, D.I. Novikov, S.V. Pilipenko, A.F. Punanova, A.G. Rudnitsky, A.V. Smirnov V.I. Shematovich // Physics-Uspekhi. – $2021. - V. 64. - N_{\odot}. 4. - P. 386-419.$ DOI: 10.3367/UFNe.2020.12.038898 (Q2)

43. С.Ф. Лихачёв Перспективы и направления развития субтерагерцовой астрономии в Российской Федерации. /А.Г. Рудницкий, А.С. Андрианов, М.Н. Андрианов, М.Ю. Архипов, А.М. Барышев, В.Ф. Вдовин, Е.С. Голубев, В.И. Костенко, Т.И. Ларченкова, С.В. Пилипенко, Я.Г. Подобедов, Ж.К. Разананирина, И.В. Третьяков, С.Д. Федорчук, А.В. Худченко, Р.А. Черный, М.А. Щуров // Космические исследования, принята в печать 24.03.2023.

44. Рудаков К.И. Малошумящие СИС-приёмники для новых радиоастрономических проектов / Рудаков К.И., Дмитриев П.Н., Барышев А.М., Худченко А.В., Хеспер Р., Кошелец В.П. // Известия вузов. Радиофизика. – 2019. – V. 62. – №. 7. – Р. 613–622. 45. Koshelets V. Superconducting Sub-THz Receivers for Space and Ground-Based Radio Astronomy / Koshelets V., Rudakov K., Khudchenko A., Filippenko L., Hesper R., Lepine, J. Sheng-Cai Shi, Baryshev A //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2021. – V. 48. – P. 287–291. DOI:10.3103/S1068335621090062 (Q4)

46. R. Gusten, APEX: The atacama pathfinder EXperiment,/ R. Gusten, R.S. Booth, C. Cesarsky, K.M. Menten, "C. Agurto, M. Anciaux, F. Azagra, V. Belitsky, A. Belloche, P. Bergman, et al // Ground-based and Airborne Telescopes, International Society for Optics and Photonics – 2006 – V. 6267 – P. 626–714. DOI: 10.1117/12. 670798.

47. Wootten A. The Atacama large millimeter/submillimeter array / A. Wootten and A. R. Thompson //Proceedings of the IEEE. $-2009. - V. 97. - N_{\odot}. 8. - P.$ 1463–1471. DOI: 10.1109/JPROC.2009.2020572 (Q1)

48. Kasemann C. CHAMP+: a powerful array receiver for APEX / C. Kasemann, R. Güsten, S. Heyminck, B. Klein, T. Klein, S. D. Philipp, A. Korn, G. Schneider, A. Henseler, A. Baryshev, T. M. Klapwijk // Millimeter and Submillimeter Detectors and Instrumentation for Astronomy III. – SPIE, 2006. – V. 6275. – P. 168–179.

49. Belitsky V.Y. Broadband twin □ junction tuning circuit for submillimeter SIS mixers / Belitsky, V.Y., Jacobsson S.W., Filippenko L.V., Kollberg E.L.//Microwave and Optical Technology Letters. – 1995. – V. 10. – №. 2. – P. 74–78. DOI: 10.1002/ mop.4650100203 (Q4)

50. Baryshev A.M. The ALMA Band 9 receiver-Design, construction, characterization, and first light/A.M. Baryshev, R. Hesper, F.P. Mena, T.M. Klapwijk, T.A. van Kempen, M.R. Hogerheijde, B.D. Jackson, J. Adema, G.J. Gerlofsma, M.E. Bekema, J. Barkhof, L.H.R. de Haan-Stijkel, M. van den Bemt, A. Koops, K. Keizer, C. Pieters, J. Koops van het Jagt, H.H.A. Schaeffer, T. Zijlstra, M. Kroug, C.F.J. Lodewijk, K. Wielinga, W. Boland, M.W.M. de Graauw, E.F. van Dishoeck, H. Jager, W. Wild//Astronomy & Astrophysics. – 2015. – V. 577. – P. A129. DOI: 10.1051/0004-6361/201425529 (Q1)

51. Balega Y.Y. Superconducting Receivers for Space, Balloon, and Ground-Based Sub-Terahertz Radio Telescopes / Yu. Yu. Balega, A.M. Baryshev, G.M. Bubnov, V.F. Vdovin, S.N. Vdovichev, A.A. Gunbina, P.N. Dmitriev, V.K. Dubrovich, I.I. Zinchenko, V.P. Koshelets, S.A. Lemzyakov, D.V. Nagirnaya, K.I. Rudakov, A.V. Smirnov, M.A. Tarasov, L.V. Filippenko, V.B. Haikin, A.V. Khudchenko, A.M. Chekushkin, V.S. Edelman, R.A. Yusupov G.V. Yakopov // Radiophysics and Quantum Electronics. -2020. - V. 63. - N 2.7 - P. 479-500. DOI: 10.1007/s11141-021-10073-z (Q4)

52. A.R. Kerr, S.-K. Pan, and J.E. Effland, "Sideband calibration of millimeterwave receivers," in ALMA Memo Series – 2001, Memo 357. Available: http:// library.nrao.edu/alma.shtml.

53. Malo-Gomez I. et al. Cryogenic hybrid coupler for ultra-low-noise radio astronomy balanced amplifiers / I. Malo-Gomez, J.D. Gallego-Puyol, C. Diez-Gonzalez, 'I. Lopez-Fernandez, and C. Briso-Rodriguez // IEEE transactions on microwave theory and techniques. – 2009. – V. 57. – №. 12. – P. 3239–3245. DOI: 10.1109/TMTT.2009.2033874 (Q2)

54. Khudchenko A. Design and performance of a sideband separating SIS mixer for 800–950 GHz / A. Khudchenko, R. Hesper, A.M. Baryshev, J.Barkhof, K. Rudakov, D. Montofré, D. van Nguyen, V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, M. Fominsky, C. Heiter, S. Heyminck, R. Güsten, U – B. Klein //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2019. – V. 9. – N_{\odot} . 6. – P. 532–539. DOI: 10.1109/TTHZ.2019.2939003 (Q2)

55. Khudchenko A. Modular 2SB SIS receiver for 600–720 GHz: Performance and characterization methods / A. Khudchenko, R. Hesper, A.M. Baryshev, J. Barkhof, and F.P. Mena // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2016. – V. 7. – N 1. – P. 2–9. DOI: 10.1109/TTHZ.2016.2633528. (Q2)

56. Hesper R. A high-performance 650-GHz sideband-separating mixer-design and results / R. Hesper, A. Khudchenko, A. M. Baryshev, J. Barkhof., and F. P. Mena // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2017. – V. 7. – №. 6. – P. 686–693. DOI: 10.1109/TTHZ.2017.2758270.

57. Josephson B. D. Possible new effects in superconductive tunnelling/Josephson B.D. //Physics letters. – 1962. – V. 1. – №. 7. – P. 251–253. DOI: 10.1016/0031-9163(62)91369-0 (Q1)

58. Josephson B.D. Supercurrents through barriers / Josephson B.D // Advances in Physics. – 1965. – V. 14. – №. 56. – P. 419–451. DOI: 10.1080/00018736500101091

59. Physics and Applications of the Josephson Effect / ed. by. A. Barone, G. Paterno. USA: John Wiley & Sons, 1982. 529 p. DOI: 10.1002/352760278X

60. K.K. Likharev. Dynamics of Josephson Junctions and Circuits. 3rd ed. New York, USA: Gordon & Breach Science Publishers, 1996. 640 p.

61. Wan K.L. Submillimeter wave generation using Josephson junction arrays / Wan K.L., Jain A.K., Lukens J.E.// IEEE Transactions on Magnetics. – 1989. – V. 25. – № 2. – P. 1076–1079. DOI: 10.1109/20.92475 (Q3)

62. Han S. Demonstration of Josephson effect submillimeter wave sources with increased power / S. Han, B. Bi, W. Zhang, J.E. Lukens // Applied physics letters. – 1994. – V. 64. – №. 11. – P. 1424–1426. DOI: 10.1063/1.111904 (Q2)

63. Booi P.A.A. High power generation with distributed Josephson \Box junction arrays / P.A.A. Booi and S. P. Benz //Applied physics letters. – 1996. – T. 68. – No. 26. – C. 3799–3801 DOI: 10.1063/1.116621 (Q2)

64. Barbara P. Stimulated emission and amplification in Josephson junction arrays / P. Barbara, A.B. Cawthorne, S.V. Shitov, and C.J. Lobb //Physical review letters. – 1999. – V. 82. – № 9. – P. 1963. DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.1963 (Q1)

65. Song F. Compact tunable sub-terahertz oscillators based on Josephson junctions / F. Song, F. Müller, T. Scheller, A. Semenov, M. He, L. Fang, H.W. Hübers, and A. M. Klushin //Applied physics letters. $-2011. - V. 98. - N_{2}. 14.$ DOI: 10.1063/1.3576910 (Q2)

66. Koshelets V.P. Phase locked 270–440 GHz local oscillator based on flux flow in long Josephson tunnel junctions / V.P. Koshelets; S.V. Shitov; L.V. Filippenko; V.L. Vaks; J. Mygind; A.M. Baryshev; W. Luinge; N. Whyborn //Review of Scientific Instruments. – 2000. – V. 71. – N 1. – P. 289–293. DOI: 10.1063/1.1150195 (Q1)

67. Koshelets V.P. Integrated superconducting receivers / Koshelets V.P., Shitov S.V //Superconductor Science and Technology. $-2000. - V. 13. - N_{\odot}. 5. - P. R53.$ DOI:10.1088/0953-2048/13/5/201 (Q1)

68. Mygind J. Phase-locked Josephson flux flow local oscillator for sub-mm integrated receivers / Mygind J, Mahaini C., Dmitriev P.N., Ermakov A.B., Koshelets V.P., Shitov S.V., Sobolev A.S., Torgashin M.Yu., Khodos V.V., Vaks V.L., Wesselius P.R //Superconductor Science and Technology. – 2002. – V. 15. – №. 12. – P. 1701. DOI:10.1088/0953-2048/15/12/314 (Q1)

69. Koshelets V.P. Optimization of the phase-locked flux-flow oscillator for the submm integrated receiver /.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, A.B. Ermakov, A.S. Sobolev, M.Yu. Torgashin, V.V. Kurin, A.L. Pankratov, J. Mygind //IEEE transactions on applied superconductivity. – 2005. – V. 15. – №. 2. – P. 964–967. DOI:10.1109/ TASC.2005.850140 (Q3)

70. Koshelets, V.P. Integrated Submm Wave Receiver: Development and Applications. / V.P. Koshelets, M. Birk, D. Boersma, J. Dercksen, P. Dmitriev, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, H. Golstein, R.W.M. Hoogeveen, L. de Jong, A.V. Khudchenko, N.V. Kinev, O.S. Kiselev, P.V. Kudryashov, B. van Kuik, A. de Lange, G. de Lange, I.L. Lapitsky, S.I. Pripolzin, J. van Rantwijk, A.M. Selig, A.S. Sobolev, M. Yu Torgashin, V.L. Vaks, Ed de Vries, G. Wagner, P.A. Yagoubov // Sidorenko, A. (eds) Fundamentals of Superconducting Nanoelectronics. NanoScience and Technology. Springer, Berlin, Heidelberg. DOI: 10.1007/978-3-642-20158-5 10

71. Кинев Н.В. Линзовая щелевая антенна на основе тонких пленок Nb для джозефсоновского широкополосного генератора ТГц-диапазона / Н.В. Кинев, К.И. Рудаков, А.М. Барышев, В.П. Кошелец //Физика твёрдого тела. – 2018. – Т. 60. – №. 11. – С. 2132-2136. DOI: 10.21883/FTT.2018.11.46652.03NN (Q4)

72. N.V. Kinev Flux-flow Josephson oscillator as the broadband tunable terahertz source to open space. / N.V.Kinev, K.I. Rudakov, L.V. Filippenko, A.M. Baryshev, V.P. Koshelets // Journal of Applied Physics. – 2019. – T. 125. – №. 1, P.151603. DOI: 10.1063/1.5070143 (Q2)

73. Кинев Н.В. Антенно-фидерная система для сверхпродникового джозефсоновского генератора терагерцового излучения с системой фазовой стабилизации / Н.В. Кинев, К.И. Рудаков, Л.В. Филиппенко, А.М. Барышев, В.П. Кошелец //Радиотехника и электроника. – 2019. – Т. 64. – №. 10. – С. 970–975. DOI: 10.1134/S0033849419090122 (Q4)

74. Кинев Н.В. Источник терагерцевого излучения в открытое пространство на основе распределенного джозефсоновского перехода / Н.В. Кинев, К.И. Рудаков, Л.В. Филиппенко, В.П. Кошелец, А.М. Барышев // Физика твердого тела. – 2020. – Т. 62. – №. 9. – С. 1379–1384. DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49757.02H (Q4)

75. Nagatsuma T. Flux □ flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region / Nagatsuma T., Enpuku K., Irie F., Yoshida K // Journal of Applied Physics. – 1983. – V. 54. – №. 6. – P. 3302–3309. DOI: 10.1063/1.332443 (Q2)

76. Mattis D.C. Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals / Mattis D.C., Bardeen J. // Physical Review. – 1958. – V. 111. – №. 2. – P. 412. DOI: 10.1103/PhysRev.111.412 (Q1)

77. Kooi J.W. Low-loss NbTiN films for THz SIS mixer tuning circuits / J.W Kooi, J.A. Stern, G. Chattopadhyay, H.G. LeDuc, B. Bumble, J. Zmuidzinas // International journal of infrared and millimeter waves. – 1998. – V. 19. – P. 373–383. DOI: 10.1023/A:1022595223782 (Q4)

78. Jackson B.D. NbTiN/SiO/sub 2//Al tuning circuits for low-noise 1 THz SIS mixers / B.D. Jackson, N.N. Iosad, G. De Lange, A.M. Baryshev, W.M. Laauwen, J.R. Gao, T.M. Klapwijk // IEEE transactions on applied superconductivity. – 2001. – V. 11. – No. 1. – P. 653–656. DOI: 10.1109/77.919429 (Q3)

79. Koshelets V.P. Self-pumping effects and radiation linewidth of Josephson flux-flow oscillators / Koshelets V.P., Shitov S.V., Shchukin A.V., Filippenko L.V., Mygind J and Ustinov A.V. //Physical Review B. – 1997. – V. 56. – №. 9. – P. 5572. DOI 10.1103/PhysRevB.56.5572 (Q2)

80. Lee G.S. Analysis of linear resonances in modern Josephson geometries / G.S. Lee // IEEE Transactions on applied superconductivity. $-1991. - V. 1. - N_{\odot}$. 3. - P. 121-125. DOI: 10.1109/77.84625 (Q3)

81. Thyssen N. Experimental study of fluxon resonances in window-type long Josephson junctions / Thyssen N, Ustinov A.V., Kohlstedt H, Pagano S, Caputo J.G. and Flytzanis N. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 1995. – V. $5. - N_{\odot} \cdot 2. - P \cdot 2965 - 2968$. DOI 10.1109/77.403214 (Q3)

82. Ustinov A.V. Giant radiation linewidth of multifluxon states in long Josephson junctions / Ustinov A.V., Kohlstedt H., Henne P. // Physical review letters. $-1996. - T. 77. - N_{\odot}. 17. - C. 3617.$ DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.3617 (Q1)

83. Mygind J. Properties of autonomous and injection locked flux flow oscillators / Mygind J, Koshelets V.P., Shchukin A.V., Shitov S.V., Lapytskaya I.L. //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 1995. – V. 5. – №. 2. – P. 2951–2954. DOI: 10.1109/77.403211 (Q3)

84. Koshelets V.P. Flux flow oscillators for sub-mm wave integrated receivers / Koshelets V.P., Shitov S.V., Shchukin A.V., Filippenko L.V., Dmitriev P.N., Vaks V.L., Mygind J, Baryshev A.B., Luinge W. and Golstein H. //IEEE transactions on applied superconductivity. – 1999. – V. 9. – N_{2} . 2. – P. 4133–4136. DOI: 10.1109/77.783935 (Q3)

85. Stephen M.J. Noise in the ac Josephson effect / Stephen M.J.//Physical Review. $-1969. - V. 182. - N_{\odot} 2. - P. 531.DOI: 10.1103/PhysRev.182.531 (Q1)$

86. Koshelets V.P. Line width of Josephson flux flow oscillators / Koshelets V.P., Dmitriev P.N., Sobolev A.S., Pankratov A.L., Khodos V.V., Vaks V.L., Baryshev A.M., Wesselius P.R., Mygind J // Physica C: Superconductivity. – 2002. – V. 372. – P. 316–321. DOI: 10.1016/S0921-4534(02)00659-7 (Q4)

87. Filipovic D.F. Double-slot antennas on extended hemispherical and elliptical silicon dielectric lenses / D.F. Filipovic, S.S. Gearhart, G.M. Rebeiz //IEEE Transactions on microwave theory and techniques. – 1993. – V. 41. – №. 10. – P. 1738–1749. DOI: 10.1109/22.247919 (Q2)

88. Kinev N.V. Terahertz source radiating to open space based on the superconducting flux-flow oscillator: development and characterization / Kinev, N.V.; Rudakov, K.I.; Filippenko, L.V.; Baryshev, A.M.; Maslennikov, Y.V.//IEEE

Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2019. – V. 9. – №. 6. – P. 557–564. DOI: 10.1109/TTHZ.2019.2941401

89. Kinev N.V. Terahertz spectroscopy of gas absorption using the superconducting flux-flow oscillator as an active source and the superconducting integrated receiver / N.V. Kinev, K.I. Rudakov, L.V. Filippenko, A.M. Baryshev and V.P. Koshelets // Sensors. $-2020. - V. 20. - N_{\odot}. 24. - P. 7267.$ DOI: 10.3390/s20247267 (Q2)

90. Kinev N.V. Direct Experimental Observation of Harmonics of Josephson Generation in the Flux-Flow Oscillator / N.V. Kinev, K.I. Rudakov, L.V. Filippenko, V.P. Koshelets //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2022. - V. 32. - N_{\odot}. 4. - P. 1-6.$ DOI: 10.1109/TASC.2022.3143483 (Q3)

91. Н.В. Кинев Исследование гармоник джозефсоновской генерации в распределённом туннельном переходе / Н.В. Кинев, К.И. Рудаков, Л.В. Филиппенко, В.П. Кошелец // Известия вузов. Радиофизика. – 2022/ – V. LXV. – № 8 – Р. 651–661. 2022. DOI: 10.52452/00213462 2022 65 08 651 (Q4)

92. Koshelets V.P. First implementation of a superconducting integrated receiver at 450 GHz / V.P. Koshelets, S.V. Shitov, L.V. Filippenko, A.M. Baryshev, H. Golstein, T. de Graauw, W. Luinge, H. Schaeffer, H. van de Stadt //Applied physics letters. – 1996. – V. $68. - N_{\odot}$. 9. – P. 1273–1275. DOI: 10.1063/1.115950 (Q2)

93. Koshelets V.P. Superconducting integrated receiver for TELIS / V.P. Koshelets, S.V. Shitov, A.B. Ermakov, O.V. Koryukin, L.V. Filippenko, A.V. Khudchenko, M. Yu. Torgashin, P. Yagoubov, R. Hoogeveen, O.M. Pylypenko // IEEE transactions on applied superconductivity. $-2005. - V. 15. - N \ge 2. - P. 960-963$. DOI: 10.1109/TASC.2005.850138 (Q2)

94. Кошелец В.П. Интегральный сверхпроводниковый спектрометр для мониторинга атмосферы / В.П. Кошелец, П.Н. Дмитриев, А.Б. Ермаков, Л.В. Филиппенко, О.В. Корюкин, М.Ю. Торгашин, А.В. Худченко //Известия ВУЗов» Радиофизика. – 2005. – Т. 48. – №. 10–11. – С. 947–954. (Q4)

95. Кошелец В.П. Интегральный сверхпроводниковый бортовой спектрометр субмиллиметрового диапазона длин волн для атмосферных исследований / 8. В.П. Кошелец, Л.В.Филиппенко, В.Б. Борисов, П.Н.Дмитриев, А.Б. Ермаков, О.С. Киселёв, И.Л.Лапицкая, А.С. Соболев, М.Ю. Торгашин, А.В. Худченко, П.А. Ягубов //Известия ВУЗов» Радиофизика. – 2007. – Т. L. – №. 10–11. – С. 935–940. (Q4)

96. Hoogeveen R.W.M. Balloon-borne heterodyne stratospheric limb sounder TELIS ready for flight / R.W.M. Hoogeveen, P.A. Yagoubov, G. de Lange, A. de Lange, V. Koshelets, M. Birk, B. Ellison //Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XI. – SPIE, 2007. – V. 6744. – P. 491–500. DOI: 10.1117/12.737778

97. De Lange G. Development and characterization of the superconducting integrated receiver channel of the TELIS atmospheric sounder / De Lange, G., Birk, M., Boersma, D., Dercksen, J., Dmitriev, P., Ermakov, A.B., Filippenko L.V, Golstein H., Hoogeveen R.W.M., Jong L., Khudchenko A.V., Kinev N.V., Kiselev O.S., Kuik B., Lange A., Rantwijk J., Selig A.M., Sobolev A.S., Torgashin M.Yu., Vries E., Wagner G., Yagoubov P.A., Koshelets, V.P. // Superconductor Science and Technology. $-2010. - V. 23. - N^{\circ}. 4. - P. 045016.$ DOI 10.1088/0953-2048/23/4/045016 (Q1)

98. Koshelets V.P. Superconducting integrated THz receivers: development and applications / V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, L.V. Filippenko, N.V. Kinev, O.S. Kiselev, M.Y. Torgashin, A. de Lange, G. de Lange, S.I. Pripolzin, and V.L. Vaks // Infrared, Millimeter Wave, and Terahertz Technologies. – SPIE, 2010. – V. 7854. – P. 108–120. DOI: 10.1117/12.868916

99. Дмитриев П.Н. Сверхпроводниковый интегральный приёмник субмиллиметрового диапазона / Дмитриев, П.Н., Ермаков, А.Б., Кинев, Н.В., Киселев, О.С., Кошелец, В.П., Соболев, А.С., Торгашин М.Ю., Филиппенко Л.В., Худченко, А.В. // Успехи современной радиоэлектроники. – 2010. – №. 5. – С. 75–81.

100. Koshelets V.P. Radiation linewidth of flux-flow oscillators / V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, P.N. Dmitriev, A.S. Sobolev, A.M. Baryshev, P.R. Wesselius, J. Mygind //Superconductor Science and Technology. – 2001. – V. 14. – №. 12. – P. 1040. DOI 10.1088/0953-2048/14/12/312 (Q1)

101. De Lange A. HCl and ClO in activated Arctic air; first retrieved vertical profiles from TELIS submillimetre limb spectra / A. de Lange, M. Birk, G. de Lange, F. Friedl-Vallon, O. Kiselev, V. Koshelets, G. Maucher, H. Oelhaf, A. Selig, P. Vogt, G. Wagner, and J. Landgraf//Atmospheric Measurement Techniques. – 2012. – V. $5. - N_{\odot}. 2. - P. 487-500$. DOI: 10.5194/amt-5-487-2012 (Q2)

102. Koshelets V.P. Superconducting integrated terahertz spectrometers /V.P. Koshelets, P.N. Dmitriev, M.I. Faley, L.V. Filippenko, K.V. Kalashnikov, N.V. Kinev, O.S. Kiselev, A.A. Artanov, K.I. Rudakov, A. de Lange, G. de Lange, V.L. Vaks, M.Y. Li, H. Wang // IEEE transactions on terahertz science and technology. – 2015. – V. 5. – No. 4. – P. 687–694. DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2443500 (Q2)

103. Ermakov A.B. A data acquisition system for test and control of superconducting integrated receivers / A.B. Ermakov, S.V. Shitov, A.M. Baryshev, V.P. Koshelets, W. Luinge // IEEE transactions on applied superconductivity. – 2001. – V. 11. – No. 1. – P. 840–843. DOI: 10.1109/77.919475 (Q3)

104. Li M. Linewidth dependence of coherent terahertz emission from Bi 2 Sr 2 CaCu 2 O 8 intrinsic Josephson junction stacks in the hot-spot regime / M. Li, J. Yuan, N. Kinev, J. Li, B. Gross, S. Guénon, A. Ishii, K. Hirata, T. Hatano, D. Koelle, R. Kleiner, V.P. Koshelets, H. Wang, P. Wu//Physical review B. – 2012. – V. 86. – N_{2} . 6. – P. 060505. DOI: 10.1103/PhysRevB.86.060505 (Q2)

105. Кинев Н.В. Спектральные характеристики генератора терагерцового излучения на основе мезаструктуры Bi2Sr2CaCu2O8+δ/ Кинев Н.В. Филиппенко Л.В. Ли М.Ю. Юань Д. Ван Х.Б. Кошелец В.П.// Изв. вузов. Радиофизика. – 2013. – Т. 56. – № 8–9. – С. 647–656

106. Sun H. Terahertz spectroscopy of dilute gases using Bi 2 Sr 2 CaCu 2 O 8+ δ intrinsic Josephson-junction stacks / H. Sun, Z. Yang, N.V. Kinev, O.S. Kiselev, Y. Lv, Ya Huang, L. Hao, X. Zhou, M. Ji, X. Tu, C. Zhang, J. Li, F. Rudau, R. Wieland, J.S. Hampp, O. Kizilaslan, D. Koelle, B. Jin, J. Chen, L. Kang, W. Xu, R. Kleiner, V.P. Koshelets, H. Wang, P. Wu // Physical Review Applied. – 2017. – V. 8. – No. 5. – P. 054005. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.8.054005 (Q1) 107. Tarasov, M. Microwave SINIS Detectors / M. Tarasov, A. Gunbina, A. Chekushkin, R. Yusupov, V. Edelman, V. Koshelets // Applied Sciences. – 2022. – V. 12. DOI: 10.3390/app122010525 (Q2)

108. Tarasov, M.A. SINIS Detectors: 30 Years of Achievements and Delusions / M.A. Tarasov, A.A. Gunbina, A.M. Chekushkin, R.A. Yusupov, V.S. Edelman, V.F. Vdovin // 2022 IEEE 8th All-Russian Microwave Conference (RMC). – 2022. – P. 14–18. DOI: 10.1109/RMC55984.2022.10079692

109. Tarasov M. Electrical and optical properties of a bolometer with a suspended absorber and tunneling-current thermometers / M. Tarasov, V. Edelman, S. Mahashabde, M. Fominsky, S. Lemzyakov, A. Chekushkin, R. Yusupov, D. Winkler, A. Yurgens // Applied Physics Letters. – 2017. – T. 110. – №. 24. DOI: 10.1063/1.4986463 (Q2)

110. Yusupov, R.A. Quantum Response of a Bolometer Based on the SINIS Structure with a Suspended Absorber / R.A. Yusupov, A.A. Gunbina, A.M. Chekushkin, D.V. Nagirnaya, S.A. Lemzyakov, V.S. Edelman, M.A. Tarasov // Physics of the Solid State. – 2020. – V. 62. – P. 1567 – 1570. DOI: 10.1134/S106378342009036X (Q4)

111. Clarke, J. Superconducting tunnel junction bolometers / J. Clarke, G. Hoffer, P. Richards // Revue de physique appliquée. – 1974. – V. 9. – P. 69–71. DOI: 10.1051/ rphysap:019740090106900

112. Nahum, M. Design analysis of a novel hot-electron microbolometer / M. Nahum, P.L. Richards, C.A. Mears // IEEE TAS. – V. 3. – P. 2124–2127. DOI: 10.1109/77.233921 (Q3)

113. Kuzmin, L.S. Cold-electron bolometer with electronic microrefrigeration and general noise analysis / L.S. Kuzmin, I.A. Devyatov, D Golubev // Millimeter and Submillimeter Waves IV, Proc. SPIE. – 1998. – V. 3465. DOI: 10.1117/12.331165

114. Kuzmin, L.S. Photon-noise-limited cold-electron bolometer based on strong electron self-cooling for high-performance cosmology missions / L.S. Kuzmin, A.L. Pankratov, A.V. Gordeeva, V.O. Zbrozhek, V.A. Shamporov, L.S. Revin, A.V. Blagodatkin, S. Masi, P. de Bernardis // Communications Physics. – 2019. – V. 2. DOI: 10.1038/s42005-019-0206-9 (Q1)

115. Devyatov, I.A. Investigation of various operation modes of a miniature superconducting detector of microwave radiation / I.A. Devyatov, P.A. Krutitskii, M.Yu. Kupriyanov // JETP Letters. – 2006. – V. 84. – P. 57–61. DOI: 10.1134/ S0021364006140037 (Q3)

116. Tarasov, M. Non-Thermal Absorption and Quantum Efficiency of SINIS Bolometer / M. Tarasov, A. Gunbina, R. Ysupov, A. Chekushkin, D. Nagirnaya, S. Lemzyakov, V. Vdovin, V. Edelman, A. Kalaboukhov, D. Winkler // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2021. – V. 31. DOI: 10.1109/ TASC.2021.3057327 (Q3)

117. Gunbina, A.A. Fabrication of aluminum nanostructures for microwave detectors based on tunnel junctions / A.A. Gunbina, M.A. Tarasov, M.Yu. Fominsky, A.M. Chekushkin, R.A. Yusupov, D.V. Nagirnaya //Advances in Microelectronics: Reviews. – 2021. – V. 3. – P. 183–210.(Q1)

118. Dolan, G.J. Offset masks for lift □ off photoprocessing / G.J. Dolan. // Applied Physics Letters. – 1977. – V. 31. – P. 337–339. DOI: 10.1063/1.89690 (Q2)

119. Тарасов, М.А. Способ изготовления тонкопленочных туннельных переходов методом раздельной литографии / М.А. Тарасов, А.А. Гунбина, А.М. Чекушкин, М.Ю. Фоминский // Патент на изобретение. – № 2021108441. – дата регистрации. 30.03.2021.

120. Gunbina, A.A. A 90 GHz SINIS detector with 2 GHz readout / A.A. Gunbina, S. Mahashabde, M.A. Tarasov, G.V. Yakopov, R.A. Yusupov, A.M. Chekushkin, D.V. Nagirnaya, S.A. Lemzyakov, V.F. Vdovin, A.S. Kalaboukhov, D. Winkler // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2021. – V. 31. DOI: 10.1109/ TASC.2021.3068999 (Q3)

121. Тарасов, М.А. СИНИС-болометр с микроволновым считыванием / М.А. Тарасов, С. Махашабде, А.А. Гунбина, Р.А. Юсупов, А.М. Чекушкин, С.А. Лемзяков, Д.В. Нагирная, М.А. Мансфельд, В.Ф. Вдовин, В.С. Эдельман, А.С. Калабухов, Д. Винклер // Физика твердого тела. – 2020. – Т. 62. – С. 1415–1419. DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49763.17H (Q4)

122. https://millimetron.ru/osnovnye-parametry/nauchnaya-apparatura

123. Edelman, V.S. A dilution microcryostat-insert / V.S. Edelman // Instruments and Experimental Techniques. – 2009. – V. 52. – P. 301–307. DOI: 10.1134/ S002044120902033X (Q4)

124. Gunbina, A.A. Spectral response of arrays of half-wave and electrically small antennas with SINIS bolometers / A.A. Gunbina, M.A. Tarasov, S.A. Lemzyakov, A.M. Chekushkin, R.A. Yusupov, D.V. Nagirnaya, M.A. Mansfel'd, V.F. Vdovin, D. Winkler, A.S. Kalaboukhov, S. Mahashabde, V. S. Edelman // Physics of Solid State. - 2020. – V. 62. – P. 1604–1611. DOI: 10.1134/S1063783420090097 (Q4)

125. Tarasov M. Annular antenna array metamaterial with SINIS bolometers / M. Tarasov, A. Sobolev, A. Gunbina, G. Yakopov, A. Chekushkin, R. Yusupov, S. Lemzyakov, V. Vdovin, V. Edelman // Journal of Applied Physics. – 2019. – V. 125. – P. 174501-1 - 174501-6. DOI: 10.1063/1.5054160 (Q2)

126. Тарасов, М. Терагерцовая спектроскопия с джозефсоновским излучателем и СИНИС болометром / М. Тарасов, Л. Кузьмин, Е. Степанцов, И. Агуло, А. Калабухов, М. Фоминский, З. Иванов, Т. Класон // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т. 79. – С. 356–361. (Q2)

127. Codreanu, I. Detection mechanisms in microstrip dipole antenna-coupled infrared detectors / I. Codreanu, F.J. Gonzales, G.D. Boreman // Infrared Physics & Technology. – 2003. – V. 44. – P. 155–163. DOI: 10.1016/S1350-4495(02)00224-4 (Q2)

128. Dorodnyy, A. Plasmonic photodetectors / A. Dorodnyy, Y. Salamin, P. Ma, E.V. Plestina, N. Lassaline, D. Mikulik, P. Romero-Gomez, A.F. Morall, J. Leuthold // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2018. – V. 24. DOI: 10.1109/JSTQE.2018.2840339 (Q1)

129. Dereshgi, A.A. MIMIM photodetectors using plasmonically enhanced MIM absorbers / A.A. Dereshgi, A.K. Okyay // Proc. SPIE. – 2017. – V. 10099. DOI: 10.1117/12.2253026

130. Vendik, I. Réponse à un gradient de température en présence d'un gradient de la densité du courant dans les couches d'iodure de tétrathiotétracène / I. Vendik, A. Ermolenko, V. Esipov, M. Kaplunov, L. Plotkin, V. Semkin // Journal of technical physics. – 1985. – V. 55. – P. 224–226.

131. Wang, F. Plasmonic energy collection through hot carrier extraction / F. Wang, N.A. Melosh // Nano Letters – 2011. – V. 11. – P. 5426–5430. DOI: 10.1021/ nl203196z (Q1)

132. Tarasov, M.A. Cryogenic MIMIM and SIMIS Microwave Detectors / M.A Tarasov, V.S. Edelman, S.A. Lemzyakov, A.A. Gunbina, R.A. Yusupov, A.M. Chekushkin, D.V. Nagirnaya, V.F. Vdovin, A. Kalaboukhov // 2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC). – 2020. DOI: 10.1109/RMC50626.2020.9312267

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ РАЗЛИЧНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

Вакс Владимир Лейбович^{1,2}, Домрачева Елена Георгиевна^{1,2}, Черняева Мария Борисовна^{1,2}, Анфертьев Владимир Алексеевич^{1,2}, Айзенштадт Андрей Александрович^{1,3}, Масленникова Анна Владимировна^{1,4,5}, Атдуев Вагиф Ахмедович^{4,6}

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603087
²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603022
³ГБУЗ НО «ДГКБ №1 Приокского района», г. Нижний Новгород, 603081
⁴ФГБОУ ВО «ПИМУ» Минздрава России, Нижний Новгород, 603005
⁵ГБУЗ НО «Нижегородский областной клинический онкологический диспансер», Нижний Новгород, 603093
⁶ФБУЗ «Приволжский окружной медицинский центр» ФМБА России, Нижний Новгород, 603001

введение

Методы ТГц нестационарной спектроскопии высокого разрешения происходят преимущественно из микроволновой физики. Исследуются образцы в газовой фазе. Спектрометры работают на эффекте переходного поглощения, которое появляется, когда излучение входит в резонанс с двухуровневой системой за время более короткое по сравнению с временами релаксационных процессов, и переходного излучения, когда излучение выходит из резонанса за время более короткое по сравнению с временами релаксации. Таким образом, вводя переход в резонанс или выводя из резонанса, получаем чередование процессов возникновения и распада макроскопической поляризации. Детектируется и анализируется сигнал свободно затухающей поляризации, который содержит информацию о времени релаксации и концентрации молекул. Другим эффектом, используемым в переходных экспериментах, является эффект быстрого прохождения, когда частота свипируется через молекулярный резонанс за время, более короткое, чем времена релаксационных процессов.

Первый микроволновый Фурье-спектрометр, который обеспечивал высокие чувствительность и разрешение был предложен Флайгером [1] (Рисунок1). Его рабочий диапазон частот составлял 4÷8 ГГц с максимальной шириной полосы 50 МГц. Для управления прохождением импульса через измерительную ячей-
ку, уровнем шума и защитой смесителя от мощного излучения использовались четыре ключа на PIN-диодах, диодах, где чередуются области электронной (n) проводимости, собственный, нелегированный, полупроводник (i) и дырочной (p) проводимости (PIN-ключи).



Рис. 1. Микроволновый Фурье-спектрометр Эккерса-Флайгера, реализующий эффект свободно затухающей поляризации [1]

В настоящее время разработано и реализовано множество модификаций таких спектрометров [2], в том числе импульсные Фурье-спектрометры с чирпирующими импульсами [3], в которых осуществляется перестройка частоты по диапазону внутри импульса. В настоящее время в биологических исследованиях в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне обычно используются три основных типа спектроскопии: спектроскопия с преобразованием Фурье (вариантом импульсной Фурье-спектроскопии можно считать спектроскопию на нестационарных эффектах [4]), спектрометр на фотосмесителе и ТГц спектроскопия во временной области (ТГц-TDS), которые разрабатываются и совершенствуются.

1. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Ключевыми элементами в спектроскопической технике являются генераторы, которые обеспечивают перестраиваемое излучение с шириной линии более узкой, чем ширина линий поглощения газов. Большинство измерений в ТГц частотном диапазоне проводится на линиях поглощения, имеющих ширину в диапазоне от сотен кГц до нескольких МГц, поэтому ширина линии зондирующего излучения должна быть около кГц.

Одним из вариантов синтезаторов являются синтезаторы на лампе обратной волны (ЛОВ). К достоинствам ЛОВ, как источника излучения, относятся широкий диапазон генерируемых частот, а также большая выходная мощность излучения. Большая выходная мощность важна при использовании умножителя частоты для проведения измерений в более высоких диапазонах частот.

ЛОВ работают до 1 ТГц. Возможен подход с умножением частоты опорного синтезатора на ЛОВ.

Выбор структурной схемы субтерагерцового или терагерцового синтезатора частоты (СЧ), как управляемого переносчика частоты эталона, в основном определяется такими его характеристиками, как рабочий диапазон, дискретность перестройки, степень переноса эталонных свойств использованного эталонного генератора в выходное колебание и, наконец, средствами технической реализации. Ограничение возможности эффективного умножения частоты и необходимость подавления гармонических и комбинационных составляющих практически приводят к структуре СЧ, представляющей из себя каскадное включение блоков преобразования частоты (БПЧ), осуществляющих «грубый» синтез. В функции этих блоков входят наряду с умножением частоты, выделением нужного колебания, повышением уровня его мощности еще и фильтрация шумовых спектральных компонент и помех, в том числе, помех, возникающих при дискретной перестройке. Блоки преобразования частоты применяются, в основном, двух разновидностей. Это системы типа «умножение – фильтрация – усиление» и системы типа «умножение – ФАПЧ».

Основным и принципиально неустранимым фактором, прямо определяющим структуру СЧ, то есть минимальное количество звеньев синтеза частот и рабочие номера гармоник, является наличие аддитивных тепловых и дробовых шумов в трактах преобразователей частоты, сказывающееся на спектре выходного колебания и стабильности его частоты.

Умножители частоты могут быть реализованы на диодах с барьером Шоттки (ДБШ) или на квантовых полупроводниковых сверхрешетках (СР). Выходные характеристики этих диодов [5] приведены на рисунке 2



Рис. 2. Сравнение характеристик диодов Шоттки и диодов на сверхрешетках [5]

С использованием умножителя частоты, реализованного на диоде на СР, была получена 54-я гармоника частоты опорного синтезатора, выполненного на ЛОВ диапазона 118–178 ГГц с, на частоте 8,1 ТГц, пример записи которой приведен на рисунке 3 [6].



Рис. 3. Пример записи 54й гармоники частоты опорного синтезатора, выполненного на ЛОВ диапазона 118–178 ГГц, на частоте 8,1 ТГц. Умножитель реализован на диоде на СР. [6]

Разработано и реализовано семейство синтезаторов диапазонов: 667– 857 ГГц, 789–968 ГГц, 882–1100 ГГц с кварцевой стабильностью частоты, использующие в качестве умножителей и гармонических смесителей структуры на полупроводниковых сверхрешетках [6]. Синтезаторы состоят из следующих модулей и приборов: источники излучения ЛОВ, высоковольтный блок питания ЛОВ, опорные синтезаторы частоты; квазиоптический тракт с гармоническим смесителем, блок управления частотой; система фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) ЛОВ.

В синтезаторах частот диапазонов 667–857 ГГц и 789–968 ГГц система ФАПЧ реализована на 37^{ой}–55^{ой} гармониках опорного синтезатора с частотой 20 ГГц. Экспериментальные исследования шумовых характеристик гармонического смесителя, выполненного на основе квантовых полупроводниковых сверхрешеток, показывают, что необходимая выходная мощность опорного синтезатора должна быть в диапазоне 12–20 мВт. Спектральная характеристика 7-й гармоники частоты опорного синтезатора на ЛОВ представлена на рисунке 4 [6].



Рис. 4. Спектральная характеристика 7ой гармоники [6]



Рис. 5. Синтезатор частот 900-1100 ГГц

В синтезаторе частоты 900–1100 ГГц (рисунок5) в качестве опорного синтезатора используется синтезатор на ЛОВ диапазона 78,33–118,1 ГГц.

В ТГц частотном диапазоне область 1 ТГц–5 ТГц осваивается с помощью квантовых каскадных лазеров (ККЛ). Продемонстрировано, что ККЛ работают в достаточно широких пределах ТГц спектра: от 1.2 до 5,4 ТГц [7] с наилучшей демонстрацией своих характеристик между 3 и 4 ТГц. Однако особенностью ККЛ ТГц частотного диапазона является их работа только при криогенных температурах. Выходные мощности при криогенных температурах составляют обычно десятки мВт. Рабочая температура некоторых ТГц ККЛ достигает в настоящее время 250 К, и может обеспечиваться элементами Пелтье [8]. Максимальная к настоящему времени частота генерации в 5,4 ТГц была получена для ККЛ, работающего в импульсном режиме, при температуре 56 К [9].

