МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

На правах рукописи

Андреева Вера Александровна

Генерация терагерцового излучения при филаментации фемтосекундного лазерного импульса в газах

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель д.ф.-м.н., профессор О.Г. Косарева

ГЛАВА 1. СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ЯВЛЕНИЯ 14 ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ГАЗАХ

- §1. Генерация терагерцового излучения при филаментации 14 излучения на основной частоте титан-сапфирового лазера
- §2. Влияние внешнего электростатического поля на энергию и 19 направленность терагерцового излучения при филаментации лазерного излучения
- §3. Характеристики ТГц излучения при коллинеарном 21 распространении импульсов основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера в филаменте
- §4. Генерация терагерцового излучения при смешении 26 нескольких частот, а также при фокусировке оптических импульсов длительностью один период колебаний поля
- §5. Теоретические подходы к описанию терагерцового 28 излучения филамента

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ 34 ГЕНЕРАЦИИ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ГАЗАХ

§1.	Математическая формулировка задачи	34
§2.	Метод численного решения	39
§3.	Обработка результатов численного эксперимента	42
§4.	Модель суперпозиции локальных плазменных источников	43

ГЛАВА 3. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО 47 ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЕ ТИТАН-САПФИРОВОГО ЛАЗЕРА

- §1. Угловое распределение терагерцового излучения одиночного 47 филамента
- §2. Управление диаграммой направленности терагерцового 49 излучения при использовании сфазированного массива филаментов в качестве источника
- §3. Диаграмма направленности терагерцового излучения при 53 плотной фокусировке оптического импульса

ГЛАВА 4. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ 56 СВОЙСТВА ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КОЛЛИНЕАРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИМПУЛЬСОВ ОСНОВНОЙ И ВТОРОЙ ГАРМОНИК ТИТАН-САПФИРОВОГО ЛАЗЕРА В ФИЛАМЕНТЕ

- §1. Изменение спектрального распределения терагерцового 56 излучения при коллинеарном распространении импульсов основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера в филаменте
- §2. Формирование кольцевого пространственного 63 распределения терагерцового излучения при коллинеарном распространении импульсов основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера в филаменте
- §3. Механизмы генерации терагерцового излучения и их 68 влияние на спектральные и пространственные свойства терагерцового сигнала

ГЛАВА 5. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ 75 КОЛЛИНЕАРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ФИЛАМЕНТЕ ИМПУЛЬСОВ ОСНОВНОЙ И ВТОРОЙ ГАРМОНИК (800 + 400 НМ) С ИНИНТИРОВАННОЙ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ВЫВОДЫ 85

ЛИТЕРАТУРА

БЛАГОДАРНОСТИ

88

87

введение

Терагерцовым называют излучение частотного диапазона 0.1 – 10 ТГц (1 ТГц = 10^{12} Гц), располагающееся между микроволновым и инфракрасным излучением на шкале частот (рис. 1.1). К терагерцовому также часто относят излучение дальнего ИК диапазона с частотой вплоть до 100 ТГц.



Рис. 1.1 ТГц излучение на шкале частот и длин волн электромагнитного излучения (адаптация и перевод с веб-сайта http://www.dekhnews.com/terahertz-radiation-could-speed-up-computer-memory/)

ТГц излучение вызывает большой интерес, поскольку является удобным инструментом для различных приложений [1 – 3]. Излучение ТГц диапазона может проникать сквозь ткани и пластик, не повреждая при этом материал в отличие от рентгеновского излучения [4], так как обладает низкой энергией фотона (1 ТГц соответствует приблизительно 4.1 мэВ). Кроме того, многие вещества имеют вращательный и колебательные спектры поглощения на ТГц частотах, своего рода спектральные "отпечатки пальцев". Это свойство используется в ТГц спектроскопии временного разрешения для идентификации химических веществ [3, 5]. Для приложений, связанных с безопасностью, разрабатываются системы обнаружения, позволяющие получать изображения и идентифицировать содержимое почтовых ящиков и конвертов, не вскрывая их [6,7]. Кроме того, с помощью ТГц спектроскопии и исследования нелинейного взаимодействия высокоинтенсивного ТГц излучения с веществом можно уникальную информацию о свойствах получить этих веществ, например, 0 [8 - 12].диэлектрической проницаемости В последние генерация годы высокоинтенсивного ТГц излучения представляет значительный интерес как для фундаментальных исследований, так и для прикладных целей [13-17]. Поскольку ТГц излучение обладает более высокой частотой, чем микроволновое, оно может быть использовано для высокоскоростной передачи информации [18]. На сегодняшний день

ТГц технологии также активно применяются в медицинских исследованиях [19], информационных технологиях [20] и других приложениях.

ТГц излучение обладает слишком высокой частотой, чтобы генерировать его с помощью твердотельных устройств. С другой стороны – его длина волны слишком велика для эффективной генерации тепловыми устройствами. Из-за этого не так давно ТГц частотный диапазон окрестили "ТГц провалом" [21, 22]. За последние десятилетия этот «провал» в значительной мере закрылся: прогресс в оптических технологиях позволил закрыть ТГц область с высокочастотной стороны, а развитие электроники – с низкочастотной. За последние 20 лет было развито два подхода к практической генерации ТГц волн: преобразование электромагнитного излучения с повышением частоты и преобразование с понижением частоты. Сейчас ТГц технологии являются активно изучаемой и развивающейся областью знаний.

Можно выделить три основных метода генерации ТГц излучения: помощью устройств твердотельной электроники [23], квантово-каскадных лазеров [24, 25] и оптические методы [26]. В квантово-каскадных лазерах удалось получить ТГц излучение с узким спектральным пиком в диапазоне 0.84 – 5 ТГц с мощностью до 250 мВт [25].С помощью приборов твердотельной электроники можно генерировать ТГц излучение с частотой около 1 ТГц и мощностью до 10.9 мкВт [23]. Оптические методы генерации ТГц излучения можно разделить на две категории: генерация ТГц излучения в нелинейных средах (оптическое выпрямление [27], генерация разностной частоты [28]) и при ускорении электронов (фотопроводящие антенны [29], газовая плазма или плазменный канал филамента [30]).

Определение механизмов генерации и управление пространственно-временными свойствами терагерцового сигнала при взаимодействии мощных лазерных импульсов с газами представляет большой интерес для фундаментальных и прикладных аспектов современной нелинейной оптики. В самом деле, в газовой среде отсутствует ограничение сверху на энергию импульса накачки, связанное с оптическим пробоем и разрушением материала. Следовательно, энергия выходного терагерцового сигнала определяется эффективностью нелинейного преобразования и может быть существенно увеличена путем ее оптимизации. Наибольший интерес представляет возможность формирования интенсивного терагерцового сигнала с широким спектром и узкой диаграммой направленности в заданной удаленной точке пространства. Нелинейные процессы взаимодействия мощного лазерного излучения со средой при фемтосекундной филаментации приводят к генерации терагерцового излучения, однако вопрос о вкладах различных нелинейных механизмов и их влиянии на свойства терагерцового сигнала филамента не был решен на момент начала работы над диссертацией.

Пионерские эксперименты по генерации терагерцового излучения из плазмы оптического пробоя были опубликованы в 1993–1994 годах в работах Hamster и Falcone, а с 2000 года в режиме филаментации в воздухе (Roskos, Cook, Mysyrowicz). Автор диссертации опубликовала первую теоретическую работу по исследованию механизмов генерации терагерцового излучения в филаменте в 2011 году и затем работала в сотрудничестве с экспериментальными группами проф. А.П. Шкуринова (МГУ имени М.В. Ломоносова) и S.L. Chin (Université Laval, Квебек, Канада). Таким образом, теоретические исследования автора актуальны, соответствуют новейшим мировым достижениям, позволяют анализировать и планировать эксперименты по генерации терагерцового излучения в газах атмосферной плотности.

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Цель исследования состоит в теоретическом анализе и численном моделировании генерации терагерцового излучения, его пространственно-временных характеристик, частотного спектра и поляризации при фемтосекундной филаментации в газах. Поставлены и решены следующие конкретные задачи:

1. Создание векторной модели для светового поля, позволяющей описывать коллинеарное распространение фемтосекундных импульсов в газах на нескольких центральных длинах волн, обогащение спектра входного излучения частотами от третьей гармоники до терагерцевого диапазона вследствие керровской и плазменной нелинейностей, уширение углового спектра на десятки градусов, вращение эллипса поляризации оптического и терагерцового излучения.

2. Исследование механизмов формирования широкополосного терагерцового сигнала в двуцветном фемтосекундном филаменте в условиях вырожденного четырехволнового смешения, определение влияния керровской и плазменной нелинейностей на спектр терагерцового излучения филамента.

3. Исследование природы формирования углового распределения терагерцового излучения при филаментации мощного фемтосекундного лазерного импульса ближнего инфракрасного диапазона в газах и получение узконаправленного терагерцового сигнала.

4. Исследование процесса вращения поляризации терагерцового сигнала и его эллиптизации при изменении угла между начальными направлениями векторов поля

7

линейно поляризованного излучения накачки и второй гармоники при двуцветной филаментации.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ

1. Впервые выполнено самосогласованное численное исследование генерации и распространения терагерцового излучения при фемтосекундной филаментации в газах.

2. Установлено, что вклад керровской нелинейности в генерацию терагерцового излучения при распространении двухчастотного лазерного импульса в газе доминирует до образования филамента, на стадии, когда плотность лазерной плазмы пренебрежимо мала. Вклад плазменной нелинейности на два порядка превышает вклад керровской нелинейности в развитом филаменте.