ТГц ККЛ, на основе которых создаются высокостабильные по частоте и перестраиваемые источники излучения, могут работать в непрерывном и в импульсном режимах. ТГц ККЛ могут работать в непрерывном режиме, но при более низких температурах, чем в импульсном режиме. Так при максимальных рабочих температурах порядка 65 К для ККЛ с частотой порядка 3,11 ТГц выходная мощность в непрерывном режиме составила 0,23 Вт [10]. Наиболее распространенным для ТГц ККЛ является импульсный режим, при котором возможна генерация при более высоких температурах. Для ККЛ, работающего вблизи 3,0 ТГц, с резонансно-фононным дизайном активной области и использованием волновода металл-металл продемонстрирована работа при 164 К в импульсном режиме и при 117 К в непрерывном режиме [11]. Для ККЛ с резонансно-фононным дизайном активной области и поверхностно-плазмонной волноводной гребенчатой структурой, работающего на 4.4 ТГц, получены выходные мощности 248 мВт в импульсном при генерации до температур до 105 К и 138 мВт в непрерывном режиме при генерации при температурах ниже 35 К [12]. ТГц ККЛ позволяют получать ультракороткие лазерные импульсы длительностью 2,5 пс и генерировать излучение в полосе частот шириной порядка 1 ТГц [13].

2. ТГЦ НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ГАЗОВЫЕ СПЕКТРОМЕТРЫ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

2.1. ТГц спектрометр на основе фазовой манипуляции воздействующего на газ излучения

ТГц спектрометр высокого разрешения может быть реализован в режиме фазовой манипуляции [14]. Такой спектрометр может работать в двух режимах - сканирование по частоте в заданном диапазоне для поиска линий поглощения компонентов газовой смеси и отслеживание изменения коэффициента поглощения конкретного вещества на выбранной резонансной частоте линии поглощения.

Режим фазовой манипуляции заключается в следующем. Периодическое переключение фазы (со сдвигом π) (или частоты) излучения, проходящего через ячейку и взаимодействующего в резонансе с газом, приводит к процессам переходного излучения и поглощения, т.е. периодического наведения и распада макроскопической поляризации [15].

Переходные сигналы в спектрометре с фазовой манипуляцией идентичны в каждом акте манипуляции. В случае совпадения частоты излучения с частотой молекулярного резонанса энергия излучающих молекул полностью преобразуется в амплитудную функцию прошедшего через газ излучения.

Результирующий переходный сигнал записывается, и производится его накопление в приемной части спектрометра. Для аппроксимации сигнала используется следующая формула [14]:

$$S(t) = \gamma l \frac{U_0}{\alpha(U_0)} \left(1 - 2 \exp^{-\Gamma t} \right)$$
(1)

где U_0 измеряемая величина выпрямленного на детекторе постоянного напряжения, которая пропорциональна мощности излучения P0 при малых значениях мощности P_0 (< 100 µW). В случае относительно больших значениях постоянного выпрямленного напряжения используется корректирующий коэффициент $a(U_0)$ (a = 1-2). $\Gamma = 1/T_2$ – полуширина спектральной линии (T_2 – время релаксации поляризации молекул газа) и γ – коэффициент поглощения. Г и γ – спектроскопические параметры, определяемые в результате аппроксимации. Величина и форма этих сигналов используется для вычисления концентрации газа.

Режим фазовой манипуляции источника излучения в ТГц спектрометре должен удовлетворять следующим основным требованиям [4]:

1. Величина фазового сдвига в процессе манипуляции должна лежать в пределах $\pi \pm 0,1$.

2. Длительность процесса фазовой манипуляции должна быть по крайней мере на порядок меньше времен релаксации исследуемых молекул, типичные значения которых лежат в пределах 0,2–2 мкс.

3. Частота повторения процессов фазовой манипуляции должна быть в 3–10 раз меньше полуширины спектральной линии T_2^{-1} , где T_2 – время поперечной релаксации.

4. Работа системы, обеспечивающей фазовую манипуляцию, не должна приводить к помехам или сбоям в системе стабилизации частоты источника излучения.

5. Величина фазового сдвига должна автоматически поддерживаться равной π при любых изменениях режима работы источника излучения (сканирование, переключение частоты, изменение условий согласования и т.д.).

Для обеспечения требований спектроскопии высокого разрешения точность установки мгновенных значений частоты источника излучения для режима фазовой манипуляции должна быть не хуже 10⁻⁸ относительно резонансной частоты излучения. Подобная точность достигается за счет использования фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) источника излучения по высокостабильному опорному синтезатору частоты, что позволяет реализовать спектральное разрешение на уровне 10 кГц, необходимое для однозначной регистрации и иденти-фикации линий поглощения многих газов с высоким разрешением.

Блок-схема и фотография газового спектрометра ТГц диапазона с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения представлены на рисунке 6 и 7 соответственно) [4]. В данном спектрометре использовалась ЛОВ – типа OB-87 (118–178 ГГц) с относительно малыми габаритами и весом. Мощность выходного сигнала ЛОВ составляет около нескольких десятков милливатт. С учетом потерь в волноводных узлах мощность выходного сигнала превышает



Рис. 6. Структурная схема спектрометра ТГц диапазона с фазовой манипуляцией воздействующего излучения с источником излучения на ЛОВ. ЛОВ – лампа обратной волны, ПИФ – пропорционально-интегрирующий фильтр, УПЧ – усилитель промежуточной частоты, ЧФД – частотно-фазовый детектор, УПТ – усилитель постоянного тока. [4]. Представлено в рамках разрешения на воспроизведение материалов из журнала «Успехи физических наук» (УФН) от 31.08.2023. © Успехи физических наук (2020) 10 мВт. Этого уровня мощности достаточно для использования умножителя частоты. При измерениях в частотном диапазоне 118–178 ГГц вместо умножителя устанавливается аттенюатор. В источники питания ЛОВ, обладающие малым уровнем помех и шумов, встроены цепи защиты от короткого замыкания и пробоя по высокому напряжению.



Рис. 7. Спектрометр ТГц диапазона с фазовой манипуляцией воздействующего излучения с источником излучения на ЛОВ. [4]. Представлено в рамках разрешения на воспроизведение материалов из журнала «Успехи физических наук» (УФН) от 31.08.2023. © Успехи физических наук (2020)

2.2. Компактный ТГц нестационарный спектрометр на полупроводниковых устройствах

Разработан и создан компактный спектрометр на полупроводниковых устройствах на основе методов ТГц спектроскопии высокого разрешения для анализа многокомпонентных газовых смесей [4]. Отличительной особенностью этого спектрометра является его компактность, а также возможность использования в качестве сенсора для детектирования выбранного набора веществ, что актуально для решения медико-биологических задач.

Структурная схема спектрометра с гетеродинным приемником и его фотография приведены на рисунках 8,9, соответственно.



Рис. 8. Структурная схема спектрометра ТГц частотного диапазона на полупроводниковых элементах. [4]. Представлено в рамках разрешения на воспроизведение материалов из журнала «Успехи физических наук» (УФН) от 31.08.2023. © Успехи физических наук (2020)



Рис. 9. Спектрометр ТГц частотного диапазона на полупроводниковых элементах [4]. Представлено в рамках разрешения на воспроизведение материалов из журнала «Успехи физических наук» (УФН) от 31.08.2023. © Успехи физических наук (2020)

Спектрометр реализован полностью на полупроводниковых элементах. Источник излучения и гетеродин реализованы на основе генераторов Ганна с использованием умножителей частоты на КПСР по сходной схеме. Источник излучения и гетеродин имеют различие только в частоте опорного генератора для системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). В источнике сигнала частота опорного генератора равна 260 МГц, а в гетеродине 200 МГц. В результате имеем на выходе генераторов Ганна сигналы с частотами $f_1 = Nf_0 + 260$ МГц, $f_2 = Nf_0 + 200$ МГц, соответственно. За счет этой разницы частота источника сдвинута относительно частоты гетеродина на 60 МГц, и эта разница не зависит от частоты опорного синтезатора.

Умножитель частоты на СР источника излучения формирует несколько гармоник. Обычно используются гармоники с номерами М от 3 до 7.

Гетеродинный приемник выполнен с использованием смесителя на СР. В качестве гетеродина использован генератор Ганна, частота которого стабилизирована при помощи ФАПЧ2 по опорному синтезатору частоты. ФАПЧ2 работает следующим образом. Сигнал генератора Ганна смешивается на гармоническом смесителе с N-й гармоникой опорного синтезатора частоты f_0 . Сигнал промежуточной частоты (ПЧ) поступает на систему ФАПЧ2, где на фазовом детекторе (ФД) сравнивается с сигналом опорного генератора. Сигнал с выхода ФД через корректирующие фильтры поступает на вход управления частотой генератора Ганна, тем самым замыкая петлю ФАПЧ. На выходе смесителя формируются сигналы ПЧ между частотой принимаемого сигнала и частотой сигнала гетеродина, кратные разнице гармоник источника и гетеродина

$$f_{\Pi \Psi} = M f_1 - M f_2 = M*60 M \Gamma \mu$$
, где $M = 3 \div 7$.

Соответственно ПЧ будет принимать значения от 180 до 420 МГц включительно.

После усиления эти сигналы подаются на систему регистрации сигналов и далее в компьютер для накопления и обработки. Чтобы зарегистрировать сигнал от линии поглощения газа, применяется модуляция сигнала опорного генератора источника. Эта модуляция через систему ФАПЧ1 передается на выход генератора Ганна1. В процессе приема сигналов происходит их демодуляция в системе регистрации. Управление частотой синтезатора от ПК позволяет выбирать диапазоны частот, где находятся интенсивные линии поглощения выбранных газов.

2.3. ТГц нестационарный газовый спектрометр на основе коммерческой полупроводниковой электроники

В связи с развитием технологий изготовлений устройств на основе полупроводниковой электроники перспективным подходом является создание ТГц спектрометра на нестационарных эффектах (на эффекте фазовой манипуляции воздействующего на газ излучения) с использованием готовых коммерческих полупроводниковых устройств.

Блок-схема и внешний вид ТГц нестационарного спектрометра на устройствах полупроводниковой электроники, работающего в диапазоне частот 110–170 ГГц, представлены на рисунке10 и 11, соответственно.



Рис. 10. Блок-схема ТГц нестационарного спектрометра 110–170 ГГц на устройствах полупроводниковой электроники



Рис. 11. Внешний вид ТГц нестационарного спектрометра 110–170 ГГц на устройствах полупроводниковой электроники

Для спектрометра ТГц частотного диапазона был использован подход к созданию источника излучения на основе умножения частоты опорного генератора. И опорный синтезатор, и умножитель частоты, а также остальные узлы источника излучения представляли собой серийные коммерческие устройства. Был разработан и реализован полупроводниковый источник излучения на основе опорного синтезатора («LuftResearch») с рабочим диапазоном частот 9.17–14.17 ГГц с умножением частоты с использованием умножителя на 2 («VDI»). Выходная мощность при этом составляет 3–5 мВт.

Приемная система была реализована с использованием детектора на основе диода с барьером Шоттки («VDI»).

Чувствительность разработанного и реализованного спектрометра на нестационарных эффектах на основе полупроводниковых устройств по коэффициенту поглощения составила 10⁻⁹ см⁻¹.

Тестовые измерения разработанного и реализованного ТГц нестационарного спектрометра 110–170 ГГц на устройствах полупроводниковой электроники проводились для газа OCS, линии которого известны с высокой точностью и используются для тестовых и калибровочных измерений в ТГц частотном диапазоне. Пример записи линии поглощения OCS для перехода J = 10 \leftarrow J = 9 на частоте 122,253 ГГц приведен на рисунке 12.



Рис. 12. Запись линии поглощения OCS на частоте 122,253 GHz ($J = 10 \leftarrow J = 9$)

Разработанный и реализованный ТГц нестационарный спектрометр (110–170 ГГц) на устройствах полупроводниковой электроники предназначен для исследования многокомпонентных газовых смесей различного происхождения, в частности для медико-биологических приложений, где информативными в смеси часто являются вещества в следовых концентрациях.

2.4. Двухканальный спектрометр ТГц частотного диапазона

Для одновременного изучения динамики концентраций двух компонент многокомпонентной газовой смеси была предложена концепция ТГц спектрометра с двумя независимыми источниками излучения (на основе ЛОВ диапазона 118–178 ГГц) и единым приемным блоком и блоком обработки сигналов (Рисунок 13) [4]. Оба источника работают в режиме фазовой манипуляции, излучение от одного и второго синтезаторов подается в измерительную ячейку поочередно с разделением переключений фазы во времени, достаточным для затухания сигнала от переходных процессов в газе после воздействия предыдущего импульса. [4, 16]



Рис. 13. Структурная схема двухканального спектрометра ТГц частотного диапазона. [4]. Представлено в рамках разрешения на воспроизведение материалов из журнала «Успехи физических наук» (УФН) от 31.08.2023. © Успехи физических наук (2020)

Реализованы два варианта спектрометра. В первом используется два идентичных источника излучения на ЛОВ в диапазоне 118–178 ГГц. В одном из каналов установлен утроитель частоты, работающий в диапазоне 330–390 ГГц. Оба источника представляют собой два независимых синтезатора частоты на ЛОВ с системой ФАПЧ по сигналу опорного синтезатора. Опорный синтезатор диапазона 8–15 ГГц обеспечивает спектральную чистоту и перестройку частоты.

Синтезаторы управляются через управляющую шину I2C. Промежуточная частота (ПЧ) между частотой гармоник опорного синтезатора и частотой ЛОВ

подается в систему ФАПЧ. На другой вход блока ФАПЧ непосредственно поступает сигнал от цифрового синтезатора в диапазоне частот 110–130 МГц, который обеспечивает тонкую перестройку частоты. ЦСЧ управляется через параллельную шину для улучшения процесса загрузки новой частоты. Фазовая манипуляция запускается синхроимпульсами SP1 и SP2 для ЛОВ1 и ЛОВ2, соответственно. Частота ЛОВ перестраивается изменением напряжения на замедляющей системе ЛОВ. Блоки питания ЛОВ управляются через ЦАП контроллера. Сигналы от обоих источников суммируются в направленном ответвителе (10 дБ) и подаются в рупорную антенну через фокусирующую линзу. Направленность антенны больше чем 35 dB. Сигнал от второго источника излучения 118–178 ГГц ослабляется в направленном ответвителе на 10 дБ. Т.к. выходная мощность ЛОВ больше 20 мВт, выходная мощность сигнала с направленного ответвителя 2–3 мВт, которой достаточно, чтобы возбудить молекулы газа.

Суммарный сигнал от источников с фазовой манипуляцией излучения проходит через кварцевую ячейку длиной 1 м на широкополосный детектор. Детектор выполнен на основе низкобарьерного диода с барьером Шоттки и имеет высокую чувствительность 500–2500 В/Вт и широкий частотный диапазон 100–1200 ГГц. Полусферическая кристаллическая силиконовая линза обеспечивает согласование детектора и с принимаемым излучением.

Измерения проводятся при постоянной откачке исследуемой газовой смеси. Выходной сигнал детектора содержит информацию о мощности исходного излучения через смещение и информацию о поглощении излучения молекулами газа в форме широкополосного видеосигнала. Общий сигнал делится фильтрами и усиливается предусилителем. После предусилителя выходные сигналы поступают на входы приемника, которые являются входом быстрого АЦП для видеосигнала и медленного АЦП для смещения. Цифровые сигналы усредняются в цифровом накопителе и затем подаются на компьютер для обработки и хранения.

Приемный блок представляет собой компьютерный блок, выполненный в виде вставляемого экранированного модуля стандарта – «евромеханика». Внутри модуля имеются две платы:

А) контроллер связи с установленным на нем компьютерным модулем PCM3362 фирмы ADVANTECH.

Б) монтажная плата с установленным на ней винчестером объемом 250 Гб. На передней панели модуля находятся разъемы для связи с периферийными устройствами: VGA, PS/2 ETH (Ethernet), USB – 2 шт.

Применяемый в спектроанализаторе компьютер PCM-3362 изготовлен в конструктиве PC/104. Размеры печатной платы PC/104 чуть более 90х90 мм. Плату таких габаритов очень удобно встраивать в евроконструктив (высота печатной платы евроконструктива составляет 100 мм).

Одноплатный компьютер PCM-3362 предназначен для управления блоками спектроанализатора и обработки результатов измерений, которые поступают

по внутренней шине спектроанализатора из приемного блока через контроллер связи в спектроанализатор.

В спектрометре возможно временное разделение сигналов от различных линий поглощения газов. Период регистрации сигналов T для двух линий поглощения газов – 4 мкс. Механизм временного разделения позволяет одновременное детектирование до 8 газов (T = 16 мкс), обеспечиваемое необходимыми для этого восемью источниками излучения. Видеосигнал от возбужденной с помощью фазоманипулированного сигнала линии поглощения затухает экспоненциально. Время Т выбрано таким образом, чтобы сигнал от первой линии поглощения полностью затухал к моменту появления сигнала от второй линии поглощения.

Двухканальный спектрометр может работать в широкополосном режиме, сканируя два частотных диапазона одновременно, а также в режиме записи временной динамики сигнала на частоте, соответствующей аналитической линии поглощения газа.

В спектрометре реализована возможность комбинированного режима, т.е. программа имеет два графических окна: одно окно показывает временную зависимость коэффициента поглощения первого газа, в то же время во втором окне можно отображать спектр поглощения в режиме сканирования.

Значения напряжений на детекторе и коэффициентов поглощения на определенной частоте указываются в окне программы.

2.5. ТГц спектрометр с быстрым свипированием по частоте

Подход к разработке спектрометров с быстрым свипированием частоты развивался в сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне [17,18]. Эффект быстрого свипирования по частоте приводит к возникновению поляризации в газе во время свипирования частоты, которое сопровождается излучением газа после свипирования. [19]

Для спектрометра с быстрым свипированием необходимо выполнение условий, при которых сигнал свободно затухающей поляризации от одного импульса не должен перекрываться с другим (это условие ограничивает частоту повторения импульсов, которая должна быть равна величине, обратной времени молекулярной релаксации) и импульс не должен быть длиннее, чем величина, обратная ширине анализируемого диапазона.

Для реализации режима быстрого свипирования по частоте для спектроскопии высокого разрешения наиболее серьезные требования предъявляются к источникам излучения. В сантиметровом диапазоне существуют коммерческие приборы (например, Agilent Technology), позволяющие реализовать быструю перестройку по частоте в рабочем диапазоне генератора. Схожий принцип, позволяющий реализовать быструю перестройку частоты по диапазону, реализован в спектрометрах с чирпирующим по частоте импульсом [3,20,21]. Метод измерения с помощью источника излучения с чирпирующим импульсом, разработанный в СВЧ, может быть перенесен на частоты ТГц диапазона. Чирпирующий импульс может генерироваться на частотах СВЧ с использованием существующих методов, например с помощью генератора сигналов произвольной формы, и транслироваться на целевую частоту с помощью умножения частоты с усилением. При этом полоса перестройки в таком источнике излучения прямо пропорционально зависит от номера гармоники. Например, для спектрометра, работающего вблизи 200 ГГц, полоса перестройки составляет около 20 ГГц при полосе исходного импульса 1 ГГц [22]. Наиболее высокочастотный спектрометр с чирпирующим импульсом [23] с использованием умножения на 72 имеет полосу перестройки 67 ГГц и работает в диапазоне 792–859 ГГц.

Различают два режима: быстрого свипирования частоты через линию резонанса ($\mu/\Gamma^2 >> 1$) и медленного прохождения ($\mu/\Gamma^2 << 1$) – фактически обычное прохождение контура линии (временная зависимость сигнала с детектора следует профилю линии), где вводятся следующие параметры: $\mu = \frac{1}{2} \frac{d\omega}{dt}$ – скорость свипирования через резонанс и Γ – полуширина линии поглощения на уровне половинной интенсивности. Для диапазона свипирования $\Delta \omega = 2\pi \times 100$ МГц и длительности свипирования T = 10 мкс расчетный выигрыш по предельной чувствительности относительно микроволнового Фурье-спектрометра с длительностью импульса $\Delta t = 2\pi/\Delta \omega$, где $\Delta \omega$ выбиралась равной диапазону свипирования у спектрометра с быстрым свипированием частоты, составил 22,4 [24].

В спектрометре с быстрым свипированием по частоте [25] в качестве источника излучения используется ЛОВ ОВ–79 (ГНПО «ИСТОК») 2–мм диапазона длин волн (118–178 ГГц). Для обеспечения требований спектроскопии высокого разрешения относительная неопределенность установки мгновенных значений частоты ЛОВ в процессе быстрого свипирования должна быть не хуже 10⁻⁶. Для этого использовалась автоподстройка частоты (ФАПЧ) ЛОВ под высокостабильный опорный генератор – опорный синтезатор частоты (8–12 ГГц).

Возможна модификация спектрометра, которая заключается в замене опорного генератора, представляющего собой отдельный прибор, на коммерческий опорный синтезатор частоты LMX2594, который представляет из себя встраиваемый в спектрометр модуль. Модификация дает возможность уменьшить время свипирования по всему частотному диапазону до 2 раз из-за меньшего времени переключения частоты нового опорного генератора и более быстрого управления. Блок-схема спектрометра с быстрым свипированием частоты представлена на рисунке 14.



Рис. 14. Блок-схема спектрометра с быстрым свипированием частоты 2-хмиллиметрового диапазона. [25]

Весь диапазон ЛОВ (118–178 ГГц) разбит на 1200 поддиапазонов шириной по 50 МГц каждый. Начальная частота поддиапазона устанавливается с помощью опорного синтезатора частоты. Гармонический смеситель производит сигнал промежуточной частоты (ПЧ) между гармоникой сигнала опорного синтезатора и ответвленного сигнала ЛОВ. Сигнал ПЧ обеспечивает работу системы ФАПЧ ЛОВ. Опорным для этой системы является сигнал от цифрового синтезатора частоты (ЦСЧ) на основе микросхемы AD9954 (Analog Device). Быстрое свипирование частоты внутри поддиапазона обеспечивает именно ШСЧ, который свипирует в диапазоне 350–400 МГп с шагом 0.1 МГп за время 13 мкс на один свип. В каждом поддиапазоне происходит накопление сигналов за 1000 проходов. В итоге общее время свипирования, определяемое именно ЦСЧ, составляет около 15,6 с. При помощи широкополосной системы ФАПЧ свипирующая частота переносится в диапазон частот ЛОВ с малыми искажениями. Диапазон частот 118–178 ГГц шириной в 60 ГГц проходится спектрометром за 30 секунд. Увеличение времени свипирования относительно времени, обеспечиваемого ЦСЧ, происходит за счет обращения к другим узлам спектрометра и операционной системе.

С помощью компьютера (ПК) осуществляется управление диапазонами частот. Излучение проходит через ячейку с образцом исследуемого газа, взаимодействует с ним и поступает на детектор, сигнал с которого поступает на усилитель и затем дискретизуется с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Этот сигнал содержит информацию о линиях поглощения веществ образца исследуемой газовой смеси, присутствующих в диапазоне частотного свипирования. Для уменьшения шумов приёмника и повышения чувствительности спектрометра производится накопление сигнала. С накопителя сигнал поступает в компьютер, где происходит его обработка и дальнейшее накопление.

2.6. ТГц нестационарные спектрометры с источником излучения на ККЛ

Структурные схемы различных вариантов ТГц спектрометров высокого разрешения на основе квантово-каскадного лазера (ККЛ) представлены на Рисунках 15, 16 [4].



Рис. 15. Структурная схема спектрометра ТГц частотного диапазона на основе ККЛ и НЕВ с системой ФАПЧ ККЛ [4]. Представлено в рамках разрешения на воспроизведение материалов из журнала «Успехи физических наук» (УФН) от 31.08.2023. © Успехи физических наук (2020)



Рис. 16. Структурная схема спектрометра ТГц частотного диапазона на основе ККЛ и НЕВ со стабилизацией частоты ККЛ по линии поглощения газа [4]. Представлено в рамках разрешения на воспроизведение материалов из журнала «Успехи физических наук» (УФН) от 31.08.2023. © Успехи физических наук (2020)

Реализация спектрометров на таких источниках, как квантово-каскадные лазеры, позволяет проводить спектроскопические измерения в диапазоне выше 1 ТГц, где можно регистрировать не только вращательные, но и низколежащие колебательные линии поглощения. Для создания нестационарного ТГц спектрометра высокого разрешения, необходимы одномодовые ТГц ККЛ с высокими рабочими температурами ($T \approx 300 \text{ K}$) и мощностью несколько десятков мВт, с улучшенной направленностью и структурой. Важной целью в разработке прецизионного источника излучения на основе ККЛ является создание системы фазовой автоподстройки частоты. Успешный вариант создания системы ФАПЧ ККЛ (ККЛ с частотой 3.4 ТГц с распределенной обратной связью 3-го порядка работал в одномодовом режиме) представлен в [26]. Основными компонентами цепи ФАПЧ являются блок фазового детектора, блок частотного детектора и блок управления. ККЛ помещен в гелиевый криостат с окном из высокоплотного полиэтилена (1,2 мм). ТГц излучение ККЛ направляется в гармонический смеситель, расположенный вне криостата, через две линзы из высокоплотного полиэтилена, которые используются в стандартной телескопической конфигурации для фокусировки ТГц излучения в рупоре гармонического смесителя. Эксперимент по ФАПЧ ККЛ с частотой 3,4 ТГц проводился с использованием электроники, работающей при комнатной температуре. С использованием гармонического смесителя на СР, охлаждаемого до температуры 10 К, была разработана и реализована система ФАПЧ (ККЛ на частоте 4,7 ТГц с распределенной обратной связью 3-го порядка с низкой потребляемой мощностью (0.5 мВт) и мощностью излучения около 0,25 мВт) [27]. ККЛ и гармонический смеситель на КПСР размещались рядом в гелиевом криостате.

Для управления излучением ККЛ требуется также система быстрой частотной модуляции, связанная с системой ФАПЧ. Источник ТГц излучения на основе ККЛ, используемый для возбуждения молекул, также может быть использован как гетеродин, для чего необходима разработка малошумящего широкополосного смесителя и его интеграция с ККЛ.

В другом варианте источника излучения ТГц диапазона в прототипе спектрометра ТГц частотного диапазона предлагается использовать ККЛ с системой стабилизации частоты, выполненной по линии поглощения газа (воды, NO) (Рисунок 16).

Излучение ККЛ с частотной модуляцией проходит через опорную ячейку с газом и падает на детектор на основе сверхрешетки. На резонансной кривой частотно-модулированный (ЧМ) сигнал преобразуется в амплитудно-модулированный (АМ), фаза которого зависит от взаимного расположения частоты излучения и частоты линии поглощения. Требования к частоте модуляции и к девиации частоты при реализации данного подхода к стабилизации частоты таковы, что они должны быть сопоставимы с шириной используемой опорной линии поглощения газа при давлении, соответствующем рабочему давлению в ячейке для реализации нестационарного метода спектроскопии. Частоту модуляции обеспечивает генератор модулированного сигнала, а девиацию – устройство регулировки амплитуды и фазы модулированного сигнала. Регулировка фазы должна перекрывать диапазон 0–180°. На выходе ФД появляется сигнал, полярность и амплитуда которого зависят от взаимного расположения частоты излучения и частоты линии поглощения. Далее этот сигнал через ФНЧ и сумматор поступает на питание ККЛ и перестраивает его частоту в нужную сторону.

Детектирование осуществляется с помощью гетеродинного приемника, реализованного на основе болометра на горячих электронах (HEB), в качестве гетеродина используется синтезатор частот на основе ЛОВ диапазона 117÷178 ГГц и умножитель частоты на основе полупроводниковых сверхрешеток, причем умножитель помещен в криостат. Затем происходит последующая обработка данных на компьютере. Ключевая проблема отладки такого спектрометра заключается в оптимизации рабочих параметров входящих в спектрометры блоков и устройств.

Проведены первые эксперименты по измерениям линий поглощения веществ, попадающих в диапазон перестройки ККЛ, с использованием разработанных в ИФМ РАН спектрометров.



Рис. 17. Запись линии поглощения воды, полученная с помощью спектрометра на ККЛ вблизи 3,79 ТГц для разных значений давлений, записанная во временной области

По данным каталога о линиях поглощения в окрестности 3,79 ТГц используемого образца ККЛ, линии воды наиболее интенсивны. (см. Таблицу 1) [28]

Табл.	1
-------	---

Частота, ТГц	lgI, где I – сила линии в нм ² *МГц	Квантовые числа перехода
3,798281638	-0,3002	$6\ 1\ 5\ 0 \leftarrow 5\ 2\ 4\ 0$

Запись линии поглощения воды (H₂O), полученная с помощью спектрометра на ККЛ вблизи 3,79 ТГц для разных значений давлений приведена на рисунке 17.

Для ККЛ с частотой вблизи 2.02 ТГц проводились записи линии поглощения метанола (CH₃OH). По данным каталога о линиях поглощения в окрестности

2,02 ТГц используемого образца ККЛ, наиболее интенсивная линия метанола имеет следующие спектроскопические характеристики (см. Таблицу 2) [28]

Табл. 2

Частота, ТГц	lgI, где I - сила линии в нм ² *МГц	Квантовые числа перехода
2,019071156	-2.0530	$1090 \leftarrow 980$

Запись линии поглощения метанола, полученная с помощью лабораторного макета спектрометра на ККЛ вблизи 2.02 ТГц для разных значений давлений, приведена на рисунке 18.



Рис. 18. Запись линии поглощения метанола (СН₃OH), полученная с помощью спектрометра на ККЛ вблизи 2.02 ТГц для разных значений давлений, записанная во временной области

Для использования импульсных ККЛ в спектроскопии перспективным является подход на основе быстрого свипирования частоты через молекулярный резонанс. Импульсный режим ККЛ «автоматически» обеспечивает метод нестационарной спектроскопии и позволяет обеспечить одновременную регистрацию многих спектральных линий в широком спектральном диапазоне. И, хотя для ТГц ККЛ, работающего в импульсном режиме, характерная перестройка по частоте составляет порядка 1 ГГц [29], дизайн ККЛ может быть спроектирован таким образом, чтобы перестройка по частоте в том или ином режиме охватывала серию линий поглощения исследуемого вещества (набора веществ). Для более широкой перестройки можно использовать набор структур ККЛ, размещенных на одной подложке.

Результатов экспериментов с быстрым свипированием частоты в ТГц частотном диапазоне с использованием ККЛ в качестве источника излучения в литературе пока авторам статьи не встречалось, но этот подход на основе ККЛ активно развивается в спектроскопии ИК диапазона [30–33]. В связи с вышеприведенным анализом литературы можно сказать, что эксперименты по записи во временной области линии поглощения муравьиной кислоты (НСООН) вблизи 3,77 ТГц (рисунок 19) являются пионерскими.



Рис. 19. Запись линии поглощения НСООН (на 3,774612081 ТГц) во временной области

3. ПРИМЕНЕНИЕ ТГЦ ГАЗОВОЙ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

3.1. Исследование выдыхаемого воздуха

Во многих Университетах и клиниках мира (Италия, Нидерланды, Великобритания, Германия, США, Израиль) ведутся активные исследования по выявлению специфических газов-маркеров различных патологий и заболеваний и отработка методик применения анализа выдыхаемого воздуха в клинике. Сейчас в западных клиниках анализ выдыхаемого воздуха используется для диагностики и мониторинга астмы, проверки реакции отторжения пересаженного органа, определения непереносимости глюкозы (лактоза и фруктозы) и диагностики хеликобактериоза. Отметим, что применение анализа содержания NO в выдохе для диагностики и мониторинга астмы было сравнительно недавно внедрено в американские клиники. Помимо перечисленных результатов показателем активности западного научного сообщества в развитии диагностики на основе выдыхаемого воздуха также служит большое количество публикаций по этой тематике, проведение ежегодной международной конференции «Breath Analysis Summit», издание специализированного журнала Journal of Breath Research.

Успехи в исследовании выдыхаемого воздуха и его применении для неинвазивной диагностики стимулировали развитие такого направления как метаболический анализ. Целью такого анализа является определение многопараметрического метаболического отклика организма на генетические модификации, патофизиологическую стимуляцию и влияние окружающей среды. Такой подход подразумевает определение характерных метаболитов (напри-

мер, компонентов выдыхаемого воздуха) для составления «метаболического профиля» конкретного патологического состояния. С развитием метаболического анализа станет возможным определение субфенотипов заболевания и прогнозирование реакции организма на конкретный вид терапии.

Для развития методов метаболического анализа, а также для широкомасштабного внедрения методов анализа выдыхаемого воздуха для клинического использования необходимы оптимальные методы измерения содержания биомаркеров, включая следовые концентрации, в выдохе. Сложность разработки таких методов связана с необходимостью сочетания в одном устройстве различных характеристик, таких как высокая чувствительность, высокая селективность, быстрота анализа и т.д. В настоящее время в связи с бурным развитием метаболомики стали выявляться и отдельные недостатки методик анализа выдыхаемого воздуха. Прежде всего, неспецифичность при анализе данных химического состава исследуемого объекта, т.е. изменения метаболического профиля соответствуют сразу нескольким патологическим состояниям. Как показывает анализ, решение такой проблемы может быть найдено в применении спектроскопических методов.

Среди современных подходов лишь немногие физико-химические методы определения следовых количеств газообразных веществ могут применяться в области анализа выдыхаемого воздуха. К ним относятся газовая хроматография (ГХ), масс-спектрометрия (МС), масс-спектрометрия совместно с газохроматографическим разделением (МСГХ) и ИК-спектроскопия (ИКС). В последнее время существенные продвижения в области спектроскопического анализа связаны с разработкой спектрометров ТГц диапазона.

Несомненными достоинствами методов газовой нестационарной спектроскопии ТГц частотного диапазона, развиваемых в отделе терагерцовой спектрометрии ИФМ РАН, являются высокие чувствительность и разрешающая способность одновременно. К достоинствам также относятся высокая информативность спектроскопического сигнала; возможность дистанционного неинвазивного контроля многокомпонентных газовых смесей, какими являются выдыхаемый воздух и «запахи» тканей, дающего информацию о реальном содержании примесей в исследуемом газе.

В клинических условиях были проведены исследования выдыхаемого воздуха у трех условно здоровых некурящих добровольцев и пациентов больных раком легкого до и после лучевой терапии. Отмечено практически полное отсутствие NO в выдыхаемом воздухе у здоровых лиц и появление данного вещества у онкологических больных. Кроме того, отмечен рост концентрации NO после проведения лучевой терапии. Результаты исследований выдыхаемого воздуха приведены в Таблице 3 [34] и на рисунке 20. Проведенные предварительные измерения продемонстрировали возможности метода для определения концентрации NO, играющего важную роль в метаболизме, в выдыхаемом воздухе. Кроме того, с целью повышения специфичности метода проводятся работы по поиску не только определенных маркеров, но и их комбинаций, что позволит более точно характеризовать конкретное патологическое состояние.

Пациенты	Коэффициент по- глощения NO, см ⁻¹	Средняя концен- трация NO, мол.%	Средняя концентрация NO, мг/м ³		
Здоровые	1,57 × 10 ⁻⁸	0,0047	9,30 × 10 ⁻⁴		
Больной до ЛТ	4,0 × 10 ⁻⁷	0,12	0,0239		
Больной после ЛТ	7,5 × 10-7	0,22	0,0438		

Табл. 3. Результаты исследования выдыхаемого воздуха (NO) у условно здоровых некурящих добровольцев и пациентов больных раком легкого до и после лучевой терапии. [34]



Рис. 20. Линия NO вблизи частоты 150,176 ГГц в образце выдыхаемого воздуха онкологического больного: красный график соответствует выдыхаемому воздуху больного до сеанса лучевой терапии (ЛТ), синий график соответствует выдыхаемому воздуху больного после сеанса ЛТ

С использованием спектрометра с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения [35] совместно с Национальным медицинским исследовательским центром имени В.А. Алмазова проводились измерения уровня концентрации ацетона в образцах выдыхаемого воздуха и образцах мочи, взятых у одних и тех же пациентов с диабетом второго типа. Измерения проводились с использованием спектрометра с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения (на линиях поглощения ацетона с центральными частотами 150,537 МГц и 151,647 ГГц [28,36]). У пациентов (12 человек), больных диабетом, при заборе образца мочи для анализа также проводился забор образца выдыхаемого воздуха. Измерения состава выдыхаемого воздуха и состава паров мочи проводились без нагрева. В ходе анализа состава многокомпонентных газовых смесей образцов у больных диабетом выявлено существенное превышение уровня ацетона в моче над уровнем ацетона в выдыхаемом воздухе (в отдельных случаях на порядок). Результаты измерений содержания ацетона в выдыхаемом воздухе и моче пациентов с диабетом с использованием метода нестационарной ТГц газовой спектроскопии приведены на рисунке 21 [4].





Из сравнения результатов для выдыхаемого воздуха и мочи можно сделать вывод о том, что концентрация ацетона, содержащегося в моче, существенно превышает его же концентрацию в выдыхаемом воздухе.

3.2. Исследование биологических жидкостей

Как показано выше, перспективными образцами для выявления отклика организма на патологию или заболевание являются биологические жидкости (моча, кровь). Не случайно при выявлении динамики протекания заболеваний клинические анализы этих жидкостей помогают понять состояние организма. Метаболомический подход к исследованию этих жидкостей активно развивается в мировой науке [37]

Исследование изменений метаболического профиля может способствовать развитию диагностических методов таких синдромов, сопутствующих целому ряду заболеваний человека, как дисбактериоз. Сбалансированная кишечная микробиота выполняет множество функций: принимает активное участие в пищеварении, выработке витаминов, защите от внешних факторов, а также играет важную роль в функционировании иммунной системы хозяина. Исходя из этого, сдвиги в целых микробных сообществах в сторону провоспалительного состояния, называемого дисбактериозом, приводят к широкому спектру заболеваний и процессов, охватывающих почти все системы органов. Среди таких болезней – ожирение, диабет, астма, воспалительные заболевания кишечника, болезнь Паркинсона и многие другие. При этом доказано, что наибольшее воздействие на здоровье и поведение индивида, ассоциирующееся со здоровьем, оказывает весь микробный ансамбль кишечника, а не отдельные его виды [4]. Именно по этим причинам возник пристальный интерес к тому, как развивается микробиом человека, что может его нарушить и какие факторы влияют на его стабильность.

Целью работы [38] являлось выявление метаболитов в продуктах термического разложения биологической жидкости (мочи) крыс при дисбактериозе и на фоне его коррекции с использованием метода нестационарной ТГц спектроскопии на эффекте быстрого прохождения частоты.

Метод ТГц нестационарной газовой спектроскопии высокого разрешения применялся для исследования изменений состава метаболитов мочи при физических нагрузках, дисбактериозе, его коррекции с использованием биологически активных добавок (БАД) или воздействием электромагнитного излучения на организм лабораторной крысы.

Аутбредные белые крысы-самцы в возрасте 4 месяцев были разделены на 5 групп:

1) интактные – крысы, которые не подвергались каким-либо экспериментальным воздействиям;

2) Контрольная группа – здоровые крысы, подвергавшиеся физическим нагрузкам;

3) Опыт 1 – животные, подвергающиеся интенсивным физическим нагрузкам на фоне нарушения микрофлоры кишечника (дисбактериоза);

4) Опыт 2 – животные, подвергавшиеся интенсивным физическим нагрузкам на фоне нарушения микрофлоры кишечника (дисбактериоза) с добавлением в рацион БАД на основе фукоидана;

5) Опыт 3 – животные, подвергавшиеся интенсивным физическим нагрузкам на фоне нарушений микрофлоры кишечника (дисбактериоза) при корригирующем воздействии электромагнитного излучения (ЭМИ) КВЧ-диапазона.

Животные содержались в стандартных условиях вивария, при свободном доступе к водопроводной питьевой воде и полнорационному комбикорму для лабораторных животных при температуре 23 ± 2°С и влажности 65% с естественным режимом освещения (июнь-июль). Условия содержания животных соответствовали СП 3.3686-21 (ветеринарное заключение № 52-005858 от 21.06.2021). Все манипуляции проводили согласно Директиве 2010/63/EU Европейского парламента и совета Европейского Союза от 22 сентября 2010 г. по охране животных, используемых в научных целях.

Для имитации двигательной активности и оценки изменения физической работоспособности у животных использовался стандартный метод «плавания

с грузом». Животные подвергались вынужденному плаванию с утяжелением на 1-е, 6-е, 11-е и 16-е сутки эксперимента с 10:00 до 12:00 часов по мск. Для моделирования состояния дисбактериоза кишечника был использован гентамицин.

Процесс пробоподготовки заключался в следующем. Образец мочи объемом 1–2 мл размораживали, наливали в колбу, затем проводилось обезвоживание образца, поскольку имеющаяся в образце в больших количествах вода, несмотря на отсутствие линий поглощения в рабочем диапазоне спектрометра, мешает проведению спектроскопических измерений с целью выявления веществ, находящихся в образце в следовых концентрациях. Для обезвоживания жидкого образца использовалась вакуумная сушка, большая часть воды удалялась, в колбе с образцом образовывалась тонкая пленка. Летучие вещества из образовавшегося остатка сначала без нагрева, а потом и с нагревом, напускались в измерительную ячейку, которая предварительно откачивалась до давления 10^{-3} мбар. Рабочее давление в ячейке составляло $5*10^{-2}-1*10^{-1}$ мбар. Перед напуском смеси продуктов термораспада в ячейку прописывался весь диапазон спектрометра без напуска, запись которого использовалась для выявления линий поглощения как фоновая.

В режиме быстрого свипирования по частоте форма зарегистрированной линии представляет собой биения между спадающим сигналом от линии поглощения газа и прошедшим линейно частотномодулированным сигналом от источника излучения. Поэтому форма линии не позволяет выделить коэффициент поглощения в явном виде. Судить об относительной интенсивности линии можно по амплитуде зарегистрированного сигнала.

Кроме того, была разработана методика качественной оценки изменения концентрации конкретного соединения от образца к образцу на основе подсчета количества зарегистрированных линий поглощения в одном и том же диапазоне спектрометра при одних и тех же условиях измерений. При больших концентрациях вещества в смеси регистрируются более слабые линии поглощения при условии, что в этом диапазоне они есть.

Образцы, полученные 30.06.2021, были взяты в 1-й день эксперимента до моделирования дисбактериоза и проведения каких-либо воздействий. Образцы характеризуют исходное состояние животных, отобранных в экспериментальное исследование, до манипуляций.

В данной работе [38] приведены данные, полученные при исследовании образцов мочи крыс, взятых в 1-й и 8-й дни эксперимента.

У здоровой крысы (интактной) в неизменных условиях существенных изменений не происходит. Пример сравнения состава смеси газообразных продуктов термического разложения проб мочи проб самцов № 27 из интактной группы на первые и восьмые сутки эксперимента представлен на рисунке 22.



Рис. 22. Состав смеси газообразных продуктов термического разложения проб мочи проб самцов № 27 из интактной группы на первые и восьмые сутки эксперимента [38]

Качественно состав к восьмому дню не изменился за исключением незначительного возрастания содержания ацетонитрила. Остальные расхождения по количеству линий не превышают 2–4 линий. Изотополог дейтерированной изоциановой кислоты не был обнаружен в пробе мочи, взятой на восьмой день опыта, но появилось некоторое количество пиридина относительно первого дня.

Для крыс с физическими нагрузками прослеживается повышение содержания серосодержащих соединений (это видно по соединению оксид серы) относительно крыс без физических нагрузок. Пример повышения содержания (увеличение амплитуды записанного сигнала) серосодержащих соединений для крыс, подвергавшихся физическим нагрузкам приведен на рисунке 23 [38]. Квантовые числа энергетических уровней, между которыми осуществляется переход, приведены в формате: вращательное квантовое число *J*, описывающее квантование полного момента количества движения, и квантовые числа проекций моментов количества движения молекулы на ось симметрии молекулы для предельного вытянутого (K_{-1}) и предельного сплющенного (K_1) волчков [39.].



Рис. 23. Запись линии поглощения SO₂ на частоте 160343, 2 МГц (частота из каталога 160342,99, квантовые числа перехода 18 2 16←18 1 17) [28] из образцов мочи интактных крыс (красный) и крыс с физической нагрузкой (зеленый) в первый день эксперимента. [38]

Табл. 4.	Вещества,	идентифици	ированные	в продуктах	термического	разложения	образцов	мочи
крыс на	8 день эксг	теримента [3	38]					

	Количество линий									
Вещества	Интактные 07.07 образец 27	Контроль 07.07 образец 33	Опыт 1 07.07 образец 38	Опыт 2 07.07 образец 29	Опыт 3 07.07 образец 34					
HNCO	18	17	17	17	17					
СН ₃ СНО	2	0	1	0	17					
C ₂ H ₅ CN	1	0	10	1	0					
C□H ₃ CN	0	5	7	2	9					
CH□CN	29	38	57	40	37					
CH□SH	2	3	9	7	15					
SO ₂	23	47	46	44	56					
OCS	11	6	10	10	8					

Вещества, идентифицированные в продуктах термического разложения образцов урины крыс на 8 день эксперимента, представлены в таблице 4. Есть вещества, присутствующие в образце мочи в любом состоянии организма. Это, например, аммиак, изоциановая кислота. По некоторым другим веществам явно прослеживается изменение количества веществ в смеси в зависимости от состояния грызуна, физических нагрузок и других воздействий.



Рис. 24. Участок спектра, полученный при исследованиях образцов урины крыс с физической нагрузкой (зеленый) и крыс с физической нагрузкой на фоне дисбактериоза (красный) на восьмой день эксперимента, содержащий линию поглощения ОСЅ на частоте 170267, 5 МГц (170267,494 МГц квантовые числа перехода 14←13) [28](для обоих образцов) и две линии пропионитрила (С₂H₅CN) на частотах 170240 МГц (частота из каталога 170240,32 МГц для двух переходов с квантовыми числами 19 7 13←18 7 12, 19 7 12←18 7 11 и частота 170240,697 МГц для переходов с квантовыми числами 19 10 9←18 10 8 и 19 10 10←18 10 9 [28]) и 170282 МГц (частота из каталога 170282,5250 МГц с для переходов с квантовыми числами 19 6 14←18 6 13 и 19 6 13←18 6 12 [28]) для образца с дисбактериозом. [38]

Пример записи участка спектра, полученный при исследованиях образцов мочи крыс с физической нагрузкой (зеленый) и крыс с физической нагрузкой на фоне дисбактериоза (красный) на восьмой день эксперимента, приведен на рисунке 24. Для крысы с дисбактериозом без дополнительных воздействий (красный график), кроме физических нагрузок, повышено содержание пропионитрила (C_2H_5CN). Кроме того, содержание сероокиси углерода (OCS) возрастает при физических нагрузках на фоне дисбактериоза относительно контрольной группы, также испытывающей физические нагрузки.

Из таблицы 4 видно, что для всех крыс с дисбактериозом возрастает содержание метилмеркаптана (CH SH). Для крысы с дисбактериозом при воздействии на нее электромагнитным излучением возросло содержание ацетальдегида (CH,CHO).

Возможным медицинским приложений метода терагерцовой спектроскопии может стать мониторинг функции почек у пациентов, получающих нефротоксичную химиотерапию по поводу онкологических заболеваний [40,41]. Современная клиническая оценка изменений функции почек ограничена проведением стандартных лабораторных анализов (биохимический анализ крови, общий анализ мочи), требует процедуры забора крови и отражает ситуацию уже сформировавшейся недостаточности функции соответствующего органа. При этом отсутствуют методы, позволяющие предсказать тяжесть побочных эффектов лечения у конкретного пациента в короткие сроки после начала лече-

ния до появления клинически значимых изменений лабораторных показателей. Введение нефротоксичного химиотерапевтического препарата у всех пациентов привело к изменению состава продуктов термораспада мочи.

Объектом исследования служили образцы мочи четырех пациентов, которые получали химиотерапевтическое лечение по поводу злокачественных новообразований в Нижегородском областном онкологическом диспансере. Сведения о пациентах представлены в табл. 5. Включались пациенты, которые ранее не получали химиотерапии, не имеющие нарушения функции почек по результатам рутинных клинических анализов (анализ мочи, общий анализ крови, уровень креатинина плазмы). Все пациенты получали платиносодержащую терапию (вид указан в таблице 5). Особенностью профиля токсичности данной группы цитостатических препаратов является высокий риск развития повреждения почек и развития почечной недостаточности (нефротоксичность). Образцы мочи забирались накануне проведения химиотерапии и на следующий день после процедуры. Пациенты были предупреждены о необходимости соблюдения диеты и недопустимости приема алкоголя в течение всего курса химиотерапии. До начала химиотерапии и на следующий день после ее окончания пациентам проводили общий анализ крови, биохимическое исследование крови и общий анализ мочи.

№	Пол, возраст	Диагноз, стадия	Тип химиотерапии	Клиренс креатинина mL/min/BSA*
1	Ж, 71 г	Рак яичников Т2bN0M0, II	PaC	60
2	М, 68 л	Рак гортаноглотки справа сТ2- 3N2bM0 G3 IVст	PaC	92
3	Ж,31 г	Опухоль шишковидной железы промежуточной степени диффе- ренцировки (GradeIII)	Этопозид+ цисплатин	98
4	Ж,61 г	Рак тела матки с Т 3aN1 M0 Шст	PaC	79

Табл. 5. (первая выборка). Характеристики пациентов и уровень креатинина в крови до/после химиотерапии. *BSA = BodySurfaceArea [40]

Табл. 6. (вторая выборка). Характеристики пациентов и уровень креатинина в крови до/после химиотерапии [41]

№	Пол, возраст	Диагноз, стадия	Тип химиотерапии	Уровень креатинина крови до/после химио- терапии мкмоль/мл
1	Ж, 79	Рак яичников	Paclitaxel+Cisplatin	68/70
2	Ж, 68	Рак легких	Cisplatin+Etoposide	94/103
3	M, 55	Рак полости рта	Cisplatin	60/78

Окончание таблицы 6

N₂	Пол, возраст	Диагноз, стадия	Тип химиотерапии	Уровень креатинина крови до/после химио- терапии мкмоль/мл
4	Ж, 69	Рак яичников	Paclitaxel+Cisplatin	87/100
5	M 63	Рак гортаноглотки	Cisplatin+5-FU	79/109
6	M, 72	Рак легких	Carboplatin+Paclitaxel	69/75

Кроме этого, проводилось сравнение состава продуктов терморазложения образцов мочи пациентов с онкологией с составом образцов мочи двух условно здоровых добровольцев.

Часть веществ присутствует в продуктах терморазложения мочи всегда, независимо от состояния здоровья добровольца. Некоторые вещества (аммиак, сероводород) имеют в рабочем диапазоне спектрометра только одну линию поглощения, которые всегда регистрируются при сканировании диапазона при напуске смеси. Изоциановая кислота (HNCO) имеет около 70 линий поглощения с интегральной интенсивностью больше, чем 10⁵ нм²*МГц (или 10⁶ линий поглощения с интегральной интенсивностью больше, чем 10⁶ нм²*МГц) в диапазоне 118–175 ГГц, часть из которых расположены ближе, чем позволяет разрешение спектрометра (ограниченное уширением линий, имеющей фойгтовский профиль поглощения, учитывающий как уширение вследствие давления, так и доплеровское уширение), поэтому в рабочем диапазоне обычно регистрируется 17 линий поглощения (или 18 линий, если концентрация при распаде HNCO увеличилась и можно зарегистрировать совокупность близколежащих линий вблизи 153,579 ГГц, имеющих интегральную интенсивность порядка 10^{-5,3} нм²*МГц). Пример таких веществ по образцам до и после химиотерапии представлен в таблице 7.

Табл. 7. Вещества, выявленные в образцах мочи онкопациентов и условно здоровых добровольцев (выборка 1). [40]

Веще-	Название	Образцы пациентов с онкологией								Обра усло здоров брово.	ізцы вно ых до- пьцев
ство		1		2		3		4			
		До ХТ	После ХТ	До ХТ	После ХТ	До ХТ	После ХТ	До ХТ	После ХТ	1	2
$H_{2}S,$ v = 0	сероводород	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
$NH_{3}, V_{2} = 1$	аммиак	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
HNCO, v = 0	изоциановая кислота	17	17	12	14	17	16	18	17	17	17

Часть веществ имеют разное число линий, т.е. их концентрация меняется, в образцах до и после химиотерапии.

Пример записи участка спектра многокомпонентной газовой смеси продуктов термического разложения мочи пациента (2) до химиотерапии (зеленый) и после химиотерапии (красный) вблизи 168 ГГц с линиями поглощения акриловой кислоты, бензонитрила и пентаннитрила, появляющимися после химиотерапии, приведен на рисунке 25. Центральные частоты из каталогов приводятся по спектроскопическим базам данных открытого доступа [28,36].



Рис. 25. Записанный на спектрометре с быстрым свипированием частоты участок спектра газовой смеси продуктов термического разложения мочи пациента (2, выборка 1) до химиотерапии (зеленый) и после химиотерапии (красный) с линиями поглощения акриловой кислоты (H₂CCHCOOH) $f_{exp} = 168,6923$ ГГц ($f_{cat} = 168,6926181$ ГГц Ig I = – 4.6013 20 12 8 ← 20 11 9) и нитрилов: бензонитрила (C₆H₂CN) с центральными частотами $f_{exp} = 168,4939350$ ГГц Ig I = – 4.8488 61 54 7 ← 60 54 6) и $f_{exp} = 168,6786$ ГГц ($f_{cat} = 168,6780555$ ГГц Ig I = – 3.4242, 60 16 45 ← 59 16 44); пентаннитрила (C₄H₂CN) с центральными частотами $f_{exp} = 168,6786$ ГГц ($f_{cat} = 168,6780555$ ГГц Ig I = – 3.4242, 60 16 45 ← 59 16 44); пентаннитрила (C₄H₂CN) с центральными частотами $f_{exp} = 168,5232$ ГГц ($f_{cat} = 168,6313272$ ГГц Ig I = – 5.2088 23 17 7 ← 22 16 7) и $f_{exp} = 168,5232$ ГГц ($f_{cat} = 168,523042$ ГГц Ig I – 5.7815, 107 68 39 ← 107 67 40 $u f_{cat} = 168,523052$ ГГц Ig I – 5.7815 107 68 40 ← 107 67 41). [40]

Примеры веществ, концентрация которых в образцах до и после химиотерапии меняется, приведены в таблице 8. Желтым выделены вещества, концентрация которых для конкретного пациента возрастает после химиотерапии, а голубым – уменьшается.

Табл. 8. Вещества, концентрация которых в образцах до и после химиотерапии меняется (выборка 1) [40]

	Образец 1		Образец 2		Образец 3		Образец 4	
Вещество Название	До XT	После ХТ	До XT	После ХТ	До XT	После ХТ	До XT	После ХТ
$CH_3C(O)CH_2OH, v = 0$ гидроксиацетон	2	11	0	3	0	0	2	0

Продолжение таблицы 8

Окончание таблицы 8

	Образец 1		Обра	азец 2	Обра	азец З	Образец 4	
Вещество Название	До XT	После ХТ	До XT	После ХТ	До XT	После ХТ	До XT	После ХТ
gGg'-(CH ₂ OH) ₂ , v = 0 этиленгликоль	2	5	3	4	2	3	3	5
(Z)-HC ₂ CHCHCN, v = 0 циановинилацетилен	3	6	0	2	0	1	0	0
SO ₂ , v = 0 оксид серы	0	4	0	14	0	0	11	0
OCS, v = 0 сероокись углерода	4	4	0	3	4	3	4	4

Графики, иллюстрирующие относительное изменение содержания веществ в образцах мочи пациентов с онкологией до и после химиотерапии (выборка 1), а также сравнение содержания веществ в образцах с составом образца условно здорового добровольца представлены на рисунке 26. Для всех образцов (а для трех особенно заметно) возрастает концентрация пропандиола, для ряда образцов возрастает концентрация нитрилов (пентаннитрила, метилбутиронитрила), для двух образцов существенно возрастает концентрация оксида серы.







Рис. 26. Сравнение количества линий в образцах 1 (а), 2 (б), 3 (в), 4 (г) мочи пациентов (выборка 1) с онкологией до химиотерапии (синий), после химиотерапии (красный) и условно здорового добровольца (зеленый) [40]

Характерной особенностью, появляющейся у больных с онкологией после проведения химиотерапии, является появление соединений группы нитрилов. Кроме контроля химиотерапии, перспективным направлением является исследование состава мочи при онкологических заболеваниях мочеполовой системы. Появление определенных метаболитов в моче при наличии заболевания позволяет проводить диагностику заболевания, а также изменение метаболического состава мочи позволяет осуществлять мониторинг состояния при проводимой терапии.

Были проведены исследования состава продуктов термического разложения капиллярной крови [42] условно здоровых добровольцев. Измерения спектра образца проводятся сразу же после его забора. Капиллярная кровь напускается в пробирку, далее проводится вакуумная откачка, вакуумная сушка (для исключения влияния паров воды) и нагрев образца, чтобы получить разложение сухого остатка. Измерения проводятся с использованием спектрометра субТГц диапазона, работающего в режиме быстрого свипирования по частоте. Файл данных представляет собой запись выбранного или всего рабочего диапазона спектрометра, поэтому имеется возможность обнаруживать вещества по появлению в спектре их линий поглощения и отслеживать динамику концентраций в смеси путем сравнения нескольких файлов данных. Вещества, обнаружен-
ные при разложении образцов капиллярной крови четырех условно здоровых добровольцев приведены в таблице 9. Идентификация веществ проводилась с использованием электронных баз данных [28,36]

Табл. 9.	. Вещества,	обнаруженные при	термическом	разложении	образцов	капиллярной	крови 4х
условно	эдоровых	добровольцев [42]					

	Количество линий вещества, зарегистрированных в спектре						
Вещества	Образец 1 (муж)	Образец 2 (жен)	Образец 3 (жен)	Образец 4 (жен)			
H ₂ S	1	1	1	1			
H ₂ S-34	1	1	1	_			
OCS	2	3	3				
	_						
C ₄ H ₉ CN	2	1	1	_			
CH ₃ CHO	10	55	18				
	1						
HNCO	4						
	12	11	14				
НСООН	1	_	_	_			
NH ₃	1	1	Не прописан участок	1			
СН ₃ ОСНО	2	_	1	_			
CH ₃ CN	-	8	11	25			
C ₃ H ₇ CN	1	4	-	-			
C ₂ H ₃ CN	-	3	1	_			
CH ₃ SH	_	_	4	5			

Изоциановая кислота и аммиак в составе продуктов термического разложения образцов капиллярной крови и плазмы крови, могут появляться при термическом разложении карбамида (мочевины) при нагреве выше ее температуры кипения (с разложением), составляющей 174°С. [43]. Термический распад серосодежащих аминокислот (метионина, цистеин, цистина) в составе белков крови может приводить к появлению в составе продуктов распада серосодержащих соединений (сероводород и метилмеркаптан). [44]. Кроме того, среди продуктов разложения метионина обнаружены метилмеркаптан и аммиак. А источником ацетонитрила (CH₃CN) может быть цистин. Наличие метилмер-

каптана в образце плазмы крови и отсутствие его в образце капиллярной крови у одного и того же человека может объясняться повышенной концентрацией белков, а следовательно и входящих в их состав аминокислот, в плазме крови.

Другим вариантом приготовления образцов крови может быть их приготовление в виде таблеток (пеллет) [45,46]. Были исследованы два образца венозной крови человека: образец больного сахарным диабетом 2 типа и образец условно здорового участника. Оба участника были мужчинами одного возраста (43 и 39 лет соответственно). Забор венозной крови проводился в эндокринологическом отделении Национального медицинского исследовательского центра им. В.А. Алмазова, оказывающего медицинскую помощь больным сахарным диабетом. Все экспериментальные протоколы, использованные в этом исследовании, были рассмотрены и одобрены участниками и Комиссией по использованию Медицинского центра. Забор венозной крови проводился утром после 8–12-часового голодания в пробирку с антикоагулянтом КЗЭД-TA (Vacutest Kima, Италия). Плазму для анализа биохимических показателей получали центрифугированием цельной крови при 3000 об/мин в течение 15 мин на лабораторной центрифуге (Eppendorf 5702R, Eppendorf, Германия)) при температуре 4°C. Образцы плазмы крови замораживали при температуре -80°C и лиофилизировали лиофилизацией VaCo 2 (ZirBus, Германия) при температуре -50°С и давлении 3 Па. Высушенная плазма крови представляла собой губку, состоящую из кристаллы. Губка разрушалась металлическим шпателем и измельчалась до размера кристаллов в несколько десятков микрометров. Использование ступки и пестика было невозможно, так как измельчение белков в составе образцов привело бы к их нежелательному слипанию и образованию круглых гранул. Такую же методику использовали для образцов плазмы крови крысы (образец крысы с сахарным диабетом 2 типа и образец условно здоровой крысы), а также для образцов почек крысы.

Вещества, обнаруженные в результате термического разложения крови и почек крыс (здоровых и больных сахарным диабетом), приготовленных в виде пеллет, представлены в таблицах 10 и 11 соответственно [45].

Образец плазмы крови (в виде пеллеты) здоровой крысы	Образец плазмы крови (в виде пеллеты) крысы с диабетом
глицин	ацетон
CH ₃ SH	CH ₃ SH
OCS	OCS
H ₂ S	H ₂ S
СН ₃ СНО	СН₃СНО
пропандиол	пропионитрил

Табл. 10. Набор метаболитов при исследовании термического разложения пеллет плазмы крови грызунов [45]

Окончание таблицы 10

Образец плазмы крови (в виде пеллеты) здоровой крысы	Образец плазмы крови (в виде пеллеты) крысы с диабетом
бутиронитрил	метилформиат
Набор неидентифицированных линий	Набор неидентифицированных линий

Табл. 11. Набор метаболитов при исследовании термического разложения пеллет ткани почки грызунов [45]

Образец ткани почки (в виде пеллеты) здоровой крысы	Образец ткани почки (в виде пеллеты) крысы с диабетом
CH ₃ SH	CH ₃ SH
OCS	OCS включая изотополог с изотопом серы
CH ₃ CHO	CH ₃ CHO
HNCO	HNCO
бутиронитрил	Муравьиная кислота
пропандиол	гликольальдегид
аммиак	аммиак
Набор неидентифицированных линий	Набор неидентифицированных линий
	SO ₂
	ацетон



Рис. 27. Записи линий поглощения а) НNCO (частота из базы данных $f_{cat} = 131394,2302 \text{ MF}$ ц с квантовыми числами перехода 6 1 6 \leftarrow 5 1 5 [28]) и б) OCS-34 (частота из базы данных $f_{cat} = 130515,73 \text{ MF}$ ц с квантовыми числами перехода 11 \leftarrow 10 [28]) в продуктах термического разложения образца почки крысы с диабетом, приготовленного в виде пеллет. [46]

Все образцы крови, как в жидком состоянии, так и в пеллетах при нагревании выделяют аммиак (NH₃), изоциановую кислоту (HNCO), некоторые серосодержащие вещества, некоторые нитрилы и т. д. Но часть метаболитов различна для здорового и больного состояния или при патологии. Обнаружено появление ацетона в пеллетах образцов и плазмы крови, и ткани почек у крыс с сахарным диабетом при полном его отсутствии в образце здоровой крысы. Примеры линий поглощения HNCO (это вещество присутствует во всех образцах крови и биологических тканей) и OC³⁴S в продуктах термического разложения образца почек крыс с диабетом, приготовленного в виде пеллет, представлены на рисунке 27. Здесь спектр прописывался с помощью спектрометра с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения.

3.3. Исследование тканей

Методы ТГц нестационарной спектроскопии могут быть использованы для исследования состава паров и продуктов термического разложения в газовой фазе образцов биологических тканей с целью выявления характерного состава здоровой и патологически измененной ткани для последующего использования результатов в диагностических целях.

Кисты околоносовой пазухи, по данным литературы, являются одной из самых распространенных форм хронического риносинусита (рисунок 28). На данных изображениях представлены компьютерные томограммы ретенционной кисты правой верхне-челюстной пазухи в фронтальной проекции, изолированной ретенционной кисты основной пазухи в аксиальной проекции и типичная эндоскопическая картина (оптика 70 градусов) ретенционной кисты верхне-челюстной пазухи.



Рис. 28. а) Мультиспиральная компьютерная томография (МСКТ) фронтальная проекция (ретенционная киста правой верхне-челюстной пазухи) b) МСКТ – аксиальная проекция (изолированная киста клиновидной пазухи), с) эндоскопическая картина ретенционной кисты верхне-челюстной пазухи

С использованием метода ТГц нестационарной спектроскопии проведены исследования состава продуктов термораспада образцов кист околоносовых пазух, результаты которых опубликованы в [47]. Образцы оболочки и жидкостного содержимого были взяты у больных во время оперативных вмешательств,

используя принципы FESS (Functional Endoscopic Sinus Surgery). Возраст больных составил от 8 до 64 лет. Исследовались кисты верхне-челюстных и основных синусов. Всего исследовано 10 образцов. Полученные образцы массой 2–5 мг помещались в 5 мл стерильной дистиллированной воды и в течение 2 часов поступали в ИФМ РАН для проведения спектроскопического анализа. Образец помещался в пробирку, подсоединяемую к предварительно вакуумированной ячейке (Рисунок 29). Производился нагрев пробирки с образцом и напуск смеси продуктов термического разложения образца в ячейку. Измерения проводились с использованием спектрометра диапазона 115–178 ГГц, работающего в режиме фазовой манипуляции воздействующего на газ излучения [4]. Вещества идентифицировались с использованием электронных баз данных [28,36].



Рис. 29. Биологический образец исследуемой ЛОР-ткани

Пример записи участка спектра поглощения продуктов термораспада ткани оболочки кисты приведен на рисунке 30.



Рис. 30. Запись участка спектра поглощения продуктов термораспада ткани оболочки кисты с линиями поглощения ацетальдегида (CH₃CHO) и малонового альдегида (HOCHCHCHO).[47]

В спектре, приведенном на рисунке 30, с использованием электронных баз спектроскопических данных [28,36] идентифицированы линии поглощения ацетальдегида (СН,СНО) и малонового альдегида (НОСНСНСНО). Центральные частоты линий поглощения вращательного спектра молекулы, имеющей ненулевой дипольный момент, определяются разрешенными переходами между вращательными энергетическими уровнями, определяемыми ее атомной и пространственной структурой (ее моментами инерции, константами центробежного возмущения и т.д.), поэтому являются уникальными характеристиками конкретного соединения. По появлению в спектре поглощения газового образца линии поглощения на данной частоте можно судить о наличии данного вещества в данной многокомпонентной газовой смеси. Коэффициент поглощения в максимуме линии поглощения связан с концентрацией данного вещества в образце. Поэтому измеренный спектр поглощения может дать качественную и количественную информацию о молекулярном составе образца для веществ, имеющих линии вращательного спектра на данном участке спектра. Проведение широкодиапазонных измерений (во всем рабочем диапазоне спектрометра) позволяет получить все линии вращательного спектра, попадающие в рабочий диапазон спектрометра, а идентификация этих линий с использованием электронных каталогов [28,36] позволяет получить набор веществ, присутствующих в образце, и имеющих линии поглощения в рабочем диапазоне спектрометра.

Во всех образцах наблюдались ацетон, гидроксиацетон, пропандиол, ацетальдегид, метилбутиронитрил, пентаннитрил, метилмеркаптан. В четырех образцах обнаружены дигидроксиацетон, пропандиол, пропанол, малоновый альдегид, пропионитрил с изотопом ¹³С, метиленаминоацетонитрил, цианоксиран, циановинилацетилен, пиридин, аланин, моноэтаноламин, этиленгликоль, метилкарбамат. В четырех образцах выявлены ацетальдегид с изотопом водорода, пропионитрил, цианоформамид. В четырех образцах обнаружены глицин, аминоацетонитрил. В трех образцах наблюдались пероксиазотная кислота, пропинол, метоксиацетальдегид. В двух образцах присутствовали ацетонитрил и его изотополог, малоновый нитрил и азол.

Причины появления ряда соединений при термораспаде тканей и жидкостного содержимого пазух требуют детального исследования. Некоторые вещества могут непосредственно свидетельствовать о конкретных патологических состояниях. Большое количество соединений могут быть продуктами распада более тяжелых органических молекул. Метилмеркаптан, как и при термораспаде крови, может появляться при термораспаде серосодежащих аминокислот (метионин, цистеин, цистин) в составе белков тканей и жидкостного содержимого пазух. Цистин может быть источником ацетонитрила (CH₃CN) [44].



Рис. 31. Участок спектра поглощения продуктов термического разложения здоровой ткани с линиями поглощения ацетальдегида (CH₃CHO) на частоте 140,1349575 ГГц (vt = 0, 1, 2) и аммиака (NH₃) на частоте 140,1418067 ГГц (v2 = 1)



Рис. 32. Участок спектра поглощения продуктов термического разложения здоровой ткани с линиями поглощения карбонилсульфида (OCS) на частоте 133,7859 ГГц

Часть обнаруженных веществ присутствуют и в здоровых тканях (рисунках 31,32), и в тканях пациентов с патологией. Однако можно предположить, что такие соединения, как ацетон, дигидроксиацетон, ацетальдегид, могут являться маркерами воспаления. Вопрос проведения диагностики воспалительных процессов по обнаруженным соединениям требует дальнейшего изучения.

Изучение состава паров и продуктов термического разложения тканей ЛОР-органов с целью выявления метаболитов и потенциальных маркеров различных патологий проводилось на примере относительно здоровой слизистой оболочки полости носа и полипа клиновидной пазухи, а также кисты верхнечелюстной пазухи. [48]

Был проведен качественный анализ химического состава продуктов термического разложения и проведено сравнение количества линий поглощения, соответствующих им в спектрах образцов относительно здоровой слизистой оболочки, полипа клиновидной пазухи и кисты верхнечелюстной пазухи (рисунок 33, Таблица 12).



Рис. 33. Химический состав продуктов термического разложения относительно здоровой слизистой, полипа клиновидной пазухи и кисты верхнечелюстной пазухи [48]

Анализ результатов показал, что все образцы содержали такие вещества, как метанол, пропандиол, ацетонитрил, бутиронитрил, бензонитрил, метилмеркаптан, азол, этиленсульфид, сероуглерод, диоксид серы. Однако в спектре относительно здоровой слизистой количество линий поглощения этих веществ значительно меньше, чем в спектрах полипа и кисты, что свидетельствует об их меньшей концентрации. Кроме того, в спектрах полипа и кисты появляются линии поглощения, соответствующие таким веществам, как ацетон, гидроксиацетон, дигидроксиацетон, пропионитрил, акрилонитрил, аминопропионитрил, гидроксиацетонитрил, аминоацетонитрил, метилбутиронитрил, пропаналь, бензальдегид, гликолевый альдегид, лактальдегид, малоновый диальдегид, моноэтаноламин, аланин, пиридин, фуран (рисунок 34), при этом их концентрации существенно различаются. Продукты термического разложения кисты также содержат уксусную и акриловую кислоты, отсутствующие в образцах двух других типов.



Рис. 34. Запись участка спектра поглощения продуктов термического разложения кисты верхнечелюстной пазухи с линиями поглощения метилмеркаптана, пропаналя и пропанола. [48]

Табл.	12.	Сравнительный	анализ	содержания	химических	веществ	в спектрах	тканей	ЛОР-с	p-
ганов.	[48]								

Вещество	Количество линий поглощения в спектре относи- тельной здорово слизистой	Количество линий поглоще- ния в спектре полипа клино- видной пазухи	Количество линий поглощения в спектре кисты верхнечелюстной пазухи
Ацетон	0	23	4
Гидроксиацетон	0	8	3
Дигидроксиацетон	0	5	6
Уксусная кислота	0	0	26
Акриловая кислота	0	0	5
Метанол	4	3	19
Пропандиол	1	16	25
Фенол	0	3	4
Пропаналь	0	4	9
Бензальдегид	0	6	5
Гликольальдегид	0	5	15
Акрилальдегид	0	4	2
Лактальдегид	0	7	5
Малоновый диальдегид	0	3	4

Окончание таблицы 12

Вещество	Количество линий поглощения в спектре относи- тельной здорово слизистой	Количество линий поглоще- ния в спектре полипа клино- видной пазухи	Количество линий поглощения в спектре кисты верхнечелюстной пазухи
Пропионитрил	0	8	11
Бутиронитрил	2	5	10
Пентаннитрил	0	9	4
Бензонитрил	2	3	6
Метилбутиронитрил	0	10	0
Акрилонитрил	0	7	4
Ацетонитрил	2	30	5
Гидроксиацетони- трил	0	3	6
Аминопропионитрил	0	7	9
Метилмеркаптан	6	7	70
Азол	5	8	34
Фуран	0	9	1
Метилкарбамат	0	5	7

При систематизации полученных результатов были определены вещества, которые можно считать потенциальными маркерами той или иной патологии.

Так, для полипозной ткани клиновидной пазухи этим веществам соответствует в разы большее количество линий поглощения, чем для относительно здоровой слизистой и кисты верхнечелюстной пазухи (см. таблицу 13). [48]

Табл. 13. Потенциальные маркеры полипозной ткани. [48]

Вещество	Число линий поглощения в спектре полипа клиновидной пазухи	Число линий поглощения в спектре относи- тельно здоровой слизистой	Число линий поглощения в спектре кисты верхнечелюстной пазухи
ацетон	23	0	4
гидроксиацетон	8	0	3
метилбутиронитрил	10	0	0

Окончание таблицы 13

Вещество	Число линий поглощения в спектре полипа клиновидной пазухи	Число линий поглощения в спектре относи- тельно здоровой слизистой	Число линий поглощения в спектре кисты верхнечелюстной пазухи
ацетонитрил	30	2	5
пентаннитрил	9	0	4
фуран	9	0	1

Аналогичный анализ проведен для кистозной ткани и выявлены потенциальные маркеры патологии, которые не совпадают с маркерами полипа (см. таблицу 14).

Табл. 14. Потенциальные	маркеры ки	стозной ткани	. [48]
-------------------------	------------	---------------	--------

Вещество	Число линий поглощения в спектре кисты верхнечелюстной пазухи	Число линий поглощения в спектре относи- тельно здоровой слизистой	Число линий поглощения в спектре полипа клиновидной пазухи
Уксусная кислота	26	0	0
Акриловая кислота	5	0	0
Метанол	19	4	3
Пропандиол	25	1	16
Пропаналь	9	0	4
Гликольальдегид	15	5	0
Бутиронитрил	10	2	5
Метилмеркаптан	70	6	7
Азол	34	5	8

Таким образом, выявление при спектроскопическом исследовании патологических тканей веществ, значительно отличающихся по концентрации от присутствующих в условно здоровой ткани или отсутствующих в ней, позволяет сделать вывод о наличии продуктов распада, характеризующих определенную патологию.

Для исследования состава паров и продуктов терморазложения образцов тканей с целью выявления метаболитов и потенциальных маркеров патологий проводилось накопление данных по компонентному составу для образцов

одного типа патологии, полученных от разных пациентов. Для этого использовались участки ткани: относительно здоровая слизистая оболочка полости носа (n = 10), полученная в результате стандартного доступа при сфенотомии (фрагменты слизистой оболочки с задних концов нижних носовых раковин) и образцы патологического материала, полученного из клиновидной пазухи (n = 10), а также из верхнечелюстной пазухи (n = 10).

Примеры записей участка спектра, содержащего линии отдельных веществ, присутствующих в продуктах разложения образцов полипа и кисты, полученных на спектрометрах с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения и с быстрым свипированием, представлены на рисунках 35,36.[49]



Рис. 35. Запись участка спектра, содержащего линии метилмеркаптана (CH₃SH) ($f_{1exp} = 131.5656 \text{ GHz}, f_{1cat} = 131.56548 \text{ GHz}$) для образца кисты (зеленая линия) и ацетона (CH₃COCH₃) ($f_{2exp} = 131.5244 \text{ GHz}, f_{1cat} = 131.52444 \text{ GHz}$) и пропиленоксида (CH₃CHCH₂O) ($f_{3exp} = 131.5508 \text{ GHz}, f_{3cat} = 131.55101 \text{ GHz}$) для полипа (красная линия), где f_{iexp} – экспериментально измеренная центральная частота линии, f_{icat} – частота из спектроскопических баз данных [28,36].[49]



Рис. 36. Запись участков спектра, содержащего линии ацетонитрила (CH₃CN) для образца кисты (зеленая линия) и для полипа (красная линия), появляющегося в продуктах распада образцов в различных концентрациях. В образце полипа присутствует линия метилбутиронитрила ((CH₃)₂CHCH₂CN) а) Линии ацетонитрила с частотами $f_{exp1} = 165454.4$ МГц, $f_{eat1} = 165454.3696$ МГц; $f_{exp2} = 165489.3$ МГц, $f_{cat2} = 165489.3907$ МГц; $f_{exp3} = 165518.2$ МГц, $f_{cat5} = 165518.0638$ МГц; $f_{exp4} = 165540.5$ МГц, $f_{cat4} = 165540.3772$ МГц; $f_{exp5} = 165563.3$ МГц, $f_{cat5} = 165563.219$ МГц; $f_{exp6} = 165565.9$ МГц, $f_{cat6} = 165565.8913$ МГц; $f_{exp5} = 165569.2$ МГц, $f_{cat7} = 165569.0816$ МГц, b) Линии ацетонитрила с частотами $f_{exp1} = 166013.4004$ МГц; $f_{exp2} = 166036.1$ МГц, $f_{cat4} = 166051.5011$ МГц; $f_{exp} = 166059.0$ МГц, $f_{cat5} = 166059.0$ МГц, $f_{cat5} = 166059.2874$ МГц; $f_{exp2} = 166071.3$ МГц; $f_{exp} = 166071.2258$ МГц; π_{ut} линия метилбутиронитрила с частотой $f_{exp1} = 166020.8676$ МГц, $f_{cat4} = 166020.6676$ МГц. $f_{cat4} = -4$ астота из спектроскопических баз данных [28,36].[49]

В таблице 15 и на рисунке 37 [49] представлено сравнение химического состава продуктов термического разложения образцов относительно здоровой слизистой, полипов и кист.

Табл. 15. Химический состав продуктов термического разложения и среднее количество линий поглощения образцов относительно здоровой слизистой оболочки, полипов и кист[49]

Вещества	Среднее число ли- ний поглощения в спектрах относи- тельно здоровой слизистой	Среднее число ли- ний поглощения в спектрах полипов	Среднее число ли- ний поглощения в спектрах кист
ацетон	0	13	5
гидроксиацетон	0	4	11
дигидроксиацетон	0	6	10
уксусная кислота	0	0	39
акриловая кислота	0	0	4
пропандиол	2	17	22
фенол	0	4	4
бензальдегид	0	5	7
гликольальдегид	1	4	40
пропионитрил	0	6	13
бутиронитрил	2	6	10
пентаннитрил	1	7	6
метилбутирони- трил	0	7	9
акрилонитрил	0	4	6
ацетонитрил	1	16	6
аминопропиони- трил	0	4	10
метилмеркаптан	6	15	32
азол	7	7	24
фуран	0	5	2
оксид серы	1	2	7



Рис. 37. Сравнение химического состава продуктов термического разложения образцов относительно здоровой слизистой (синяя линия), кист (зеленая линия) и полипов (красная линия). [49]

По измеренным спектрам проводился анализ совокупности метаболитов для будущего создания характерного метаболического профиля с выявлением маркеров патологического процесса в клиновидной и верхнечелюстной пазухах по количеству линий поглощения.

Прежде всего, следует отметить, что и в спектрах образцов относительно здоровой слизистой, и в спектрах тканей полипов идентифицируются линии поглощения ацетальдегида, метилмеркаптана, пропандиола, азола, бензонитрила, этиленсульфида, оксида серы и сероокиси углерода. Это позволяет сделать вывод о том, что данные вещества можно расценивать как маркеры, создающие так называемый метаболический профиль здоровой ткани слизистой носа и околоносовых синусов. При анализе спектров поглощения образцов полипов и кист выявлено, что концентрация этих веществ возрастает в разы по сравнению со здоровой тканью. Кроме того, при терморазложении образцов патологических тканей появляются такие вещества, как ацетон, гидроксиацетон, ацетонитрил, аминопропионитрил, акрилонитрил, метилбутиронитрил, пентаннитрил, пропионитрил, в том числе с изотопологами, уксусная и акриловая кислоты, гликольальдегид, бензальдегид, которые могут расцениваться как потенциальные маркеры патологического состояния ткани.

Таким образом, выявление в спектроскопическом исследовании патологического процесса веществ, значительно отличающихся по концентрации от присутствующих в условно здоровой ткани, или отсутствующих в ней, позволяет сделать вывод о наличии продуктов распада, характеризующих определенную патологию.

Использование ТГц нестационарной спектроскопии высокого разрешения позволяет провести качественный анализ метаболома биологического объекта и в полной мере описать биохимическую картину воспаления. Для исследуемых объектов это особенно актуально, учитывая встречаемость патологии, возраст больных, частые рецидивы заболевания и полиэтиологичность возникновения процесса.

Представленный подход к исследованию патологически измененных тканей слизистых оболочек околоносовых пазух был запатентован [50]. Перспективность дальнейшего исследования возможностей спектрометрического анализа тканевых метаболитов объясняется тем, что данная методика позволяет объективизировать не только представления об этиологии определенного патологического процесса, но и может рассматриваться в качестве метода достоверного описания патогенеза заболевания

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разделе приведены результаты исследований молекулярного состава выдыхаемого воздуха человека, а также паров и газообразных продуктов термического разложения биологических образцов: крови человека, плазмы крови человека и крысы, мочи человека и крыс, ткани почек крысы и ткани кист и полипов придаточных пазух носа, а также здоровой слизистой человека, проведенные с использованием терагерцовых спектрометров высокого разрешения. Представлен метод приготовления биологических образцов в виде таблеток. Этот метод дает возможность хранения и транспортировки образцов. Газовая спектроскопия высокого разрешения позволяет определять состав многокомпонентных газовых смесей любого происхождения, в том числе биологического, со следовыми концентрациями газовых компонентов. Продемонстрирована возможность выявления веществ, характерных для конкретных заболеваний или патологий. Например, в выдыхаемом воздухе, образцах крови и плазмы крови при диабете был обнаружен ацетон. Информация о различии содержания диабетической и здоровой плазмы крови самцов крыс и ткани почек диабетической и здоровой крысы была получена из вращательных спектров поглощения паров образца. Использование терагерцовой спектроскопии высокого разрешения обеспечивает качественный анализ компонентного состава проб выдыхаемого воздуха, паров жидкой крови, а также плазмы крови и тканей почек, приготовленных в виде таблеток. Возможность проведения количественных оценок концентраций важных газовых маркеров сахарного диабета в зависимости от состояния больных следует изучить в дальнейших исследованиях. Использование ТГц спектроскопии высокого разрешения позволяет провести качественный анализ метаболома биологического объекта в виде тканей кисты придаточных пазух носа

и полноценно описать биохимическую картину воспаления. Это особенно актуально для изучаемых объектов в связи с частотой встречаемости данной патологии, возрастом больных, частыми рецидивами заболевания, полигенностью течения процесса.