3. В численном эксперименте продемонстрировано, что слабый терагерцовый сигнал, обусловленный керровской нелинейностью, распространяется в том же направлении, что и лазерное излучение. Терагерцовое излучение, генерирующееся за счет плазменной нелинейности, распространяется в кольцо, угол раствора которого определяется частотой терагерцового излучения и геометрией распространения лазерного излучения.

4. Впервые численно получена и теоретически описана эллиптизация и динамика вращения поляризации терагерцового излучения филамента, генерирующегося при распространении в газах двуцветного линейно поляризованного лазерного излучения с заданной поляризацией его частотных компонент.

5. Новой является физическая интерпретация формирования углового распределения терагерцового излучения одночастотного филамента, согласно которой оно образуется в результате интерференции излучений квадрупольных локальных источников терагерцового сигнала.

6. Предложен новый метод генерации терагерцового излучения с узкой диаграммой направленности при филаментации в газах.

7. Впервые численно получен терагерцовый сигнал филамента, распространяющийся в направлении, противоположном направлению распространения лазерного излучения.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ РАБОТЫ

Полученные результаты и установленные закономерности могут быть использованы для:

1. Управления параметрами терагерцового излучения, генерируемого при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в газах для оптимизации частотно-углового состава терагерцевого излучения, необходимого для спектроскопических исследований в терагерцовом диапазоне частот.

8

2. Удаленной генерации и управления широкополосным терагерцовым излучением для зондирования и экологического мониторинга окружающей среды.

3. Развития физических представлений о генерации и распространении терагерцового сигнала при нелинейной филаментации фемтосекундного излучения в газах, излагаемых в учебных курсах.

АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ

Основные результаты работы опубликованы в 16 печатных работах, из них 8 статей в изданиях из списка ВАК России («Physical Review Letters», «Письма в ЖЭТФ», «Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves», «Optics Express», «Laser Physics Letters», «Optics Letters», «Proceedings of SPIE») и 8 тезисов докладов.

Результаты докладывались автором на следующих конференциях: XVII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов» (Москва, Россия, 2010); Международная конференция IONS-8 (Москва, Россия, 2010); Международная конференция «Фундаментальные Проблемы Оптики» (Санкт-Петербург, Россия, 2010); Научно-практическая конференция "Фундаментальные и прикладные аспекты инновационных проектов и их защита в едином экономическом пространстве" (Москва, Россия, 2011); The 2nd International Conference "Terahertz and Microwave radiation: Generation, Detection and Applications" (TERA 2012) (Москва, Россия, 2012); SPIE Optics and Photonics (San Diego, USA, 2012); Международная конференция «Фундаментальные Проблемы Оптики» (Санкт-Петербург, Россия, 2012); Международная конференция "ICONO/LAT-2013" (Москва, Россия, 2013); 16th International Conference «Laser Optics 2014» (Санкт-Петербург, Россия, 2014); 23rd International Laser Physics Workshop (Sofia, Bulgaria, 2014); Международная конференция «Workshop on terahertz» (Санкт-Петербург, Россия, 2015); 24th International Laser Physics Workshop (Shanghai, China, 2015); Международная конференция "SPIE Security&Defence" (Toulouse, France, 2015); 9th International conference for young scientists «Optics-2015» (Saint-Petersburg, Russia, 2015); 6-ая Всероссийская конференция молодых ученых «Фундаментальные и инновационные проблемы современной физики» (Москва, Россия, 2015); International Conference "CLEO: Applications and Technology" (San Jose, USA, 2016); 25th International Laser Physics Workshop (Erevan, Armenia, 2016); The 17th International Conference «Laser Optics 2016» (St. Petersburg, Russia, 2016); International Conference IONS Tucson 2016 (Tucson, USA, 2016); International Conference "Frontiers in Optics" (Rochester, USA, 2016); a также на семинарах кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета и МЛЦ МГУ им. М.В. Ломоносова и отдела колебаний Института Общей Физики АН (ИОФ РАН).

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА

Автор диссертации разработала комплекс программ и алгоритмов и провела численное моделирование и анализ процесса генерации и распространения терагерцового излучения при филаментации мощного фемтосекундного излучения в газах. Использованные в диссертации результаты численного моделирования получены автором лично или при её определяющем участии.

Экспериментальные данные, с которыми проведено сравнение результатов численного моделирования, были получены под руководством профессора А.П. Шкуринова сотрудниками лаборатории терагерцовой оптоэлектроники и спектроскопии физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами.

ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

- Трехмерная векторная модель трансформации светового поля при распространении фемтосекундного излучения в газах атмосферной плотности в условиях керровской нелинейности и фототока самонаведенной лазерной плазмы воспроизводит обогащение спектра излучения компонентами от пятой гармоники до терагерцового диапазона (0.05 ТГц), уширение углового спектра на десятки градусов, вращение эллипса поляризации оптического и терагерцового излучения.
- 2. При генерации широкополосного терагерцового излучения в условиях формирования двуцветного филамента вклад керровской нелинейности определяет генерацию преимущественно высокочастотных спектральных компонент в диапазоне до 100 ТГц, имеющих в дальней зоне максимум на оси пучка.
- 3. В двуцветном филаменте кольцевая пространственная структура терагерцового излучения в дальней зоне и смещение максимума спектра ТГц излучения в низкочастотную область (≤1 ТГц) обусловлены фототоком самонаведенной лазерной плазмы, вклад которого в спектральную интенсивность терагерцового излучения на два порядка превышает вклад керровской нелинейности.
- 4. Поляризация электрического поля терагерцового излучения двуцветного филамента определяется фототоком свободных электронов, линейна и параллельна вектору поляризации электрического поля накачки в диапазоне изменений угла между начальными направлениями векторов полей накачки и второй гармоники от 0° до 80°. При увеличении этого угла до 85° терагерцовое излучение становится эллиптическим, и эллипс поляризации вращается, следуя за поляризацией второй гармоники.
- 5. Угловая ширина диаграммы направленности терагерцевого излучения уменьшается до 5° с увеличением до 16-ти числа параллельных плазменных каналов, образующих в поперечном сечении двумерный массив равноудаленных друг от друга квадрупольных источников терагерцевого сигнала. При сантимеровой длине каналов оптимальное расстояние между каналами составляет величину, равную длине волны терагерцевого излучения.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

В журналах:

1. 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, and S.L. Chin "Ultrabroad terahertz spectrum generation from an air-based filament plasma", Physical Review Letters 116, 063902 (2016).

2. A. Couairon, O. G. Kosareva, N. A. Panov, D. E. Shipilo, V. A. Andreeva, V. Jukna, and F. Nesa "Propagation equation for tight-focusing by a parabolic mirror" Opt. Express 23, 31240–31252 (2015)

3. N. Panov, V. Andreeva, O. Kosareva, A. Shkurinov, V.A. Makarov, L. Berge and S. L. Chin «Directionality of terahertz radiation emitted from an array of femtosecond filaments in gases», Laser Physics Letters 11, 125401 (2014)

4. V. Borodin, N. A. Panov, O. G. Kosareva, V. A. Andreeva, M. N. Esaulkov, V. A. Makarov, A. P. Shkurinov, S. L. Chin, and X.-C. Zhang, "Transformation of terahertz spectra emitted from dual-frequency femtosecond pulse interaction in gases," Opt. Lett. 38, 1906-1908 (2013)

5. Kosareva O.G., Panov N.A., Volkov R.V., Andreeva V.A., Borodin A.V., Esaulkov M.N., Chen Y., Marceau C., Makarov V.A., Shkurinov A.P., Savel'ev A.B., Chin S.L. "Analysis of Dual Frequency Interaction in the Filament with the Purpose of Efficiency Control of THz Pulse Generation", Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves 32, 1557-1567 (2011)

6. Панов Н.А., Косарева О.Г., Андреева В.А., Савельев А.Б., Урюпина Д.С., Волков Р.В., Макаров В.А., Шкуринов А.П. «Угловое распределение ТГц излучения плазменного канала фемтосекундного филамента», Письма в ЖЭТФ 93, 715-718 (2011)

В сборниках:

 V. A. Andreeva, T. Wang, N. A. Panov, D. E. Shipilo, M. N. Esaulkov, A. P. Shkurinov,
 V. A. Makarov, R. Li, O. G. Kosareva, and S. L. Chin, "Enhancement in Energy of THz Emission From Gas Plasma Induced By Two-Color Chirped Laser Pulses," in Frontiers in Optics 2016, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2016), paper JTh2A.96.

8. V. A. Andreeva, M. Esaulkov, N. Panov, P. Solyankin, V. Makarov, D. Shipilo, A. Shkurinov, O. Kosareva, and S. L. Chin, "Polarization Of THz Emission From Gas Plasma Induced By Two-Color Arbitrarily Polarized Laser Pulses," in Conference on Lasers and Electro-Optics, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2016), paper JW2A.47.

9. V. A. Andreeva et al., "Polarization Of THz radiation generated during two-color filamentation of arbitrarily polarized laser pulses," 2016 International Conference Laser Optics (LO), St. Petersburg, 2016, pp. R8-17-R8-17.

10. V. A. Andreeva et al., "Filamentation of four beams under focusing in air," 2016 International Conference Laser Optics (LO), St. Petersburg, 2016, pp. R5-13-R5-13.

11. Vera A. Andreeva, Nikolay A. Panov, Mikhail N. Esaulkov, Olga G. Kosareva, Petr M. Solyankin, Daniil E. Shipilo, Alexander V. Borodin, Vladimir A. Makarov, Alexander P. Shkurinov, "Spatio-spectral characteristics of THz radiation from two-color femtosecond filament" Proc. SPIE 9651, Millimetre Wave and Terahertz Sensors and Technology VIII, 96510K (October 21, 2015); doi:10.1117/12.2196801.