В главе использованы материалы по исследованию тканей ЛОР-органов, подготовленные при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-19-00357, https://rscf.ru/project/21-19-00357/. Работы по исследованию образцов мочи выполнены за счет Госзадания FFUF -2021-0024

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ekkers J., Flygare W.H. Pulsed microwave Fourier transform spectrometer. Rev.Sci.Instr. 1976. V. 47. P.448. https://doi.org/10.1063/1.1134647

2. Jens-Uwe Grabow. Fourier Transform Microwave Spectroscopy Measurement and Instrumentation. Handbook of high-resolution spectroscopy: 3 v. Vol.2: From MW to IR and UV spectroscopy. ed. by M.Quack, F.Merkt Chichester: Wiley, 2011. xxvii (P.723-1413). pp.723-799 https://doi.org/10.1002/9780470749593.hrs037

3. Steber A.L., Harris B.J., Neill J.L., Pate B.H. An arbitrary waveform generator based chirped pulse Fourier transform spectrometer operating from 260 to 295 GHz. Journal of Molecular Spectroscopy. 2012. V. 280. P. 3–10. https://doi.org/10.1016/j. jms.2012.07.015

4. Vaks V., Anfertev V., Balakirev V., Basov S., Domracheva E., Illyuk A., Kupriyanov P., Pripolzin S., Chernyaeva M. High resolution terahertz spectroscopy for analytical applications. Phys. Usp. 2020. V. 63. P. 708–720. https://doi. org/10.3367/UFNr.2019.07.038613

5. В.Л. Вакс, Ю.И. Кошуринов, Д.Г. Павельев, А.Н. Панин. Разработка и создание системы фазовой синхронизации в субтерагерцовом и терагерцовом частотных диапазонах по гармонике сигнала синтезатора сантиметрового диапазона. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 2005. – Т.48. – № 10–11. – С.933–938

6. Vladimir Vaks, High-Precise Spectrometry of the Terahertz Frequency Range: The Methods, Approaches and Applications// Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2012, Volume 33, Number 1, Pages 43-53/ DOI 10.1007/s10762-011-9846-x

7. Röben B., Lü X., Biermann K. et al. //J. Appl. Phys. 2019. V. 125. Art. no 151613. doi: 10.1063/1.5079701; Williams B. // Nature Photonics. 2007. Vol.1. P. 517–525. https://doi.org/10.1038/nphoton.2007.166

8. Khalatpour A., Paulsen A.K., Deimert C., Wasilewski Z.R., and Hu Q.//Nat. Photonics. 2021. V. 15. N 1, PP. 16–20. DOI:10.1038/s41566-020-00707-5

9. Wienold M., Röben B., Lü X., et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107, Art. no 202101. https://doi.org/10.1063/1.4935942

10. Wang X., Shen Ch., Jiang T. et al.// AIP Advances. 2016. V.6, 075210. http:// dx.doi.org/10.1063/1.4959195

11. Williams B.S., et al.// Opt. Express. 2005. V. 13, P. 3331–3339. https://doi.

org/10.1364/OPEX.13.003331

12. Williams B.S., Kumar S., Hu Q., Reno J.L. // Electron. Lett. 2006. V. 42, P. 89–91. doi: 10.1049/el:20063921

13. Bachmann D., Rosch M., Suess M. J. et al.// Optica. 2016. V. 3, No. 10 P. 1087–1094 http://dx.doi.org/10.1364/OPTICA.3.001087

14. Vaks V L et al. Infrared & Millimeter Waves 20 883 (1999)

15. Вакс В Л и др. Известия Вузов. Радиофизика 51(6) 490 (2008)

16. Yablokov A A et al. IEEE Transaction on Terahertz Science and Technology 5(5) 845 (2015)

17. J.C. McGurk, T.G. Schmalz, and W.H. Flygare Fast passage in rotational spectroscopy: Theory and experiment//J. Chem. Phys. 60, 4181 (1974); https://doi. org/10.1063/1.1680886;

18. S. Albert, D.T. Petkie, R.P.A. Bettens, S.P. Belov, F.C. De Lucia, FASSST: A New Gas-Phase Analytical Tool//Anal. Chem. News and Features 70, 21, 719A-727A (1998) DOI: 10.1021/ac982015+

19. Лазерная и когерентная спектроскопия. Под ред. Дж.Стейнфелда//М.: «Мир», 1982, 631 с.

20. Brown G.G., Dian B.C., Douglass K.O. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V.79, P. 053103; https://doi.org/10.1063/1.2919120;

21. Hays B.M., Guillaume T., Hearne T.S. et al. // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer., 2020. V. 250., P. 107001

22. Hindle F., Bray C., Hickson K. et al. //J Infrared Milli Terahz Waves. 2018. V.39. P.105–119. https://doi.org/10.1007/s10762-017-0445-3

23. Neill J.L., Harris B.J., Steber A.L. et al. //OPTICS EXPRESS 2013. V. 21. No. 17 P. 19743–19749. – DOI:10.1364/OE.21.019743

24. Khodos V.V., Ryndyk D.A., Vaks V.L. // Eur.Phys.J.Appl.Phys. 2004. V. 25. P. 203–208 https://doi.org/10.1051/epjap:2004008

25. В.Л. Вакс, В.А. Анфертьев, М.Б. Черняева, Е.Г. Домрачева, С.И. Приползин, А.Н. Баранов, Р. Тессье, А.А. Айзенштадт, К.А. Гаврилова. О возможности продвижении метода нестационарной газовой спектроскопии, реализованного путем быстрого свипирования частоты, вверх по ТГц диапазону// Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 10. С. 835–852

26. Hayton D.J. et al. Appl. Phys. Lett. 103. 051115 (2013)

27. Khudchenko A V et al. in Proceeding of 39th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. IRMMW-THz 2014 (IEEE Tucson, AZ, USA, 2014), p. 2811642

28. Pickett H.M., Cohen E.A., Drouin B.J., Pearson J.C. et al. Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog. JPL Molecular Spectroscopy//. California Institute of Technology. http://spec.jpl.nasa.gov/ftp/pub/catalog/catform. html

29. Agnew G., Grier A., Taimre T. et al.// IEEE Journal of Quantum Electronics. 2018. V. 54, No. 2, P. 2300108 (8p.) doi: 10.1109/JQE.2018.2806948

30. McCulloch M.T., Duxbury G., Langford N. //Mol. Phys. 2006. V. 104. P. 2767–2779. DOI: 10.1080/00268970600857651;

31. Duxbury G., Langford N., McCulloch M. T., Wright S. //Mol. Phys. 2007. V.105. P. 741–754. https://doi.org/10.1080/00268970601181549;

32. McCormack E.A., Lowth H.S., Bell M.T. et al. // J. Chem. Phys. 2012. V. 137. Art. no 034306. http://dx.doi.org/10.1063/1.4734020;

33. Singleton M., Jouy P., Beck M., and Faist J. // Optica. 2018. V. 5, N 8, P. 948–953. https://doi.org/10.1364/OPTICA.5.000948

34. В.Л. Вакс, Е.Г. Домрачева, А.В.Масленникова, Е.А.Собакинская; М.Б. Черняева. Применение методов и средств нестационарной спектроскопии суб-ТГц и ТГц диапазонов частот для неинвазивной медицинской диагностики. // Оптический журнал. 2012. Т. 79, № 2, с. 9–14

35. Vaks, V.L., Domracheva, E.G., Chernyaeva, M.B., Pripolzin, S.I., Revin, L.S., Tretyakov. I.V., Anfertev, V.A., Yablokov, A.A., Methods and approaches of high resolution spectroscopy for analytical applications //Opt Quant Electron (2017) 49: 239. doi:10.1007/s11082-017-1076-6

36. Endres C.P., Schlemmer S., Schilke P., Stutzki J., Müller H.S.P. The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS, in the Virtual Atomic and Molecular Data Centre, VAMDC //J. Mol. Spectrosc. 2016. V. 327. P. 95–104. https://cdms. astro.uni-koeln.de/cgi-bin/cdmssearch

37. Wishart D.S., Feunang Y.D., Marcu A., Guo A.C., Liang K., et al., HMDB 4.0 – The Human Metabolome Database for 2018. Nucleic Acids Res. 2018. Jan 4;46(D1):D608-17. 29140435

38. В.Л. Вакс; Е.Г. Домрачева; М.Б. Черняева; В.А. Анфертьев; Е.С. Жукова; Р.Н. Храмов, А.Б. Гапеев, Т.Г. Щербатюк. Применение метода терагерцовой газовой спектроскопии высокого разрешения для исследования состава продуктов термического разложения биологической жидкости (урины) крыс с дисбактериозом// Журнал Радиоэлектроники [электронный журнал]. 2022. No12. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.12.2

39. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия. Москва. Издательство иностранной литературы. 1959. 757 с

40. Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Черняева М.Б., Анфертьев В.А., Масленникова А.В., Железняк А.В., Князева Т.Д., Родионов М.А., Майоров А.И. Применение метода терагерцовой газовой спектроскопии высокого разрешения для анализа состава продуктов термического разложения биологических жидкостей (урины) человека // Оптический журнал. 2022. Т. 89. № 4. С. 80–90. DOI: 10.17586/1023- 5086-2022-89-04-80-90;

41. Vladimir Vaks, Vladimir Anfertev, Maria Chernyaeva, Elena Domracheva, Anton Yablokov, Anna Maslennikova, Alla Zhelesnyak, Alexei Baranov, Yuliia Schevchenko & Mauro Fernandes Pereira. Sensing nitriles with THz spectroscopy of urine vapours from cancers patients subject to chemotherapy// Scientific Reports (2022) 12:18117 (11 p.) https://doi.org/10.1038/s41598-022-22783-z

42. Vladimir Vaks, Mariya Chernyaeva Vladimir Anfertev, Elena Domracheva, Oksana Garanina, Sergey Pripolzin, and Anton Yablokov. The application of high resolution terahertz gas spectroscopy for medical diagnostics based on the analysis of exhaled breath and biological liquid vapour.//ITM Web of Conferences. 29th

International Crimean Conference "Microwave&Telecommunication Technology" (CriMiCo'2019) Sevastopol, Russia September, 8-14, 2019, V.30, 13008 (1–5) https://doi.org/10.1051/itmconf/20193013008

43. Н.Ф. Тимербаев, Р.Г. Сафин, А.Р. Садртдинов Моделирование процесса очистки дымовых газов, образованных при сжигании органических отходов// Вестник КТУ 2010 № 11 с. 243–24

44. Яблоков В.А., Васина Я.А., Зеляев И.А., Митрофанова С.В. Кинетика термического разложения серосодержащих аминокислот //ЖОХ. 2009. Т. 79. № 6. С. 969–973

45. Lykina A.A., Anfertev V.A., Domracheva E.G., et al. Terahertz highresolution spectroscopy of thermal decomposition gas products of diabetic and nondiabetic blood plasma and kidney tissue pellets. J. Biomed. Opt. 2021. Vol. 26. № 4. P. 043008. https://doi.org/10.1117/1.JBO.26.4.043008;

46. В.Л. Вакс. Импульсная Фурье-спектроскопия для аналитических приложений// Журнал Радиоэлектроники, ISSN 1684-1719, № 12, 2022, https://doi. org/10.30898/1684-1719.2022.12.3

47. Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Черняева М.Б., Анфертьев В.А., Айзенштадт А.А., Гаврилова К.А., Ларин Р.А. Применение метода терагерцовой газовой спектроскопии высокого разрешения для анализа состава продуктов термического разложения тканей кист околоносовых пазух // Оптический журнал, 2021, том 88, № 3, с. 72–76

48. Вакс В.Л., Анфертьев В.А., Домрачева Е.Г., Черняева М.Б., Айзенштадт А.А., Глушкова К.А., Родионов М.А. Исследование состава метаболитов тканей ЛОР-органов методом ТГц спектроскопии высокого разрешения. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2022. №11. https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.11.13

49. Vladimir Vaks; Vladimir Anfertev; Andrey Ayzenshtadt; Maria Chernyaeva; Elena Domracheva; Kseniya Glushkova; Roman Larin; Maria Shakhova. Novel Approaches in the Diagnostics of Ear-Nose-Throat Diseases Using High-Resolution THz Spectroscopy// Appl. Sci. 2023, Volume 13, Issue 3, 1573 https://doi.org/10.3390/app13031573

50. Вакс В.Л., Айзенштадт А.А., Домрачева Е.Г., Черняева М.Б., Анфертьев В.А., Гаврилова К.А., Ларин Р.А. Способ спектроскопического исследования тканевых метаболитов и устройство для его осуществления // Патент на изобретение RU 2 785 915 C1, зарегистрирован в Гос.реестре изобретений РФ 14.12.2022 г.]

СВЕРХПРОВОДНИКОВЫЙ БОЛОМЕТР НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ: ОТ ОТКРЫТИЯ ЭФФЕКТА ЭЛЕКТРОННОГО РАЗОГРЕВА К ПРАКТИЧЕСКИМ ПРИМЕНЕНИЯМ

А.С. Шураков^{1,2}, Ю.В. Лобанов¹, А.И. Колбатова^{1,2}, И.А. Гайдученко^{1,2}, *Р.В. Ожегов^{1,2}, К.А. Бакшеева*¹, *Н.В. Кинев*³, В.П. Кошелец³, А. Кочнев⁴, *Н. Бецалел*⁴, *А. Пузенко*⁴, *П. Бен Ишай*⁵, Ю. Фельдман⁴, Г.Н. Гольцман^{1,2}

¹ Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия. ² Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова, НИУ «Высшая школа экономики», Москва, Россия.

³ Институт радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, Москва, Россия.

⁴ Институт прикладной физики, Иерусалимский еврейский университет, Иерусалим, Израиль.

⁵ Факультет физики, Ариэльский университет, Ариэль, Израиль.

введение

Термин «электронный разогрев», относящийся, в первую очередь, к физике полупроводников, сейчас также используется при описании физических основ функционирования отдельного класса сверхпроводниковых детекторов – болометров на горячих электронах (НЕВ, англ. Hot Electron Bolometers). К настоящему времени НЕВ детекторы проявили себя с лучшей стороны в составе гетеродинных приборных комплексов, использованных для нужд радиоастрономии и терагерцевой (ТГц) спектроскопии [1–4]. Частотная независимость механизма формирования отклика в широком диапазоне частот в сочетании с относительно высокой чувствительностью и быстродействием [5-9] обеспечивают оптимальность использования НЕВ детекторов при приеме электромагнитного (ЭМ) излучения с частотой выше 1 ТГц.

История НЕВ технологии началась в 80-х годах 20 века, когда одним из основных направлений исследований было изучение неравновесной сверхпроводимости [10]. Многие работы были посвящены исследованию однородного и неоднородного состояния, возникающего в сверхпроводниках под действием ЭМ излучения. Так, в 1980 году был исследован эффект электронного разогрева в нормальных металлах в окрестности перехода в сверхпроводящее состояние [11]. В работе было показано, что при переходе от чистого материала к тонкой разупорядоченной пленке с малой длиной свободного пробега электронов, электрон-электронное взаимодействие может быть существенно уси-

лено [12]. Эффект электронного разогрева в тонкой пленке сверхпроводника в резистивном состоянии был описан в работах [13–14]. Авторы обнаружили частотную независимость изменений сопротивления образца под действием ЭМ излучения. Это открытие в сочетании с полученными временами релаксации энергии позволили объяснить экспериментальный результат разогревом квазичастиц в сверхпроводнике. Природа зарегистрированных явлений была позже подтверждена в [15]. Данная работа, помимо полученных экспериментальных данных, также содержала подробный теоретический анализ процесса электронного разогрева.

Геометрия образ- ца	Ширина, мкм	Длина, мкм	Толщина, нм
Прямоугольник	0,7–1,0	300	5–11
Меандр	2,0	5800	7

Табл. 1. Геометрические параметры Nb HEB образцов из работы [16]

Дальнейшее изучение эффекта электронного разогрева в пленках сверхпроводников было продолжено в работах [16–17]. Авторы исследовали влияние ЭМ излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов на узкие полоски из тонкой пленки ниобия (Nb), находящейся в резистивном состоянии. Образцы были изготовлены в виде плоских проводов различной формы, их геометрические параметры представлены в таблице 1. Авторы получили экспериментальное подтверждение, что избыточное сопротивление пленки сверхпроводника формируется в ответ на падающее ЭМ излучение. Зависимость времени релаксации сопротивления от мощности излучения и транспортного тока была объяснена эффектом электронного разогрева в пленке. Экспериментальные результаты на качественном и количественном уровнях соответствовали прогнозам модели сосредоточенного болометра, которая предполагала равномерное распределение электронной температуры вдоль пленки. С целью дальнейшей детализации эффекта электронного разогрева в тонких Nb пленках исследование было продолжено, и, в частности, было сосредоточено на разделении температурных и токовых эффектов при формировании сопротивления в длинных плоских проводах из Nb [18]. Геометрия образцов была аналогична геометрии, использованной в работе [16]. Импеданс пленки был измерен в диапазоне частот 1-400 МГц при ее нахождении в постоянном магнитном поле для различных значений транспортного тока. Как видно из рисунка 1, экспериментально полученные частотные зависимости импеданса содержали 2 ярко выраженных горизонтальных участка. Первый участок наблюдался на низких частотах и соответствовал значениям импеданса, равным дифференциальному сопротивлению образца, а второй находился на более высоких частотах и соответствовал значениям импеданса, равным сопротивлению образца по постоянному току. В работе было также показано, что для заданных рабочих условий частота перехода между горизонтальными

участками в частотном профиле импеданса может быть пересчитана во время релаксации энергии. Полученные результаты были интерпретированы как свидетельство «тепловой» природы формирования импеданса. Другая существенная часть работы была посвящена идее устранения воздействия электронного разогрева и изучению влияния магнитного поля на формирование импеданса пленки при разных значениях тока смещения. Авторы предложили измерить и отобразить графически так называемую изотермическую вольт-амперную характеристику (ВАХ) длинных плоских проводов из Nb размером 1×300 мкм² и толщиной 10 нм. Эксперимент показал, что изменение изотермической ВАХ образца в ответ на изменение величины внешнего магнитного поля аналогично случаю формирования резистивного состояния посредством вязкого течения вихрей магнитного потока.



Рис. 1. Частотные профили импеданса Nb HEB образца при различных токах смещения: 2,5 мкА (кривая 1), 3,5 мкА (кривая 2), 4 мкА (кривая 3), 5 мкА (кривая 4), 5,5 мкА (кривая 5), 6 мкА (кривая 6), 7 мкА (кривая 8) [263]

Необходимо также отметить, что в данной работе впервые была озвучена идея об эквивалентности эффективных электронных температур для определенных рабочих точек на ВАХ образцов при различных мощностях ЭМ излучения. В дальнейшем она получила развитие и была преобразована в изотермический метод [19], который стал полезным инструментом при разработке НЕВ смесителей в части оценки мощности гетеродина, поглощаемой пленкой. Первые НЕВ устройства были выполнены в форме плоских проводов из тонкой пленки сверхпроводника [15–16], [18]. Пленка осаждалась на кварцевую подложку, чип НЕВ устройства интегрировался с волноводной секцией для согласования с ЭМ излучением. Данная конструкция представляла собой нетривиальный волноводно-полосковый переход со сверхпроводящим зондом, который при этом должен был обладать малыми потерями. Это предполагало использование сверхпроводника с подходящим поверхностным импедансом в заданном диапазоне частот. Однако при переводе зонда в резистивное состояние ситуация существенно упрощалась. Конструкция волноводно-полоскового перехода с резистивным зондом для согласования ТГц сигнала с НЕВ устройством была предложена в [20]. Зонд представлял собой параллельные Nb поло-

ски, установленные перпендикулярно оси прямоугольного волновода и ориентированные вдоль его Е-плоскости. За пределами сечения волновода полоски были заключены между двумя выводными контактами из нормального металла. Авторами была детализирована геометрия такой структуры, изготовленной на кварцевой подложке. Оптимизация эффективности согласование осуществлялась подстройкой ширины и числа полосков. Альтернативная волноводная конструкция НЕВ устройства была предложена в [21–22]. Согласно рисунку 2, чувствительный элемент НЕВ смесителя был представлен сверхпроводниковым микромостиком, встроенным в фидерную линию антенны-бабочки из нормального металла.



Рис. 2. Волноводная конструкция НЕВ смесителя. На вставке представлен эскиз NbN микромостика на входе ТiAu антенны-бабочки [263]

В данной конструкции пленка нитрида ниобия (NbN) осаждалась на подложку из кристаллического кварца. Чип смесителя был оснащен фильтром нижних частот (ФНЧ) на основе полосковой линии с переменным импедансом для предотвращения утечки мощностей гетеродина и сигнала в выход смесителя на промежуточной частоте (ПЧ). Чип был интегрирован с волноводной камерой и охарактеризован в составе сборки на рабочей частоте 250 ГГц. Авторы рассмотрели основные аспекты создания и эксплуатации практического гетеродинного прибора с использованием НЕВ смесителя, выделили потенциальные сложности и пути их решения. Последнее в сочетании с результатами работы [23] развеяло сомнения относительно эффективности технологии волноводных НЕВ смесителей на частотах гетеродина 1 ТГц и выше.

Для квазиоптических конструкций НЕВ устройств исторически был характерен несколько иной способ согласования ТГц излучения с чувствительным элементом [24-25]. Как показано на рисунках 3 и 4, сверхпроводниковый мостик обычно встраивался в фидерную линию планарной антенны, интегрированной с диэлектрической линзой, которая имеет такую же диэлектрическую проницаемость, что и подложка антенны. В подобной системе [26–27] антенна излучает большую часть своей мощности в сторону диэлектрической подложки, что приводит к ярко выраженному заужению системной диаграммы направленности для линз с высокой диэлектрической проницаемостью. В отличие от волноводных, квазиоптические конструкции НЕВ устройств способны обеспечить значительно более широкие полосы входных рабочих частот приемников на их основе [28–29]. Кроме того, технологичность данных конструкций обеспечивает относительную простоту изготовления НЕВ смесителей и прямых детекторов для более высоких рабочих частот [30-31], когда изготовление металлических волноводных элементов с малыми потерями является технически сложной залачей.



Рис. 3. Квазиоптические конструкции НЕВ устройств [263]. (а) НЕВ смеситель с чувствительным элементом большой площади в фидерной линии спиральной антенны, изготовленный с использованием фотолитографии. (б-г) НЕВ смесители с чувствительным элементом малой площади, т.е. со сниженной необходимой мощностью гетеродина, изготовленные с использованием электронной литографии. В конструкциях используются спиральная и двухщелевая антенны



Рис. 4. Вытянутая полусферическая кремниевая (Si) линза с планарной антенной, установленной в ее фокальной плоскости [263]

1. МЕХАНИЗМЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ В НЕВ УСТРОЙСТВАХ

1.1. Устройства с фононным каналом охлаждения

В продолжение предыдущих исследований [16, 18], в работе [20] были представлены теоретические основы для количественного анализа технических характеристик НЕВ смесителей из тонких пленок Nb и оксида иттрия-бария-меди (YBaCuO). Авторы произвели расчеты шумовой температуры, эффективности преобразования, полосы ПЧ и флуктуационной чувствительности для различных режимов работы смесителя. Годом позже авторы опубликовали более подробную статью [32], посвященную основным аспектам проектирования и создания НЕВ устройств. Статья детализировала эффект электронного разогрева при преобразовании частоты и подчеркивала его отличие от классического болометрического эффекта. В ней был приведен анализ параметров системы «Nb пленка / Si подложка», выступающей основой при создании НЕВ смесителя. Авторами были рассмотрены условия эффективного теплового согласования пленки и подложки, представлены методы борьбы с обратным фононным рассеянием на границе раздела «сверхпроводник / диэлектрик», предложены пути достижения Ферми-подобного распределения квазичастиц по энергиям. Двухтемпературная модель [33] была ими использована для количественного анализа процесса формирования отклика в пленке сверхпроводника, выведенной из равновесного состояния амплитудно-модулированным излучением. Основные технические характеристики НЕВ смесителя, включая шумовую температуру, эффективность преобразования и импеданс на ПЧ, были рассчитаны по итогам решения уравнения теплового баланса (1.1) для системы, представленной на рисунке 5 [34].

$$c_e\left(\frac{d\theta}{dt}\right) = -A\left(\theta^4 - T^4\right) + \frac{IU}{V} + kP \tag{1.1}$$

Здесь c_e – удельная теплоемкость электронной подсистемы, A – параметр, определяемый особенностями электрон-фононного взаимодействия, θ – температура электронной подсистемы, I и U – параметры смещения по постоянному току, V – объем пленки, kP – мощность, поглощаемая единичным объемом пленки. Присвоение эффективной температуры каждой подсистеме НЕВ устройства было выполнено в предположении, что функция распределения квазичастиц по энергиям пространственно-однородна и подчиняется закону распределения Ферми-Дирака. Представленный теоретический анализ выявил ряд существенных преимуществ механизма когерентного детектирования с использованием эффекта электронного разогрева по сравнению с другими нелинейными эффектами в сверхпроводниках.



Рис. 5. Блок-схема процессов энергетического обмена между подсистемами НЕВ устройства с фононным каналом охлаждения [263]

Во-первых, эффективность преобразования НЕВ смесителя практически не зависит от частоты гетеродина в диапазоне от миллиметровых до инфракрасных волн. Кроме того, его динамический диапазон и необходимая мощность гетеродина могут быть легко скорректированы за счет изменения объема чувствительного элемента – сверхпроводникового микромостика. Отметим, что НЕВ-смеситель с фононным каналом охлаждения является исторически первым типом НЕВ устройства, но при этом остается востребованным в радиоастрономических приборных комплексах и по сей день. Примерами могут служить гетеродинные наблюдения на телескопах Генриха Герца [22] и Receiver Lab [262], в обсерваториях APEX [146], SOFIA [4-5], Herschel [1-2].

1.2. Устройства с диффузионным каналом охлаждения

Все рассмотренные нами раннее НЕВ устройства имели фононный канал охлаждения. Это означает, что релаксация энергии в них осуществлялась за счет отвода тепла из разогретой электронной подсистемы в более холодную подложку, находящуюся при физической температуре ниже критической температуры, T_c , пленки сверхпроводника. В [35] было высказано предположение, что при определенном размере чувствительного элемента НЕВ-смесителя можно получить значительное увеличение ширины его полосы ПЧ. Последнее было возможным благодаря использованию дополнительного механизма релаксации энергии, а именно – диффузионного канала охлаждения. Авторы смогли получить ширину полосы ПЧ 4 ГГц, что существенно превышало значение в 40 МГц, о котором сообщалось ранее в работе [36] для смесителей с фононным каналом охлаждения. Основная идея состояла в том, чтобы изгото-

вить сверхпроводниковый мостик с длиной меньше длины диффузии в соответствующем материале. Это обеспечило бы возможность диффузии горячих электронов из тонкой пленки сверхпроводника в толстые выводные контакты, изготовленные из нормального металла. Предлагаемый микроболометр обладал геометрией и импедансом, совместимыми как с волноводной, так и с квазиоптической конструкциями НЕВ устройства. Кроме того, при использовании его в смесительном режиме существенно снижалась необходимая мощность гетеродина [35]. Все это в сочетании с возрастающим интересом к более высоким рабочим частотам и компактным матрицам в фокальной плоскости привело к появлению большого количества работ по проектированию и оптимизации НЕВ-смесителей с диффузионным каналом охлаждения. Так, в 1996 году было продемонстрировано преимущество использования карбида ниобия (NbC) в сравнении с другими известными материалами, в том числе с Nb [37]. Как видно из уравнения (1.2), время диффузионного охлаждения, τ_{diff} , тонкого металлического мостика является функцией его длины, *L*.

$$\tau_{diff} = \frac{L^2}{\pi D^2},\tag{1.2}$$

Тогда значение коэффициента диффузии электронов, D, определяет постоянную времени НЕВ-детектора с диффузионным каналом охлаждения, если размер чувствительного элемента зафиксирован. Это делает выбор материала крайне важным аспектом. Чистые сверхпроводящие металлы, такие как Nb, обладают высокими значениями коэффициента диффузии и способны обеспечить удобный с точки зрения изготовления размер мостика. Однако их низкое удельное сопротивление приводит к сложностям при согласовании мостика с входной оптикой на чипе в виде планарной антенны или волноводного зонда, обычно изготавливаемых из нормальных металлов. С другой стороны, сверхпроводящие соединения, такие как NbC, потенциально способны обеспечить сочетание более высокого значения Т и более низкой плотности электронных состояний, v. Это, в свою очередь, должно приводить к снижению потерь преобразования и шумовой температуры смесителя за счет возрастания необходимой мощности гетеродина [38] и увеличению диффузионной способности. С учетом зависимости $\rho^{-1} = e^2 D v_{,2}$ можно также сделать вывод о том, что удельное сопротивление, ρ , тоже должно увеличиваться. Изложенные выше идеи были использованы авторами при создании образцов NbC HEB-смесителей. Изготовленные образцы обладали коэффициентом диффузии 8 см²/с в сочетании с поверхностным сопротивлением 10 Ом/кв. Характерное время релаксации составило 80 пс при длине мостика 0,2 мкм. Кроме того, авторами был изучен вклад фононного и диффузионного каналов охлаждения в релаксацию энергии для образцов с различной длиной чувствительного элемента. Экспериментально полученные и расчетные времена релаксации энергии для NbC HEB-смесителей с различной геометрией и рабочей температурой приведены на рисунке 6.



Рис. 6. Время релаксации энергии в NbC HEB-смесителе [263]

Изучение НЕВ устройств с диффузионным каналом охлаждения продолжало набирать обороты, и в конце 90-х годов 20 века была инициирована серия работ по дальнейшей оптимизации их технических характеристик [39-40] и детальной проработке теоретических основ функционирования [31], [41-45]. Продемонстрированная предельная чувствительность НЕВ-смесителя с диффузионным каналом охлаждения достигла значений шумовой температуры 395 К и 1850 К, измеренных в двухполосном режиме при частотах гетеродина 630 ГГц и 2,5 ТГц соответственно [46]. Чувствительный элемент смесителя при этом был изготовлен из Nb и имел длину 0,1 мкм. Поглощенная мощность гетеродина составила 35 нВт. Смеситель обладал сверхширокой полосой ПЧ 9,2 ГГц. Это существенно превосходило быстродействие описанных в литературе НЕВ устройств с фононным каналом охлаждения. Однако полученное значение было все еще довольно далеко от ширины полосы ПЧ 160 ГГц, предсказанной для алюминиевых (Al) НЕВ-смесителей с аналогичным размером чувствительного элемента [47]. Использование Al было также потенциально более эффективно по сравнению с другими материалами с $D \ge 1$, включая Nb и NbC, с точки зрения лучшего баланса необходимой мощности гетеродина и шумовых характеристик смесителя. Руководствуясь предсказанными преимуществами, была изготовлена экспериментальная серия Al HEB-смесителей с длиной чувствительного элемента в диапазоне 0,3-1 мкм и шириной 1 мкм [48]. В процессе их изучения авторы обнаружили ярко выраженное негативное влияние краевых эффектов на технические характеристики смесителя при работе в гетеродинном режиме. В зависимости от чистоты материала краевые эффекты в сверхпроводниковом мостике распространялись на характерную длину $L_{\rm EDGE}$ от 100 нм до 300 нм, отсчитанную внутрь мостика от парных выводных контактов из нормального металла. В силу наличия эффекта близости краевые области имели локальное значение Т ниже, чем в центральной части мостика, что существенно влияло на критические свойства всей системы. Так, мостики с длиной менее $2L_{EDGE}$ обладали пониженным значением T_c : 1,3 К против 1,8 К.

С точки зрения эффективности преобразования смесителя краевые области вносили дополнительные омические потери для принимаемого радиосигнала при оптимальной поглощенной мощности гетеродина. Это приводило к снижению чувствительности смесителя, стабильность оптимальной точки смещения по постоянному току также ухудшалась. Измеренная в двухполосном режиме на частоте гетеродина 618 ГГц шумовая температура А1 НЕВ-смесителя с длиной чувствительного элемента 0,6 мкм составила 3100 К при соответствующей ширине полосы ПЧ 3 ГГц. И если полученные шумовые характеристики смесителя можно было объяснить повышенными шумами цепи усиления сигнала ПЧ, обладающей шумовой температурой 2100 К на входе смесителя, то ширина его полосы ПЧ оказалась значительно меньше, чем можно было бы ожидать. Таким образом, все еще оставались неясными перспективы использования материала с высоким значением D при создании НЕВ-смесителя с диффузионным каналом охлаждения. Этот вопрос был позже рассмотрен в работе [49]. Авторы разработали нетепловую модель НЕВ устройства с диффузионным каналом охлаждения на основе пленки чистого сверхпроводника. С ее помощью они спрогнозировали предельные технические характеристик Al HEB смесителя при работе в гетеродинном режиме в ТГц диапазоне частот. Расчет показал, что шумовая температура смесителя не должна превышать 10 квантовых пределов при частоте гетеродина 2,5 ТГц при соответствующей ширине полосы ПЧ не менее 20 ГГц. Из-за неэффективности процесса термализации вследствие слабо выраженного неупругого рассеяния электронов оптимальная поглощенная мощность гетеродина находилась в милливаттном диапазоне. Авторы пришли к выводу, что увеличение диффузионной способности является неэффективным способом расширения полосы ПЧ НЕВ-смесителя. Ее изменения, достигаемые за счет увеличения длины чувствительного элемента смесителя или снижения коэффициента диффузии используемого материала, могут быть скорее использованы для уменьшения оптимальной мощности гетеродина. Так, уменьшение времени релаксации энергии на порядок может привести к уменьшению оптимальной мощности гетеродина на два порядка, не повлияв существенно на ширину полосы ПЧ.

Таким образом, говоря об очевидных преимуществах НЕВ смесителя с диффузионным каналом охлаждения, необходимо иметь в виду несколько основных моментов. Во-первых, ширина полосы ПЧ достигает своего максимального значения только тогда, когда НЕВ устройство работает при эффективной температуре его электронной системы, равной T_c пленки сверхпроводника. На практике эта температура обычно принимает значение несколько ниже T_c , что, в свою очередь, приводит к заужению полосы ПЧ. Устройство также подвержено негативному влиянию краевых эффектов в сверхпроводниковом микромостике, что приводит к дополнительным потерям входного радиосигнала, рассогласованию с 50-омной линией съема сигнала ПЧ и проблемам со стабильностью [48]. Кроме того, в случае НЕВ-устройства с *in situ* выводными контактами диффузия горячих электронов из пленки сверхпроводника в прилегающие области из нормального металла может быть существенно затруднена. Это обусловлено наличием потенциальной ямы, возникающей на границе раздела «сверхпроводник / нормальный металл» при температурах значительно ниже T_c этой двуслойной структуры [50]. И, наконец, в конструкцию НЕВустройств с диффузионным каналом охлаждения входит сверхпроводниковый мостик со значительно меньшими размерами в сравнении с устройствами с фононным каналом охлаждения из аналогичного материала. Эта особенность делает устройство намного более уязвимым к электростатическому пробою, что становится решающим фактором, как только речь заходит о практичном гетеродинном приборе. Так, например, ТГц канал космической обсерватории Herschel (HIFI) в итоге был оснащен более надежными NbN HEB-смесителями с фононным каналом охлаждения.

Исчерпывающий набор измерений, позволяющий в полной мере ознакомиться со всеми плюсами и минусами технологии НЕВ устройств с диффузионным каналом охлаждения, представлен в работе [51].

2. МОДЕЛИ НЕВ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ПРЯМОГО И ГЕТЕРОДИННОГО ПРИЕМА ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. Модели с однородным и неоднородным электронным разогревом

С появлением первых квазиоптических конструкций НЕВ детекторов [52] и уменьшением чувствительного элемента до субмикронных размеров [35] возникла необходимость в пересмотре их существующих моделей. В 1995 была опубликована обобщенная теория для анализа шумовых характеристик НЕВ-смесителя [53]. Разработанный авторами математический аппарат был применим к смесителям из различных материалов. Он также давал возможность расчета технических характеристик НЕВ-устройств как с фононным, так и с диффузионным каналами охлаждения. Корректность расчетных значений была экспериментально проверена для НЕВ-смесителя с длиной чувствительного элемента, превышающей характерную длину релаксации электронной температуры $l_{\rho} = (D\tau_{e-\rho})^{1/2}$, составляющей от 40 нм до 70 нм для Nb пленки при 5 К. Такой случай характеризуется неоднородностью распределения квазичастиц по энергиям в чувствительном элементе, т.е. неоднородным электронным разогревом. Авторы учли вклад флуктуаций эффективной электронной температуры и шума Джонсона в системную шумовую температуру, сравнили результаты расчетов с экспериментом. В работе было продемонстрировано, что предельные значения выходных шумов НЕВ-смесителя могут достигать нескольких Т используемого материала. Вслед за данной работой вышла статья [54], где авторы представили модель НЕВ-смесителя для большого сигнала, которую можно было бы использовать для расчета его ВАХ при различной мощности гетеродина, как показано на рисунке 7.



Рис. 7. Семейство ВАХ, измеренных (линии) и рассчитанных (круги) для НЕВ-смесителя при различной мощности гетеродина. Овалом отмечена оптимальная точка смещения по постоянному току [263]

Разработанная модель также позволяла производить расчет соответствующей шумовой температуры и коэффициента преобразования смесителя. В дополнение к основным механизмам шумообразования, описанным ранее в [53], в модели был учтен вклад дробового шума. Для приведения измеренных характеристик НЕВ-смесителя в соответствие с их расчетными значениями (рис. 8) авторам пришлось использовать дополнительный подгоночный параметр: они искусственно занизили расчетное значение коэффициента преобразования на 4,5 дБ.



Рис. 8. Измеренные (круги) и расчетные (линии) зависимости коэффициента преобразования НЕВ смесителя от тока смещения (слева) и мощности гетеродина (справа) [263]

Как было ранее показано в [38], модель однородного электронного разогрева применима лишь для НЕВ-смесителей с малым размером чувствительного элемента. При этом точность ее расчетов не достаточна для полноценного количественного анализа с практической точки зрения. В 1999 году, почти в одно и то же время, две научные группы независимо друг от друга предложили концепцию горячего пятна для объяснения формирования отклика НЕВ устройства на ЭМ излучение. Данная концепция легла в основу моделей НЕВ-смесителя с неоднородным электронным разогревом [55], [56]. Модели обеих групп учитывали электронную теплопроводность вдоль чувствительного элемента

смесителя, влияющую на распределение квазичастиц по энергиям наравне с уходом горячих электронов в подложку. В работе [55] образование горячего пятна объясняется как результат нагрева электронной подсистемы пленки сверхпроводника под действием мощностей постоянного тока и гетеродина. При этом авторы считали, что при наличии малого радиосигнала с частотой, отличающейся от частоты гетеродина, рассеиваемая мощность становится амплитудно-модулированной, что приводит к модуляции радиуса горячего пятна. Предложенная качественная модель была оснащена математическим аппаратом для расчета ВАХ, вольт-ваттной чувствительности и эффективности преобразования НЕВ-устройства, работающего в режиме прямого и когерентного детектирования. В работе [56] было отмечено расхождение между значениями эффективности электронного разогрева радиосигналом (C_{rf}) и постоянным током (C_{DC}) для различных областей ВАХ НЕВ-устройства. Авторы предположили, что поглощаемая пленкой сверхпроводника мощность достаточна для формирования в ней нормального домена, горячего пятна, если выбраны оптимальные с точки зрения чувствительности НЕВ-устройства параметры смещения по постоянному току. В работе было показано, что изотермический метод оценки мощности гетеродина, поглощаемой пленкой [19], неприменим для областей ВАХ с малым напряжением смещения. Это объяснялось тем, что при частоте гетеродина выше энергетической щели сверхпроводника его мощность поглощается равномерно вдоль чувствительного элемента детектора. При этом мощность сигнала постоянного тока поглощается только горячим пятном. Радиус горячего пятна был использован в качестве подгоночного параметра при расчете профилей распределения электронной температуры вдоль мостика для различных мощностей гетеродина (рис. 9). Авторы также привели оценки параметров горячего пятна для различных мощностей смещения по постоянному току, представили результаты расчетов ВАХ, эффективности преобразования и шумовой температуры НЕВ-смесителя.



Рис. 9. Профили электронной температуры в чувствительном элементе НЕВ устройства при фиксированной мощности смещения по постоянному току и различных мощностях гетеродина. Мощность смещения 100 нВт; мощности гетеродина: 50 нВт (сплошная), 100 нВт (малый штрих), 200 нВт (средний штрих), 300 нВт (длинный штрих). Горизонтальная линия соответствует критической температуре пленки 9.9 К [263]

На основе идеи неоднородности электронного разогрева, в работе [57] были представлены результаты расчетов характеристик НЕВ-смесителя по постоянному току и на радиочастоте, которые также были сопоставлены с результатами соответствующих измерений. Предложенная авторами модель НЕВ устройства смогла полностью предсказать форму экспериментально полученных зависимостей. Однако для достижения соответствия между измеренными и расчетными значениями C_{rf} им пришлось ввести эмпирический подгоночный параметр, равный 0,34.

Полное соответствие между предсказаниями расчетов и результатами измерений C_{rf} было получено в работе [58]. Автором была предложена модель НЕВ-смесителя с неравномерным электронным разогревом, схожая с разработанными ранее [57], [59–60]. Однако, в отличие от своих предшественников, содержащих линейную зависимость удельной теплоемкости электронной подсистемы НЕВ устройства от температуры в соответствии с законом Видемана-Франца, предложенная модель учитывала отклонение $c_{(T)}$ от линейного вида при температурах ниже Т используемого сверхпроводника. Изначально модель была разработана для квазиоптической конструкции NbN HEB-смесителя с фононным каналом охлаждения. Чувствительный элемент смесителя был разделен на сетку из ячеек, теплообмен между которыми поддерживался посредством диффузии. Но при необходимости модель также позволяла учесть диффузию горячих электронов из пленки сверхпроводника в парные выводные контакты из нормального металла. Решив систему нестационарных уравнений теплового баланса, записанных для каждой ячейки в рекуррентной форме, автор рассчитал частотные профили импеданса смесителя на ПЧ и соответствующие им значения С , Результаты расчетов для частот гетеродина значительно выше энергетической щели NbN представлены на рисунке 10. На рисунке также представлены частотные профили коэффициента преобразования смесителя, $\eta(f)$. Для корректных расчетов на частотах гетеродина ниже энергетической щели сверхпроводника необходимо дополнительно учитывать неравномерное поглощение радиосигнала (включая мощность гетеродина) пленкой. В этом случае можно воспользоваться выражениями для ее поверхностного импеданса в рамках теории Маттиса-Бардина [61–62]. Однако необходимо отметить, что данный подход применим для NbN пленок только в «грязном» пределе [63]. Эта ситуация реализуется лишь при условии, что глубина проникновения из теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ), λ_{eff} , существенно превышает среднюю длину свободного пробега, І. Для более общего случая с произвольным значением *l* можно использовать выражение для комплексной проводимости, полученное в работе [64] с использованием интегрированных по энергии функций Грина.



Рис. 10. Частотные профили эффективности электронного разогрева радиосигналом и соответствующего коэффициента преобразования НЕВ-смесителя [263]

2.2. Нетепловая модель

До сих пор мы обсуждали лишь тепловые модели НЕВ-смесителя. Но дело в том, что их использование возможно только в том случае, если квазичастицы (разорванные под действием радиосигнала куперовские пары в сверхпроводнике) находятся в состоянии локального равновесия, и их распределение по энергиям подчиняется статистике Ферми. Также было предложено более общее физическое описание системы, представленной плоским проводом из сверхпроводника, расположенным между двумя выводными контактами из нормального металла [65]. Представленные в работе экспериментальные зависимости сопротивления образцов от температуры были дополнены качественным анализом с записью и решением соответствующих кинетических уравнений. Авторами было обнаружено, что часть плоского провода находится в нормальном состоянии независимо от значения рабочей температуры. Данное обстоятельство было объяснено наличием сопротивления на границах раздела сверхпроводника и нормального металла, связанного с преобразованием сверхтока в нормальный ток и наоборот посредством Андреевского отражения. Вслед за данной работой была опубликована статья [66], где авторы представили результаты своих исследований, связанных с транспортным током в структурах «нормальный металл / сверхпроводник / нормальный металл». На рисунке 11 показаны полученные в рамках исследований возможные функции распределения для плоского провода из сверхпроводника, выведенного из равновесного состояния. Так называемое глобальное сверхпроводящее состояние, о котором ранее сообщалось в [65], распространялось на всю длину провода. В то время как бимодальное сверхпроводящее состояние концентрировалось в приконтактных областях (вблизи нормальных резервуаров), оставляя центральную часть провода в состоянии подавленной сверхпроводимости. Анализ с целью выделения ролей энергетической и зарядовой мод функции распределения был выполнен для стационарного случая с использованием квазиклассических функций Грина.



Рис. 11. Четная, *f_L*, и нечетная, *f_T*, моды неравновесной функции распределения для случая глобального (а) и бимодального (б) сверхпроводящих состояний

3. ИЗГОТОВЛЕНИЕ НЕВ И ОБЗОР МАТЕРИАЛОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ НЕВ

3.1. Изготовление НЕВ

За время разработки, создания, исследования и практического применения сверхпроводниковых электронно-разогревных болометров также варьировались и изменялись методы их изготовления. В самом начале, на «заре» становления НЕВ, в большинстве случаев сверхпроводниковый болометр формировался с помощью фотолитографии, соответственно, НЕВ состоял из относительно большого по площади сверхпроводникового мостика [20, 72, 73], что вполне подходило для первичных, фундаментальных и прикладных исследований эффекта электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых или металлических пленках Nb [13], [15], [18], [74, 75], NbN [19], [76, 77], NbC [37], Al, Be [78], Au [79]. Продвижение в СВЧ-исследованиях в сторону более высоких частот привело к уменьшению геометрии образцов, и, соответственно, к применению электронно-лучевой литографии при изготовлении образцов субмикронных размеров [80–82].

Современная процедура изготовления сверхпроводниковых электронно-разогревных болометров включает несколько технологических этапов. Для на-
чала выбирают подходящую подложку для нанесения сверхпроводниковой пленки. Выбор подложки зависит как от оптических и электрофизических, так и от технологических характеристик типичных материалов, используемых для осаждения тонких пленок. После выбора подложки выполняют следующие этапы при изготовлении НЕВ:

1. Нанесение буферного слоя для улучшения акустического согласования между подложкой и сверхпроводниковой пленкой (опционально).

2. Осаждение тонкой сверхпроводниковой пленки, например, см. [83, 84]. Обзор методов и различных материалов представлен в следующем разделе.

3. Формирование длины сверхпроводникового мостика (в большинстве случаев методом электронно-лучевой литографии):

(а) путем «открытия» окна в золоте [85, 86] или ином пассивационном слое [87], который, в свою очередь, осаждается на поверхность сверхпроводни-ковой пленки *in situ* или после (плазмо-)химической чистки поверхности пленки; или

(b) путем формирования пары малых контактных площадок с прецизионным зазором между ними.

Известно, что на границе сверхпроводник – нормальный металл могут возникать омические потери, приводящие к ухудшению характеристик НЕВ. Для того чтобы избежать такого ухудшения характеристик, используется чистка в кислородной плазме и (опционально) дополнительное ионное травление ионами аргона [88, 89]. Еще один возможный вариант, позволяющий избежать естественного окисления и возможного загрязнения поверхности сверхпроводниковой пленки – напыление сверхпроводниковой пленки (NbN) и металлизации (Au) *in situ* – в едином технологическом процессе, без нарушения вакуума [90].

4. Изготовление антенны и контактных площадок.

Для изготовления антенны и контактной металлизации используют моноили многослойные металлические пленки достаточной толщины. Опытным путем было установлено, что, если используют металлизацию (золото), осажденную *in situ*, то для улучшения адгезии необходимо использовать буферный слой (хром или титан) толщиной ~ 10 нм, перед напылением толстой (~ 200 нм) пленки золота.

5. Нанесение пассивационного слоя на поверхность структуры. Пассивационный слой определяет ширину сверхпроводникового мостика и защищает его от повреждений во время ионного или жидкостного (химического) травления по полю сверхпроводниковой пленки.

6. Постобработка подложки – шлифовка и полировка (обычно подложки из кристаллического кварца) для волноводных смесителей и глубокое реактивное ионное травление (Deep Reactive Ion Etching) (в частности, Бош-процесс) для мембранных смесителей. Этот этап является опциональным – квазиоптические смесители обычно не требуют дополнительной обработки подложки.

Так, преимущество *in situ* технологического процесса для напыления сверхпроводниковой пленки и антенно-контактной металлизации, приводящего к отсутствию омических потерь на границе сверхпроводник – нормальный

металл, было показано в работах [86], [91], где было продемонстрировано заметное улучшение характеристик NbN HEB, в частности, наблюдалось увеличение полосы преобразования смесителей, измеренной при температурах, близких к температуре сверхпроводникового перехода пленки NbN. Дополнительное охлаждение квазичастиц через их диффузию в контакты («diffusioncooled») подтверждается наличием зависимости полосы преобразования от длины сверхпроводникового мостика. Однако наличие «идеальной» границы между сверхпроводником и нормальным металлом приводит к образованию потенциального барьера, который препятствует диффузии квазичастиц в сверхпроводящие контакты при температурах, меньших температуры сверхпроводникового перехода двуслойной пленки сверхпроводник-нормальный металл. В результате увеличение полосы преобразования фононных НЕВ за счет дополнительного диффузионного канала охлаждения квазичастиц возможно только при температурах, больших температуры сверхпроводникового перехода двуслойной пленки, то есть, когда сверхпроводниковый мостик NbN располагается между двумя контактами в нормальном состоянии («NSN-peжим») [50]. В работе [264] было предложено использовать магнитный материал – пленку никеля толщиной 1,8 нм между сверхпроводником (NbN) и контактной металлизацией (Аu) для подавления сверхпроводимости в контактах. Таким образом, ликвидируется потенциальный барьер, о котором шла речь выше. Авторы подтвердили, что такая конфигурация приводит к значительному увеличению полосы преобразования NbN НЕВ-смесителей.

Примеры подробных маршрутов изготовления НЕВ можно найти в следующих работах [24], [72], [80], [87], [92–96].

3.2. Обзор материалов для НЕВ

3.2.1. Низкотемпературные сверхпроводники

Нитрид ниобия (NbN) является одним из наиболее привлекательных материалов для изготовления НЕВ благодаря комбинации его свойств. Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние для объемного материала составляет ~16 К, и для тонких пленок (толщиной d < 10 нм) достигает 9–12 К в зависимости от материала подложки. Тонкие пленки NbN обладают высокой плотностью критического тока и полупроводниковым ходом зависимости сопротивления от температуры R(T) при температурах выше критической. Собственное электрон-фононное время взаимодействия позволяет достигать полосы преобразования NbN НЕВ-смесителей ~10 ГГц при температурах вблизи температуры сверхпроводникового перехода. В публикации [97] сообщалась одна из первых работ, посвященных напылению тонкой сверхпроводниковой пленки NbN. В дальнейшем, для создания NbN пленок применялись различные методы для создания пленок с определенной структурой и свойствами:

• RF (высокочастотное) и DC (на постоянном токе) реактивное магнетронное напыление [72], [93], [98–101], • высокочастотное катодное напыление [102],

• химическое осаждение из газовой фазы (chemical vapor deposition – CVD) [103],

- импульсная лазерная абляция (pulsed laser ablation deposition) [104, 105], [265],
- молекулярно-лучевая эпитаксия (molecular beam epitaxy MBE) [106],
- атомно-слоевое осаждение (atomic layer deposition ALD) [107],
- ионное распыление (ion-beam-assisted deposition) [108].

В большинстве случаев NbN формирует кристаллографическую структуру типа В1 – гранецентрированный кубический кристалл (подобный кристаллу NaCl) [109].

Обзор различных кристаллографических фаз NbN и условий их формирования в зависимости от технологических параметров достаточно подробно представлен в работах [110–111]. Для объемного NbN температура сверхпроводникового перехода составляет 14,7–16,1 К, в зависимости от структуры образца [112–113]. Наличие кислорода Nb(N+O)_{0.97} способствует значительному понижению T_c (до 7,66 К [114]). Более высокая T_c (17,8 К) была получена для пленки NbN-NbC, содержащей 25–30 % NbC [115]. Также T_c зависит от соотношения газов во время реактивного напыления [100], [116, 117]. В работе [118] сообщается о напылении высококачественной пленки NbN на графеновые подложки, созданные CVD-методом. К тому же, такие пленки можно «отделять» от подложки жидкостным травлением и переносить на другую подложку-носитель. В работе [266] продемонстрированы NbN пленки (толщиной от 10 до 150 нм), нанесенные на гибкие полиамидные пленки.



Рис. 12. Влияние буферного слоя Nb₅N₆ на критические свойства ультра-тонкой пленки NbN. [263]. Слева: (а) Зависимость сопротивления от температуры для 30 нм пленки Nb₅N₆ (b) Зависимость температуры, при которой сопротивление пленки NbN (толщиной 6 нм) обращается в ноль, от толщины буферного слоя Nb₅N₆ для образцов на кремниевой подложке при наличии и отсутствии термически окисленного слоя SiO_x толщиной 200 нм. Справа: (а) Зависимость температуры, при которой сопротивление пленки NbN обращается в ноль, от ее толщины для образцов на подложках из оксида магния (MgO), кремния (Si), и кремния с буферным слоем Nb₅N₆ толщиной 30 нм. (b) Плотность критического тока для пленки NbN в зависимости от ее толщины для тех же образцов, измеренная при температуре 4,2 К

Акустическое согласование на границе сверхпроводниковая пленка – подложка определяет эффективность выхода фононов в подложку [119], и зависит, по сути, от совпадения фононных спектров пленки и подложки. Для улучшения сверхпроводниковых свойств пленки нередко используется буферный слой, постоянная решетка которого близка к постоянной решетке сверхпроводниковой пленки, что приводит к увеличению критической температуры NbN на несколько кельвинов, см, например, работы [93], [120], [267]. На рисунке 12 представлено семейство зависимостей R(T) для NbN пленки, осажденной на различные подложки с применением и без применения буферного слоя Nb₅N₆[121]. Как видно из рисунка, выбор оптимальной толщины Nb₅N₆ позволяет достичь критической температуры NbN ~ 13,5 К. Увеличение Т происходит за счет улучшения кристалличности пленки за счет ее согласованности с буферным слоем, т.к. Т_с растет с увеличением размера гранул [122]. Так, гранулы достигали ~ 75 нм для NbN/TiN/Si структур и только ~ 20 нм для NbN/Si структур. Как показано на рисунке 13, можно создать практически идеальное согласование на границе сверхпроводниковой пленки (NbN) и буферного слоя (TiN) благодаря близости их структур.



Рис. 13. Изображения среза тонких пленок, полученные с помощью электронного микроскопа с высоким разрешением. (а) Пленка NbN на подложке 3C-SiC/Si. (b) Пленка NbN на кремниевой подложке с естественным окислом, показана в кристаллографическом направлении (110). (1) пленка NbN с T_c = 9,5 K, (2) пленка NbN с T_c = 9,8 K. (c) Срез структуры NbN/TiN/Si. (d) Двуслойная структура Nb/NbN на кремниевой подложке. Пунктиром показаны переходные участки [263]

В случае использования кварцевой подложки (например, для создания волноводных смесителей), подобное согласование достигается с помощью MgO в качестве буферного слоя [123]. Улучшенное согласование приводит к увеличению полосы преобразования волноводного НЕВ-смесителя до ~ 3,5 ГГц (которая составляла ~ 2 ГГц при отсутствии слоя MgO). Влияние выбора подложки и буферного слоя на качество ультратонкой пленки NbN подробно исследовано в [124]. В работе [125] исследованы свойства пленки NbN, нанесенной на подложки мембранного типа. Было проведено детальное исследование кристаллических и сверхпроводниковых свойств пленки NbN, осажденной на кремниевую подложку [126]. Особенности пленки были проанализированы с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (HRTEM). Измерения показали, что структурные свойства граничного слоя пленки, непосредственно соседствующего с подложкой, отличаются от свойств последующих слоев пленки, как показано на рисунке 13. Аморфная область между пленкой NbN и подложкой Si, содержащая различные элементы, такие как Nb, N, O, Si, была обнаружена на границе сверхпроводниковой пленки и подложки методом электронной спектроскопии энергетических потерь (EELS). Образование области объяснялось высокой температурой подложки и интердиффузионным процессом, усиленным разрядными эффектами, происходящими при осаждении. Следуя теории эффекта внутренней близости, предложенной в работе [127] и развитой далее в статье [128], авторы рассматривали пленку как трехслойную нормальный металл – сверхпроводник – нормальный металл (*N-S-N*) структуру. Сверхпроводимость в поверхностных и интерфейсных слоях пленки NbN нарушалась из-за их окисления, приводящего к образованию монооксида ниобия, являющегося нормальным металлом при температурах выше 1,38 К [129]. В результате сверхпроводимость центральной части подавлялась, и Т_с пленки уменьшалась по сравнению с Т_с объемного материала. Расчетная эффективная толщина сверхпроводящего слоя была меньше фактической толщины пленки NbN на ~ 1,2 нм. Подавление T_c в пленке NbN анализировалось также в работе [130]. Монокристаллические подложки MgO использовались для получения пленок NbN толщиной 2,5-100 нм методом магнетронного распыления на постоянном токе. Было рассмотрено несколько возможных механизмов подавления сверхпроводимости, включая эффект слабой локализации [131, 132], эффект близости [127], [133, 134] и квантово-размерный эффект ("electron wave leakage model") [135-137].

Теоретические и практические исследования, направленные на улучшение характеристик NbN, продолжаются в различных исследовательских группах. В работе [268] было предложено использовать GaN в качестве буферного слоя между сапфировой подложкой и пленкой NbN. Авторы показали, что, благодаря хорошему акустическому согласованию NbN и подслоя GaN, значительно сокращается время выхода фононов в подложку. Экспериментально было показано, что полоса преобразования такого HEB-смесителя составляет 5 ГГц, а его шумовая полоса – 8 ГГц. Влияние подслоя диоксида гафния (HfO₂) на свойства сверхпроводниковой пленки NbN было исследовано в работе [269]. Авто-

ры показали, что наличие подслоя HfO₂ между подложкой Si/SiO₂ и пленкой NbN (~28 нм) приводит к увеличению критической температуры NbN (на 0,5 – 1 К для подслоя толщиной 2 нм и 30 нм, соответственно) и увеличению плотности критического тока в два раза при толщине подслоя 2 нм с дальнейшим незначительным ростом (в пределах нескольких процентов) при увеличении толщины подслоя до 30 нм. Таким образом, в работе продемонстрировано влияние наличия даже тонкого (2–5 нм) подслоя HfO₂ на рост тонкой пленки NbN.

За последние два десятилетия было выполнено несколько успешных разработок НЕВ-приемников на основе NbN для наземных, бортовых и космических (спутниковых) терагерцовых наблюдений [2], [4]. Было показано, что устройства NbN НЕВ работают от миллиметрового [19], [138–140] до инфракрасного диапазона волн [94–96], [141–143]. Несмотря на то, что НЕВ-приемники можно успешно использовать на частотах ниже частоты энергетической щели NbN, они наиболее эффективны в ТГц [85], [144–146] и «супер-ТГц» [3, 4], [147, 148] диапазонах. Термин «супер-ТГц» используется в языке терагерцового сообщества и обычно применяется к частотам от 3 до 6 ТГц, тогда как более высокие частоты называются дальним и средним инфракрасным диапазоном.

В работе [270] выполнен краткий обзор моделей, экспериментальных исследований и практических применений НЕВ-смесителей, а также обобщены результаты исследований и разработок, которые ведутся группой ученых из Обсерватории Пурпурной Горы (Purple Mountain Observatory (PMO)) (Китай). В статье [8] сообщается о квазиоптическом NbN НЕВ-смесителе с шумовой температурой 600 К (300 К с учетом оптических потерь) на частоте гетеродина 1,3 ТГц. В [272] выполнены исследования на частоте гетеродина 2,7 ТГц для аналогичного смесителя. Измеренная шумовая температура составила 1500 К. Примечательно, что гетеродин – квантово-каскадный лазер – был расположен внутри криостата на той же холодной плате, что и НЕВ-смеситель. Продолжение данной работы отражено в [273]. Измеренная шумовая температура NbN НЕВ-смесителя составила 800 К на частоте гетеродина 2,5 ТГц. Также были выполнены исследования не только в заливном криостате, но и в криостате на основе пульсационной трубки. Планируется, что разрабатываемые гетеродинные приемники будут использованы на телескопе Date-5, расположенном на леднике Dome A в Антарктиде. Выполненные исследования подтверждают, что, находясь на высоте более 4 км, обладая сухим и холодным воздухом, Dome А является одним из наилучших мест для выполнения астрофизических исследований в терагерцовом диапазоне на Земле [274]. Отметим, что еще одно направление в практическом использовании НЕВ-смесителей – создание мультичастотных приемников, когда НЕВ-смеситель одновременно накачивается двумя гетеродинами, таким образом, прием полезного сигнала осуществляется в нескольких частотных каналах одновременно [275], [276].

В качестве альтернативы NbN для изготовления HEB можно использовать NbTiN. Тонкая пленка NbTiN обычно напыляется магнетронным распылением на постоянном токе с использованием сплавной мишени. Осаждение пленки осуществляется на подложку, нагретую до 800°С [149] и/или смещенную ради-

очастотным способом [92]. Также может быть реализовано осаждение тонкой пленки NbTiN на подложку с помощью высокочастотной плазмы при комнатной температуре с последующим нанесением контактной/антенной металлизации Ti/Au *in situ* [150]. Свойства тонких пленок NbTiN, нанесенных на различные подложки, представлены в работе [151].

В работе [152] представлены первые результаты для НЕВ-смесителей, изготовленных на основе тонкой пленки NbTiN. НЕВ-смесители были протестированы в лабораторных и полевых условиях на частоте гетеродина 600-800 ГГц. Для увеличения полосы преобразования смесителей использовался буферный слой AIN. В дальнейшем NbTiN HEB-смесители также использовались и на более высоких частотах гетеродина. Так, в работе [153] описан волноводный NbTiN HEB-смеситель, работающий на частоте гетеродина 1,5 ТГц. Стабильность разработанного приемника исследовалась в работе [154]. Теоретические и экспериментальные исследования характеристик NbTiN HEB-смесителей обобщены в работе [155]. Авторы представили расширенную модель «горячего пятна» с учетом фононного и диффузионного охлаждения квазичастиц в пленке NbTiN. Проведенные измерения подтверждают одновременное сосуществование обоих механизмов охлаждения квазичастиц, экспериментальные данные (характеристики на постоянном токе и высокочастотные исследования) достаточно хорошо согласуются с разработанной моделью. NbTiN HEB-смесители успешно используются в гетеродинных приемниках [149], [156, 157], обладают хорошей чувствительностью и низкими шумовыми характеристиками, однако, их полоса преобразования меньше, чем полоса преобразования NbN НЕВ-смесителей.

3.2.2. Высокотемпературные сверхпроводники

Открытия и активные исследования в области высокотемпературной сверхпроводимости позволяют ожидать, что со временем значительно изменятся требования к криогенному оборудованию, которое используется для создания инструментов на основе сверхпроводниковой электроники. В 1987 году было предложено использовать пленки ҮВСО для создания НЕВ [158, 159]. Первые YBCO пленки были толщиной ~1 мм и обладали T ~94 К. В дальнейшем изготовление и исследование YBCO НЕВ-смесителей было продолжено различными экспериментальными группами [160–166]. Несмотря на меньшую (по сравнению с НЕВ-смесителями на основе низкотемпературных сверхпроводников) чувствительность ҮВСО НЕВ-смесителей, они обходят по характеристикам полупроводниковые детекторы, например, диоды Шоттки. Первый теоретический анализ НЕВ-смесителей на основе высокотемпературных сверхпроводников был выполнен в работе [167]. Ладрет и др. [168] использовали модель «горячего пятна» для строгого анализа характеристик YBCO НЕВ-смесителей на постоянном токе и их высокочастотных характеристик. Авторы показали, что приемники на основе ҮВСО НЕВ-смесителей могут обладать низкими шумовыми характеристиками и низкими потерями преобразо-

вания. Дальнейшее моделирование YBCO HEB-смесителей было выполнено с использованием двухжидкостной модели в широком частотном диапазоне частот гетеродина [169]. Недавно был продемонстрирован нетепловой отклик YBCO HEB-детекторов на короткие импульсы в ТГц диапазоне [170], а отклик на ТГц излучение при нулевом смещении детектора был показан в работе [171]. Представленный эффект зависел от конфигурации электромагнитного поля, и может быть качественно объяснен динамикой самогенерируемых вихрей за счет высокочастотных токов [172]. На практике YBCO-детекторы использовались для разрешения ТГц импульсов на ускорителях ANKA и UVSOR-III [173].

В 2001 была открыта сверхпроводимость диборида магния (MgB₂) [174]. В объемном материале MgB, критическая температура сверхпроводникового перехода составляет ~39 К. MgB, обладает нетривиальными сверхпроводниковыми свойствами – у него две энергетических щели [175–179] и аномальная теплоемкость [180, 181]. В то же время, высокое значение критической температуры материала не объясняется в рамках стандартных моделей [182]. Указанные эффекты связаны со слоистой структурой кристалла и объяснены в [183]. Подобные свойства могут наблюдаться и в других слоистых материалах на основе соединений бора, углерода или азота, с частично заполненными орбиталями, лежащими в одной плоскости. Электронная структура MgB, и тройных боридов также рассматривается в работе [277]. В соответствии с зонной структурой (используя модель сильной связи для сверхпроводников [184]) было показано, что на поверхности Ферми в MgB, перекрываются несколько энергетических зон – трехмерная *п*-зона (р_г орбитали) и (квази-)двумерная σ-зона (р_{х v} – орбитали). Это приводит к тому, что энергетическая щель при 4 К может изменяться от 6,4 до 7,2 мэВ для σ-зоны, и от 1,2 до 3,7 мэВ для π-зоны. Энергетические щели MgB, $\Delta_1(T)$ и $\Delta_2(T)$ зависят от температуры по-разному, но при приближении к критической температуре T_c обе щели обращаются в ноль. Как и в случае NbN, критическая температура тонкой пленки MgB, уменьшается по сравнению с критической температурой объемного материала [185]. Структура и сверхпроводниковые свойства пленок MgB, исследовались в различных теоретических и экспериментальных работах [186, 187], подробнее об изготовлении пленок рассказано в работе [188].

Изготовление и измерение MgB_2 НЕВ-смесителей с полосой преобразования 3,4 ГГц и приемлемыми шумовыми характеристиками сообщается в работе [86]. Пленка MgB_2 (10 нм) была нанесена методом молекулярно-лучевой эпитаксии, критическая температура составляла ~15 К. Также для защиты пленки MgB_2 и для минимизации контактного сопротивления использовался слой золота, нанесенный *in situ*. Чувствительный элемент, сформированный фотолитографически, был помещен в центре плоской спиральной антенны. Согласование детектора с ТГц излучением осуществлялось квазиоптически, с помощью кремниевой линзы, на поверхности которой был закреплен детектор. Измерение полосы преобразования проводилось при температуре, близкой к T_c , где сверхпроводниковая энергетическая щель значительно подавлена. Экспериментальные данные были интерпретированы на основе двухтемператур-

ной модели [33], была выполнена оценка характерных времен – времени электрон-фононного взаимодействия, т_{е-пh}, времени выхода фононов в подложку, τ_{ec}, а также была определена удельная теплоемкость фононов. На рисунке 14 представлены температурные зависимости измеренных параметров. Сильная электрон-фононная связь [189] соответствует достаточно короткому времени взаимодействия τ_{e-ph} в MgB₂. Так, измеренное время τ_{e-ph} составляет ~3 пс для пленки MgB₂, нанесенной на кремниевую подложку [190]. Соответственно, MgB₂, обладающий коротким временем взаимодействия $\tau_{e,ph}$, является перспективным для создания детекторов. Шумовые характеристики смесителей на основе MgB₂, сопоставимые с характеристиками смесителей на основе NbN, были представлены в работе [191]. В [192] сообщается шумовая температура, соответствующая ~1 К/ГГц (с учетом оптических потерь). Измерения проводились при 4,2 К для MgB₂-смесителя с достаточно низкой T_c и на частоте гетеродина 1,6 ТГц. При уменьшении температуры до 2,7 К шумовая температура уменьшилась в 2 раза и составила ~0,5 К/ГГц. Для измерений использовался MgB,-смеситель, изготовленный с помощью электронно-лучевой литографии, размер сверхпроводникового мостика составлял 1 × 1 µm², сопротивление при комнатной температуре R₃₀₀ = 160 Ом, толщина пленки MgB₂ составляла 10 нм, а ее критическая температура – 8,5 К.



Рис. 14. Слева: электрон-фононное время взаимодействия (τ_{e-ph}) в MgB₂ в зависимости от температуры, полученное на основе измерения полосы преобразования MgB₂-смесителя и анализа на основе двухтемпературной модели. Открытыми треугольниками показано τ_{e-ph} из [190]. Сплошная линия показывает регрессионную зависимость, пунктирные линии отражают погрешность измерений. Справа: электронная и фононная удельные теплоемкости и их соотношение, c_e/c_{ph} , для MgB₂ в зависимости от температуры. Соотношение теплоемкостей построено для случая, когда электронная и фононная температуры совпадают. Заштрихованными точками показано соотношение c_e/c_{ph} при критических температурах пленок [263]

Для того, чтобы полоса преобразования была более широкой, необходимо использовать более тонкие пленки с более высокой критической температурой T_c , т.к. $\tau_{e-ph} \sim T^{-\mu}$ [78], [193], [261] и τ_{esc} пропорционально толщине пленки. Как было показано в [194], пленка MgB₂ толщиной в несколько монокристаллических слоев может быть получена путем осаждения бора на магниевые под-

ложки методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Теоретическое предсказание сверхпроводниковых свойств пленки MgB, толщиной ~ 1,5 нм было сделано в работе [187]. Наиболее тонкие пленки MgB₂, обладающие сверхпроводимостью, были представлены в [195-197]. Наиболее продуктивным методом, подходящим для создания тонких пленок MgB, с высоким значением критической температуры, оказался метод гибридного физико-химического парофазного осаждения (Hybrid physical-chemical vapor deposition – HPCVD) [198, 199]. Технологические параметры такого метода для получения тонких пленок толщиной ~10 нм с критической температурой T_c ~ 36 К были описаны в работе [200]. В работе также показано, что использование подложки из карбида кремния (SiC) позволяет получать пленки эпитаксиального качества с критической температурой, превышающей Т в объемном материале. Наблюдаемый эффект объясняется наличием внутренних напряжений в материале из-за рассогласования параметров решетки пленки и подложки. Наблюдаемая зависимость размера гранул от толщины предоставляет дополнительную возможность варьировать поверхностное сопротивление пленки при сохранении размера сверхпроводникового мостика. Таким образом при создании практических детекторов можно оптимизировать согласование сверхпроводникового мостика MgB, с микрополосковой линией или планарной антенной.

В работах [87], [201] были исследованы квазиоптические MgB₂ (толщина пленки 10 нм – 20 нм) детекторы на SiC подложках, согласованные со спиральной антенной. Детекторы были изготовлены фотолитографически, и размер сверхпроводникового мостика составлял 6–24 мкм². Авторы полагают, что оптические потери и рассогласованность импеданса привели к достаточно высоким шумовым характеристикам на частотах гетеродина 0,6, 1,6 и 2,5 ТГц. При этом полоса преобразования смесителей составила 6,9–8,6 ГГц в зависимости от температуры подложки (см. рис. 15). Для образца с размером



Рис. 15. Полоса преобразования MgB₂-смесителей, измеренная при различных температурах образца. Частота гетеродина 600 ГГц [263]

сверхпроводникового мостика 4×4 мкм², толщиной MgB₂ 15 нм и критической температурой 33 К эффективная постоянная времени в зависимости от температуры представлена на рисунке 16 (слева). Авторы отмечают, что если для NbN чувствительность детектора не должна ухудшаться с увеличением температуры, при условии T < 0,8*T*_c [202], то для MgB₂ это утверждение может оказаться неверным (как, например, наблюдалось в работе [192]).



Рис. 16. Слева: эффективная постоянная времени MgB₂-смесителя в зависимости от температуры. Сплошной линией показана линейная аппроксимация. Пунктирная линия соответствует температуре 0,8*T_c*. Справа: измерение поглощенной мощности для 3 × 2 мкм² сверхпроводникового мостика MgB₂ толщиной 10 нм. Мощность вычислялась как разность мощностей при накачке гетеродином и без гетеродина при фиксированной температуре [263]

Авторы также выполнили оценку эффективного значения энергетической щели сверхпроводника. Поддерживая образец при постоянной температуре (10 K), авторы исследовали форму вольт-амперных характеристик (ВАХ) образца в зависимости от частоты гетеродина. Равномерный разогрев пленки (другими словами, распаривание электронов происходило так же, как и при равномерном нагреве (при повышении температуры образца)) наблюдался при частоте гетеродина 2,5 ТГц. Неравномерный разогрев электронов в нормальных областях наблюдался при частоте гетеродина 1,6 ТГц. На рисунке 16 (справа) представлена зависимость поглощенной мощности гетеродина (600 ГГц) от температуры. Согласно исследованию, щель соответствует 600 ГГц при температуре ~25 К. Для более точного измерения частоты энергетической щели сверхпроводника необходимо использовать гетеродин с плавной перестройкой частоты в предполагаемом диапазоне частот, например, как было сделано для NBN в работе [203].

Дальнейшее развитие MgB₂ HEB-смесителей отражено в работах [278] – [285]. В [278] подробно описана «обновленная» процедура создания тонких пленок MgB₂. Авторы показали, что, используя ионное травление аргоном, можно уменьшить толщину пленки MgB₂, при этом поверхность становится более чистой и менее шероховатой, и критическая температура сверхпроводникового перехода составляет 34 К для пленки толщиной 7 нм. Для HEB-смесителей, изготовленных на основе этой пленки, были измерены шумовая температура 2000 К и 3600 К на частотах гетеродина 0,6 ГГц и 1,9 ГГц соответственно, а также шумовая полоса преобразования 6,5 ГГц (при температуре 4,2 К). В работе отмечено, что шумовая температура не зависит от температуры чипа, при которой проводятся измерения, в диапазоне (4,2 К – $0,5 \cdot T_c$), и увеличивается в 1,4 раза при температуре измерений, составляющей 20 К. Предполагается, что

улучшение качества пленки MgB₂, лучшее согласование импедансов пленки и антенны, а также значительное уменьшение оптических потерь позволят значительно улучшить шумовые характеристики MgB₂ HEB-смесителей. В работе [279] описаны результаты измерений на частоте гетеродина 3,3 TГц: шумовая температура (с учетом оптических потерь) составила 2600 К и 5000 К при температуре измерений 5 К и 25 К соответственно. На основе представленных результатов авторы разрабатывают прототип приемника, который может быть установлен на аэростат или малый спутник («SmallSat») для проведения наблюдений. Также идут исследования по созданию «ультратонких» пленок MgB₂ – в работе [280] получены пленки MgB₂ толщиной 2 нм, критическая температура составляет 27,2 К, плотность критического тока (измеренная при T = 3 K, B = 0T) $j_c = 2 \square 10^7 \text{ A/cm}^2$, а поверхностное сопротивление $R_s = 44,5 \text{ Ом/кв}$. Измеренная шероховатость поверхности (среднеквадратичное отклонение) составила 0,62 нм.

Группа ученых из университета Чалмерса (Швеция) и Голландского Института Космических Исследований (SRON – Netherlands Institute for Space Research) (Нидерланды) продемонстрировала MgB_2 НЕВ-смесители, изготовленные из тонкой пленки MgB_2 толщиной 6 нм. Подробный технологический маршрут описан в [281]. Критическая температура была 35–36 К для пленки и ~ 30 К для образцов после всех технологических этапов. Измерения шумовых характеристик были выполнены на частотах гетеродина 0,69 ТГц и 1,63 ТГц, шумовая температура составила 1000 К и 1150 К (без учета оптических потерь) и 830 К и 930 К (с учетом оптических потерь). Измеренная шумовая полоса составила 11 ГГц. Измерения проводились при температуре образца ~5 К. При увеличении температуры до 15 К и 20 К шумовые характеристики деградировали в 1,2 и 1,75 раз соответственно [282].

В работе [284] представлен достаточно подробный анализ MgB_2 HEB-смесителей, а также собраны результаты измерений, выполненных различными группами. Также в [284] описаны результаты измерений MgB_2 HEB-смесителей (толщина пленки 5 нм и 7 нм, критическая температура около 34 К и 38 К) на частотах гетеродина 1,6 ТГц и 2,5 ТГц. С учетом оптических потерь шумовая температура составила около 1600 К и 1870 К соответственно. Шумовая полоса преобразования – 11 ГГц. Объясняя расхождение результатов со своей же работой [281], авторы полагают, что ключевую роль играют потери преобразования, которые, в свою очередь, связаны с геометрией (а именно, шириной), сверхпроводникового мостика, поскольку для более узкого мостика возрастает контактное сопротивление на границе сверхпроводник – нормальный металл. Также авторы показали, что MgB_2 деградирует под воздействием воздуха и атмосферной влажности, чего можно избежать (или минимизировать негативное воздействие) путем применения пассивационного слоя для защиты поверхности образца.

В работе [283] выполнены измерения на частоте гетеродина 5,3 ТГц для НЕВ-смесителя, изготовленного из пленки MgB₂ толщиной 7 нм с критической температурой 38 К. Шумовая температура составила 3960 К и 2920 К (измеренное значение и оценка для случая оптимизированных оптических потерь при использовании антиотражательного покрытия линзы и более тонкой майларовой пленки, служащей для пространственного сведения излучения гетеродина и сигнального излучения горячей (холодной) нагрузки).

Стоит отметить, что при исследовании характеристик MgB_2 HEB-смесителей, и, особенно, при построении их моделей, необходимо учитывать наличие двух энергетических щелей в материале, что, во-первых, отражается на вольт-амперных характеристиках под гетеродином, и, во-вторых, влияет на потери преобразования, и, как следствие, шумовые характеристики приемника, что также отражено в [283]. Несомненно, MgB_2 представляет собой многообещающий материал как для разработки практических HEB-смесителей, так и для создания других сверхпроводниковых устройств, например, сквидов (SQUID) и устройств с быстрой одноквантовой логикой (RSFQ) [204, 205].

3.2.3. Поиск новых сверхпроводниковых материалов, перспективных для НЕВ болометров

В практических задачах, связанных с терагерцовым диапазоном, в которых не требуется высокое спектральное разрешение, используется прямое (некогерентное) детектирование. Наиболее важными характеристиками прибора являются эквивалентная мощность шума и быстродействие. Зачастую в реальных практических применениях требуется сочетание одновременно низкой эквивалентной мощности шума и высокого быстродействия, что достижимо при криогенных температурах, где достигается наименьший шум тепловых флуктуаций, и нанометровых размерах рабочих структур, обеспечивающих высокую чувствительность и быстродействие. К устройствам, учитывающим данные особенности, относятся микроболометры на основе электронного разогрева [67-68], для которых малые значения электронной теплоемкости с и электрон-фононной теплопроводности G_{e-bh} могут привести к рекордно малым значениям эквивалентной мощности шума (англ. NEP – Noise Equivalent Power) и полной флуктуации энергии из-за шума детектора δE (энергетическое разрешение). Основной интерес такие прямые НЕВ детекторы представляют для обнаружения одиночных фотонов с возможностью их статистического различения, что полезно для реализации некоторых протоколов распределения квантовых ключей (Quantum Key Distribution – QKD) в схемах защищенной квантовой связи с использованием одиночных фотонов, а также в астрофизике, где малое δE позволяет разрешать многоцветный спектр падающего потока фотонов без использования какой-либо дисперсионной оптики перед детектором [229]. Например, в видимом и ближнем ИК-диапазонах такое устройство размером ~ 10 мкм × 10 мкм может одновременно быть хорошим поглотителем излучения с длиной волны $\lambda \le 1,5$ мкм и при этом иметь достаточно малые размеры, чтобы флуктуации полной энергии из-за шумов детектора соответствовали условию $\delta E \ll hc/\lambda$. Обычно это реализовывалось в детекторах на резистивном

переходе (*англ.* Transition Edge Sensors – TES) на основе низкотемпературных сверхпроводников – вольфрама W [235, 236], титана Ті [238, 239] и иридия Ir [240], а также некоторых двухслойных материалов – сверхпроводник – нормальный металл [241, 242]. Стоит отметить, что для обеспечения высокой чувствительности таких устройств требуется охлаждение до температур порядка 100 мК с помощью дорогих криогенных установок, а при выборе материала предпочтение отдается в основном низкотемпературным сверхпроводникам (с критической температурой ниже 1 К). Однако актуальной проблемой остается разработка устройств, позволяющих совмещать высокую чувствительность с высоким быстродействием при температурах 1,5-4,2 К. Практический интерес к этому температурному диапазону связан с существенным прогрессом в разработке и производстве дешевых и компактных охлаждающих систем замкнутого цикла, не требующих жидкого гелия для достижения температур порядка нескольких кельвинов. Предполагается, что основной прорыв в данном направлении может быть обеспечен путем подбора материала с определенными сверхпроводящими свойствами.

При выборе подходящего материала нужно учитывать, что предельные значения чувствительности и быстродействия сверхпроводниковых детекторов зависят от кинетики неравновесных процессов, возникающих в сверхпроводнике под действием электромагнитного излучения. Оптимальная работа таких устройств во многом определяется балансом между процессом поглощения излучения и последующим механизмом релаксации в равновесное состояние. При низких температурах главную роль в энергетической релаксации играют такие параметры, как электронная и фононная теплоемкости материала, время электрон-фононной релаксации и время ухода неравновесных фононов из пленки в подложку, и т.д. Процессы релаксации энергии, связанные с электронным и фононным тепловым транспортом, зависят от температуры и определяются, главным образом, внутренними свойствами материала. В то время как процессы ухода энергии в тепловую ванну (в подложку или в металлические контакты) определяются дизайном устройства, т.е. зависят от размеров чувствительного элемента, толщины пленки, акустического связи пленки с подложкой [34]. В частности, стоит отметить, что важным параметром материала для микроболометров является электрон-фононная теплопроводность G_{e-nh}, зависящая от электронной теплоемкости и времени электрон-фононного взаимодествия следующим образом: $G_{e-ph} = C_e / \tau_{e-ph}$. Стоит отметить, что влияние материала также проявляется через температурную зависимость $\tau_{e-ph}(T) \sim T^{-n}$, которая трансформируется в зависимость $G_{e-nh}(T) \sim T^{n+1}$ для теплопроводности. Таким образом, можно сказать, что поиск и исследование материала с определенными электронными и фононными свойствами является одним из первых шагов в разработке и оптимизации сверхпроводниковых детекторов. Ниже представлены и обсуждаются примеры исследования низкотемпературных сверхпроводниковых материалов, в которых ожидается более медленная неупругая релаксация в сравнении с обсуждаемыми выше пленками нитрида ниобия и диборида магния.

Стоит отметить, что основным методом, позволяющим получить прямые сведения о характерных временах неупругой релаксации, является метод, основанный на поглощении амплитудно-модулированного субтерагерцового излучения (на англ. Amplitude-Modulated Absorption of Radiation – AMAR) [261]. Принцип данного метода также основан на возникновении эффекта электронного разогрева в тонкой сверхпроводящей пленке, когда возникает неравновесное состояние, проявляющееся в увеличении электронной температуры по сравнению с температурой фононов. Изменение электронной температуры в сверхпроводниковых пленках может быть зафиксировано за счет изменения сопротивления с температурой в резистивном состоянии сверхпроводника. Ожидается, что при поглощении амплитудно-модулированного излучения возникает эффект модулированного изменения электронной температуры, который, в свою очередь, приводит к частотной зависимости сопротивления образца. При изучении сверхпроводящих пленок образец находится при критической температуре сверхпроводника (T_{a}) , а точнее температуре, соответствующей максимуму производной dR(T)/dT, где R(T) – температурная зависимость сопротивления. Через образец пропускается некоторый постоянный ток смещения (I_k), который в идеальном случае не приводит к нагреву образца. При поглощении модулированного излучения и в результате изменения сопротивления образца на определенной частоте модуляции (ω_m) появляется сигнал напряжения, пропорциональный току смещения $\delta V = I_h \times \delta R$. Изменяя частоту модуляции излучения, можно исследовать частотную зависимость отклика образца $\delta V(\omega_{m})$, которая, как показывает практика, может быть описана экспериментальным выражением Лоренцевского типа

$$\delta V(\omega_m) = \delta V(0) / \sqrt{1 + \omega_m^2 / \omega_{3dB}^2}, \qquad (3.1)$$

где $\omega_{_{3dB}} = 1/\tau$ – частота, соответствующая уменьшению сигнала в два раза, и τ – время энергетической релаксации электронов в материале. Для получения экспериментальных данных при температурах ниже T_{a} , обычно используется внешнее перпендикулярное магнитное поле, которое приводит к сдвигу резистивного перехода в область низких температур. На рисунке 17 представлена стандартная блок-схема для реализации данного метода. Данный метод используется для получения сведений о характерных процессах энергетической релаксации в материалах, обсуждаемых ниже.



Рис. 17. Блок-схема экспериментальной установки для реализации метода, основанного на поглощении амплитудно-модулированного субТГц излучения (AMAR)

Поликристаллические пленки TiN

Тонкие разупорядоченные пленки нитрида титана (TiN) зарекомендовали себя в создании многоэлементных матриц ТГц излучения на основе детекторов на кинетической индуктивности [243]. Можно кратко отметить, что принцип работы этих устройств основан на изменении кинетической индуктивности за счет увеличения неравновесных квазичастиц, созданных электромагнитным излучением, а основным источником шума является генерационно-рекомбинационный шум, который уменьшается с понижением температуры. Уменьшение генерационно-рекомбинационного шума с температурой связано с уменьшением концентрации квазичастиц и замедлением процесса рекомбинации их в куперовские пары. Последний аспект непосредственно связан с особенностями электрон-фононного взаимодействия в материале, от которых зависят и критическая температура сверхпроводника, и скорости процессов неупругого рассеяния в нормальном состоянии. В ходе систематического исследования разупорядоченных пленок TiN было выявлено, что постепенное увеличение беспорядка приводит к росту пространственного неоднородного сверхпроводящего состояния [244] и аномальному отклику на поглощение электромагнитного излучения [246]. При такой сильной зависимости электронных и сверхпроводящих свойств пленок от беспорядка, вопрос о том, как беспорядок отражается на процессах неупругого рассеяния, остается открытым. В данной части работы представлены результаты экспериментального исследования времени электрон-фононного взаимодействия, $\tau_{e-nh}(T)$, знание которого необходимо для предсказания основных характеристик прямых детекторов на основе данного материала.