12. V. A. Andreeva et al., "Spectrum and polarization of THz radiation from two-color femtosecond laser breakdown: Theory and experiment," 2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), Hong Kong, 2015, pp. 1-2.

13. O. G. Kosareva, V. A. Andreeva, N. A. Panov, D. E. Shipilo, A. B. Savel'ev, A. P. Shkurinov, V. A. Makarov, L. Bergé, and S. L. Chin, "Long-Wavelength Radiation from Femtosecond Filaments in Gases," in 2015 European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, (Optical Society of America, 2015), paper EI_2_6.

14. V.A. Andreeva, N.A. Panov, O.G. Kosareva, S.L. Chin, "Single-cycle pulse generation in the course of four-wave mixing in the filament" Proc. SPIE 8512, Infrared Sensors, Devices, and Applications II, 85120Z (October 15, 2012); doi:10.1117/12.929277.

15. V.A. Andreeva et al., "Transformation of THz spectra emitted from dual-frequency femtosecond pulse interaction in gases," Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2012 37th International Conference on, Wollongong, NSW, 2012, pp. 1-2.

16. V.A. Andreeva and N. A. Panov, "Angular distribution of terahertz radiation from a plasma channel of femtosecond filament," in IONS 8, (Optical Society of America, 2010), paper ILNO1.

ГЛАВА 1. СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ЯВЛЕНИЯ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ГАЗАХ

Явление филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения, активно исследуемое с 90-х годов 20-ого века [31], представляет значительный интерес и в настоящее время [32 – 36]. Оно состоит в локализации энергии лазерного излучения, сохраняющейся на значительном расстоянии, в виде тонкой нити филамента. Филамент является тонким и протяженным: длина области, где интенсивность достаточна для ионизации среды много больше его дифракционной длины. В газах с давлением около 1 атм. длина филамента может достигать нескольких метров и более, интенсивность излучения в филаменте – порядка 100 ТВт/см², а его диаметр — порядка 100 мкм.

Филамент, как источник ТГц излучения обладает рядом преимуществ по сравнению с другими источниками: ТГц сигнал филамента имеет широкий спектр (от ~ 0.1 до ~ 100 ТГц) [37–40], является когерентным [41–43], его длительность может составлять 1–2 периода электромагнитного поля [44]. Явление филаментации позволяет использовать ТГц излучение для удаленных исследований [43, 45–48], поскольку филамент можно создать непосредственно рядом с удаленной мишенью [49]. Генерация ТГц излучения другими методами с последующим его распространением на большие расстояния в атмосфере затруднительна, так как молекулы воды, присутствующие в атмосферном воздухе, имеют очень высокий коэффициент поглощения в ТГц области частот.

§1. Генерация терагерцового излучения при филаментации излучения на основной частоте титан-сапфирового лазера

В 1990 году Хамстером (Hamster) и Фалконом (Falcone) было предсказано, что плазма, генерирующаяся в газах при распространении мощных лазерных импульсов, будет излучать в ТГц диапазоне частот [50]. Позже, в 1993 году, Хамстер и коллеги впервые зарегистрировали когерентное излучение ТГц диапазона из лазерной плазмы в гелии [8, 51]. Плазма создавалась в воздухе при фокусировке лазерного излучения на длине волны 800 нм, длительностью 120 фс и энергией до 0.5 Дж с помощью внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 5 см. Диаметр пучка составлял 1.2 см. Регистрация ТГц сигнала плазмы осуществлялась с помощью гелиевого болометра и интерферометра Майкельсона.



Рис. 1.2 Схема генерации ТГц излучения при филаментации излучения на основной частоте титан-сапфирового лазера из работы [45]

Такая схема генерации ТГц излучения, где для образования плазменного канала используется излучение на одной длине волны, впоследствии была названа одноцветной (рис. 1.2). Одноцветная схема является удобной для удаленной генерации ТГц излучения на таких установках, как Терамобиль (Teramobile) [43, 45, 46]. Терамобиль представляет собой мобильную лазерную систему, излучение которой имеет мощность до 5 ТВт, длительность импульса порядка 100 фс, энергию импульса до 350 мДж и частоту повторения импульсов 10 Гц [52].

В [43] излучения Терамобиля (100 фс, 10 Гц, 200 мДж) фокусировалось с помощью телескопа на расстоянии 18 м от лазерной системы в атмосферном воздухе. При этомобразовывался пучок из ~ 40 филаментов с общим диаметром ~ 8 мм. ТГц сигнал пучка филаментов регистрировался с помощью гетеродинного детектора на частоте 91 ГГц. Обнаружено, что ТГц излучение пучка филаментов, распространяющееся в радиальном направлении, поляризовано линейно [43].

Когерентность ТГц излучения одиночного филамента в одноцветной схеме генерации была экспериментально продемонстрирована в [41-43]. В [41-43] для создания филамента в воздухе лазерное излучение на длине волны 800 нм, с длительностью 120 фс, энергией до 10 мДж и частотой повторения 10 Гц фокусировалось в атмосферный воздух с помощью линзы с фокусным расстоянием 2 м. В [41, 43] методом гетеродинного детектирования измерялось излучение, распространяющееся В направлении, перпендикулярном филаменту. В более поздней работе исследовалось ТГц излучение каналов различных длин с помощью гелиевого болометра [42]. Во всех экспериментах [41-43] канал филамента излучал ТГц волны по всей длине. Анализ картины, полученной в результате интерференции ТГц излучения отдельных частей филамента, показал когерентность ТГц сигнала.

Угловая направленность ТГц излучения в одноцветной схеме экспериментально исследовалась в работах [45, 53]. В [45, 53] лазерное излучение на длине волны 800 нм, длительностью 150 фс, энергией 4 мДж, диаметром пучка 5 мм и частотой повторения 10 Гц фокусировалось в воздух с помощью линз с фокусными расстояниями от 9 см до 2 м. Длины плазменных каналов при этом составляли от 1 до 30 см. ТГц сигнал измерялся гетеродинным детектором на частотах 91 и 110 ГГц. Угловая диаграмма направленности ТГц излучения получена путем вращения детектора вокруг оси филамента. Показано, что ТГц излучение филамента в распространяется в конус с углом раствора θ (рис. 1.3), зависящим от его длины волны λ и длины плазменного канала *L* [45, 53]:

$$\theta \propto \sqrt{\frac{\lambda}{L}}.$$
 (1.1)

В работе [54] обнаружена компонента ТГц излучения коротких плазменных каналов, распространяющаяся В направлении, противоположном направлению распространения лазерного импульса (рис. 1.4). В экспериментах [54, 55] излучение титан-сапфирового лазера на длине волны 800 нм с энергией 10 – 70 мДж и длительностью 130 фс фокусировалось в аргоновый кластер с помощью линзы с фокусным расстоянием 20 см. ТГц излучение плазменных каналов длиной до 3 мм регистрировалось с помощью болометра и интерферометра. Были обнаружены яркие максимумы на угловом распределении ТГц сигнала как в направлении распространения лазерного излучения [54, 55], так и в противоположном направлении [54]. Угол раствора конуса ТГц сигнала, распространяющегося в направлении распространения лазерного излучения, соотвествует обнаруженному в [45, 53] и подчиняется соотношению (1). Также показано, что компонента ТГц излучение, распространяющаяся в конус, поляризована радиально, а излучение, распространяющееся под углом 0° к оси распространения – эллиптически.



Рис. 1.3 Угловые распределения ТГц излучения плазменных каналов филамента с различными длинами из работы [45]



Рис. 1.4 ТГц излучение, распространяющееся в направлении, противоположном направлению распротсранения лазерного излучения, зарегистрированное в коротких плазменных каналах в экспериментах [54]

Угловое распределение ТГц излучения плазменных каналов размера порядка 40 мкм исследовалось в [56].Такой источник ТГц излучения был назван микроплазменным [56]. Лазерное излучение на длине волны 800 нм, с длительностью 100 фс, энергией до 65 мкДж, частотой повторения 1 кГц жестко фокусировалось в воздух с помощью линзы с численной апертурой 0.85. ТГц сигнал микроплазменного источника регистрировался электроптическим методом с использованием кристалла ZnTe. Продемонстрировано, что ТГц сигнал микроплазмы распространяется под углом порядка 90° к направлению распространения лазерного излучения.

Для улучшения направленности ТГц излучения в одноцветной схеме было предложено использовать два последовательных филамента [57]. В эксперименте [57] два инфракрасных лазерных импульса длительностью 40 фс, энергией по 1.1 мДж, полученные с помощью интерферометра Маха-Цендера, фокусировались в атмосферный воздух с помощью двух линз с фокусным расстоянием 10 см. Расстояние между импульсами в пространстве и во времени контролировались с помощью подвижного зеркала интерферометра и линии задержки. ТГц сигнал образующихся двух филаментов регистрировался с помощью гетеродинного детектора. Результирующее угловое распределение ТГц излучения в этом случае представляло собой сектор конуса, ширина которого варьировалась путем изменения задержки между лазерными импульсами, генерирующими филаменты.

В [43, 45, 53] показано, что ТГц излучение одноцветного филамента поляризовано линейно в радиальном направлении к оси филамента независимо от направления поляризации лазерного излучения. Для анализа поляризационных свойств ТГц сигнала филамента в работах [43, 45, 53] используется ТГц поляризатор, представляющий собой

металлическую решетку, расположенную перед детектором ТГц сигнала (в данном случае использовался гетеродинный детектор).