Опубликованные результаты исследования процессов энергетической релаксации представлены для сверхпроводниковых пленок TiN, полученных двумя методами: методом магнетронного распыления [248] и методом атомно-слоевого осаждения [271]. В данных работах исследование проводилось для набора пленок с разной толщиной. Первый набор образцов состоял из пленок с толщинами 80 нм, 22 нм и 15 нм и критическими температурами 4,6 К, 3,6 К и 2,6 К, соответственно, которые были осаждены на сапфировые подложки методом магнетронного распыления. Второй набор состоял из пленок с толщинами 89 нм, 45 нм, и 22 нм и критическими температурами 3,35 К, 2,8 К и 2,45 К, соответственно, которые были выращены на кремниевых подложках с оксидированным поверхностным слоем методом атомно-слоевого осаждения. На рисунке 18 (а) представлены типичные частотные зависимости отклика образца на амплитудно-модулированное излучение при разных температурах. На рисунках 18 (b) и 18 (c) представлены температурные зависимости для времен энергетической релаксации, полученные для обоих наборов образцов. Как видно из представленных рисунков, экспериментальные значения времен не зависят от метода получения пленок, типа подложки и толщины пленки. Поскольку во всех исследуемых пленках времена релаксации зависят от температуры, то можно предполагать, что релаксация энергии в таком материале может быть описана с помощью двухтемпературной модели (см. рис. 5), а исследуемое время релаксации интерпретировано как время электрон-фононного рассеяния. В дополнение стоит отметить, что для всех пленок экспериментальные значения электрон-фононного взаимодействия зависят от температуры как $\tau \sim T^{-3}$.



Рис. 18. Результаты исследования тонких пленок TiN. (а) Частотные зависимости отклика АМАR для образца с толщиной пленки 80 нм при разных температурах. (b) Температурная зависимость времени релаксации для пленок, осажденных на сапфировые подложки методом магнетронного распыления. Для образца N1 – толщина пленки 80 нм, для N2 – 22 нм и для N3 – 15 нм. [248] (с) Температурная зависимость времени релаксации для пленок, выращенных на подложках кремниевых подложках с оксидированным поверхностным слоем методом атомнослоевого осаждения. Для образца Е – толщина пленки 89 нм, для D – 45 нм,

и для C – 22 нм [271]

Полученные экспериментальные результаты (значения τ_{e-ph}) позволяют оценить эквивалентную мощность шума и постоянную времени прямого детектора на эффекте электронного разогрева, а также его энергетическое разрешение (минимальное значение энергии излучения в импульсе, которое способен зарегистрировать детектор): $\delta E = NEP \cdot (\tau_{enb})^{1/2}$. Предполагая, что предельная чувствительность, выраженная в терминах эквивалентной мощности шума (NEP), ограничена термодинамическими флуктуациями температуры, $NEP = (4k_B T^2 c_s / \tau_{enb})^{1/2}$, где k_B – постоянная Больцмана, $c_e = \gamma VT$ – удельная электронная теплоемкость образцов, $\gamma = (\pi^2/3)k_B^2 N_0$ – постоянная Зоммерфельда, V – объем образца, N₀ – плотность состояний на уровне Ферми, мы получили оценку для NEP при температуре 0,3 К и объеме образца 0,01 мкм³ порядка 5·10⁻¹⁹ Вт/Гц^{1/2}, а энергетическое разрешение – 10 мэВ, что соответствует предельным значениям длины волны 100 мкм. При температуре 2 К ожидаются следующие предельные значения для NEP ~1 x 10^{-16} Bt/Гц^{1/2}, $\delta E \sim 0,2$ эB, что соответствует предельным значениям длины волны 6 мкм. Согласно этим предельным оценкам, для таких детекторов на основе пленок TiN возможно детектирование одиночных фотонов в дальнем ИК и ТГц диапазонах при достаточно низких температурах.

Сильно легированные бором сверхпроводниковые пленки алмаза

Исследование монокристаллических сильно легированных бором алмазных пленок, эпитаксиально выращенных на алмазных подложках, показало, что данный материал характеризуется очень медленным временем энергетической релаксации, порядка 0,7 мкс при температуре 1,7 К [332]. Другим отличительным свойством сверхпроводящего алмаза по сравнению с «традиционными» сверхпроводниками является высокое удельное сопротивление в нормальном

состоянии (порядка 1,5 мОм·см), связанное с относительно низкой для металла концентрацией носителей (n ~ 10^{21} см⁻³). Упомянутые свойства легированных бором пленок алмаза являются его потенциальным преимуществом по сравнению с другими материалами для разработки устройств прямого детектирования [67, 333]. Стоит отметить, что на сегодняшний день основные трудности при использовании монокристаллических пленок в подобных применениях могут быть связаны с малыми размерами и высокой стоимостью монокристаллической подложки. Возможным путем решения данной проблемы могут стать гетероэпитаксиальные поликристаллические алмазные пленки, выращенные на «не алмазных» подложках, например, на кремнии (Si) и/или оксиде кремния (SiO₂). Такие гетероэпитаксиальные сильно легированные бором пленки алмаза обычно выращиваются методом химического осаждения из газовой фазы [334, 335]. Также известно, что данные пленки имеют кристаллическую структуру с характерным размером кристаллов ~100 нм.

Результаты исследования времени энергетической релаксации, полученные AMAR методом для монокристаллических пленок на алмазных подложках (рис. 19 (а)) [336] и гетероэпитаксиальных пленках на подложках кремния (рис. 19 (b)) [214], показывают, что релаксационные времена находятся в одном диапазоне значений для всех исследуемых пленок. Кроме того, для данных материалов наблюдается похожая температурная зависимость для времени энергетической релаксации $\tau(T) \sim T^{-2}$. Однако в поликристаллической пленке экспериментальные значения времен энергетической релаксации в ~1,5 раза короче по сравнению с монокристаллической пленкой. Данный экспериментальный факт коррелирует с более высоким значением электронной плотности состояний на уровне Ферми в поликристаллическом материале. Для данных материалов также характерно, что поскольку во всех исследуемых пленках времена релаксации зависят от температуры, то исследуемое время релаксации интерпретировано как время электрон-фононного рассеяния. Стоит подчеркнуть, что характерные значения времени электрон-фононной релаксации τ_{e-ph} в легированных бором пленках алмаза по порядку величины больше времен τ_{enh} в таких сверхпроводящих пленках как Nb, NbN, TiN, где наблюдаются значения $\tau_{e,ph}$: ~1 нс при T_c = 8,5 К [261], ~12 пс при T_c = 11 К [214], ~4,5 нс при $T_{a,nk} = 4,5 \text{ K} [248]$, соответственно. Приведенные для сравнения значения $\tau_{a,nk}$ в пленках Nb, NbN, TiN также были получены методом AMAR. Таким образом, для микроболометров на основе легированных пленок алмаза ожидается, что NEP при температуре 2 К порядка 10⁻¹⁷ Вт/Гц^{0,5}, а энергетическое разрешение – 0,1 эВ. Можно сказать, что данные предельные оценки показывают возможность регистрации излучения с однофотонным разрешением для длин волн до 15 мкм при температуре ~ 2 К.



Рис. 19. Спектры фотоотклика на амлитудно-модулированное субТГ и излучение и времена энергетической релаксации в легированных бором пленках алмаза. (а) Результаты исследования, представленные для монокристаллических пленок алмаза толщиной 70 нм [336]. На основном рисунке представлены частотные зависимости отклика при различных температурах. Для удобства данные нормированы к уровню 0 дБ. Сплошные линии соответствуют подгонке Лоренцевым выражением с помощью метода наименьших квадратов. На вкладке представлены извлеченные данные для времени энергетической релаксации при разных температурах. Линия подгонки соответствует степенной зависимости для т(Т) с показателем степени р = 2. (b) Температурная зависимость времени релаксации для легированного бором алмаза, осажденного на подложку кремния [214]. Толщина образца 520 нм. На вставке рисунка также представлены частотные зависимости отклика напряжения при различных температурах.

4. НЕВ ТЕХНОЛОГИЯ НА МЕМБРАННЫХ ПОДЛОЖКАХ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ШУМОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕВ-СМЕСИТЕЛЕЙ НА РАЗЛИЧНЫХ ЧАСТОТАХ ГЕТЕРОДИНА

Как следует из вычислений [206], моды излучения, направленные в подложку, значительно ограничивают характеристики планарных антенн, расположенных на массивном диэлектрике. Аккуратный дизайн антенны может уменьшить этот негативный эффект [207], как это было сделано, например, для двойной щелевой и двойной дипольной антенн, подбирая зазор между элементами антенны, и выбором толщины подложки таким образом, что она равнялась $k \cdot \lambda/4$, здесь k – нечетное целое число, λ – длина волны излучения в диэлектрике [208]. Альтернативный метод был предложен в статье [209] и заключается в использовании тонкой мембраны (например, из оксинитрида кремния ~ 1 мкм толщиной) для расположения антенны. В таком случае антенна достаточно хорошо согласована со свободным пространством (математически, мембрана должна быть много тоньше, чем длина волны излучения HEB на

мембране были описаны в работе [210]. Тонкая пленка NbN была осаждена на SiO₂-Si₃N₄-Si, HEB элемент формировался фотолитографически, состоял из нескольких (5-10) параллельных полосок длиной 5 мкм и шириной 1 мкм, и был помещен в центре конической щелевой антенны (300–500 ГГц). Для определения оптимальной толщины мембраны использовали эмпирическую формулу [211]:

$$0,005 \le \frac{t\left(\sqrt{\varepsilon} - 1\right)}{\lambda} \le 0,03,\tag{4.1}$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость материала подложки, λ – длина волны, t – толщина подложки.

Образцы, изготовленные подобным образом, также исследовались на частоте гетеродина 2,5 ТГц [73]. В этом случае SiO, мембрана толщиной 0,5 мкм была нанесена на GaAs подложку. Для придания мембране прочности лицевая сторона чипа была закрыта полиамидной пленкой толщиной 5 мкм. В работе [212] сообщаются результаты измерения полосы преобразования NbN HEB-смесителей, изготовленных на Si₃N₄-SiO₂ мембране толщиной 1,5 мкм. Описание процесса изготовления образцов представлено в [213]. Авторы подтвердили, что измеренная ширина полосы преобразования в 0,5 - 0,9 ГГц может быть увеличена до 3 ГГц за счет нанесения буферного слоя MgO между мембраной и пленкой NbN. Поскольку электрон-фононное время взаимодействия в NbN вблизи T_c достаточно короткое (~12 пс) [214], время релаксации смесителя (по сути, его полоса преобразования) ограничена временем выхода фононов в подложку, что подчеркивает важность акустического согласования на границе пленка – подложка. Экспериментальные исследования показали, что использование мембранной технологии позволяет значительно улучшить согласование детектора с принимаемым электромагнитным излучением, при этом ни толщина, ни даже наличие подложки-носителя под мембраной не ограничивают и не ухудшают полосу преобразования смесителя, которая, таким образом, для смесителей с фононным каналом охлаждения зависит только от материала, непосредственно граничащего с пленкой NbN.

Волноводные NbTiN HEB-смесители на Si₃N₄ мембране для 1,5, 1,9 и 2,5 TГц были разработаны, изготовлены и исследованы в университете и обсерватории Кельна (KOSMA – The Kölner Observatorium für SubMillimeter Astronomie) для дальнейшей установки на немецкий приемник терагерцового излучения (GREAT – German REceiver for Astronomy at Terahertz Frequencies), который, в свою очередь, базировался на обсерватории-самолете SOFIA (Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy) [149]. В настоящее время на GREAT установлены волноводные смесители на кремниевой мембране. Смесительные блоки расположены в виде гексагональной матрицы из шести элементов по углам и одного элемента в центре, что позволяет вести наблюдения в мультипиксельном режиме. Рабочими частотами являются диапазоны 1,9 ТГц – 2,5 ТГц и 4,745 ТГц [286] – [288].

Привлекательным материалом для воплощения мембранной технологии являются подложки «кремний-на-изоляторе» (англ. SOI - Silicon-On-Insulator), которые широко используются для изготовления SIS-смесителей и HEB-смесителей [92], [215–218]. В работах [92], [149], [215, 216] авторы также использовали «направляющие» золотые контакты, с помощью которых было достаточно легко позиционировать смеситель, а также обеспечивать общий контакт («земля») (рис. 20). С другой стороны, мембрана может располагаться на достаточно массивной подложке-носителе как для каждого смесителя [73], [210], [212], так и для нескольких смесителей одновременно [217]. В работе [219] было предложено использовать небольшую по площади мембрану под каждым из смесителей в матрице 2 × 2, состоящей из NbN волноводных HEB-смесителей. Описание процесса изготовления образцов, матричной рупорной антенны, а также результаты первых тестов на частоте гетеродина 1,35 ТГц были представлены в [289]. На рисунке 20 показаны примеры волноводных смесителей на основе мембранной технологии.



Рис. 20. НЕВ-смесители на мембранах [263]. Слева: кремниевый чип толщиной 4 мкм, направляющие контакты из золота (толщиной 1,5 мкм) выступают за пределы чипа. Наиболее длинный из контактов выступает за границы чипа на 260 мкм. В центре: чип толщиной 1,6 мкм и выступающий за его границы контакт толщиной 4,5 мкм. Справа: мембрана поддерживается кремниевой подложкой-носителем по периметру



Рис. 21. Обобщенные результаты по шумовым характеристикам (DSB noise temperature) для НЕВ-смесителей, изготовленных различными группами и на основе различных технологий. в зависимости от частоты гетеродина. Используемые сокращения: QO - квазиоптический смеситель (quasioptical mixer), WG – волноводный смеситель (waveguide mixer), SA – смеситель со спиральной антенной (spiral antenna-coupled device). TSA – смеситель с двойной щелевой антенной (twin-slot antenna-coupled device). OL-corrected-шумовая температура с учетом оптических потерь (noise temperature is corrected for optical losses), 'membr' – смеситель на мембране (membrane mixer). Примечания: (1) измерения при температуре 25 К, (2) измерения при температуре 2,5 К, (3) HIFI каналы 6L и 6R, усреднены по полосе промежуточных частот, (4) приемный модуль на основе балансного НЕВ-смесителя для АРЕХ, (5) приемный модуль на основе НЕВ-смесителя, установленный на телескопе Генриха Герца (Heinrich Hertz Telescope), (6) в работе [264] дан диапазон значений шумовой температуры, (7) значение получено в мультичастотном режиме накачки [275]. Представленные данные были опубликованы в следующих работах: QO-MgB₂: [191, 192], [201], [278], [282], [284], [285], QO-Nb: [46], QO-NbN: [2], [3], [8], [85], [144], [147, 148], [249–251], [264], [272], [273], [275], QO-NbTiN: [154], [252], WG-NbN: [4], [146], [218], [253–257], WG-NbTiN: [92], [149, 150], [153], [155], [258]

На рисунке 21 представлены обобщенные результаты по шумовым характеристикам для НЕВ-смесителей, изготовленных различными группами и на основе различных технологий.

5. РЕШЕНИЕ ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧ

5.1. Требования при использовании в составе гетеродинных приборов

Широко известным является тот факт, что шумовая температура и эффективность преобразования гетеродинного приемника на базе HEB-смесителя могут быть переоценены из-за так называемого эффекта прямого детектирования [220], возникающего во время процедуры калибровки. Эффект проявляется в изменении постоянного рабочего тока смесителя в ответ на переключение калибровочных нагрузок, представленных черными телами с температурами 77 К и 295 К. Результаты исследований [145], [221-224], посвященных количественному описанию влияния данного паразитного эффекта на характеристики НЕВ-смесителя с фононным каналом охлаждением и малым размером чувствительного элемента, указывают на возможность величины ошибки до 35% в зависимости от конструкции смесителя и выбранного режима работы.

Флуктуационная чувствительность гетеродинного приемника, ΔT , в соответствии с уравнением (5.1) является функцией его шумовой температуры, T_{noise} , шумовой полосы сигнала на ПЧ, В, и времени накопления сигнала, τ .

$$\Delta T = \frac{T_{noise}}{\sqrt{B\tau}} \tag{5.1}$$

Если первый и второй параметры неизменны, увеличение времени накопления сигнала может привести к улучшению флуктуационной чувствительности приемника. Однако, как и следовало ожидать, бесконечно увеличивать время накопления сигнала невозможно. Максимальное эффективное время накопления сигнала, известное как время Аллана, может быть определено как абсцисса точки минимума на кривой дисперсии Аллана. Данная кривая может быть функционально представлена в упрощенном виде с использованием уравнения (5.2).

$$\sigma_A^2(\tau) = \frac{a}{\tau} + b + c\tau^a \tag{5.2}$$

В данной форме функциональная зависимость учитывает вклад белого шума, 1/f-шума и дрейфового шума в системную стабильность приемника. Чтобы удовлетворить минимальным требованиям к стабильности гетеродинного прибора, предназначенного для непрерывных радиоастрономических наблюдений, время Аллана приемника должно составлять не менее 5–10 с. Системная стабильность приемника складывается из множества факторов, включая его конструкцию и стабильность основных структурных узлов: смесителя, источника гетеродина и цепи усиления сигнала ПЧ.

Детальное исследование стабильности НЕВ-смесителей квазиоптической конструкции с фононным каналом охлаждения описано в работе [225]. Измеренные авторами значения интегрального и спектроскопического времен Аллана составили 0,3 с и 3 с для B = 60 МГц. Смесители с большим размером чувствительного элемента обладали лучшей стабильностью. Однако, независимо от геометрии мостика, в спектре выходной мощности на ПЧ наблюдалась ярко выраженная сигнатура 1/f-шума. В пределах полосы преобразования доминирующим источником фундаментальной нестабильности НЕВ-смесителя были признаны флуктуации эффективной температуры его электронной подсистемы, а за ее пределами – джонсоновский шум. Авторы также количественно оценили влияние флуктуаций мощности гетеродина на стабильность смеси-

теля. Полученные результаты позволили сделать вывод о том, что, в отличие от смесителей на основе структур сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС), НЕВ-смесители весьма чувствительны к флуктуациям мощности гетеродина независимо от выбора рабочей точки в области ВАХ с оптимальными шумовыми характеристиками.

Существует несколько способов увеличения времени Аллана для выходной мощности НЕВ-смесителя на ПЧ в случае, когда нестабильность гетеродина становится доминирующим фактором, ограничивающим системную стабильность приемника на его основе [226-228]. Простое и эффективное решение было предложено в работе [228]. Авторы установили перестраиваемый аттенюатор в квазиоптический тракт между источником гетеродина и НЕВ-смесителем. Автоподстройка поглощенной смесителем мощности осуществлялась с помощью пропорционально-интегрально-дифференцирующего (ПИД) регулятора, использующего его ток смещения в качестве параметра обратной связи. Использование предложенной схемы позволило увеличить время Аллана в 50 раз. Авторы получили значения интегрального и спектроскопического времен Аллана 2,5 с и 25 с соответственно. Предложенный способ являлся универсальным и мог быть использован практически с любым типом гетеродина. Кроме того, в отличие от предыдущих схем стабилизации с использованием сеточного поляризатора, управляемого шаговым двигателем, предложенная схема обладала большим быстродействием: ширина полосы рабочих частот аналоговой части контура обратной связи ПИД-регулятора составила почти 200 Гц. Альтернативная элегантная схема стабилизации была предложена в работе [230]. Авторы исследовали влияние СВЧ излучения на шумовые характеристики и стабильность НЕВ-смесителя волноводной конструкции. Частота инжектируемого в смеситель сигнала непрерыв-



Рис. 22. Шумовая температура (квадраты с заливкой) и коэффициент преобразования (квадраты без заливки) НЕВсмесителя как функции величины инжектируемого СВЧ излучения, нормированной на мощность гетеродина [263]

ной генерации (НГ) была выбрана таким образом, чтобы оставаться значительно выше частоты 3 дБ спада полосы рабочих частот цепи усиления сигнала ПЧ. Это было сделано, чтобы не искажать спектр выходного сигнала смесителя на ПЧ. Поскольку частота сигнала НГ оставалась значительно ниже энергетической щели используемого сверхпроводника, его воздействие приводило к разогреву электронного газа в чувствительном элементе смесителя без разрыва куперовских пар. Авторами было показано, что замена небольшого процента мощности гетеродина СВЧ излучением при сохранении параметров смещения по постоянному току не приводит к заметному увеличению шумовой температуры или ухудшению коэффициента преобразования НЕВ-смесителя. Детали представлены на рисунке 22. Эта особенность в сочетании с ярко выраженной корреляцией тока смещения и выходной мощности смесителя на ПЧ позволила создать систему СВЧ стабилизации с контуром обратной связи, отрабатывающую наведенную флуктуациями мощности гетеродина системную нестабильность приемника.

Предложенная в [230] система СВЧ стабилизации подверглась в дальнейшем существенной оптимизации контура обратной связи [231-233]. В конечном итоге, ее использование позволило стабилизировать рабочий режим НЕВ-смесителя в охладителе на пульсационной трубке, увеличив интегральное время Аллана его выходной мощности до 5 с [234]. Представленная на рисунке 23 (слева) соответствующая кривая дисперсии Аллана отклоняется от уравнения радиометра с B = 8 МГц в пределах, приемлемых с практической точки зрения. Наличие колебаний температуры рабочей ступени охладителя с частотой 1,4 Гц было использовано для количественной оценки корреляции между током смещения и выходной мощностью смесителя на ПЧ. Результаты обработки записанных временных рядов тока и мощности с использованием преобразований Фурье представлены на рисунке 23 (справа). Практически полное соответствие отношений амплитуд первых 3 гармоник в полученных спектрах подтвердило ярко выраженную корреляцию между током смещения и выходной мощностью смесителя, и, следовательно, эффективность используемого контура обратной связи в ТГц приемниках с любым типом источника гетеродина.



Рис. 23. Слева: кривые дисперсии Аллана для выходной мощности НЕВ-смесителя на ПЧ при использовании системы СВЧ стабилизации и без нее. Смеситель установлен в охладитель на пульсационной трубке. Справа: нормированные спектры тока смещения и выходной мощности НЕВ-смесителя на ПЧ без использования системы СВЧ стабилизации. Смеситель был установлен в охладитель на пульсационной трубке [263]

5.2. Детектирование терагерцового излучения болометрами и фото-термоэлектрическими детекторами на основе графена при комнатной температуре

Графен представляет собой уникальную платформу для создания быстрых и чувствительных детекторов ТГц излучения, работающих при комнатной температуре [290]. Вследствие слабой электрон-фононной связи в графене и рекордно малой электронной теплоемкости, падающая электромагнитная волна приводит к разогреву электронной подсистемы по сравнению с температурой решетки [291], что в свою очередь изменяет электронные, оптические и механические свойства графена. Разогрев электронной подсистемы графена может приводить к генерации фотоотклика за счет различных механизмов. Перспективность использования графена для детектирования ТГц излучения подтверждается большим количеством публикаций по фотодетекторам на его основе [292–308]. Традиционно рассматривается 3 основных механизма детектирования ТГц излучения углеродными наноструктрурами: болометрический, фото-термоэлектрический и эффект Дьяконова-Шура [309].

5.2.1. Транзисторы на основе графена для детектирования ТГц излучения

Основываясь на ультравысокой подвижности носителей заряда в графене, первые эксперименты по исследованию отклика графеновых структур были проведены в конфигурации полевого транзистора с каналом проводимости, представляющим собой однослойный или двухслойный графен [293–295]. Речь идет о так называемой конфигурации Дьяконова – Шура. В их работе [309] было показано, что при определенных условиях в канале полевого транзистора под действием переменного затворного напряжения возбуждаются плазмонные волны. В результате нелинейного характера транзисторных характеристик, т.е. зависимости тока в канале от затворного напряжения, знакопеременное синусоидальное напряжение на затворе приводит к возникновению сигнала постоянного напряжения между электродами сток и исток полевого транзистора. При этом, если плазмонные волны не затухают ($\omega \tau >> 1$), в канале транзистора наблюдается резонансное детектирование, если затухают ($\omega \tau$ << 1) – широкополосное. Здесь ω – частота излучения, τ – время релаксации импульса. Таким образом, для реализации резонансного детектирования необходимы образцы с ультравысокой подвижностью носителей заряда.

Первые значимые результаты по обнаружению отклика на терагерцовое излучение устройств на основе графена были опубликованы в работе [293], где исследовались устройства, в которых однослойный графен был включен в качестве канала проводимости в полевой транзистор в конфигурации Дьяконова-Шура (рис. 24 (а)). В ходе эксперимента на антенну фокусировалось излучение, а сигнал отклика измерялся между электродами стока и истока как

функция затворного напряжения (рис. 24 (b)). Интерпретация результатов проводилась в рамках модели резистивного самосмешивания, согласно которой сигнал отклика пропорционален производной от проводимости структуры по затворному напряжению и обратно пропорционален проводимости структуры (рис. 24 (c)). Оценки минимальной эквивалентной мощности шума составляют около 1 нВт/Гц^{1/2}. Отметим, что в силу недостаточного качества графенового канала все первые полевые транзисторы на его основе демонстрировали широкополосный отклик [293–297].

Логическим развитием работ по детектированию ТГц излучения транзисторами в конфигурации Дьяконова-Шура стала работа [298], в которой в качестве канала использовался высококачественный двухслойный графен, инкапсулированный в нитрид бора, с высокой подвижностью носителей заряда. В результате авторам удалось продемонстрировать резонансный режим работы детектора за счет плазмонного усиления при частотах 0,46 ТГц – 2 ТГц и температуре 10 К.



Рис. 24. (а): схематическое изображение экспериментального образца в конфигурации Дьяконова-Шура на основе графена. (b): зависимость чувствительности образца от затворного напряжения при разных значениях поляризации. (c): зависимость производной от проводимости структуры по затворному напряжению, деленная на проводимость [293]



Рис. 25. (а) Чувствительность R_a на частоте f = 130 ГГц при трех температурах. Оранжевый прямоугольник выделяет смещение, обусловленное выпрямлением падающего излучения на p-n-переходе между p-допированным графеновым каналом и n-легированной областью вблизи контакта. Верхняя вставка: полевой фактор F как функция V при тех же температурах. Нижняя вставка: Максимальная чувствительность R_a как функция T. (b) Зависимость чувствительности от затворного напряжения на частоте 2 ТГц. Верхняя вставка показывает увеличенную область

фотонапряжения для электронно- легированного графена. Резонансы обозначены черными стрелками. Нижняя вставка: резонансное детектирование при температуре жидкого азота [298]

На рисунке 25 представлено сравнение отклика детектора на частотах на 0,13 ТГц и 2 ТГц в зависимости от затворного напряжения. В хорошем согласии с предыдущими исследованиями по широкополосному детектированию ТГц излучения зависимость чувствительности $R_a(V_g)$ повторяет зависимость полевого фактора $F = -(1/\delta)(d\delta/dV_g)$, показанную на вставке на рисунке 25(а). Фотоотклик устройств резко меняется, когда частота падающего излучения увеличивается. На рисунке 25 (b) показана зависимость чувствительности R_a от напряжения затвора, измеренная при частоте падающего излучения 2 ТГц. Резко контрастируя с рисунком 25 (а), чувствительность R_a проявляет заметные колебания, в то время как полевой фактор F как функция V_g не демонстрирует подобного поведения (черная кривая на рис. 25 (b)). Как отмечалось выше, авторам удалось показать, что наблюдаемые осцилляции в фотоотклике возникают в результате плазмонного резонанса в канале полевого транзистора.

Независимо от режима работы детектора ТГц излучения на основе графенового транзистора величина отклика прямо пропорциональна крутизне транзисторной характеристики (производной проводимости по затворному напряжению). Недавно коллектив авторов из МПГУ и МФТИ использовал этот факт для демонстрации возможности использования туннельных полевых транзисторов в качестве высокочувствительных детекторов суб-ТГц и ТГц излучения [310–312]. Создание прототипа устройства на основе двухслойного графена и соединение его с широкополосной антенной позволило продемонстрировать резкую разницу между традиционным подходом к детектированию полевыми транзисторами и выпрямлением с помощью туннельного транзистора. Используя сильную нелинейность туннельного перехода исследователям удалось повысить чувствительность детектора до рекордных значений для графеновых ТГц детекторов (0,2 пВт/Гц^{1/2}).

5.2.2. Фототермоэлектрические детекторы ТГц излучения на основе графена

Другой механизм детектирования ТГц излучения – фототермоэлектрический эффект в графене [299–302] – можно описать в виде трех последовательных этапов: нагрев электронной системы за счет поглощения электромагнитного излучения, термализация возбужденных носителей заряда и релаксация энергии горячих электронов. Сначала за счет оптического поглощения генерируется совокупность возбужденных электронов и дырок. Вследствие нулевой запрещенной зоны и линейного закона дисперсии [313] графен является широкополосным поглотителем с почти однородным спектром поглощения света от оптического до ТГц диапазона [314]. Затем эти фотовозбужденные носители быстро термализуются до повышенной температуры. Малая электронная теплоемкость графена приводит к тому, что эта электронная температура может быть намного выше температуры решетки [315], а быстрый нагрев и термализация электронной системы в течение нескольких десятков фемтосекунд [316] позволяют фотодетекторам работать на очень высоких частотах. Наконец, электрон-фононное рассеяние снижает температуру электронов до температуры решетки. Слабое взаимодействие электронов с акустическими фононами в графене приводит к медленному спаду электронной температуры [317]. Наличие дефектов и беспорядка в графене может ускорить этот процесс [318], но даже в этом случае электронная температура в графене может оставаться повышенной в течение нескольких пикосекунд, что достаточно долго для эффективного детектирования излучения. Существуют и другие механизмы релаксации энергии горячих электронов. Так, при низких температурах общепринятым механизмом является диффузия тепла в контакты [319]. А при повышении температуры открываются новые каналы релаксации энергии, связанные с фононами [320]. Когда графен инкапсулирован в нитрид бора, существует еще один путь охлаждения для горячих носителей вследствие взаимодействия с гиперболическими фононн-поляритонами в нитриде бора [321]. Постоянная времени этого процесса при комнатной температуре составляет 2,6 пс.

Фототермоэлектрический подход к детектированию был использован для разработки детекторов ТГц диапазона при комнатной температуре с широкой полосой пропускания, быстрым откликом (порядка нс) и высоким отношением сигнал / шум (эквивалентная мощность шума < 80 пВт/Гц^{1/2}) [301, 322–325]. Для создания асимметрии, необходимой для генерации постоянного сигнала термо-ЭДС под воздействием ТГц излучения, исследователи используют два основных подхода: неравномерный разогрев графенового канала за счет использования антенны, не симметрично подключенной к графеновому каналу (рис. 26 (а)), а также создание p-n-перехода за счет электростатического легирования двойным затворным электродом (рис. 26 (b)).



Рис. 26. (а) Схематическое изображение канала транзистора на основе графена, инкапсулированного в нитрид бора, иллюстрирующее асимметричную связь канала транзистора с падающим излучением [303]. (b) Схематическое изображение устройства с интегрированным в антенну *p*-*n*-переходом. Под графеновым каналом находятся две ветви антенны, которые концентрируют падающее в зазор между ними. Ветви антенны также служат локальными затворными электродами для подачи напряжений V_L и V_R , которые создадают *p*-*n*-переход в центральной части графенового канала, прямо над зазором антенны [301]

5.2.3. Болометры ТГц излучения на основе графена

Болометрический эффект в однослойном графене, как правило, слабый, что связано со слабой зависимостью сопротивления графена от температуры. Для усиления болометрического эффекта в графене открывают запрещенную

зону, модифицируя его геометрические размеры, или создают дефекты [326]. Например, в работе [306] показаны ТГц болометры на основе графеновых квантовых точек, в работе [327] температурная зависимость сопротивления появляется путем открытия запрещенной зоны в двухслойном графене. Перспективным подходом для измерения изменения температуры электронной системы в графене является шумовая термометрия, основанная на прецизионном измерении флуктуаций тока в области белого шума [328]. В недавних работах [316, 329] было показано быстрое измерение тепловой релаксации электронов в графеновом болометре путем измерения шумов Джонсона-Найквиста. Измерения проводились в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн. Детектор демонстрирует эквивалентную шуму мощность около 10 пВт/Гц^{1/2} и рекордно быстрое время тепловой релаксации (< 35 пс) при 5 К. Более того, устройство может работать даже при температуре 300 К с пониженной чувствительностью.

В работе [330] было теоретически показано, что подобную схему измерения на основе шумовой термометрии возможно использовать для болометров на основе графена в ТГц диапазоне частот. Данные расчеты предсказали высокую чувствительность и низкую эквивалентную мощность шума, что очень важно в современных астрономических измерениях, квантовой информации и сверхточных квантовых измерениях. Впервые такой одиночный ТГц детектор на основе графена с шумовым съемом сигнала был продемонстрирован китайскими учеными в 2021 году [331]. Несмотря на впечатляющие характеристики (эквивалентная мощность шума составляет 6 пВт/Гц^{1/2}, а динамический диапазон – 47 дБ при температуре 2,7 К), он пока еще уступает коммерческим аналогам. Отчасти это связано с выбором технологии изготовления графена. Продемонстрированный детектор основан на графене, выращенным эпитаксиальным методом на подложке карбида кремния. Этот метод позволяет создавать только двухэлектродные устройства без затворного электрода для электростатического контроля концентрации носителей заряда. Поэтому характеристики ТГц детектора были измерены только при большой концентрации носителей заряда. Снижение теплопроводности за счет меньшей плотности носителей заряда графена должно улучшить чувствительность детектора.

5.3. Радиометрия с применением сверхпроводникового интегрального приемника

5.3.1. Сверхпроводниковый интегральный приемник на основе НЕВ-смесителя и FFO-источника гетеродина

Радиометрические системы зондирования (РСЗ) широко применяются как для научно-исследовательских, так и для прикладных задач. По способу работы их можно разделить на две группы – активные и пассивные. По своей

сути они выполняют одинаковые функции, однако первой группе характерны низкочувствительные приемные системы с активным облучением области, в которой находится изучаемый объект, и таким образом детектируется отраженный сигнал, а второй, напротив, характерны высокочувствительные приемные системы с детектированием излучения, которое испускает исследуемый объект в области зондирования. Последние представляют наибольший интерес для практических применений, поскольку имеют меньшие требования от здравоохранительных организаций, так как они в основном требуются для использования в местах массового скопления людей (аэропорты, железнодорожные вокзалы, метро) для улучшения обеспечения безопасности [337]. Особый интерес представляют компактные РСЗ ТГц диапазона частот, так как человеческое тело само генерирует ТГц спектральные линии, а также тем, что ТГц диапазон позволяет производить зондирование с достаточно высоким разрешением из-за субмиллиметровой длины волны [338]. Одним из наиболее подходящих типов гетеродинных РСЗ являются интегральные приемники на основе НЕВ-смесителя и генератора на вязком течении джозефсоновских вихрей (англ. FFO – flux flow oscillator) в качестве источника гетеродина [339]. Важнейшим преимуществом такого устройства является реализация НЕВ- и FFO-элементов на одном чипе. Это позволяет им удовлетворять требованиям компактности и самодостаточности, не нуждаясь во внешних СВЧ-источниках гетеродина. Также в них могут быть интегрированы схемы ФАПЧ, которым однако необходим внешний опорный генератор и цепочка усилителей. Отметим, что шумовая температура НЕВ-приемника резко возрастает в диапазоне частот, эквивалентном энергии ниже энергетической щели материала сверхпроводящего НЕВ-мостика. При этом по верхнему частотному диапазону НЕВ-смеситель практически не имеет ограничений, так было установлено, что НЕВ-приемники могут эффективно работать вплоть до ИК и оптического диапазонов [95]. Настройка уровня мощности накачки и частоты FFO-источника гетеродина осуществляется путем изменения напряженности магнитного поля и величины тока смещения через джозефсоновский переход [340]. Уровень фазовых шумов FFO-источника гетеродина зависит от стабильности и шумовых характеристик его управляющих источников тока смещения и напряженности магнитного поля и, вообще говоря, он может быть недостаточно низким, поэтому в практических системах, как правило, необходим контроль джиттера FFO-источника гетеродина посредством схемы ФАПЧ [341]. Также в состав гетеродинной РСЗ, традиционным для гетеродинных сверхпроводниковых приемников образом, входят цепочки криогенных и комнатных малошумящих усилителей полосы ПЧ и криогенное оборудование, обеспечивающее сверхпроводящее состояние НЕВ- и FFO-элементов интегрального приемника, соответственно. Рабочий частотный диапазон первых разработанных РСЗ с НЕВ-смесителем на основе пленки из NbN не превышал 700 ГГц, что существенно ограничивало потенциал такой системы. Шумовая температура приемника оценивалась ~1000 К на частоте 600 ГГц [339].

5.3.2. Радиометрическое исследование излучательной способности человека

Используя сверхпроводниковый интегральный приемник (СИП), включающий FFO, и детектор на основе перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (англ. SIS – superconductor-insulator-superconductor), и гармонический смеситель (также SIS-структура), предназначенный для фазовой автоподстройки частоты генератора [342-344], было проведено радиометрическое исследование излучательной способности человека в диапазоне частот 480 до 700 ГГц на 90 добровольцах. Мотивацией для исследования послужила гипотеза о работе потовых протоков как низкодобротных терагерцовых спиральных антенн [345], выдвинутая израильскими учеными в 2008 году на основании полученных оптических когерентных изображений верхней части потового протока [346]. Для проверки гипотезы был проведен ряд экспериментов, связывающих морфологию эккринных потовых протоков с вариациями коэффициента отражения ладони человека на основе стресса в частотном диапазоне от 75 ГГц до 170 ГГц [345, 347–349]. В частности, спиральная структура потового протока [350, 351] (см. рис. 27) объясняет круговой дихроизм в отражательной способности кожи [352]. Вместе с тем, процессы, происходящие в потовых протоках, модулируются количеством адреналина в крови, и, следовательно, излучение, связанное с потовыми протоками эпидермиса, будет меняться в зависимости от психофизического состояния человека.



Рис. 27. Изображение кожи человека с помощью оптической когерентной томографии (ОКТ), показывающее наличие спиральной части потового протока [356]

Блок-схема экспериментальной установки и расположение руки человека (объект исследования), представлены на рисунке 28. В дополнение к измерениям излучения кожи человека в ТГц диапазоне частот проводились вспомогательные измерения кожно-гальванической реакции (GSR), температуры кожи и частоты пульса, которые были проведены с использованием регистратора GSR (NUL-217), термометра (DT-670SD) и пульсоксиметра (CMS50D) соответственно. Рука испытуемого фиксировалась при помощи держателя на расстоянии 25 см от окна криостата. Излучение кожи человека модулировалось обтюратором, расположенным в 5 см от окна криостата, и вращающимся с частотой 24 Гц.



Рис. 28. (а) Схема измерительной установки, включающей сверхпроводниковый интегральный приемник (СИП), датчик кожно-гальванической реакции (GSR), пульсоксиметр и датчик температуры кожи. Сокращения на блок-схеме: FFO – генератор на вязком течении джозефсоновских вихрей; IF amplifier – усилитель промежуточной частоты; SIS mixer – СИС смеситель; PLL – линия фазовой автоподстройки частоты; LSU – блок генератора, используемого для стабилизации частоты гетеродина; HEMT – охлаждаемый усилитель сигнала гармонического смесителя (б) Фотография расположения руки испытуемого во время проведения эксперимента

Выбор частотного диапазона проведения эксперимента и измерение импеданса кожи человека

Выбор частоты для проведения измерений был сделан на основе моделирования зависимости коэффициента отражения от частоты для различной проводимости антенны, электромагнитная модель которой представлена на рисунке 29 (а). Параметры антенны (диаметр, шаг спирали) соответствовали размерам потовых протоков, а проводимость менялась в большом диапазоне, тем самым моделируя различные режимы потовыделения. Как видно из рисунка 29 (б), в области частот ~ 500 ГГц наблюдается заметное изменение коэффициента отражения в зависимости от проводимости моделируемой антенны.



Рис. 29. (а) Электромагнитная модель «протоковой» антенны (б) График зависимости коэффициента отражения от частоты для различной проводимости «антенны» (от 500 См до 10000 См). Результаты моделирования получены в среде HFSS

Основная теория электродермальной активности утверждает, что на импеданс кожи влияет состояние потовых желез, а процесс потоотделения контролируется симпатической нервной системой (СНС). Следовательно, изменения сопротивления кожи могут использоваться для диагностики психологического и физиологического стресса. Метод измерения импеданса кожи широко используется в тестах на полиграфе и других психофизиологических измерениях. Запись GSR-сигнала (galvanic skin response) служит широко используемым показателем стресса и нервного возбуждения, а также контрольным сигналом для подтверждения того, что протокол эксперимента действительно вызвал некоторый уровень стресса. Таким образом, корреляция принятого сигнала СИП и GSR-сигнала указывает на влияние стресса на результат радиометрии кожи человека. Канал GSR измеряли путем подсоединения электродов к кончикам двух пальцев левой руки испытуемого. Термометр и пульсоксиметр также использовались для контроля температуры поверхности руки, пульса и содержания кислорода в крови. Эти детекторы прикреплялись к левой руке испытуемого. По частоте пульса можно определить вариабельность сердечного ритма, еще один хорошо известный индикатор стресса субъекта. Яркостная температура кожи измерялась на частотах 500 ГГц и 507 ГГц. Используемый СИП обладал следующими хараткеристиками: шумовая температура до 120 К и полоса промежуточных частот 4-8 ГГц. В режиме пассивного приемника разрешение СИП составило ~10 мК при постоянной времени 1 сек [341, 342].

Экспериментальные результаты

Радиометрические эксперименты показывают, что на частоте 507 ГГц излучение кожи человека существенно отличается от сигнала черного тела такой же температуры для пула образцов. Радиометрия была проведена на 3 испытуемых, в общей сложности 12 измерений на частоте 500 ГГц и на 30 испытуемых на частоте 507 ГГц, всего на 30 измерениях (один из испытуемых был измерен в обеих частотах), в результате чего был получен пул из 32 субъектов и 42 отдельных измерений. Во время эксперимента на частоте 507 ГГц испытуемые подвергались стрессовому протоколу, состоящему из 5 минут спокойного состояния, 5 минут умственной активности (тест на эффекте Струппа), 5 минут отдыха, 2 минут физического стресса (сжатие мячика), и, наконец, 1 минуты спокойствия (см. рис. 30). Одновременно измеряли частоту сердечных сокращений и кожно-гальваническую реакцию (GSR) [353, 354].



Рис. 30. Протокол измерений. 5 минут отдыха; 5 минут умственного напряжения; 5 минут отдыха; 2 минуты физических нагрузок; и еще 1 минуты отдыха

Излучаемые сигналы собирались с области диаметром 2,5 см, расположенной на внутренней стороне ладони. Для сбора данных о ТГц излучении использовалась традиционная схема синхронного усилителя с использованием обтюратора для модуляции [342, 344]. Показания напряжения детектора пропорциональны радиояркостной температуре [355] измеряемого источника.

$$SIR_{paw}(t) = K[T_{B}(t) - T_{ch}],$$
 (5.3)

где SIR_{raw} (t) – зарегистрированное напряжение, T_{ch} – радиояркостная температура обтюратора, а T_B (t) – радиояркостная температура объекта. Во время экспериментов условия окружающей среды поддерживались постоянными, и температуру обтюратора можно приравнять к фоновой температуре помещения.

Коэффициент К [Вольт/грфдус] был определен путем калибровки с использованием абсолютных эталонов черного тела, измеренных при двух температурах T_{hot} и T_{cold} . Калибровочные измерения при этих температурах продемонстрировали линейную зависимость сигнала SIR от эталонной температуры в диапазоне 77 К \leq T \leq 293,2 К. Коэффициент масштабирования датчика К может быть определен следующим образом:

$$K = \frac{SIR_{hol} - SIR_{cold}}{T_{hol} - T_{cold}}.$$
(5.4)

Если человеческая кожа действует как идеальное черное тело, то $T_B(t)$ в уравнении (5.3) будет эквивалентно измеренной температуре кожи ладони $T_{hand}(t)$. Однако мы обнаружили, что измеренный сигнал заметно выше, чем ожидаемые значения для черного тела при температуре кожи, постоянно измеряемые на ладони субъекта на протяжении всего протокола. Типичный результат представлен на рисунке 31 (а). Подобное отличие сигнала от чернотельного

повторяется для всех испытуемых. Кроме того, было обнаружено, что психическое и физическое напряжение субъекта может быть связано с изменениями в измеренном радиометрическом сигнале, причем корреляции могут быть либо отрицательными, либо положительными.



Рис. 31. (а) Репрезентативное измерение сигнала СИП для одного объекта. Черная линия представляет собой эквивалентный сигнал черного тела, основанный на измеренной температуре кожи субъекта. Период времени, соответствующий психическому стрессу, заштрихован серым. (б) Репрезентативный график нормализованного сигнала СИП и GSR в зависимости от времени для того же объекта. Для сравнения с сигналом GSR в сигнале СИП сначала был изменен тренд с использованием линейной базовой линии [357]. Сигнал СИП отображается красным цветом, а сигнал GSR – черным. Период протокола заштрихован [356]

На рисунке 31 (b) представлен типичный результат для одновременного измерения GSR и радиометрического сигнала СИП. На рисунке 32 представлена гистограмма значений корреляции Спирмена [358] между вариабельностью сердечного ритма (ВСР), полученной из измерений частоты сердечных сокращений, и одновременно измеренным сигналом СИП для всех субъектов.



Рис. 32. Гистограмма корреляции Спирмена между сигналом СИП и вариабельностью сердечного ритма (ВСР) для 39 измерений, записанных на частотах 500 ГГц и 507 ГГц. Гистограмма делится на две отдельные популяции с отрицательной и положительной корреляцией. Средние корреляции составляют 0,29 ± 0,2 и -0,36 ± 0,2. ВСР является более точным индикатором стресса, чем GSR, потому что он менее подвержен проблемам с контактом и другим артефактам. Три измерения из 42 были исключены из-за неполных трасс импульсов [356]
По результатам исследований все испытуемые были разделены на две отдельные популяции со средними корреляциями $0,29 \pm 0,2$ и $-0,36 \pm 0,2$. Хотя причина появления таких групп все еще является предметом споров, известно, что реакции человека на стрессовые ситуации делятся на две категории; дистресс и эустресс [359, 360]. Можно было бы предположить, что эти два распределения являются проявлением этих категорий.

Хотя значения корреляций довольно низкие, t-тест Стьюдента необработанного сигнала СИП до и во время периода психического стресса показал, что из 42 измерений 36 вернули нулевое значение р для нулевой гипотезы, что означает, что излучаемый сигнал существенно отличался в покое и при стрессах.

Для этого теста были изучены два участка из сигнала СИП для каждого из 42 измерений: один был взят между 120–300 секундами или 0–300 секундами, в зависимости от протокола, представляя самый первый период релаксации, а другой – период психического стресса, взятых между 300–480 или 300–600 секундами, в соответствии с экспериментальным протоколом каждого измерения. В результате для каждого из 42 измерений было получено 180–300 пар значений. Второй период релаксации не был связан с участком затишья из-за вероятности того, что он может содержать некоторые артефакты стресса. Подразумевается, что существует значительная разница в записанном сигнале во время спокойного состояния по сравнению с напряженным состоянием. Три субъекта были измерены повторно, их результаты отклонили нулевую гипотезу 3 из 4 или 5 из 5 раз.



Рис. 33. (а) Нормированные показания СИП (красная линия) и GSR (черная линия) в зависимости от времени. (б) Пример получаемого корреляционного графика зависимости нормированных показаний СИП от GSR, который представляет собой кривую индивидуальную для каждого человека

Также были изучены корреляции сигналов сверхпроводникового интегрального приемника и датчика GSR. На рисунке 33 представлен пример получаемого графика зависимости нормированных показаний СИП и GSR от времени и получаемый для него график корреляции сигналов. На данном графике серым выделены периоды ментальной и физической нагрузок. Полученные корреляции сырых данных СИП и GSR неоднозначны. Они неоднородны как по времени, так и по объектам испытаний. Данные корреляции могут быть как положительными, так и отрицательными, а также близкими к нулю. Это может быть связано с различием релаксационных процессов гальванического отклика кожи и ее ТГц излучения.

В связи с этим возникла необходимость в дополнительной обработке данных. Была построена и рассмотрена матрица корреляций сигналов GSR и СИП, при дополнительной обработке данных СИП (рис. 34 (a)). Рассматривалось то, как будет меняться корреляция сигналов этих двух приемников при сжатии-растяжении и смещении по времени показаний данных СИП.

Пример получаемых после обработки графиков представлен на рисунке 34 (б). На приведенном примере в верхнем правом графике полученные показания СИП были сжаты на 8% и сдвинутым на 363 секунды. При этом видно, что значение корреляции сигналов возрастает и достигает 0,968. На втором (нижнем) графике полученные в ходе эксперимента показания СИП были растянуты на 30% и сдвинутым на 324 секунды, в результате чего корреляция сигналов приобрела отрицательное значение (-0,917). Однако, как видно из этих данных, столь высокая корреляция достигается при больших задержках сигнала СИП [338]. Однако такая корреляция достигалась при больших задержках сигнала СИП. Причиной такой большой задержки сигнала может быть различие механизмов возникновения сигналов, снимаемых датчиками. В связи с этим возникает различие времени возникновения откликов сигналов на стресс и различие времен релаксации. Данные механизмы изучены недостаточно глубоко и требуют проведения дополнительных исследований.



Рис. 34. (а) Трехмерный график корреляций данных при обработке. По оси абсцисс отложен временной сдвиг в секундах, а по оси ординат – сжатие-растяжение показаний графика СИП относительно графика GSR. (б) Графики зависимости нормированных показаний СИП и GSR после дополнительной обработки данных и их графики корреляций. На вставках корреляционные функции [338]

В результате выполненных экспериментов можно сделать вывод, что регистрация радиояркостной температуры тела человека в ТГц диапазоне открывает новые возможности для удаленного мониторинга стресса. Хотя ранее была проделана работа по распознаванию стресса путем анализа изображения человеческого лица в ТГц диапазоне [361] и выше по частоте [362], это первое доказательство того, что человеческий стресс напрямую влияет на излучение кожи.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прошло почти 40 лет с момента открытия эффекта электронного разогрева в тонких сверхпроводниковых пленках в резистивном состоянии. Это открытие впоследствии привело к появлению отдельного класса детекторов - сверхпроводниковых болометров на горячих электронах. Обладающие частотно-независимым механизмом формирования отклика, гетеродинные НЕВ приемники показали свою состоятельность в рамках астрономических наблюдений на частотах выше 1 ТГц, где они превосходят своих основных конкурентов, таких как смесители на основе туннельного перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник и планарных диодах с барьером Шоттки. На данный момент НЕВ-смесители (как квазиоптические, так и волноводные) были успешно установлены на приборные комплексы наземного, бортового и космического базирования. Эффективность их использования была также продемонстрирована в дальнем инфракрасном диапазоне, где полупроводниковые детекторы, ограниченные красной границей фотоэффекта, становятся неприменимы. Благодаря достаточно высокой чувствительности и быстродействию НЕВ детекторы также стали практически незаменимы при регистрации коротких сверхслабых ТГц импульсов.

Несмотря на кажущуюся простоту концепции: НЕВ устройство, по сути, представлено сверхпроводниковым микромостиком, интегрированным с двумя выводными контактами из нормального металла, аналитическое описание механизмов его работы является непростой задачей. Это обусловлено наличием сверхпроводимости в выводных контактах, которые должны были бы оставаться в нормальном состоянии. Однако для оценки технических характеристик на стадии проектирования устройства можно использовать ряд существующих численных моделей.

Несмотря на то, что множество исследований и разработок было сделано в области НЕВ технологии с момента ее появления, она по-прежнему находит новые применения и позволяет создавать новые устройства на своей основе. Так, например, НЕВ-смесители были использованы для стабилизации квантово-каскадного лазера в схеме фазовой автоподстройкой частоты [245]. А фундаментальная бистабильность НЕВ устройства в области ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением [69–71] была использована для реализации цифрового режима детектирования ТГц излучения [237]. Кроме того, прямые НЕВ детекторы нашли применение при изучении оптических свойств нелинейных кристаллов с инфракрасной накачкой [247] как потенциальных источников импульсного ТГц излучения.

В заключение мы также хотели бы выделить текущие направления в области исследований НЕВ устройств, которые могут привести к значительному прорыву или стать основой для приборов нового поколения в ближайшем будущем:

– Благодаря появлению компактных и надежных квантово-каскадных лазеров практический спектрометр на основе НЕВ-смесителя в ТГц диапазоне частот больше не является нереализуемым. Из-за сложностей, связанных с непрозрачностью атмосферы, такой спектрометр для астрономических наблюдений, очевидно, должен быть расположен в космосе. Хотя основа для будущих радиоастрономических миссий уже заложена, все еще требуются определенные усилия, чтобы довести уровень готовности технологии к состоянию, достаточному для космических применений.

– Чтобы стать более практичным, НЕВ-смеситель должен обладать более широкой полосой ПЧ в пределах области оптимальных шумовых характеристик. Научным сообществом уже была проведена большая работа в данном направлении как с использованием низкотемпературных, так и высокотемпературных сверхпроводников.

– Активное становление технологии изготовления НЕВ-смесителей на основе диборида магния и полученные результаты исследований (в первую очередь, шумовые характеристики и полоса преобразования смесителей) свидетельствуют о перспективности данного направления, и стоит ожидать, что MgB₂ HEB-смесители будут использованы в обозримом будущем в ряде практических приборов.

– Кроме того, ряд научных групп по всему миру сконцентрирован на дальнейшем развитии технологии радиоастрономических гетеродинных приборов на основе НЕВ устройств из более традиционных низкотемпературных сверхпроводников, например NbN. Так, наличие довольно свежих работ по ТГц балансным приемникам на паре НЕВ-смесителей [146], [257] позволяет предположить, что это направление еще не исчерпало себя полностью. Также остаются востребованными матричные НЕВ приемники различных конструкций [219], [259–260].

Благодарности:

• Настоящая глава подготовлена в рамках работ, поддержанных постановлением №218 Правительства РФ в рамках проекта по участию университетов в развитии высокотехнологичного производства при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-11-2022-026 от 06.04.2022) (параграф 1) и при поддержке грантов РНФ №23-65-10005 (параграф 2) и РФФИ 21-52-12041 (параграф 4). Параграф 3 подготовлен при поддержке грантов РНФ № 23-72-00014 (раздел 3.1) и № 21-72-10117 (раздел 3.2). Параграф 5 подготовлен в ходе реализации стратегических проектов «Цифровая трансформация: технологии, эффекты, эффективность» (разделы 5.1, 5.2) и «Успех и самостоятельность человека в меняющемся мире» (раздел 5.3) программы развития национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» в рамках участия в программе Минобрнауки России «Приоритет-2030» национального проекта «Наука и университеты», в рамках Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ; расчет корреляций данных был произведен в рамках реализации проекта РНФ №23-72-00046.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. De Graauw T. et al. The Herschel-heterodyne instrument for the far-infrared (HIFI) //Astronomy & Astrophysics. – 2010. – T. 518. – C. 1–7.

2. de Lange G. et al. Performance of the HIFI flight mixers //Ninteenth International Symposium on Space Terahertz Technology (W. Wild, ed.). – 2008. – C. 98–105.

3. Kloosterman J. L. et al. Hot electron bolometer heterodyne receiver with a 4.7-THz quantum cascade laser as a local oscillator //Applied Physics Letters. – 2013. – T. 102. – N_{2} . 1. – C. 011123.

4. Büchel D. et al. 4.7-THz superconducting hot electron bolometer waveguide mixer //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2015. - T. 5. - N_{\odot}. 2. - C. 207-214.$

5. Pütz P. et al. Waveguide hot electron bolometer mixer development for upGREAT //2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves. -2014. - C. 1-2.

6. Karasik B.S. et al. Normal-metal Hot-Electron nanobolometer with Johnson noise thermometry readout //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2014. - T. 5. - N_{\odot}. 1. - C. 16-21.$

7. Hayton D.J. et al. A 4.7 THz heterodyne receiver for a balloon borne telescope //Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII. – SPIE, 2014. – T. 9153. – C. 583–589.

8. Zhou K.M. et al. A 1.4 THz Quasi \Box Optical NbN Superconducting HEB Mixer Developed for the DATE5 Telescope //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2014. - T. 25. - N_{\odot} 3. - C. 1-5.$

9. Seliverstov S. et al. Fast and sensitive terahertz direct detector based on superconducting antenna-coupled hot electron bolometer //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2014. - T. 25. - N_{\odot} \cdot 3. - C. 1-4.$

10. Pals J.A. et al. Non-equilibrium superconductivity in homogeneous thin films //Physics Reports. $-1982. - T. 89. - N_{\odot}. 4. - C. 323-390.$

11. Shklovskij V.A. Hot electrons in metals at low temperatures //Journal of Low Temperature Physics. – 1980. – T. 41. – C. 375–396.

12. Al'tshuler B.L., Aronov A.G. Influence of electron-electron correlations on the resistivity of dirty metals // JETP Lett. – 1982. – T. 27. – №. 12. – C. 662–664.

13. Gershenzon E.M. et al. Heating of quasiparticles in a superconducting //JETP Lett. $-1981. - T. 34. - N_{\odot} . 5. - C. 268-271.$

14. Gershenzon E.M. Nonselective effect of electromagnetic radiation on a superconducting film in the resistive state // JETP Lett. $-1982. - T. 36. - N_{\odot}. 7. - C.$ 296–299.

15. Gershenzon E.M. et al. Heating of electrons in superconductor in the resistive state due to electromagnetic radiation // Solid state communications. -1984. - T. 50. $- N_{\odot}$. 3. - C. 207–212.

16. Gershenzon E.M. et al. Intense electromagnetic radiation heating of superconductor electrons in resistive state //Fizika Nizkikh Temperatur. -1988. - T. 14. $-N_{\odot}$. 7. -C. 753–763.

17. Gershenzon E.M., Gershenson M. E. Limiting characteristics of fast-response superconducting bolometers //Soviet Physics Technical physics. – 1989. – T. 34. – C. 195–199.

18. Elant'ev A.I., Karasik B.S. Effect of high-frequency current on Nb superconductive film in resistive state //Fizika Nizkikh Temperatur. – 1989. – T. 15. – N_{2} . 7. – C. 675–683.

19. Gol'tsman G.N. et al. NbN hot electron superconducting mixers for 100 GHz operation //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-1995. - T. 5. - N_{\odot}. 2. - C. 3065-3068.$

20. Gershenzon E.M. Millimeter and submillimeter range mixer based on electronic heating of superconducting films in the resistive state //Superconductivity. -1990. - T. 3. - C. 1582-1597.

21. Kawamura J. et al. Superconductive NbN Hot-Electron Bolometric Mixer Performance at 250 GHz //Proc. of the 7th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 1996. – C. 331–336.

22. Kawamura J. et al. Superconductive hot-electron-bolometer mixer receiver for 800-GHz operation //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. $-2000. - T. 48. - N_{2}. 4. - C. 683-689.$

23. Kawamura J. et al. Terahertz-frequency waveguide NbN hot-electron bolometer mixer //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2001. - T. 11. - N_{2}. 1. - C. 952-954.$

24. Goltsman G. Hot electron bolometric mixers: new terahertz technology // Infrared physics & technology. $-1999. - T. 40. - N_{\odot}. 3. - C. 199-206.$

25. Yagoubov P. et al. Noise temperature and local oscillator power requirement of NbN phonon-cooled hot electron bolometric mixers at terahertz frequencies // Applied physics letters. $-1998. - T. 73. - N_{\odot}. 19. - C. 2814-2816.$

26. Filipovic D.F., Gearhart S.S., Rebeiz G.M. Double-slot antennas on extended hemispherical and elliptical silicon dielectric lenses //IEEE Transactions on microwave theory and techniques. -1993. - T. 41. - N. 10. - C. 1738-1749.

27. Focardi P., McGrath W.R., Neto A. Design guidelines for terahertz mixers and detectors //IEEE Transactions on microwave theory and techniques. -2005. - T. 53. $- N_{\odot}$. 5. - C. 1653-1661.

28. Semenov A.D. et al. Terahertz performance of integrated lens antennas with a hot-electron bolometer //IEEE transactions on microwave theory and techniques. $-2007. - T.55. - N_{\odot}.2. - C.239-247.$

29. Shurakov A. et al. Input bandwidth of hot electron bolometer with spiral antenna //Ieee transactions on terahertz science and technology. $-2012. - T. 2. - N_{\odot}$. 4. - C. 400-405. 30. Gousev Y.P. et al. Quasioptical superconducting hot electron bolometer for submillmeter waves //International journal of infrared and millimeter waves. -1996. -T. 17. -C. 317–331.

31. Karasik B.S. et al. Low noise in a diffusion-cooled hot-electron mixer at 2.5 THz //Applied Physics Letters. – 1997. – T. 71. – №. 11. – C. 1567–1569.

32. Gershenzon E.M. et al. Electromagnetic radiation mixer based on electron heating in resistive state of superconductive Nb and YBaCuO films //IEEE transactions on magnetics. $-1991. - T. 27. - N_{\odot}. 2. - C. 1317-1320.$

33. Perrin N., Vanneste C. Response of superconducting films to a periodic optical irradiation //Physical Review B. – 1983. – T. 28. – № 9. – C. 5150.

34. Semenov A.D., Gol'tsman G.N., Sobolewski R. Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors //LLE Review. – 2001. – T. 87. – No. 4. – C. 134–152; Semenov A.D., Gol'tsman G.N., Sobolewski R. Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors // Superconductor Science and Technology. – 2002. – T. 15. – No. 4. – C. R1–R16.

35. Prober D.E. Superconducting terahertz mixer using a transition \Box edge microbolometer //Applied Physics Letters. – 1993. – T. 62. – No. 17. – C. 2119–2121.

36. Gershenzon E.M. et al. Electromagnetic radiation mixer based on electron heating in resistive state of superconductive Nb and YBaCuO films //IEEE transactions on magnetics. $-1991. - T. 27. - N_{\odot}. 2. - C. 1317-1320.$

37. Karasik B.S. et al. Diffusion cooling mechanism in a hot \Box electron NbC microbolometer mixer //Applied physics letters. - 1996. - T. 68. - No. 16. - C. 2285-2287.

38. Karasik B.S., Elantev A.I. Analysis of the noise performance of a hot-electron superconducting bolometer mixer //6th International Symposium on Space Terahertz Technology. – 1995. – C. 229–246.

39. Skalare A. et al. Large bandwidth and low noise in a diffusion \Box cooled hot \Box electron bolometer mixer //Applied physics letters. – 1996. – T. 68. – No. 11. – C. 1558–1560.

40. Skalare A. et al. Measurements with a diffusion-cooled Nb hot-electron bolometer mixer at 1100 GHz //Proc. 9th Int. Symp. On Space Terahertz Technol. -1998. - C. 115-120.

41. Karasik B.S. et al. Diffusion cooling mechanism in a hot \Box electron NbC microbolometer mixer //Applied physics letters. - 1996. - T. 68. - No. 16. - C. 2285-2287.

42. Karasik B.S. et al. A low-noise 2.5 THz superconductive Nb hot-electron mixer //IEEE transactions on applied superconductivity. $-1997. -T. 7. -N_{\odot}. 2. -C.$ 3580–3583.

43. Burke P.J. et al. Length scaling of bandwidth and noise in hot \Box electron superconducting mixers //Applied physics letters. - 1996. - T. 68. - No. 23. - C. 3344-3346.

44. Burke P.J. et al. Noise performance of diffusion cooled hot-electron bolometers: theory: vs. experiment //Proc. of the 9th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 1998. – C. 17–33.

45. Floet D.W. et al. Resistive behaviour of Nb diffusion-cooled hot electron bolometers //Ninth International Symposium on Space Terahertz Technology. -1998. - C. 63.

46. Wyss R. et al. Noise and bandwidth measurements of diffusion-cooled Nb hot-electron bolometer mixers at frequencies above the superconductive energy gap //Proc. of the 10th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 1999. – C.215–228.

47. Karasik B.S., McGrath W.R., Wyss R.A. Optimal choice of material for HEB superconducting mixers //IEEE transactions on applied superconductivity. -1999. -T. 9. $- N_{\odot}$ 2. - C. 4213–4216.

48. Skalare A. et al. Aluminum hot-electron bolometer mixers at submillimeter wavelengths //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2001. - T. 11. - N_{\odot}$. 1. - C. 641-644.

49. Semenov A.D., Gol'tsman G.N. Nonthermal mixing mechanism in a diffusion-cooled hot-electron detector //Journal of Applied Physics. $-2000. - T. 87. - N_{2}. 1. - C. 502-510.$

50. Klapwijk T.M., Semenov A.V. Engineering physics of superconducting hotelectron bolometer mixers //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2017. - T. 7. - N \ge 6. - C. 627-648.$

51. Gao J. et al. Development of THz Nb diffusion-cooled hot-electron bolometer mixers //Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy. – SPIE, 2003. – T. 4855. – C. 371–382.

52. Nahum M., Richards P.L., Mears C.A. Design analysis of a novel hot-electron microbolometer //IEEE transactions on applied superconductivity. $-1993. - T. 3. - N_{\odot} 1. - C. 2124-2127.$

53. Karasik B.S., Elantev A.I. Analysis of the noise performance of a hot-electron superconducting bolometer mixer //6th International Symposium on Space Terahertz Technology. – 1995. – C. 229–246.

54. Nebosis R.S. et al. Rigorous analysis of a superconducting hot-electron bolometer mixer: Theory and comparison with experiment //Proceedings of the 7th International Symposium on Space THz. Tech, University of Virginia, Charlottesville, USA. – 1996.

55. Floet D.W. et al. Hotspot mixing: A framework for heterodyne mixing in superconducting hot-electron bolometers //Applied physics letters. $-1999. - T. 74. - N_{2}. 3. - C. 433-435.$

56. Merkel H. et al. A hot spot mixer model for superconducting phonon-cooled HEB far above the quasiparticle bandgap //Proc. in ISSTT. – 1999. – C. 592–606.

57. Khosropanah P. et al. A distributed device model for phonon-cooled HEB mixers predicting IV characteristics, gain, noise and IF bandwidth //Proc. of 11th ISSTT. – 2000.

58. Maslennikov S. RF heating efficiency of the terahertz superconducting hotelectron bolometer //arXiv preprint arXiv:1404.5276. – 2014.

59. Khosropanah P. NbN and NbTiN hot electron bolometer THz mixers. – Chalmers University of Technology, 2003.

60. Barends R. et al. Current-induced vortex unbinding in bolometer mixers // Applied Physics Letters. – 2005. – T. 87. – №. 26. – C. 263506.

61. Miao W. et al. Non-uniform absorption of terahertz radiation on superconducting hot electron bolometer microbridges //Applied Physics Letters. $-2014. - T. 104. - N_{\odot}. 5. - C. 052605.$

62. Mattis D.C., Dresselhaus G. Anomalous skin effect in a magnetic field // Physical Review. $-1958. - T. 111. - N_{\odot} 2. - C. 403.$

63. Dressel M., Grüner G. Electrodynamics of solids: optical properties of electrons in matter //Cambridge University Press. – 2002.

64. Zimmermann W. et al. Optical conductivity of BCS superconductors with arbitrary purity //Physica C: Superconductivity. – 1991. – T. 183. – №. 1-3. – C. 99–104.

65. Boogaard G.R. et al. Resistance of superconducting nanowires connected to normal-metal leads //Physical Review B. – 2004. – T. 69. – №. 22. – C. 220503.

66. Vercruyssen N. et al. Evanescent states and nonequilibrium in driven superconducting nanowires //Physical Review B. -2012. -T. 85. $-N_{2}$. 22. -C. 224503.

67. Karasik B.S., Sergeev A.V., Prober D. E. Nanobolometers for THz photon detection //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. -2011. - T. $1. - N_{\odot}$. 1. - C. 97 111

68. Wei J. et al. Ultrasensitive hot-electron nanobolometers for terahertz astrophysics //Nature nanotechnology. $-2008. - T. 3. - N_{\odot}. 8. - C. 496-500.$

69. Zhuang Y., Yngvesson K.S. Detection and interpretation of bistability effects in NbN HEB devices //13th Intern. Symp. Space THz Tech. – 2002. – C. 463–472.

70. Zhuang Y., Yngvesson K.S. Negative resistance effects in NbN HEB devices // Proc. of 12th ISSTT. – 2001

71. Zhuang Y., Gu D., Yngvesson S. Bistability in NbN HEB mixer devices // Proc. 14th Int. Symp. Space Terahertz Technol. – 2003. – C. 289–298.

72. Yagoubov P. et al. The bandwidth of HEB mixers employing ultrathin NbN films on sapphire substrate //Proc. 7th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. - 1996. - C. 290–302.

73. Svechnikov S.I. et al. 2.5 THz NbN hot electron mixer with integrated tapered slot antenna //IEEE transactions on applied superconductivity. $-1997. - T. 7. - N_{\odot}$. 2. -C. 3548-3551.

74. Gershenzon E.M. et al. Electromagnetic radiation mixer based on electron heating in resistive state of superconductive Nb and YBaCuO films //IEEE transactions on magnetics. $-1991. - T. 27. - N_{\odot}. 2. - C. 1317-1320.$

75. Ptitsina N.G. et al. Influence of the interference of electron-phonon and electron-impurity scattering on the conductivity of unordered Nb films //Journal of Experimental and Theoretical Physics. $-1995. -T. 80. - N_{\odot}. 5. -C. 960-964.$

76. Gol'Tsman G.N. et al. Sensitive picosecond NbN detector for radiation from millimetre wavelengths to visible light //Superconductor Science and Technology. – $1991. - T. 4. - N_{\odot}. 9. - C. 453.$

77. Okunev O. et al. NbN hot electron waveguide mixer for 100 GHz operation // Proc. 5th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 1994. – C. 214.

78. Ptitsina N.G. et al. Electron-phonon interaction in disordered metal films: The resistivity and electron dephasing rate //Physical Review B. $-1997. - T. 56. - N_{\odot}. 16. - C. 10089.$

79. Echternach P.M., Gershenson M.E., Bozler H.M. Evidence of interference between electron-phonon and electron-impurity scattering on the conductivity of thin metal films //Physical Review B. – 1993. – T. 47. – No. 20. – C. 13659.

80. Bumble B., LeDuc H.G. Fabrication of a diffusion cooled superconducting hot electron bolometer for THz mixing applications //IEEE transactions on applied superconductivity. $-1997. - T. 7. - N_{\odot}. 2. - C. 3560-3563.$

81. Yagoubov P. et al. Quasioptical NbN phonon cooled hot electron bolometric mixers with low optimal local oscillator power //Proc. 9th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 1998. – C. 17–19.

82. Kroug M. et al. NbN hot electron bolometric mixers for terahertz receivers //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2001. - T. 11. - N_{\odot}. 1. - C.$ 962–965.

83. Swann S. Magnetron sputtering //Physics in technology. – 1988. – T. 19. – №. 2. – C. 67–75.

84. Alfonso E. et al. Thin film growth through sputtering technique and its applications //Crystallization-Science and technology. – 2012. – C. 397–492.

85. Tretyakov I. et al. Low noise and wide bandwidth of NbN hot-electron bolometer mixers //Applied Physics Letters. – 2011. – T. 98. – №. 3. – C. 033507.

86. Bevilacqua S. et al. Study of IF Bandwidth of MgB2 Phonon-Cooled Hot-Electron Bolometer Mixers //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2013. - T. 3. - N_{\odot}. 4. - C. 409-415.$

87. Cunnane D. et al. Development of hot-electron THz bolometric mixers using MgB2 thin films //Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII. – SPIE, 2014. – T. 9153. – C. 573–582.

88. Baselmans J.J. A. et al. Doubling of sensitivity and bandwidth in phonon cooled hot electron bolometer mixers //Applied physics letters. $-2004. - T. 84. - N_{2}$. 11. - C. 1958-1960.

89. Hajenius M. et al. Low noise NbN superconducting hot electron bolometer mixers at 1.9 and 2.5 THz //Superconductor Science and Technology. -2004. - T. 17. $-N_{\odot}$. 5. -C. S224–S228.

90. Ryabchun S.A. et al. Fabrication and characterisation of NbN HEB mixers with in situ gold contacts //Proc. 9th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. -2008. - C. 320.

91. Tretyakov I. et al. Ultrawide noise bandwidth of NbN hot-electron bolometer mixers with in situ gold contacts //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2010. - T. 21. - N_{\odot} \cdot 3. - C. 620-623.$

92. Stern J.A. et al. Fabrication of terahertz frequency phonon cooled HEB mixers //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2005. - T. 15. - N_{\odot}. 2. - C. 499-502.$

93. Gao J.R. et al. Monocrystalline NbN nanofilms on a 3C-SiC/Si substrate // Applied Physics Letters. – 2007. – T. 91. – №. 6. – C. 062504.

94. Kawakami A., Saito S., Hyodo M. Fabrication of nano-antennas for superconducting infrared detectors //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2011. - T. 21. - N_{\odot}. 3. - C. 632-635.$

95. Lobanov Y. et al. Heterodyne detection at near-infrared wavelengths with a superconducting NbN hot-electron bolometer mixer //Optics Letters. -2014. - T. 39. $- N_{\odot}. 6. - C. 1429-1432.$

96. Horikawa J. et al. Study of midinfrared superconducting detector with phased-array nanoslot antenna //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2015. - T. 25. - N_{\odot}. 3. - C. 15.$

97. Gerstenberg D., Hall P.M. Superconducting thin films of niobium, tantalum, tantalum nitride, tantalum carbide, and niobium nitride //Journal of The Electrochemical Society. $-1964. - T. 111. - N_{\odot}. 8. - C. 936-942.$

98. Bacon D.D. et al. Properties of NbN thin films deposited on ambient temperature substrates //Journal of applied physics. $-1983. - T. 54. - N_{\odot}. 11. - C. 6509-6516.$

99. Torche M. et al. Non-stoichiometric niobium nitrides: structure and properties //Thin Solid Films. $-2003. - T. 436. - N_{\odot}. 2. - C. 208-212.$

100. Bhushan M. Analysis of reactive sputtering mechanisms for NbN film deposition //Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. $-1987. - T. 5. - N_{\odot}. 5. - C. 2829-2835.$

101. Miki S. et al. Fabrication and IF bandwidth measurements of NbN hot \Box electron bolometers //Electronics and Communications in Japan (Part II: Electronics). $-2002. - T. 85. - N_{2}. 7. - C. 77-83.$

102. Gershenzon M.E., Koshelets V.P. Superconducting properties of Nb and NbN films synthesized by RF cathode sputtering //Sov. Phys.-Tech. Phys. $-1980. - T. 25. - N_{\odot}. 3. - C. 343-346.$

103. Liu X. et al. Plasma \Box Assisted MOCVD Growth of Superconducting NbN Thin Films Using Nb Dialkylamide and Nb Alkylimide Precursors //Chemical Vapor Deposition. – 2001. – T. 7. – No. 1. – C. 25-28.

104. Cappuccio G. et al. Pulsed laser ablation of NbN/MgO/NbN multilayers // Applied surface science. – 1997. – T. 109. – C. 399–402.

105. Treece R.E. et al. Pulsed laser deposition of high \square quality NbN thin films // Applied physics letters. – 1994. – T. 65. – No. 22. – C. 2860–2862.

106. Inumaru K., Okamoto H., Yamanaka S. Preparation of superconducting epitaxial thin films of transition metal nitrides on silicon wafers by molecular beam epitaxy //Journal of crystal growth. – 2002. – T. 237. – C. 2050–2054.

107. Ziegler M. et al. Superconducting niobium nitride thin films deposited by metal organic plasma-enhanced atomic layer deposition //Superconductor Science and Technology. $-2012. - T. 26. - N_{\odot}. 2. - C. 025008.$

108. Baba K. et al. Structure and properties of NbN and TaN films prepared by ion beam assisted deposition //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 1997. – T. 127. – C. 841–845.

109. Matthias B.T., Geballe T.H., Compton V. B. Superconductivity //Rev. Mod. Phys. $-1963. - T. 35. - N_{2}. 1. - C. 1-22.$

110. Shy Y.M., Toth L.E., Somasundaram R. Superconducting properties, electrical resistivities, and structure of NbN thin films //Journal of Applied Physics. $-1973. - T. 44. - N_{2}. 12. - C. 5539-5545.$

111. Zou Y. et al. Discovery of superconductivity in hard hexagonal ϵ -NbN // Scientific reports. – 2016. – T. 6. – No. 1. – C. 22330.

112. Rögener H. Zur Supraleitung des Niobnitrids: Mitteilungen zur Supraleitung III, Erlangen //Zeitschrift für Physik. – 1952. – T. 132. – No. 4. – C. 446-467; Matthias B. T. Superconductivity in the cobalt-silicon system //Physical Review. – 1952. – T. 87. – No. 2. – C. 380.

113. Ziegler W.T., Young R.A. Studies of compounds for superconductivity // Physical Review. – 1953. – T. 90. – No. 1. – C. 115; Deis D. W. et al. High field properties of pure niobium nitride thin films //Journal of Applied Physics. – 1969. – T. 40. – No. 5. – C. 2153–2156.

114. Schröder E. Über supraleitende Verbindungen des Niob //Zeitschrift für Naturforschung A. – 1957. – T. 12. – №. 3. – C. 247–256.

115. Matthias B.T. Transition temperatures of superconductors //Physical Review. – 1953. – T. 92. – №. 4. – C. 874.

116. Cukauskas E.J. The effects of methane in the deposition of superconducting niobium nitride thin films at ambient substrate temperature //Journal of Applied Physics. $-1983. - T. 54. - N_{\odot}. 2. - C. 1013-1017.$

117. Cukauskas E.J., Carter W.L., Qadri S.B. Superconducting and structure properties of niobium nitride prepared by rf magnetron sputtering //Journal of applied physics. $-1985. -T. 57. - N_{\odot}. 7. -C. 2538-2542.$

118. Saraswat G. et al. Highly oriented, free-standing, superconducting NbN films growth on chemical vapor deposited graphene //APL Materials. -2014. - T.2. $-N_{\odot}.5 - C.056103.$

119. Kaplan S.B. Acoustic matching of superconducting films to substrates // Journal of Low Temperature Physics. – 1979. – T. 37. – №. 3-4. – C. 343–365.

120. Zhang J.J. et al. Improvement of the superconducting properties of NbN thin film on single-crystal silicon substrate by using a TiN buffer layer //Superconductor Science and Technology. $-2013. - T. 26. - N_{\odot}. 4. - C. 045010.$

121. Jia X.Q. et al. Fabrication of a strain-induced high performance NbN ultrathin film by a Nb5N6 buffer layer on Si substrate //Superconductor Science and Technology. $-2014. - T. 27. - N_{\odot}. 3. - C. 035010.$

122. Villegier J. et al. NbN tunnel junctions //IEEE Transactions on Magnetics. – 1985. – T. 21. – №. 2. – C. 498–504.

123. Meledin D. et al. Study of the IF bandwidth of NbN HEB mixers based on crystalline quartz substrate with an MgO buffer layer //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2003. - T. 13. - N_{\odot}. 2. - C. 164-167.$

124. Guillet B. et al. Influence of substrates and buffer layers on the quality of NbN ultra thin film for THz HEB // Proc. 18th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. -2007. - C. 153-156.

125. Guillet B. et al. Properties of ultra-thin NbN films for membrane-type THz Ilin K. et al. Ultra-thin NbN films on Si: crystalline and superconducting properties //Journal of Physics: Conference Series. $-2008. - T. 97. - N_{2}. 1. - C. 012045.$

126. Cooper L.N. Superconductivity in the neighborhood of metallic contacts // Physical Review Letters. $-1961. - T. 6. - N_{\odot}. 12. - C. 689.$

127. Fominov Y.V., Feigel'man M.V. Superconductive properties of thin dirty superconductor-normal-metal bilayers //Physical Review B. $-2001. - T. 63. - N_{\odot}. 9. - C. 094518.$

128. Gray K.E. ISS depth profile analysis of anodized niobium //Applied Physics Letters. $-1975. -T. 27. - N_{\odot}. 8. - C. 462-464.$

129. Kang L. et al. Suppression of superconductivity in epitaxial NbN ultrathin films //Journal of Applied Physics. $-2011. - T. 109. - N_{\odot}. 3. - C. 033908.$

130. Haviland D.B., Liu Y., Goldman A.M. Onset of superconductivity in the two-dimensional limit //Physical Review Letters. – 1989. – T. 62. – №. 18. – C. 2180.

131. Orr B.G., Jaeger H.M., Goldman A.M. Local superconductivity in ultrathin Sn films //Physical Review B. – 1985. – T. 32. – №. 11. – C. 7586.

132. Golubov A.A. Proximity effect in dirty N/S multilayers //Proc of SPIE. – 1994. – T. 2157. – C. 353–362.

133. Semenov A. et al. Optical and transport properties of ultrathin NbN films and nanostructures //Physical Review B. $-2009. - T. 80. - N_{\odot}. 5. - C. 054510.$

134. Yu M., Strongin M., Paskin A. Consistent calculation of boundary effects in thin superconducting films //Physical Review B. – 1976. – T. 14. – No. 3. – C. 996–1001.

135. Guo Y. et al. Superconductivity modulated by quantum size effects //Science. $-2004. - T. 306. - N_{\odot}. 5703. - C. 1915-1917.$

136. Qin S. et al. Superconductivity at the two-dimensional limit //Science. $-2009. - T. 324. - N_{\odot}. 5932. - C. 1314-1317.$

137. Dzardanov A. Hot-electron superconducting mixers for 20-500 GHz operation //Proc of SPIE. – 1994. – T. 2250. – C. 348–350.

138. Kawamura J. et al. NbN Hot-Electron Mixer Measurements at 200 GHz // Proc. 6th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 1995. – C. 254–261.

139. Okunev O. et al. Performances of hot-electron superconducting mixer for frequencies less than the gap energy: NbN mixer for 100 GHz operation //Proc. 6th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 1995. – C. 247–253.

140. Finkel M.I. et al. Hot electron bolometer mixer for 20–40 THz frequency range //Proc. 16th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 2005. – C. 393–397.

141. Maslennikov S.N. et al. Spiral antenna coupled and directly coupled NbN HEB mixers in the frequency range from 1 to 70 THz // Proc. 16th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 2006. – C. 175–179.

142. Kawakami A. et al. Fabrication of superconducting mid-infrared photodetectors with dipole nanoantennas //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2014. - T. 25. - N_{\odot} . 3. - C. 1-4.$

143. Klapwijk T.M. et al. Improved superconducting hot-electron bolometer devices for the THz range //Proc of SPIE. – 2004. – T. 5498. – C. 129–139.

144. Baselmans J.J. A. et al. NbN hot electron bolometer mixers: Sensitivity, LO power, direct detection and stability //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2005. - T. 15. - N_{\odot}. 2. - C. 484-489.$

145. Meledin D. et al. A 1.3-THz balanced waveguide HEB mixer for the APEX telescope //IEEE transactions on microwave theory and techniques. $-2008. - T. 57. - N_{\text{D}} \cdot 1. - C. 89-98.$

146. Khosropanah P. et al. Low noise NbN hot electron bolometer mixer at 4.3 THz //Applied Physics Letters. $-2007. - T. 91. - N_{\odot}. 22. - C. 221111.$

147. Zhang W. et al. Quantum noise in a terahertz hot electron bolometer mixer // Applied Physics Letters. $-2010. - T. 96. - N_{\odot}. 11. - C. 111113.$

148. Putz P. et al. NbTiN Hot Electron Bolometer Waveguide Mixers on Si3N4 Membranes at THz Frequencies //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2010. - T. 21. - N_{\odot} \cdot 3. - C. 636-639$.

149. Jiang L. et al. Development of THz waveguide NbTiN HEB mixers //IEEE transactions on applied superconductivity. – 2009. – T. 19. – №. 3. – C. 301–304.