Позднее в работах [58, 59] зарегистрировано (электро-оптическим методом) эллиптически поляризованное ТГц излучение, распространяющееся вдоль оси филамента. В [58, 59] лазерное излучение на длине волны 800 нм, длительностью 50 фс, энергией импульса 1.15 мДж и частотой повторения 1 кГц фокусировалось в атмосферный воздух. Длина образующегося плазменного канала составляла 2 см. Поляризация импульса накачки контролировалась с помощью пластинки $\lambda/2$. ТГц излучение регистрировалось электроптическим детектором. Для анализа поляризации ТГц сигнала использовался ТГц поляризатор, аналогичный тому, что описан в работах [43, 45, 53]. Показано, что направление поляризации ТГц сигнала вращается при изменении направления линейной поляризации лазерного излучения, при этом ТГц излучение эллиптизируется.

Эллиптически поляризованный ТГц сигнал в одноцветной схеме был также зарегистрирован в [60] при использовании циркулярно поляризованного лазерного импульса накачки. В эксперименте [60] лазерное излучение на длине волны 800 нм, длительностью 130 фс, энергией до 50 мДж, частотой повторения 10 Гц фокусировалось в атмосферный воздух с помощью короткофокусной линзы. Лазерное излучение имело циркулярную поляризацию, задаваемую с помощью пластинки $\lambda/2$. Длина плазменого канала при энергии лазерного испульса 50 мДж составляла 5 мм.

Для генерации эллиптически поляризованного ТГц излучение в одноцветной также предложено приложить внешнее электростатическое поле, создавая филамент между обкладками спирального конденсатора [61]. В эксперименте для образования плазменного канала длиной порядка 4 см излучение титан-сапфирового лазера на длине волны 800 нм, длительностью 40 фс, энергией 3 мДж и частотой повторения 1 кГц фокусировалось в атмосферный воздух между обкладками спирального конденсатора с помощью линзы с фокусным расстоянием 40 см. Регистрация ТГц сигнала проводилась электрооптическим методом с помощью кристалла ZnTe. Для анализа поляризации ТГц волн использовался ТГц поляризатор, расположенный на пути коллимированного ТГц пучка к детектору. Вращение поляризации оптического излучения осуществлялось с помощью пластинки $\lambda/2$.

Для увеличения энергии ТГц сигнала в одноцветной схеме было предложено использовать два лазерных импульсов с небольшой временной задержкой для создания двух последовательных филаментов, перекрывающихся в пространстве [42, 46]. В экспериментах [46] использовалось излучение Терамобиля на длине волны 800 нм, с длительностью 150 фс и энергией до 300 мДж и титан-сапфировой лазерной системы на 18

длине волны 800 нм, с длительностью 50 фс и энергией до 15 мДж. Излучение накачки разделялось на два пучка в интерферометре Маха-Зендера так, что временную задержку между ними можно было контролировать. Оба пучка фокусировались в атмосферный воздух с помощью линз с различными фоксными расстояниями. При этом образовывались два филамента, перекрывающиеся в пространстве. Длины плазменных каналов зависели от условий фокусировки и варьировались от 5 до 50 см. ТГц сигнал на частоте 91 ГГц регистрировался с помощью гетеродинного детектора. Контролируя временную задержку между импульсами накачки, удалось добиться увеличения энергии ТГц излучения на порядок [46]. При этом ТГц сигнал имел максимум на оси филамента и был поляризовал линейно, и его поляризация не зависела от поляризаций исходных лазерных импульсов.

В [62] показан рост ТГц сигнала с увеличением длительности лазерного импульса при условии постоянной входной мощности. Излучение титан-сапфировой лазерной системы длительностью от 40 до 120 фс, энергией 15 мДж фокусировалось в помощью линзы с фокусным расстоянием 2 м в газовую ячейку с давлением 1 бар, наполненную ксеноном. Выходная мощность лазерного излучения во всех экспериментах составляла примерно 1.5 ГВт. ТГц сигнла регистрировался на частоте 100 ГГц с помощью гетеродинного детектора.

Влияние среды на выход ТГц излучения исследовался в работах [62, 53]. Сравнение ТГц излучения филамента в ксеноне и воздухе показало, что в ксеноне энергия сигнала на порядок больше. В [53] проведено сравнение ТГц генерации в воздухе, ксеноне, аргоне и криптоне. Наибольшая эффективность ТГц генерации была обнаружена в ксеноне, причиной чему, по мнению авторов [53], является наибольшее по сравнению с другими исследованными газами значение сечения столкновения электронов в ксеноне.

§2. Влияние внешнего электростатического поля на энергию и направленность терагерцового излучения при филаментации лазерного излучения

Схема генерации ТГц излучения при фотоионизации воздуха при наличии внешнего поперечного электростатического поля была впервые продемонстрирована в 2000 г. в работе [63] и позднее использована в [64 – 67]. В [63] для генерации плазмы лазерное излучение на длине волны 775 нм, длительностью 150 фс и энергией 500 мкДж фокусировалось между пластинами конденсатора с напряжением 850 В. ТГц сигнал детектировался с помощью кристалла ZnTe. Схема генерации ТГц излучение в присутствие внешнего электростатического поля показана на рис. 1.5. Зарегистрированное ТГц излучение было достаточно хорошо коллимировано.

Дальнейшее исследование показало, что интенсивность ТГц эмиссии увеличивается при увеличении напряжения в конденсаторе [64], при этом максимум ТГц сигнала находится на оси филамента [65].

В [64] лазерное излучение на длине волны 775 нм, длительностью 150 фс, энергией до 500 мкДж и частотой повторения 1 кГц фокусировалось между обкладками плоского конденсатора в газовую камеру, заполненную азотом под давлением 1 – 46 бар. Показан рост ТГц сигнала при увеличении напряжения в конденсаторе при фиксированном давлении в газовой ячейке, а также при увеличении давления в условиях постоянного внешнего поля.

В [65] лазерное излучение на длине волны 800 нм, длительностью 50 фс, энергией импульса 10 мДж и частотой повторения 100 Гц или 1 кГц использовалось для образования плазменного канала длиной порядка 5 см в воздухе между обкладками плоского конденсатора. Энергия ТГц сигнала измерялась с помощью болометра при температуре 4 К, а диаграмма направленности ТГц излучения – при помощи гетеродинного детектора на частоте 100 ГГц, который вращался вокруг оси филамента. Увеличение энергии ТГц сигнала на 3 порядка было достигнуто при увеличении напряжения между обкладками конденсатора от 0 до 6 кВ/см.



Рис. 1.5 Схема генерации ТГц излучения при филаментации излучения на основной частоте титан-сапфирового лазера в присутствии поперечного внешнего электростатического поля из работы [65]

Использование продольного электростатического поля [68] также позволило добиться роста ТГц сигнала на 3 порядка. Для формирования плазмы инфракрасное лазерное излучение длительностью 50 фс, энергией 15 мДж, частотой повторения импульсов 100 Гц фокусировалось в атмосферный воздух с помощью линзы с фокусным расстоянием 1 м или 1.5 м. Филамент образовывался в пространстве между двумя электродами с круглыми отверстиями в центре, расположенными перпендикулярно плазменному каналу. ТГц сигнал на частоте 100 ГГц регистрировался с помощью гетеродинного детектора. Диаграмма его направленности в этом случае сохраняет коническую форму.



Рис. 1.6 Схема генерации ТГц излучения при филаментации излучения на основной частоте титан-сапфирового лазера в присутствиипродольного внешнего электростатического поля из работы [68]

§3. Характеристики ТГц излучения при коллинеарном распространении импульсов основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера в филаменте

Использование второй гармоники титан-сапфировой лазерной системы для генерации ТГц излучения (рис. 1.7) при филаментации была предложена в работе [69]. Такая схема, где ТГц излучение генерируется при коллинеарном распространении импульсов основной и второй гармоник лазера в филаменте была названа двуцветной. ТГц сигнал генерировался при четырехволновом смешении излучения титан-сапфирового лазера (65 фс, 800 нм, 1 кГц, 150 мкДж) с его второй гармоникой в газах. Генерация второй гармоники происходила в кристалле ВВО I типа. Детектирование ТГц излучения проводилось с помощью кристалла ZnTe. Показано, что использование в эксперименте второй гармоники наряду с первой приводит к росту интенсивности ТГц сигнала на 3 порядка. Обнаружено, что ТГц сигнал также генерируется в кристалле BBO вместе со второй гармоникой, однако сигнал BBO мал по сравнению с ТГц сигналом филамента.



Рис. 1.7 Схема генерации ТГц излучения при коллинеарном распространении импульсов основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера в филаменте из работы [70]

Первое исследование направленности ТГц сигнала двуцветного филамента было представлено в [70] (рис. 1.8). В работе использовалось лазерное излучение на длине волны 795 нм, с длительностью импульса 130 фс и частотой повторения 1 кГц. Выходная мощность составляла 700 мВт. Детектирование ТГц излучения проводилось в кристалле

ZnTe. Для получения углового распределения ТГц излучения поперечное сечение пучка сканировалось с использованием толстой алюминиевой пластинки с щелью шириной 2 мм щели поперек пучка. В каждой точке углового распределения временная форма ТГц поля регистрировалась, возводилась в квадрат и интегрировалась для получения энергии ТГц импульса. Обнаружено, что с ТГц сигнал имеет кольцевой пространственный профиль и с увеличением длины филамента (или фокусного расстояния линзы, фокусирующей лазерное излучение) становится более направленным. Аналогичная динамика была обнаружена в экспериментах [71], где лазерное излучение титан-сапфировой лазерной системы (на длине волны 800 нм, энергией 2.2 мДж, диаметром пучка 10 мм, частотой повторения 1 кГц) и его вторая гармоника фокусировались в воздух с помощью линз с различными фокусными расстояниями (10, 20, 80, 100 см). Регистрация ТГц сигнала проводилась с помощью пироэлектрического детектора. В [70] показано также, что ТГц сигнал, распространяющийся вперед, на три порядка больше того, что распространяется в направлении, перпендикулярном филаменту.



Рис. 1.8 Направленность ТГц сигнала двуцветного филамента в экспериментах [70]

Двумерная картина пространственного распределения ТГц сигнала была впервые получена в работе [72] (рис. 1.9). В эксперименте лазерное излучение на длине волны 797 нм с длительностью 120 фс, частотой повторения 1 кГц фокусировлось в воздух с помощью линзы с фокусным расстоянием 20 см. Для регистрации пространственного распределения ТГц сигнала использовался массив микроболометров. Обнаружено, что ТГц излучение филамента имеет кольцевой пространственный профиль. При этом меньшему значению частоты ТГц сигнала соответствует кольцо большего диаметра. Аналогичные кольцевые профили ТГц сигнала были измерены в работах [73 – 79].

Зависимость энергии ТГц излучения от задержки между импульсами основной и второй гармоник была исследована в [71] в различных условиях фокусировки лазерного излучения. Установлено, что оптимальной для генерации ТГц сигнала является нулевая задержка между импульсами основной и второй гармоник.



Рис. 1.9 Пространственное распределение ТГц сигнала двуцветного филамента в экспериментах [72].

Зависимость энергии ТГц сигнала от фазы между импульсами основной и второй гармоник была исследована в работах [80, 81]. В эксперименте [80] использовалось лазерное излучение на длине волны 815 нм с длительностью 200 фс, энергией импульса 25 мДж и частотой повторения 10 Гц. Пучок диаметром 8 мм фокусировался в атмосферный воздух линзой с фокусным расстоянием 150 мм. Детектирование ТГц излучение осуществлялось электро-оптическим методом в кристалле ZnTe. Фаза ϕ между импульсами основной и второй гармоник изменялась смещением кристалла BBO, используемого для генерации второй гармоники, вдоль оси распространения. Обнаружено, что регистрируемый в эксперименте ТГц сигнал максимален при $\phi = \pi/2$ [80, 81]. В работе [80] также показано, что заранее приготовленная плазма (созданная предымпульсом с характеристиками, аналогичными главному импульсу) не увеличивает энергию ТГц излучение.

Широкий спектр ТГц излучения, генерирующегося в двуцветной схемы, был продемонстрирован в [37 – 40].

В экспериментах [37] лазерное излучение на длине волны 815 нм с длительностью 50 фс, энергией импульса 30 мДж и частотой повторения 10 Гц фокусировалось в ячейку с воздухом с помощью линзы с фокусным расстоянием 15 см. Давление в ячейке изменялось в широких пределах (10 – 580 торр). Регистрация ТГц сигнала осуществлялась с помощью интерферометра Майкельсона и пироэлектрического детектора. Было продемонстрировано уширение спектра ТГц сигнала и увеличение его интенсивности при при увеличении давления в ячейке. Максимальная ширина спектра составляла 75 ТГц.

Спектр шириной около 100 ТГц был зарегестрирован в [39]. Лазерное излучение на длине волны 775 нм, длительностью 20 фс и энергией 0.4 мДж фокусировалось в воздух с помощью линзы с фокусным расстоянием 20 см. Диаметр пучка составлял 9.2 мм. ТГц сигнал регистрировался с помощью интерферометра Майкельсона и ячейки Голея. Предельно широкий спектр в диапазоне от 30 до 200 ТГц был получен в работе [40] (рис. 1.10). Излучение на длине волны 800 нм, длительностью 10 фс и энергией 470 мкДж и его вторая гармоника фокусировались в воздух. Инфракрасный сигнал регистрировался с помощью HgCdTe (MCT) детектора.



Рис. 1.10 Сверхширокий спектр ТГц сигнала, зарегистрированный в работе [72]_{equency [THz]}

Поляризация ТГц излучения в двуцветной схеме экспериментально исследовалась в [39, 69, 72, 79, 81 – 89]. В [39, 69, 79, 81 – 84, 86 – 89] поляризации основной и второй гармоник были линейными. В [85, 72] использовались также эллиптически поляризованные основная и/или вторая гармоники. Исследовался угол β и/или вид поляризации генерирующегося ТГц излучения в зависимости от угла ψ_0 между поляризациями основной и второй гармониками. Изменение угла ψ_0 осуществлялось поворотом кристалла BBO [83, 69, 84, 81, 86, 39] либо независимо в схеме с разделенными пучками основной и второй гармоники [82, 85, 87, 88, 79, 89].

В работах [69, 84] продемонстрировано, что при перпендикулярной ориентации векторов поляризаций основной и второй гармоники лазерного излучения ТГц сигнал поляризован по направлению вектора второй гармоники. В [84] использовалась экспениментальная установка, аналогичная описанной в [69]. Также в [84] было показано, что поляризация основной гармоники не изменяется при распространении, а вторая гармоника эллиптизируется.

Хіе и др. в работе [82] впервые предложили схему двуцветной генерации ТГц излучения с разделенными пучками первой и второй гармоники для независимого контроля их параметров. Использовалось излучение титан-сапфирового лазера (800 нм, 140 фс, 860 мкДж, 1 кГц) и его вторая гармоника. ТГц сигнал детектировался с помощью кристалла ZnTe. Продемонстрировано, что выход ТГц сигнала максимален при параллельной ориентации поляризаций основной и второй гармоник и минимален – при перпендикулярной. Полная зависимость энергии ТГц излучения от угла между

поляризациями основной и второй гармоник измерена в [90, 88] (рис. 1.11) и согласуется с экспериментами [82]. В дальнейших экспериментах [85] установлено, что поляризация ТГц излучения в основном совпадает с поляризаций основной гармоники и линейна при линейных поляризациях ω и 2 ω . Также в [85, 91] продемонстрировано вращение ТГц поляризации при изменении фазы φ между основной и второй гармоникой в случае эллиптичной поляризации хотя бы одного из оптических импульсов. В [90, 85] использовалась схема с разделенными пучками основной и второй гармоники, аналогичная [82], в [91] – аналогичная [69].

В [83] зарегистрировано в большей степени линейное ТГц излучение (степень эллиптичности составляла менее 5%). Направление поляризации ТГц сигнала было перпендикулярно направлению поляризации второй гармоники для большинства значений угла ψ_0 .



Рис. 1.11 Зависимость энергии ТГц излучения от угла между поляризациями основной и второй гармоник[90]

Генерация ТГц излучения при четырехволновом смешении первой (800 нм, 50 фс, 1.3 мДж, 1 кГц) и половинной (1600 нм, 80 мкДж) гармоник титан-сапфирового лазера продемонстрирована в [92]. Зависимость угла поляризации ТГц сигнала от взаимной поляризации ω и $\omega/2$ согласуется с ранее полученными результатами для ω и 2 ω [82, 93].

Эллиптическое ТГц излучение было зарегистрировано в [86, 94] при ортогональных поляризациях основной и второй гармоники. В [94] также показано вращение поляризации ТГц сигнала с помощью ориентирования молекул среды слабым лазерным импульсом. В [95] обнаружена эллиптизация и вращение поляризации ТГц сигнала при увеличении давления газа в ячейке, где создавался филамент. Удалось получить циркулярно полязизованное ТГц излучение в ксеноне при давлении порядка 1.1 бар. Эллиптизация и вращения и вращения ТГц сигнала также наблюдалась при скрещенных поляризациях основной и второй гармоники при филаментации как во внешнем электростатическом поле [67] при изменении напряжения, так и без него [96] при изменении фазы между импульсами основной и второй гармоник. В

эллиптизация поляризации ТГц сигнала были продемонстрированы в [72] при использовании эллиптично поляризованной основной гармоники с помощью изменения фазы между импульсами основной и второй гармоник.



Рис. 1.12 Эллиптизация и вращения ТГц сигнала при скрещенных поляризациях основной и второй гармоники при изменении фазы между импульсами основной и второй гармоник

[96]

Влияние поворота и наклона кристалла ВВО на поляризацию ТГц излучения исследовано в работе [97]. В эксперименте используется излучение титан-сапфирового лазера (800 нм, 6 мДж, 25 фс, 1 кГц) и его вторая гармоника. ТГц сигнал регистрируется с помощью пироэлектрического детектора. Определены оптимальные с точки зрения выхода ТГц излучения значения угла наклона и угла поворота кристалла ВВО. Показано вращение поляризации ТГц сигнала при изменении угла поворота кристалла ВВО.

Насыщение энергии ТГц излучения при увеличении длины филамента экспериментально продемонстрировано в [98, 99]. Для генерации ТГц излучения при двуцветной филаментации лазерное излучение (800 нм, 70 мДж, 50 фс, 10 Гц) фокусировалось в воздух с помощью линз с различными фокусными расстояниями (15 см – 4 м).

§4. Генерация терагерцового излучения при смешении нескольких частот, а также при фокусировке оптических импульсов длительностью один период колебаний

поля

Для дальнейшего увеличения ТГц сигнала в двуцветной схеме (800 нм + 400 нм) было предложено также использовать излучение третьей гармоники (267 нм) [100].Схема экспериментальной становки из работы [100] представлена на рис. 1.13. Лазерное излучение на длине волны 800 нм с длительностью импульса 35 фс и энергией 400 мкДж пропускалось через кристалл BBO I типа толщиной 200 мкм для генерации второй гармоники. Генерация третьей гармоники происходила во втором кристалле BBO I типа толщиной 100 мкм. Излучение основной, второй и третьей гармоник фокусировалось в атмосферный воздух с помощью диэлектрического зеркала с фокусным расстоянием 10 см. ТГц излучение в диапазоне 12 - 100 ТГц регистрировалось с помощью МСТ детектора. Максимальная энергия ТГц сигнала в такой схеме была достигнута при $\psi_0 = 45^\circ$ и поляризации третьей гармоники, ориентированной перпендикулярно второй.