150. Makise K. et al. Characterization of NbTiN thin films deposited on various substrates //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2010. - T. 21. - N_{\odot}$. 3. -C. 139-142.

151. Loudkov D. et al. Performance of the NbTiN hot electron bolometer mixer with AlN buffer layer at terahertz frequency range //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2005. - T. 15. - N_{\odot}. 2. - C. 476-479.$

152. Jiang L. et al. Development of 1.5 THz waveguide NbTiN superconducting hot electron bolometer mixers //Superconductor Science and Technology. $-2010. - T. 23. - N_{\odot}. 4. - C. 045025.$

153. Maezawa H. et al. Stability of a quasi-optical superconducting NbTiN hotelectron bolometer mixer at 1.5 THz frequency band //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2011. - T. 21. - N_{\odot}. 3. - C. 640-644.$

154. Jiang L. et al. Intrinsic mixing behavior of superconducting NbTiN hot electron bolometer mixers based on in situ technique //Physica C: Superconductivity. -2013. - T. 485. - C. 120-124.

155. Bedorf S. et al. Development of phonon-cooled NbTiN HEB heterodyne mixers for GREAT //Proc. 16th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 2005. – C. 255–259.

156. Wieching G. et al. CONDOR-an astronomical heterodyne receiver at 1.25-1.53 THz //Proc. 17th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 2006. – C. 342.

157. Gershenzon E.M. et al. Measurement of the energy gap in the compound YBaCu3O9-δ on the basis of the IR absorption spectrum //Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. $-1987. - T. 46. - N_{\odot}. 5. - C. 237-238.$

158. Gershenzon E.M. et al. Light-induced heating of electrons and the time of the inelastic electron-phonon scattering in the YbaCuO compound //Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. $-1987. -T. 46. -N_{\odot}. 6. -C. 285-287.$

159. Rao R.A., Eom C.B. Gain-Bandwidth Characteristics of High-Tc Superconducting Millimeter-Wave Hot-Electron Bolometer Mixers. //Proc. 9th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 2006. – C. 141–145.

160. Kleinsasser A.W. et al. Fabrication of Terahertz YBa2Cu3O7- δ Hot-Electron Bolometer Mixers //IEEE transactions on applied superconductivity. – 1999. – T. 9. – No. 2. – C. 4197–4200.

161. de Lange G. et al. DEVELOPMENT OF HIGH-T, DETECTORS FOR SUB-KM RADIATION //Tenth International Symposium on Space Terahertz Technology. – 1999. – C. 179.

162. Cherednichenko S. et al. YBa2Cu3O7 $-\delta$ hot-electron bolometer mixer at 0.6 THz // Proc. 9th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 2000. – C. 526-531.

163. Péroz C. et al. Fabrication and characterization of ultrathin PBCO/YBCO/ PBCO constrictions for hot electron bolometer THz mixing application //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2007. - T. 17. - N_{\odot}. 2. - C. 637-640.$

164. Rall D. et al. Energy relaxation time in NbN and YBCO thin films under optical irradiation //Journal of Physics: Conference Series. $-2010. - T. 234. - N_{\odot}$. 4. -C. 042029.

165. Aurino M. et al. YBCO hot-electron bolometers dedicated to THz detection and imaging: Embedding issues //Journal of Physics: Conference Series. -2010. - T. 234. $- N_{\odot}$. 4. - C. 042002.

166. Karasik B.S., McGrath W.R., Gaidis M.C. Analysis of a high-Tc hot-electron superconducting mixer for terahertz applications //Journal of applied physics. $-1997. - T. 81. - N_{\odot} \cdot 3. - C. 1581-1589.$

167. Ladret R.G., Degardin A.F., Kreisler A.J. Nanopatterning and hot spot modeling of YBCO ultrathin film constrictions for THz mixers //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2012. - T. 23. - N_{\odot} 3. - C. 2300305.$

168. Ladret R.G., Kreisler A.J., Dégardin A.F. YBCO-constriction hot spot modeling: DC and RF descriptions for HEB THz mixer noise temperature and conversion gain //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. -2014. - T. 25. - $N_{\odot}. 3. - C. 1-5$; Ladret R. et al. THz Mixing with High-TC Hot Electron Bolometers: A Performance Modeling Assessment for Y-Ba-Cu-O Devices //Photonics. $-2019. - T. 6. - N_{\odot}. 1. - C. 7.$

169. Probst P. et al. Nonthermal response of YBa2Cu3O7- δ thin films to picosecond THz pulses //Physical Review B. – 2012. – T. 85. – No. 17. – C. 174511.

170. Raasch J. et al. Investigation of the electrical field sensitivity of sub- μ m Y-Ba-Cu-O detectors //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – 2014. – T. 25. – No. 3. – C. 1 6.

171. Il'in K.S., Siegel M. Microwave mixing in microbridges made from YBa2Cu3O7-x thin films //Journal of applied physics. $-2002. - T. 92. - N_{\odot}. 1. - C. 361-369.$

172. Raasch J. et al. Electrical field sensitive high-Tc YBCO detector for realtime observation of CSR //Proc. of the 5th Int. Particle Accelerator Conference. – 2014. - C.3533-3536.

173. Nagamatsu J. et al. Superconductivity at 39 K in magnesium diboride // Nature. $-2001. - T. 410. - N_{\odot}. 6824. - C. 63-64.$

174. Szabó P. et al. Evidence for two superconducting energy gaps in MgB2 by point-contact spectroscopy //Physical review letters. $-2001. - T. 87. - N_{\odot}. 13. - C.$ 137005.

175. Giubileo F. et al. Two-gap state density in MgB2: a true bulk property or a proximity effect? //Physical review letters. $-2001. - T. 87. - N_{\odot}. 17. - C. 177008.$

176. Chen X. K. et al. Evidence for two superconducting gaps in MgB_2 //Physical review letters. - 2001. - T. 87. - No. 15. - C. 157002.

177. Tsuda S. et al. Evidence for a multiple superconducting gap in MgB2 from high-resolution photoemission spectroscopy //Physical review letters. -2001. - T. 87. $- N_{\odot}$. 17. - C. 177006.

178. Bouquet F. et al. Specific heat of Mg11B2: evidence for a second energy gap //Physical review letters. $-2001. - T. 87. - N_{\odot}. 4. - C. 047001.$

179. Wang Y., Plackowski T., Junod A. Specific heat in the superconducting and normal state (2–300 K, 0–16 T), and magnetic susceptibility of the 38 K superconductor MgB2: evidence for a multicomponent gap //Physica C: Superconductivity. – 2001. – T. 355. – No. 3-4. – C. 179–193.

180. Yang H.D. et al. Order parameter of MgB2: a fully gapped superconductor //Physical review letters. $-2001. - T. 87. - N_{\odot}. 16. - C. 167003.$

181. Hinks D.G., Claus H., Jorgensen J.D. The complex nature of superconductivity in MgB2 as revealed by the reduced total isotope effect //Nature. $-2001. - T.411. - N_{\odot}.6836. - C.457-460.$

182. Choi H.J. et al. The origin of the anomalous superconducting properties of MgB2 //Nature. – 2002. – T. 418. – №. 6899. – C. 758–760.

183. Eliashberg G.M. Interactions between electrons and lattice vibrations in a superconductor //Sov. Phys. JETP. – 1960. – T. 11. – № 3. – C. 696–702.

184. Zhang C. et al. Suppression of superconductivity in epitaxial MgB2 ultrathin films //Journal of Applied Physics. $-2013. - T. 114. - N_{\odot}. 2$.

185. Yamazaki H. et al. Correlation between the superconducting and structural properties in MgB2 thin films prepared by molecular-beam epitaxy //Applied physics letters. $-2003. - T. 83. - N_{2}. 18. - C. 3740-3742.$

186. Szałowski K. Critical temperature of MgB2 ultrathin superconducting films: BCS model calculations in the tight-binding approximation //Physical Review B. – 2006. – T. 74. – N_{2} . 9. – C. 094501.

187. Ueda K., Naito M. In situ growth of superconducting MgB2 thin films by molecular-beam epitaxy //Journal of Applied Physics. $-2003. - T. 93. - N_{\odot}. 4. - C.$ 2113–2120.

188. Cherednichenko S. et al. Terahertz mixing in MgB2 microbolometers // Applied Physics Letters. – 2007. – T. 90. – №. 2. – C. 023507.

189. Xu Y. et al. Time-Resolved Photoexcitation of the Superconducting Two-Gap State in MgB2 Thin Films //Physical review letters. $-2003. - T. 91. - N_{\odot}. 19. - C. 197004.$

190. Bevilacqua S. et al. MgB2 Hot-Electron Bolometer Mixers at Terahertz Frequencies //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2015. - T. 25. - N_{\odot} \cdot 3. - C. 2301104.$

191. Novoselov E. et al. Noise measurements of the low Tc MgB2 HEB mixer at 1.6 THz and 2.6 THz //Proc. 26th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. -2015. - C. 21-23.

192. Sergeev A., Mitin V. Electron-phonon interaction in disordered conductors: Static and vibrating scattering potentials //Physical Review B. $-2000. - T. 61. - N_{\odot}$. 9. -C. 6041-6047. 193. Cepek C. et al. Epitaxial growth of MgB2(0001) thin films on magnesium single-crystals //Applied physics letters. – 2004. – T. 85. – №. 6. – C. 976–978.

194. Shibata H. et al. Photon detection and fabrication of MgB2 nanowire // Physica C: Superconductivity. – 2008. – T. 468. – №. 15-20. – C. 1992–1994.

195. Zhang Y. et al. Ultrathin MgB2 films fabricated on Al2O3 substrate by hybrid physical-chemical vapor deposition with high Tc and Jc //Superconductor Science and Technology. $-2010. - T. 24. - N_{\odot} \cdot 1. - C. 015013.$

196. Zhang C. et al. Hybrid Physical-Chemical Vapor Deposition of Ultrathin MgB2 Films on MgO Substrate with High T C and J C //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2012. - T. 23. - N_{\odot}. 3. - C. 7500204.$

197. Xi X. X. et al. MgB2 thin films by hybrid physical-chemical vapor deposition //Physica C: Superconductivity. $-2007. - T. 456. - N_{\odot}. 1-2. - C. 22-37.$

198. Wang Y. et al. Ultrathin epitaxial MgB2 superconducting films with high critical current density and Tc above 33 K //Superconductor Science and Technology. $-2009. - T. 22. - N_{2}. 12. - C. 125015.$

199. Wolak M.A. et al. Fabrication and characterization of ultrathin MgB2 films for hot-electron bolometer applications //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2015. - T. 25. - N_{\odot} . 3. - C. 7500905.$

200. Cunnane D. et al. Characterization of MgB2 Superconducting Hot Electron Bolometers //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2015. - T. 25. - N_{\odot}$. 3. - C. 2300206.

201. Zhang W. et al. Dependence of noise temperature of quasi-optical superconducting hot-electron bolometer mixers on bath temperature and optical-axis displacement //Proc. of SPIE. -2008. - T. 6840. - C. 48-55.

202. Lobanov Y. et al. Large-signal frequency response of an HEB mixer: From 300 MHz to terahertz //IEEE transactions on applied superconductivity. -2011. - T. 21. $- N_{\odot}$. 3. - C. 628–631.

203. Cunnane D. et al. Planar-type MgB2 SQUIDs utilizing a multilayer process //Applied Physics Letters. – 2013. – T. 103. – №. 21. – C. 212603.

204. Cunnane D. et al. Study of Components for MgB2 RSFQ Digital Circuits //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2013. - T. 23. - N_{\odot}. 3. - C.$ 1700204.

205. Alexopoulos N.G., Katehi P.B., Rutledge D.B. Substrate optimization for integrated circuit antennas //IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. $-1983. - T. 31. - N_{\odot} . 7. - C. 550-557.$

206. Rebeiz G.M. et al. Monolithic millimeter-wave two-dimensional horn imaging arrays //IEEE Transactions on Antennas and Propagation. $-1990. - T. 38. - N_{2}. 9. - C. 1473-1482.$

207. Rogers R.L., Neikirk D.P. Use of broadside twin element antennas to increase efficiency on electrically thick dielectric substrates //International journal of infrared and millimeter waves. $-1988. -T. 9. -N_{2}. 11. -C. 949-969.$

208. Rebeiz G.M. Millimeter-wave and terahertz integrated circuit antennas // Proc. of the IEEE. $-1992. - T. 80. - N_{\odot}. 11. - C. 1748-1770.$

209. Karasik B.S. et al. Hot electron quasioptical NbN superconducting mixer //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-1995. - T. 5. - N_{\odot}. 2. - C.$ 2232–2235.

210. Schaubert D. et al. Endfire tapered slot antennas on dielectric substrates //IEEE Transactions on antennas and propagation. – 1985. – T. 33. – №. 12. – C. 1392–1400.

211. Cherednichenko S. et al. Gain bandwidth of NbN hot-electron bolometer terahertz mixers on 1.5 μ m Si₃N₄/SiO₂ membranes //Journal of applied physics. – 2007. – T. 101. – No. 12. – C. 124508.

212. Cherednichenko S. et al. 2.5 THz multipixel heterodyne receiver based on NbN HEB mixers //Proc. of SPIE. – 2006. – T. 6275. – C. 141–151.

213. Gousev Y.P. et al. Broadband ultrafast superconducting NbN detector for electromagnetic radiation //Journal of Applied Physics. $-1994. - T. 75. - N_{\odot}. 7. - C.$ 3695–3697.

214. Kaul A.B. et al. Fabrication of wide-IF 200–300 GHz superconductorinsulator-superconductor mixers with suspended metal beam leads formed on silicon-on-insulator //Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. – 2004. – T. 22. – No. 5. – C. 2417–2422.

215. Bass R.B. et al. Ultra-thin silicon beam lead chips for superconducting terahertz circuits //6th Eur. Appl. Supercond. Conf. – 2003.

216. Schultz J. et al. Application of ultra-thin silicon technology to submillimeter detection and mixing //Proc. of WMSCI Conference. – 2005. – C. 504–510.

217. Schultz J. et al. The design, fabrication and test results of a 1.6 THz superconducting hot electron bolometer mixer on SOI //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2009. - T. 19. - N_{\odot}. 3. - C. 297-300.$

218. Trifonov A. et al. An investigation of the DC and IF performance of silicon-membrane HEB mixer elements //Proc. 26th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. -2015. - C. P40.

219. Svechnikov S. et al. Quasioptical phonon-cooled NbN hot electron bolometer mixers at 0.5-1.1 THz //Proc. of the 9th Int. Symp. on Space THz Technology. -1998. - C. 45-51.

220. Vachtomin Y.B. et al. Noise temperature measurements of NbN phonon cooled hot electron bolometer mixer at 2.5 and 3.8 THz //Proceedings of the 15th Int. Symp. on Space THz Technology. – 2004.

221. Baselmans J.J. A. et al. Direct detection effect in small volume hot electron bolometer mixers //Applied Physics Letters. – 2005. – T. 86. – №. 16. – C. 163503.

222. Baselmans J.J. A. et al. Influence of the direct response on the heterodyne sensitivity of hot electron bolometer mixers //Journal of applied physics. -2006. - T.100. $-N_{2}$. 8. -C. 084510.

223. Cherednichenko S. et al. The direct detection effect in the hot-electron bolometer mixer sensitivity calibration //IEEE transactions on microwave theory and techniques. $-2007. -T. 55. -N_{\odot}. 3. -C. 504-510.$

224. Kooi J.W. et al. Stability of heterodyne terahertz receivers //Journal of applied physics. $-2006. - T. 100. - N_{\odot}. 6. - C. 064904.$

225. Zannoni R., Yngvesson K.S. The bias II feedback system: understanding and improving stability in NbN HEB terahertz receivers //2008 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. – IEEE, 2008. – C. 1–2.

226. Chen J. et al. Stability of superconducting hot electron bolometer receivers //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2011. - T. 21. - N_{\odot}. 3. - C.$ 667–670.

227. Hayton D.J. et al. Stabilized hot electron bolometer heterodyne receiver at 2.5 THz //Applied Physics Letters. -2012. -T. 100. $-N_{\odot}$. 8. -C. 081102.

228. Cabrera B., Romani R.W. Optical/UV astrophysics applications of cryogenic detectors //Cryogenic particle detection. – 2005. – C. 417–452.

229. Ryabchun S. et al. Study of the effect of microwave radiation on the operation of HEB mixers in the terahertz frequency range //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2007. - T. 17. - N \ge 2. - C. 391-394.$

230. Ryabchun S. et al. Stabilisation of a terahertz hot-electron bolometer mixer with microwave feedback control //Proc. of the 18th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. -2007. - C. 193-198.

231. Ryabchun S. et al. Stabilization scheme for hot-electron bolometer receivers using microwave radiation //IEEE transactions on applied superconductivity. -2008. -T. 19. -N. 1. -C. 14–19.

232. Shurakov A. et al. Microwave stabilization of HEB mixer by a microchip controller //2012 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium Digest. – IEEE, 2012. – C. 1–3.

233. Shurakov A. et al. Microwave stabilization of a HEB mixer in a pulse-tube cryocooler //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2013. - T. 23. - N_{\odot}$. 3. - C. 1501504.

234. Cabrera B. et al. Detection of single infrared, optical, and ultraviolet photons using superconducting transition edge sensors //Applied Physics Letters. -1998. - T. 73. $- N_{\odot}$. 6. - C. 735–737.

235. Lita A.E., Miller A. ., Nam S.W. Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency //Optics express. – 2008. – T. 16. – №. 5. – C. 3032–3040.

236. Tong C.Y.E. et al. A microwave-operated hot-electron-bolometric power detector for terahertz radiation //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. – $2014. - T. 25. - N_{\odot} . 3. - C. 1-4.$

237. Fukuda D. et al. Titanium based transition edge microcalorimeters for optical photon measurements //IEEE transactions on applied superconductivity. -2007. - T.17. $- N_{\odot}$. 2. - C. 259–262.

238. Fukuda D. et al. Titanium based transition edge microcalorimeters for optical photon measurements //IEEE transactions on applied superconductivity. -2007. - T.17. $- N_{\odot}$. 2. - C. 259–262.

239. Bagliani D. et al. Ir TES electron-phonon thermal conductance and single photon detection //Journal of Low Temperature Physics. – 2008. – T. 151. – №. 1–2. – C. 234–238.

240. Taralli E. et al. Investigation of Ti/Pd bilayer for single photon detection // IEEE transactions on applied superconductivity. $-2009. - T. 19. - N_{\odot}. 3. - C. 493-495.$

241. Rajteri M. et al. Photon-number discriminating superconducting transitionedge sensors //Metrologia. $-2009. - T. 46. - N_{\odot}. 4. - C. S283.$

242. Day P.K. et al. A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays //Nature. – 2003. – T. 425. – №. 6960. – C. 817–821.

243. Sacépé B. et al. Disorder-induced inhomogeneities of the superconducting state close to the superconductor-insulator transition //Physical review letters. $-2008. - T. 101. - N_{\odot}. 15. - C. 157006.$

244. Irimajiri Y. et al. Phase-locking of a THz-QCL using a low noise HEB mixer, and a frequency-comb as a reference //2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves. -2014. - C. 1-2.

245. Mattis D.C., Bardeen J. Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals //Physical Review. – 1958. – T. 111. – №. 2. – C. 412.

246. Tuchak A.N. et al. Generation of nanosecond terahertz pulses by the optical rectification method //JETP letters. – 2012. – T. 96. – C. 94–97.

247. Kardakova A. et al. The electron-phonon relaxation time in thin superconducting titanium nitride films //Applied Physics Letters. $-2013. - T. 103. - N_{2}. 25. - C. 252602.$

248. Miao W. et al. A 3.7 THz third-order distributed feedback quantum cascade laser as the local oscillator of a superconducting hot electron bolometer receiver // IEEE URSI GASS Conference. – 2014.

249. Irimajiri Y. et al. Development of a low noise heterodyne receiver at 3THz // Proc. of 37th IRMMW-THz Conference. – 2012. – C. 1 2.

250. Kawakami A. et al. Fabrication of 3 THz superconducting hot electron bolometer mixers //Proc. 26th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. – 2015. – C. P18.

251. Shiba S. et al. 3.1-THz heterodyne receiver using an NbTiN hot-electron bolometer mixer and a quantum cascade laser //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2011. - T. 2. - N_{\odot} . 1. - C. 22-28.$

252. Lobanov Y.V. et al. Direct measurement of the gain and noise bandwidths of HEB mixers //IEEE transactions on applied superconductivity. $-2011. - T. 21. - N_{\odot}$. 3. -C. 645-648.

253. Kawamura J.H. et al. First image with the CfA superconductive HEB receiver: The protostellar outflow from IRAS 20126+ 4104 in CO (J = 7-6) //Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 1999. – T. 111. – No. 763. – C. 1088.

254. Pütz P. et al. 1.9 THz waveguide HEB mixers for the upGREAT low frequency array //Proc. 26th Int. Symp. on Space Terahertz Technology. -2015. - C. M2-3.

255. Boussaha F.M. et al. A low noise 2.7 THz waveguide-based superconducting mixer //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2012. - T. 2. - N_{\odot}. 3. - C. 284-289.$

256. Boussaha F. et al. 2.7 THz balanced waveguide HEB mixer //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2014. - T. 4. - N_{\odot}. 5. - C. 545-551.$

257. Pütz P. et al. Terahertz hot electron bolometer waveguide mixers for GREAT //arXiv preprint arXiv:1204.2381v1. – 2012.

258. Liu X. X. et al. A 2×2 array receiver at 1.4 THz based on HEB mixers and a Fourier phase grating local oscillator //ISSTT 2015: Proceedings of the 26th International Symposium on Space Terahertz Technology, Cambridge, USA, 16–18 March 2015. – International Symposium on Space Terahertz Technology (ISSTT), 2015.

259. Risacher C. et al. The upGREAT heterodyne array receivers for far infrared astronomy //2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves. -2014. - C. 1-2.

260. Gershenzon E.M. et al. Electron-phonon interaction in ultrathin Nb films // Sov. Phys. JETP. $-1990. - T. 70. - N_{\odot} \cdot 3. - C. 505-511.$

261. Meledin D.V. et al. A 1-THz superconducting hot-electron-bolometer receiver for astronomical observations //IEEE transactions on microwave theory and techniques. -2004. -T. 52. -N. 10. -C. 2338–2343.

262. Shurakov A., Lobanov Y., Goltsman G. Superconducting hot-electron bolometer: from the discovery of hot-electron phenomena to practical applications // Superconductor Science and Technology. $-2015. - T. 29. - N_{\odot} 2. - C. 023001.$

263. Kawakami A. et al. Broadening the IF band of a THz hot-electron bolometer mixer by using a magnetic thin film //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2018. - T. 8. - N_{\odot}. 6. - C. 647-653.$

264. Volkov S. et al. Superconducting properties of very high quality NbN thin films grown by pulsed laser deposition //Journal of Electrical Engineering. – 2019. – T. 70. – N_{2} . 7S. – C. 89–94.

265. Shi H. et al. NbN films on flexible and thickness controllable dielectric substrates //Scientific Reports. -2022. -T. 12. $-N_{2}$. 1. -C. 10662.

266. Hazra D. et al. Superconducting properties of very high quality NbN thin films grown by high temperature chemical vapor deposition //Superconductor Science and Technology. $-2016. - T. 29. - N_{\odot}. 10. - C. 105011.$

267. Antipov S. et al. Improved bandwidth of a 2 THz hot-electron bolometer heterodyne mixer fabricated on sapphire with a GaN buffer layer //Superconductor Science and Technology. $-2019. - T. 32. - N_{\odot}. 7. - C. 075003.$

268. Porokhov N.V. et al. Investigation of the superconducting properties of NbN films deposited by DC magnetron sputtering on a high-k dielectric HfO_2 buffer layer //Superconductor Science and Technology. – 2021. – T. 34. – No. 11. – C. 115016.

269. Zhang W. et al. Superconducting hot-electron bolometer mixers and their applications //Superconductivity. – 2022. – T. 2. – C. 100009.

270. AK-17 Kardakova A.I. et al. Electron-phonon energy relaxation time in thin strongly disordered titanium nitride films //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2014. - T. 25. - N_{\odot} . 3. - C. 1-4.$

271. Miao W. et al. Demonstration of a fully integrated superconducting receiver with a 2.7 THz quantum cascade laser //Optics Express. $-2015. - T. 23. - N_{\odot}. 4. - C.$ 4453–4458.

272. Miao W. et al. An Ultra-High-Sensitivity Superconducting Hot-Electron-Bolometer Heterodyne Receiver at 2.5 THz With an Integrated Low-Power-Consumption Quantum Cascade Laser //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2018. - T. 8. - N_{\odot}. 6. - C. 581-587.$

273. Shi S.C. et al. Terahertz and far-infrared windows opened at Dome A in Antarctica //Nature Astronomy. $-2016. - T. 1. - N_{\odot}. 1. - C. 0001.$

274. Irimajiri Y., Morohashi I., Kawakami A. Multifrequency heterodyne detection of molecules using a hot electron bolometer mixer pumped by two phase-locked THz-quantum cascade lasers //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2020. - T. 10. - N_{\odot}. 5. - C. 474-479.$

275. Zhou K. et al. A Dual-Band Receiver Based on a Single Superconducting Hot Electron Bolometer Mixer for DATE5 Telescope //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. -2021. - T. 12. - N. 1. - C. 30-35.

276. Medvedeva N.I. et al. Electronic structure of superconducting MgB2 and related binary and ternary borides //Physical Review B. $-2001. - T. 64. - N_{\odot}. 2. - C.$ 020502.

277. Cunnane D. et al. Optimization of parameters of MgB2 hot-electron bolometers //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2017. - T. 27. - N_{\odot}$. 4. - C. 1-5.

278. Curwen C.A. et al. THz heterodyne system using novel mixer and local oscillator devices //2022 47th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. -2022. -C. 1-2.

279. Yang W. et al. Epitaxial Ultrathin MgB2 Films on C-Terminated 6H-SiC(0001) Substrates Grown by HPCVD //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2023. - T. 33. - N_{\odot}. 5. - C. 1-4.$

280. Novoselov E., Zhang N., Cherednichenko S. Study of MgB2 ultrathin films in submicron size bridges //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2016. - T. 27. - N_{\odot}. 4. - C. 1-5.$

281. Novoselov E., Cherednichenko S. Low noise terahertz MgB2 hot-electron bolometer mixers with an 11 GHz bandwidth //Applied Physics Letters. -2017. - T. 110. $- N_{\odot}$. 3. - C. 032601.

282. Acharya N., Novoselov E., Cherednichenko S. Analysis of the broad IFband performance of MgB2 HEB mixers //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2019. - T. 9. - N_{\odot}. 6. - C. 565-571.$

283. Gan Y. et al. Low noise MgB2 hot electron bolometer mixer operated at 5.3 THz and at 20 K //Applied Physics Letters. – 2021. – T. 119. – №. 20. – C. 202601.

284. Gan Y. et al. Heterodyne performance and characteristics of terahertz MgB2 hot electron bolometers //Journal of Applied Physics. $-2023. - T. 133. - N_{\odot}. 7. - C.$ 202601.

285. Risacher C. et al. First supra-THz heterodyne array receivers for astronomy with the SOFIA observatory //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2015. - T. 6. - N_{\odot} 2. - C. 199-211.$

286. Risacher C. et al. The upGREAT 1.9 THz multi-pixel high resolution spectrometer for the SOFIA Observatory //Astronomy & Astrophysics. – 2016. – T. 595. – C. A34.

287. Risacher C. et al. The upGREAT dual frequency heterodyne arrays for SOFIA //Journal of Astronomical Instrumentation. $-2018. - T. 7. - N_{\odot}. 04. - C.$ 1840014.

288. Trifonov A. et al. Development of a Silicon Membrane-Based Multipixel Hot Electron Bolometer Receiver //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2017. - T. 27. - N_{\odot}. 4. - C. 1-5.$

289. Rogalski A., Kopytko M., Martyniuk P. Two-dimensional infrared and terahertz detectors: Outlook and status //Applied Physics Reviews. $-2019. - T. 6. - N_{\odot} 2. - C. 021316.$

290. Gabor N.M. et al. Hot carrier–assisted intrinsic photoresponse in graphene // Science. $-2011. - T. 334. - N_{\odot}. 6056. - C. 648-652.$

291. Koppens F.H.L. et al. Photodetectors based on graphene, other twodimensional materials and hybrid systems //Nature nanotechnology. -2014. - T. $9. - N_{\rm e}. 10. - C. 780-793.$

292. Vicarelli L. et al. Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors //Nature materials. -2012. -T. 11. $-N_{2}$. 10. -C. 865-871.

293. Spirito D. et al. High performance bilayer-graphene terahertz detectors // Applied Physics Letters. $-2014. - T. 104. - N_{\odot}. 6. - C. 061111.$

294. Zak A. et al. Antenna-integrated 0.6 THz FET direct detectors based on CVD graphene //Nano letters. $-2014. - T. 14. - N_{\odot}$. 10. -C. 5834-5838.

295. Generalov A.A. et al. A 400-GHz graphene FET detector //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2017. – T. 7. – №. 5. – C. 614–616.

296. Qin H. et al. Room-temperature, low-impedance and high-sensitivity terahertz direct detector based on bilayer graphene field-effect transistor //Carbon. – 2017. - T. 116. - C. 760-765.

297. Bandurin D.A. et al. Resonant terahertz detection using graphene plasmons //Nature communications. $-2018. - T. 9. - N_{\odot}. 1. - C. 5392.$

298. Cai X. et al. Sensitive room-temperature terahertz detection via the photothermoelectric effect in graphene //Nature nanotechnology. $-2014. - T. 9. - N_{\odot}. 10. - C. 814-819.$

299. Tong J. et al. Antenna enhanced graphene THz emitter and detector //Nano Letters. $-2015. - T. 15. - N_{\odot}. 8. - C. 5295-5301.$

300. Castilla S. et al. Fast and sensitive terahertz detection using an antennaintegrated graphene pn junction //Nano letters. $-2019. - T. 19. - N_{\odot}. 5. - C.$ 2765–2773.

301. Tong J. et al. Asymmetric two-terminal graphene detector for broadband radiofrequency heterodyne-and self-mixing //Nano letters. $-2018. - T. 18. - N_{\odot}. 6. - C. 3516-3522.$

302. Bandurin D.A. et al. Dual origin of room temperature sub-terahertz photoresponse in graphene field effect transistors //Applied Physics Letters. -2018. -T. 112. $-N_{2}$. 14. -C. 141101.

303. Gayduchenko I.A. et al. Manifestation of plasmonic response in the detection of sub-terahertz radiation by graphene-based devices //Nanotechnology. -2018. - T. 29. $- N_{\odot}$. 24. - C. 245204.

304. Vasilyev Y.B. et al. High-frequency rectification in graphene lateral p-n junctions //Applied Physics Letters. $-2018. - T. 112. - N_{\odot}. 4. - C. 041111.$

305. El Fatimy A. et al. Epitaxial graphene quantum dots for high-performance terahertz bolometers //Nature nanotechnology. $-2016. - T. 11. - N_{\odot}. 4. - C. 335-338.$

306. Olbrich P. et al. Terahertz ratchet effects in graphene with a lateral superlattice //Physical Review B. -2016. -T. 93. $-N_{\odot}$. 7. -C. 075422.

307. Auton G. et al. Terahertz detection and imaging using graphene ballistic rectifiers //Nano letters. $-2017. - T. 17. - N_{\odot}. 11. - C. 7015-7020.$

308. Dyakonov M., Shur M. Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid //IEEE transactions on electron devices. $-1996. - T. 43. - N_{\odot}. 3. - C. 380-387.$

309. Gayduchenko I. et al. Tunnel field-effect transistors for sensitive terahertz detection //Nature communications. $-2021. - T. 12. - N_{\odot}. 1. - C. 543.$

310. Mylnikov D.A. et al. Terahertz photoconductivity in bilayer graphene transistors: evidence for tunneling at gate-induced junctions //Nano Letters. -2022. -T. 23. -N 1. -C. 220–226.

311. Titova E. et al. Ultralow-noise Terahertz Detection by p-n Junctions in Gapped Bilayer Graphene //ACS nano. – 2023. – T. 17. – №. 9. – C. 8223–8232.

312. Nair R.R. et al. Fine structure constant defines visual transparency of graphene //science. $-2008. - T. 320. - N_{\odot}. 5881. - C. 1308-1308.$

313. Dawlaty J.M. et al. Measurement of the optical absorption spectra of epitaxial graphene from terahertz to visible //Applied Physics Letters. -2008. - T.93. $- N_{\odot}$. 13. - C. 131905.

314. Graham M.W. et al. Photocurrent measurements of supercollision cooling in graphene //Nature Physics. – 2013. – T. 9. – №. 2. – C. 103–108.

315. Tielrooij K.J. et al. Generation of photovoltage in graphene on a femtosecond timescale through efficient carrier heating //Nature nanotechnology. $-2015. - T. 10. - N_{2}. 5. - C. 437-443.$

316. Bistritzer R., MacDonald A.H. Electronic cooling in graphene //Physical Review Letters. – 2009. – T. 102. – №. 20. – C. 206410.

317. Song J.C. W., Reizer M.Y., Levitov L.S. Disorder-assisted electron-phonon scattering and cooling pathways in graphene //Physical review letters. -2012. - T.109. $- N_{2}. 10. - C. 106602.$

318. Aamir M.A. et al. Ultra-fast calorimetric measurements of the electronic heat capacity of graphene //arXiv preprint arXiv:2007.14280. – 2020.

319. Ma Q. et al. Competing channels for hot-electron cooling in graphene // Physical review letters. $-2014. - T. 112. - N_{\odot}. 24. - C. 247401.$

320. Tielrooij K.J. et al. Out-of-plane heat transfer in van der Waals stacks through electron-hyperbolic phonon coupling //Nature nanotechnology. -2018. - T.13. $- N_{\odot}$. 1. - C. 41–46.

321. Viti L. et al. Thermoelectric graphene photodetectors with sub-nanosecond response times at terahertz frequencies //Nanophotonics. -2020. - T. 10. - No. 1. - C. 89-98.

322. Asgari M. et al. Terahertz photodetection in scalable single-layer-graphene and hexagonal boron nitride heterostructures //Applied Physics Letters. -2022. - T.121. $-N_{\odot}$. 3. -C. 031103. 323. Asgari M. et al. Chip-scalable, room-temperature, zero-bias, graphene-based terahertz detectors with nanosecond response time //Acs Nano. -2021. - T.15. $- N_{\odot}$. 11. - C. 17966-17976.

324. Viti L. et al. HBN-encapsulated, graphene-based, room-temperature terahertz receivers, with high speed and low noise //Nano Letters. $-2020. - T. 20. - N_{\odot} \cdot 5. - C. 3169-3177.$

325. Han Q. et al. Highly sensitive hot electron bolometer based on disordered graphene //Scientific reports. $-2013. - T. 3. - N_{\odot}. 1. - C. 3533.$

326. Yan J. et al. Dual-gated bilayer graphene hot-electron bolometer //Nature nanotechnology. $-2012. - T. 7. - N_{\odot}. 7. - C. 472-478.$

327. Fong K.C., Schwab K. C. Ultrasensitive and wide-bandwidth thermal measurements of graphene at low temperatures //Physical Review X. -2012. - T.2. $-N_{\odot}$. 3. -C. 031006.

328. Efetov D.K. et al. Fast thermal relaxation in cavity-coupled graphene bolometers with a Johnson noise read-out //Nature nanotechnology. $-2018. - T. 13. - N_{2}. 9. - C. 797-801.$

329. McKitterick C.B., Prober D.E., Karasik B.S. Performance of graphene thermal photon detectors //Journal of Applied Physics. $-2013. - T. 113. - N_{\odot}. 4. - C.$ 044512.

330. Miao W. et al. Demonstration of a high-sensitivity and wide-dynamicrange terahertz graphene hot-electron bolometer with Johnson noise thermometry // Applied Physics Letters. $-2021. - T. 118. - N_{2}. 1. - C. 013104.$

331. Kardakova A. et al. Relaxation of the resistive superconducting state in boron-doped diamond films //Physical Review B. $-2016. - T. 93. - N_{\odot}. 6. - C.$ 064506.

332. Leduc H.G. et al. Titanium nitride films for ultrasensitive microresonator detectors //Applied Physics Letters. – 2010. – T. 97. – №. 10. – C. 102509.

333. Williams O.A. et al. Growth, electronic properties and applications of nanodiamond //Diamond and Related Materials. $-2008. - T. 17. - N_{\odot}. 7-10. - C.$ 1080–1088.

334. Klemencic G.M. et al. Fluctuation spectroscopy as a probe of granular superconducting diamond films //Physical Review Materials. $-2017. - T. 1. - N_{\odot}. 4. - C. 044801.$

335. Titova N. et al. Slow Electron–Phonon Cooling in Superconducting Diamond Films //IEEE Transactions on Applied Superconductivity. $-2016. - T. 27. - N_{\odot}. 4. - C. 1-4.$

336. Corsi C., Sizov F. (ed.). THz and security applications: detectors, sources and associated electronics for THz applications. – Springer, 2014.

337. Baksheeva K. et al. Study of human skin radiation in the terahertz frequency range //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2019. – T. 1410. – N_{2} . 1. – C. 012076.

338. Кинев Н.В. и др. Сверхпроводниковый интегральный приемник со смесителем на эффекте электронного разогрева //Радиотехника. – 2012. – №. 12. – С. 25–31.

339. Koshelets V.P. et al. Linewidth of frequency locked flux flow oscillators for sub-mm wave receivers //IEEE transactions on applied superconductivity. $-1997. - T. 7. - N_{\odot}. 2. - C. 2905-2908.$

340. Ozhegov R.V. et al. The stability of a terahertz receiver based on a superconducting integrated receiver //Superconductor Science and Technology. $-2010. - T. 24. - N_{\odot}. 3. - C. 035003.$

341. Koshelets V.P., Shitov S.V. Integrated superconducting receivers // Superconductor Science and Technology. – 2000. – T. 13. – №. 5. – C. R53–R69.

342. De Lange G. et al. Development and characterization of the superconducting integrated receiver channel of the TELIS atmospheric sounder //Superconductor Science and Technology. $-2010. - T. 23. - N_{\odot}. 4. - C. 045016.$

343. Koshelets V.P. et al. Superconducting integrated terahertz spectrometers // IEEE transactions on terahertz science and technology. $-2015. - T. 5. - N_{\odot}. 4. - C.$ 687–694.

344. Feldman Y. et al. Human skin as arrays of helical antennas in the millimeter and submillimeter wave range //Physical review letters. $-2008. - T. 100. - N_{\odot}. 12. - C. 128102.$

345. Lademann J. et al. Application of optical non \Box invasive methods in skin physiology: a comparison of laser scanning microscopy and optical coherent tomography with histological analysis //Skin Research and Technology. – 2007. – T. 13. – No. 2. – C. 119–132.

346. Feldman Y. et al. The electromagnetic response of human skin in the millimetre and submillimetre wave range //Physics in Medicine & Biology. -2009. $-T. 54. - N_{2}. 11. - C. 3341$.

347. Safrai E. et al. The remote sensing of mental stress from the electromagnetic reflection coefficient of human skin in the sub \Box THz range //Bioelectromagnetics. – 2012. – T. 33. – No. 5. – C. 375–382.

348. Betzalel N., Feldman Y., Ishai P. B. The modeling of the absorbance of sub-THz radiation by human skin //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2017. -T. 7. -N_{\odot}. 5. -C. 521-528.$

349. Knuttel A., Bonev S., Knaak W. New method for evaluation of in vivo scattering and refractive index properties obtained with optical coherence tomography //Journal of biomedical optics. $-2004. - T. 9. - N_{2}. 2. - C. 265-273.$

350. Tripathi S.R. et al. Morphology of human sweat ducts observed by optical coherence tomography and their frequency of resonance in the terahertz frequency region //Scientific reports. $-2015. - T. 5. - N_{\odot}. 1. - C. 9071.$

351. Hayut I. et al. Circular polarization induced by the three-dimensional chiral structure of human sweat ducts //Physical Review E. -2014. - T. 89. - No. 4. - C. 042715.

352. Tassinary L.G., Cacioppo J.T., Vanman E.J. The skeletomotor system: Surface electromyography. – 2007.

353. Zhai J., Barreto A. Stress detection in computer users through non-invasive monitoring of physiological signals //Biomedical Sciences Instrumentation. -2006. -T. 42. -C. 495–500.

354. Rybicki G.B., Lightman A.P. Radiative processes in astrophysics. – John Wiley & Sons. – 1991.

355. Baksheeva K.A. et al. The sub-THz emission of the human body under physiological stress //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. $-2021. - T. 11. - N_{\odot}. 4. - C. 381-388.$

356. de Cheveigné A., Arzounian D. Robust detrending, rereferencing, outlier detection, and inpainting for multichannel data //NeuroImage. -2018. - T. 172. - C. 903–912.

357. Myers J.L., Well A.D., Lorch Jr R.F. Research design and statistical analysis. – Routledge. – 2013.

358. Le Fevre M., Matheny J., Kolt G.S. Eustress, distress, and interpretation in occupational stress //Journal of managerial psychology. $-2003. - T. 18. - N_{2}. 7. - C.$ 726–744.

359. Lefèvre J. Teleonomical optimization of a fractal model of the pulmonary arterial bed //Journal of theoretical biology. – 1983. – T. 102. – №. 2. – C. 225–248.

360. Leijon-Sundqvist K. et al. Hand skin temperature—Are there warm and cold rewarming patterns after cold stress test //Thermol. Int. $-2016. - T. 26. - N_{\odot}. 3. - C. 81-87.$

361. McGowan J., Gardner D., Fletcher R. Positive and negative affective outcomes of occupational stress //New Zealand Journal of Psychology. -2006. - T.35. $- N_{\odot}$. 2. - C. 92.

«ТЕРАГЕРЦОВАЯ ФОТОНИКА»

КОЛЛЕКТИВНАЯ МОНОГРАФИЯ

Формат 70х100 1/16 Гарнитура Times Усл.-п. л. 57,85. Уч.-изд. л. 50,49 Тираж 300 экз.

Издатель – Российская академия наук

Публикуется в авторской редакции

Верстка – УНИД РАН

Издается по решению Научно-издательского совета Российской академии наук (НИСО РАН) от 31.03.2023 г. и распространяется бесплатно