Рис. 1.13 Схема экспериментальной установки для генерации ТГц излучения при филаментации с использованием основной, второй и третьей гармоник титан-сапфирового лазера. Из работы [100]

Кроме того, для генерации ТГц излучения можно использовать лазерные импульсы, длительность которых состовляетодин период колебаний электромагнитного поля (короче 10 фс) [101 – 103]. В [102] лазерное излучение на длине волны 1.8 мкм длительностью 10 фс с энергией импульса 450 мкДж фокусировалось в атмосферный воздух с помощью сферического зеркала с фокусным расстоянием 15 см. Около фокуса линзы формировался филамент длиной 12 мм. Генерирующееся ТГц излучение исследовалось с помощью электрооптического детектора. Установлено, что амплитуда ТГц сигнала и форма его импульса сильно зависят от фазы несущей импульса.



Рис. 1.14 Схема экспериментальной установки для генерации ТГц излучения при филаментации с использованием лазерных импульсов, длительность которых состовляет один период колебаний электро-магнитного поля. Из работы [102]

§5. Теоретические подходы к описанию терагерцового излучения филамента

Распространение мощного лазерного излучения в среде и его взаимодействие со средой описываются уравнениями Максвелла.

Существуют эффективные численные алгоритмы для решения уравнений Максвелла [104], которые успешно применяются в различных физических задачах [105, 106]. Тем не менее, они плохо подходят для компьютерного моделирования нелинейных явлений происходящих при распространении оптических импульсов на значительные расстояния [107]:

1. Необходимо высокое разрешение сетки, что приводит к большому объему памяти и времени вычислений задач.

Алгоритмы решения уравнений Максвелла работают в фиксированной пространственной области и описывают изменение электрических и магнитных полей вдоль дискретизированной временной оси. Для корректного моделирования обычно задают около 30 сеточных узлов на длине волны излучения в пространстве. Примерно столько же необходимо во временной области на одну осцилляцию поля. Такое разрешение практически достижимо для радиои микроволн и небольших пространственных областей (порядка нескольких длин волн). В оптическом же диапазоне частот необходимо разрешение по пространству не хуже 100 нм, а по времени – не хуже 100 ac. Таким образом, для описания оптического пучка шириной 1 см, распространяющегося на расстояние в несколько метров, необходимо хранить в памяти компьютера порядка 10²⁰ значений поля. И каждое значение должно вычисляться из предыдущего на каждом шаге распространения десятки миллионов раз. Такой прямой подход для описания распространения оптического излучения в среде не представляется возможным в обозримом будущем.

2. Большая сеточная дисперсия.

Подобно световым волнам в среде, фазовая и групповая скорости «численных волн» зависят от их частоты - они обладают так называемой сеточной дисперсией. Дискретный характер моделирования изменяет истинные волновые свойства распространяющихся волн. Реальная зависимость между скоростью распространения волны и ее частотой, заменяется искусственной, которая часто сильно отличается. Как правило, дискретный численный метод может имитировать правильные дисперсионные свойства волн только для малых частот. В случае типичной схемы дискретизации для уравнений Максвелла, эта искусственная деформация естественного соотношения между скоростью волны и ее частотой очень сильна. Конечно, эти нежелательные эффекты уменьшаются по величине по мере увеличения разрешения сетки, однако для достаточной их минимизации требуемое разрешение будет огромным. В численной нелинейной оптике необходимо точно описывать дисперсию, поэтому эта проблема становится чрезвычайно серьезной.

3. Реальные модели отклика среды требуют много дополнительной памяти и времени вычислений. Они также страдают от проблем сеточной дисперсии.

В численных алгоритмах для решения уравнений Максвелла довольно сложно реализовать модели нелинейных и дисперсионных сред. Дело в том, что дисперсия, а часто и нелинейность связаны с "памятью" среды, а традиционные алгоритмы первоначально предназначены для хранения только одного временного среза конфигурации поля. Если отклик среды в любой заданной точке зависит от истории локального поля, мы должны хранить информацию об этой истории. Это может легко увеличить необходимую компьютерную память в несколько раз. Кроме того, что частотные свойства модельных сред также страдают от численной дисперсии.

Таким образом, прямое численное решение уравнений Максвелла не представляется возможным для многих нелинейных оптических задач и задач распространения на большие расстояния. Для описания нелинейного распространения оптического излучения на большие расстояния (по сравнению с длиной волны света) существует целое семейство уравнений, представляющих собой модификацию уравнений Максвелла с использованием различных приближений: First-Order Propagation equation [108], Forward Wave Equation [109], Forward Maxwell Equation [110]. Все перечисленные выше уравнения используют параксиальное приближение и не могут применяться для моделирования генерации и распространения ТГц излучения, обладающего большой расходимостью.

В пионерских работах по генерации ТГц излучения плазмой оптического пробоя [8, 51] для теоретического описания использовалась гидродинамическая модель динамики плазмы. Расчитывалась пространственная и временная зависимости плотности и ускорения электронов в фокальной области и, отсюда, картины пространственновременного распределения ТГц излучения в дальней зоне. В приближении холодной плазмы были получены уравнения колебаний для плотности, скорости электронов и низкочастотного поля, которое появляется в результате разделения зарядов.

В роли основного механизма генерации низкочастотного излучения в [8, 51] предложена пондермоторная сила, действующая в фокусе фемтосекундного лазерного

импульса. Эта сила создает существенную разность плотностей ионов и электронов в случае достаточно короткого импульса. Это приводит к появлению низкочастотного фототока. Для расчета картины пространственного и временного распределения ТГц излучения в дальней зоне производная фототока интегрировалась по всему объему плазмы. Полученные распределения не были экспериментально верифицированы.

В первой работе по генерации ТГц излучения двуцветным филаментом [69] была предложена точечная модель четырехволнового смешения для его описания. Она также использовалась в работах [111, 82, 62, 84, 30, 93, 112]. ТГц излучение в модели четырехволнового смешения генерируется за счет отклика связанных электронов на мощное двуцветное лазерное излучение. Аналогичный оптическому выпрямлению в нелинейных кристаллах, процесс вырожденного четырехволнового смешения можно рассматривать как эффект на нелинейности третьего порядка в воздухе $\chi^{(3)}(\Omega_{\text{THz}} = \omega + \omega + 2\omega)$ [112].

В [69] с помощью модели четырехволнового смешения было установлено, что при перпендикулярно поляризованных первой и второй гармониках поляризация ТГц сигнала будет сонаправлена с поляризацией второй гармоники. Это утверждение также подтверждено в эксперименте [69].

Модель четырехволнового смешения предсказывает квадратичную зависимость амплитуды ТГц сигнала от амптитуды первой гармоники. Такая зависимость согласовывается с экспериментом лишь при небольших значения энергии первой гармоники, до порога ионизации [111, 82, 62]. Кроме того, модель четырехволнового смешения не описывает экспериментальные данные по поляризации ТГц сигнала [93]. Для объяснения зависимости угла поляризации ТГц сигнала от угла между поляризациями основной и второй гармоник модель четырехволнового смешения требует предположения о существовании сильной дисперсии компонент тензора нелинейной восприимчивости третьего порядка для воздуха [93].

В [113] ТГц излучение филамента интерпретируется как результат действия силы давления излучения, возникающей из-за силы Лоренца. При ионизации среды благодаря действию силы давления излучения появляется дипольный момент плазмы. Сила давления излучения содержит низкочастотную компоненту, создающую дипольный момент в плазменном канале благодаря продольному разделению зарядов. Следуя за лазерным импульсом, электрон-ионная система начинает осциллировать в продольном направлении с плазменной частотой и излучать электро-магнитное излучение в направлении, перпендикулярном плазменному каналу. Изучение в перпендикулярном направлении было зарегистрировано в работах [41, 42]. Однако в [42] было показано, что

30

излучение плазменного канала на чатотах 94 и 118 ГГц имеет примерно одинаковую интенсивность, что противоречит теории [113], предсказывающей узкий спектральный пик на частоте порядка 100 ГГц. В [45] было экспериментально показано, что перпендикулярное излучение много меньше того, что распространяется в прямом направлении.

Работа [113] подверглась критике в [114, 115], где утверждается, что сила давления излучения в данном случае будет пренебрежимо мала по сравнению с пондермотороной силой, влияние которой в модели [113] не учтено.

В [116] предложена микроскопическая теория некогерентного ТГц излучения на основе явления люминисценции. Показано, что кулоновское рассеяние между электронами и ионами приводит к появлению сигнала люминисценции в пространственно однородной плазме. Этот сигнал имеет максимум на нулевой частоте. Однако за счет того, что плазма является непрозрачной для излучения с частотой меньше плазменной, авторы утверждают, что максимум излучения буде находиться на частоте порядка плазменной. Напомним, что в [41 – 43] была показана когерентность ТГц излучения филамента.

В работах [70, 45, 117, 68, 48, 118,73] угловое распределение ТГц сигнала филамента описывается с помощью различных интерференционных моделей. В данном подходе плазменный канал состоит из множества небольших участков, каждый из которых является когерентным локальным излучателем ТГц волн. ТГц излучение филамента в дальней зоне интерпретируется как результат интерференции излучений локальных источников.

Первая интерференционная модель была предложена в [70]. Локальный источник в этой работе излучает равномерно во всех направлениях.

Для описания углового распредления ТГц излучения одноцветного филамента предложена модель, основанная на являении черенковского излучения [45, 117, 68]. Утверждается, что при филаментации пондермоторные силы создают диполеподобное разделение зарядов за фронтом ионизации. Это происходит из-за того, что плазма, образующаяся при филаментации, слабо ионизована. но остается сильно столкновительной. Время столкновения атомов в атмосферном воздухе составляет порядка 0.1 – 0.2 пс, что меньше периода плазменной волны. Поэтому в кильваторной волны по сути содержится 1 – 2 осцилляции, что выглядит, как электрический диполь, движущийся с лазерным импульсом со скоростью света. Удалось описать прямое ТГц излучение, однако модель принципиально не описывает обратное [54].

Фототоковая модель для описания ТГц излучения филамента была впервые предложена в [101] и далее использована в [80, 37, 38, 119, 72, 120, 61, 97, 76, 122, 92, 112].

В модели фототока связанные электроны атомов или молекул газа ионизируются мощным лазерным полем. Ионизация происходит в основном в моменты времени, соотвествующие пиковым значением комбинированного двухцветного лазерного поля, которые могут отличаться от пиков отдельных полей. Электроны, возникающие при воздействии на газ такого асимметричного лазерного поля, могут приобрести ненулевую скорость дрейфа, создавая направленный ток электронов с одновременным излучением ТГц излучения в дальней зоне.

Фототоковая модель удовлетворительно описывает форму спектра ТГц сигнала филамента и форму его импульса [80, 37, 38, 121, 72,120, 61, 97, 76, 122, 112, 92].

Фототоковая модель является достаточно простой в применении, однако использует следующие приближения [123]:

- электрон переходит из основного состояния в свободное за время, много меньшее чем характерное время изменений мгновенного значения электромагнитного поля;
- в момент ионизации электрон имеет нулевую скорость и движется поддействием лазерного поля как классическая частица.

В свою очеред квантовый подход к описанию точечного отклика среды на воздействие мощного лазерного излучения позволяет рассматривать все возможные варианты динамики электрона, включая переходы между связанными состояниями, переход в свободное состояние с заданной начальной скоростью, движение под действием лазерного поля и кулоновского поля ядра атома, рекомбинацию с родительским ионом.

Квантовый подход состоит в решении нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции связанного электрона в поле лазерного излучения [124]. Он использовался в [125, 123, 85, 126,127] для описания спектра, углового распределения и поляризации ТГц сигнала.

Заметим, что квантовый подход не учитывает эффекты распространения и не является самосогласованным, то есть не описвает обратное влияние среды на воздейтвующее на нее излучение.

Наиболее общий подход к описанию генерации и распространия ТГц излучения филамента состоит в решении однонаправленного уравнения pacпространения (unidirectional pulse propagation equation или UPPE) [128]. Такой подход позволяет самосогласованно расчитывать генерацию и распространение электромагнитного излучения от ТГц до УФ частотного диапазона. В нем не используется параксиальное приближение, что позволяет исследовать сильно расходящийся ТГц сигнал филамента. Учитываются как линейные эффекты (дифракция, дисперсия), так и нелинейные (отклик свободных и связанных электронов среды, поглощение). В [129 – 131] с помощью UPPE был получен спектр ТГц излучения филамента. Для численного моделирования аксиально-симметричной задачи в [129 – 131] использовалась ХҮ-геометрия, поэтому разрешение сетки достаточно низкое (порядка 1.25 ТГц). Кроме того, такой выбор геометрии приводит к численной анизатропии в решении, которую, в принципе, можно уменьшить, увеличивая сеточное разрешение, но полностью избежать нельзя.

В данной диссертационной работе используется модель на основе однонаправленного уравнения распространения с учетом четырехволнового смешения и образования фототока.

ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ГЕНЕРАЦИИ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ В ГАЗАХ

§1. Математическая формулировка задачи Однонаправленное уравнение распространения

Уравнения Максвелла в немагнитной диэлектрической среде имеют вид:

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t},\tag{2.1}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \frac{1}{c} \left(\boldsymbol{J} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \right), \tag{2.2}$$

где *E* и *B* – электрическое и магнитное поля, *D* – электрическая индукция, *J* – плотность тока свободных зарядов. Все поля зависят от пространственных переменных $r \equiv (x, y)$, времени *t* и координаты распространения *z*, *c* – скорость света в вакууме.

Отклик связанных электронов среды на электрическое поле описывается поляризацией среды, которая связана с величиной поля посредством материального уравнения. Представим поляризацию как сумму ее составляющей $P^{(1)}$, описывающей отклик среды на слабое электрическое поле, и части P, которая является нелинейной функцией компонент электрического поля и играет большую роль в условиях сильных полей. Такое разложение справедливо для электрических полей, при взаимодействии которых со средой большинство электронов остается связанными внутри атомов или молекул. В данной работе рассматриваются изотропные и однородные газы, для которых компонента поляризации $P^{(1)}$ является линейной функцией компонент электрического поля в частотном представлении. Тогда

$$\hat{\boldsymbol{P}}^{(1)}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\omega},z) = \boldsymbol{\chi}^{(1)}(\boldsymbol{\omega})\hat{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{\omega},z), \qquad (2.3)$$

где $\chi^{(1)}(\omega)$ – линейная восприимчивость среды.

Электрическая индкция будет иметь вид:

$$\widehat{\boldsymbol{D}}(\boldsymbol{r},\omega,z) = \varepsilon(\omega)\widehat{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r},\omega,z) + 4\pi \,\widehat{\boldsymbol{P}}(\boldsymbol{r},\omega,z), \tag{2.4}$$

где $\varepsilon(\omega) \equiv 1 + 4\pi \chi^{(1)}(\omega)$ – относительная диэлектрическая проницаемость среды. Подставляя выражением (2.4) в уравнение Максвелла (2.2), дифференцируя его по времени и используя уравнение (2.1), можно получить векторное волновое уравнение, описывающее эволюцию лазерного излучения в прозрачной нелинейной среде. В пространственно-временной области оно имеет вид:

$$\Delta \boldsymbol{E} - \nabla (\nabla \cdot \boldsymbol{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^t \varepsilon(t - t_0) \, \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r}, t_0, z) \, dt_0 = \frac{4\pi}{c^2} \left(\frac{\partial \boldsymbol{J}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \boldsymbol{P}}{\partial t^2} \right), \tag{2.5}$$

34

где *E*, *J* и *P* зависят от (*r*, *t*, *z*). Использованы одинаковые обозначения для частотнозависимой диэлектрической проницаемости материала $\varepsilon(\omega) \equiv n^2(\omega)$, $n(\omega)$ – комплексный показатель преломления среды (включающий эффекты линейного поглощения), и ее временного представления $\varepsilon(t)$. Следует отметить, что в общем случае, волновое уравнение (2.5) включает в себя временной свертку диэлектрической проницаемости с электрическим полем. В дальнейшем удобно работать с Фурье-представлением уравнения (2.5):

$$\Delta \widehat{\boldsymbol{E}} - \nabla \left(\nabla \cdot \widehat{\boldsymbol{E}}\right) + \frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} \widehat{\boldsymbol{E}} = \frac{4\pi}{c^2} \left(-i\omega \widehat{\boldsymbol{J}} - \omega^2 \widehat{\boldsymbol{P}}\right), \tag{2.6}$$

где \hat{E} , \hat{J} и \hat{P} зависят от (r, ω , z). Для решения уравнения (2.5) или (2.6) необходимо знать материальные уравнения для среды, то есть зависимости поляризации P и тока J от поля E (с учетом запаздывания), задающие модель отклика среды (связанных и свободных электронов).

С использованием нескольких приближений из уравнения (2.6) можно вывести уравнение распространения импульса, которое подходит для численного моделирования процессов, происходящих на больших расстояниях распространения.

Предполагается, что электрическое поле и отклик среды (ток J и нелинейная поляризация P) поперечны. В условиях достаточно мягкой фокусировки выражением $\nabla (\nabla \cdot \hat{E})$ в уравнении (2.6) можно пренебречь. Когда значение численной апертуры пучка достаточно велико, возникает ненулевая продольная компонента поля E_z вблизи фокуса, и данное приближение не работает. Разделяя лапласиан поля на продольную и поперечную части, уравнение (2.6) можно переписать в виде:

$$(\partial_z^2 + \nabla_\perp^2)\widehat{E}(r,\omega,z) + \frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2}\widehat{E}(r,\omega,z) = \frac{4\pi}{c^2} \Big(-i\omega\widehat{J}(r,\omega,z) - \omega^2\widehat{P}(r,\omega,z)\Big).$$
(2.7)

Переобозначим отклик среды (связанных и свободных электронов) как $P \leftarrow P + iJ/\omega$ тогда уравнение (2.7) примет вид

$$(\partial_z^2 + \Delta_\perp)\widehat{\boldsymbol{E}}(r,\omega,z) + k^2(\omega)\,\widehat{\boldsymbol{E}}(r,\omega,z) = -4\pi \frac{\omega^2}{c^2}\widehat{\boldsymbol{P}}(r,\omega,z)$$
(2.8)

где $k(\omega) = n(\omega)\omega/c$.

Для учета непараксиальных эффектов при исследовании однонаправленного распространения излучения перепишем уравнение (2.8) в фурье-представлении по поперечной координате и разложим на множители первое слагаемое левой части следующим образом:

$$\left(\partial_{z} - ik_{z}(\omega, k_{r})\right)\left(\partial_{z} + ik_{z}(\omega, k_{r})\right)\widetilde{E}(k_{r}, \omega, z) = -4\pi \frac{\omega^{2}}{c^{2}}\widetilde{P}(k_{r}, \omega, z),$$
(2.9)

где

$$k_z(\omega,k_r) = \sqrt{k^2(\omega) - k_r^2}.$$
(2.10)

Будем рассматривать только компоненту поля, распространяющуюся в положительном направлении оси *z*. Тогда $\partial_z + ik_z \sim 2ik_z$. Это приближение приводит к однонаправленному уравнению распространения:

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = -ik_z(\omega, k_r) \,\tilde{E}(k_r, \omega, z) + \frac{2\pi i}{k_z(\omega, k_r)} \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{P}(k_r, \omega, z).$$
(2.11)

Выше был представлен вывод однонаправленного уравнения распространения методом факторизации. Строгий вывод уравнения (2.11) представлен в работе [128].

Нелинейный отклик среды.

Отклик связанных электронов среды на интенсивное лазерное излучение.

Вклад нейтральных молекул или атомов газа в нелинейный отклик может быть описан с помощью поляризации третьего порядка как [112]

$$\boldsymbol{P}(t) = \chi_{1111}^{(3)} |\boldsymbol{E}(t)|^2 \, \boldsymbol{E}(t)$$
(2.12)

где $\chi_{1111}^{(3)}$ – компонента тензора нелинейной восприимчивости.

Уравнение (2.11) с учетом (2.12) описывает распространение пучка под действием дифракции и оптического эффекта Керра, что приводит к самофокусировки пучка (для положительного n_2). В цилиндрической геометрии пучки с мощностью выше определенного порогового значения $P_{\rm cr}$ испытывают коллапс на конечном расстоянии [132]. Для гауссовых пучков, этот критический порог определяется по формуле:

$$P_{cr} = \frac{3.77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2},\tag{2.13}$$

где *n*₀ – линейный коэффициент преломления среды, *n*₂ – коэффициент кубической нелинейности среды.

В случае коллимированного гауссова пучка $E = E_0 \exp(-r^2/(2a_0^2))$ с мощностью *P* самофокусировка произойдет на расстоянии [132]:

$$z_{c} = \frac{0.367 z_{d}}{\sqrt{\left(\sqrt{\frac{P}{P_{cr}}} - 0.852\right)^{2} - 0.0219}},$$
(2.14)

где $z_{\rm d} \equiv k_0 a_0^2$ – дифракционная длина.

Генерация плазмы и нелинейное поглощение

В реальном эксперименте генерация плазмы и поглощение в среде препятствует коллапсу лазерного излучения [133]. Вблизи коллапса интенсивность пучка достаточна, чтобы ионизовать среду. Этот процесс приводит к дефокусировке пучка и нелинейному
поглощению энергии.

В результате ионизации среды мощным лазерным излучением образуются свободные электроны, что приводит к появлению нелинейного фототока [112].

Свободные электроны, рожденные в момент времени t_0 и имеющие начальную скорость V_e к моменту времени $t > t_0$, будут иметь скорость $V_e(t_0, t_0)$, описываемую выражением [112]:

$$\dot{V}_e(t,t_0) = -\frac{e}{m} E(t) \Theta(t-t_0) - \nu_c V_e(t,t_0)$$
(2.15)

где *т* и *е* – масса и заряд электрона соответственно, $\Theta(t)$ – функция Хевисайда, $v_c = 5$ ТГц [134] - частота столновения, $V_e(t_0, t_0)$ – начальная скорость фотоэлектронов.

Тогда плотность фототока J(t) определяется как

$$\boldsymbol{J}(t) = e \int_{-\infty}^{t} \boldsymbol{V}_{e}(t,t') \frac{\partial \boldsymbol{N}_{e}(t')}{\partial t'} dt', \qquad (2.16)$$

где $\partial N_{\rm e}(t')$ – плотность свободных электронов, рожденных в момент времени t', причем $N_{\rm e}(t)$ – полная плотность свободных электронов к моменту времени t. Мы предполагаем, что $N_{\rm e}(r, z, t \rightarrow \infty) = 0$.

Тогда плотность тока свободных электронов может быть найдена из кинетического уравнения, комбинируя (2.15) и (2.16):

$$\frac{\partial J(t)}{\partial t} = \frac{e^2}{m_e} N_e(t) \boldsymbol{E}(t) - \nu_c \boldsymbol{J}(t).$$
(2.17)

Плотность свободных электронов может быть найлена из кинетического уравнения

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = W(I)(N_0 - N_e), \qquad (2.18)$$

где N_0 – плотность нейтральных молекул, W(I) – вероятность ионизации молекулы среды при ее взаимодействии с излучением интенсивностью *I*.

Существуют различные режимы ионизации, соотвествующие различным значениям вероятности ионизации. Для описания ионизации атома сильным лазерным полем ширико используется теория Келдыша [135], которая также была расширена также для описания ионизации молекул [136, 137]. В работе [135] представлена простая аналитическая формула для расчета ионизации атома. Параметр Келдыша γ позволяет разделить режимы многофотонной и туннельной ионизации. Другой подход к описанию ионизации атомов основан на использовании теории Аммосова-Делоне-Крайнова (АДК) [138], также обобщенной на случай молекулярных систем [139]. В работе [140] теория АДК использовалась для описания режима надбарьерной ионизации с использованием эмпирической поправки. Еще одна модель – модель ионизации Переломова-Попова-Терентьева (ППТ) [141 – 143] – хорошо описывает экспериментальные результаты в

многофотонном и туннельном режиме.

Переломов, Попов и Терентьев [141] получили общее выражение для вероятности туннельной и многофотонной ионизации для связанных состояний атома водорода. В теории ППТ рассматривается ионизация связанных электронов атома по действием переменного (линейно, эллиптически или циркулярно поляризованного) электрического поля.

В работе [144] проведено сравнение вероятнотей ионизации атомов коротким лазерным импульсом, расчитанным по теории АДК и ППТ, с результатами решения нестационарного уравнения Шредингера. Показано, что вероятности ионизации, полученные с использованием теории ППТ, хорошо согласуются с решением нестационароного уравнения Шрелингера как в многофотонном, так и в туннельном режимах. В случае модели АДК наибольшее согласие наблюдается в режиме туннельной ионизации [144, 145]. В противном случае, теория АДК дает качественное описание эксперименту.

Экспериментальные исследования механизма ионизации атомов и молекул в основном проводились с использованием лазерного излучения на длине волны 800 нм [146].

Нелинейное поглощение можно описать с помощью введения эффективного тока $J_{\text{eff}} = J + J_{\text{abs}}$. При этом учтено, что средняя теряемая энергия соотвествует необходимой энергии для ионизации среды с плотностью нейтральных молекул N_0 и потенциалом U_i .

Ток поглощения J_{abs} имеет вид

$$\boldsymbol{J}_{abs} = \frac{U_i}{\left|\boldsymbol{E}\right|^2} \boldsymbol{E} \frac{\partial N_e}{\partial t}.$$
(2.19)

Начальные условия и параметры лазерного излучения в численном моделировании

Для количественного анализа пространственных, спектральных, временных и полязационных свойств ТГц излучения, генерирующегося в процессе фемтосекундной филаментации, проведено численное моделирование распространения мощного лазерного излучения в воздухе и аргоне. Численный эксперимент проведен как для одноцветной, так и для двуцветной схемы филаментации. Длина волны излучения первой гармоники составляла $\lambda_1 = 800$ нм, второй гармоники – $\lambda_2 = 400$ нм. Длительность импульса первой гармоники τ_1 (по уровню e⁻¹) варьировалась в диапазоне 27 – 76 фс, длительность импульса второй гармоники $\tau_2 = \tau_1/\sqrt{2}$. Диаметр пучка лазерного излучения 2*a*₀ (по уровню e⁻¹) составлял 1 – 3 мм. Численно исследовалась как филаментации в

коллимированном режиме, так и при фокусировке лазерного излучения линзой с фокусным расстоянием f = 10 - 15 см. Энергия импульса первой гармоники изменялась в пределах $W_1 = 1 - 3.2$ мДж, энергия второй гармоники $W_2 = 0.01W_1$, что исключало режим множественной филаментации. Поляризации первой и второй гаромник в численном эксперименте были линейными, причем угол между направлениями их поляризаций ψ_0 варьировался от 0° до 90°.

Начальные условия (z = 0) задаются в виде электрического поля линейно поляризованных первой и второй гармоники лазерного излучения так, что ψ_0 – угол между направлениями их поляризаций:

$$E_{x}^{z=0}(r,t) = e^{-r^{2}/2a_{0}^{2}} \left(E_{1}e^{-t^{2}/2\tau_{1}^{2}}\cos(\omega_{0}t) + E_{2}e^{-t^{2}/2\tau_{2}^{2}}\cos(2\omega_{0}t)\cos\psi_{0} \right),$$

$$E_{y}^{z=0}(r,t) = e^{-r^{2}/2a_{0}^{2}}E_{2}e^{-t^{2}/2\tau_{2}^{2}}\cos(2\omega_{0}t)\sin\psi_{0},$$
(2.20)

*E*₁, *E*₂ – пиковое значение электрических полей первой и второй гармоник.

Геометрический фокус задается с помощью умножения начальных условий (2.20) на фазовый параметр $\exp[i\omega r^2/(2cf)]$ в частотном пространстве, f – фокусное расстояние.

§2. Метод численного решения

Поскольку исследуется генерация и распространение ТГц излучения в режиме единичного филамента, в численном моделировании решается аксиально-симметричная задача (2.11). Такой подход позволил существенно повысить спектральное и пространственное разрешение по сравнению с работами [129 – 131], где численно решалось уравнение в ХҮ-геометрии.

Особенность исследования ТГц излучения в задачах филаментации состоит в том, что пространственные и временные характеристики электромагнитного излучения при филаментации изменяются в больших диапазонах. Для корректного описания ТГц сигнала филамента необходимо спектральное разрешение не хуже 0.05 ТГц и диапазон исследуемых частот по крайней мере 0.05 – 2000 ТГц. Такой большой частотный диапазон необходим для описания полей основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера во временной области с хорошим разрешением. ТГц сигнал филамента является сильно расходящимся, что накладывает не менее жесткие требования на разрешение по пространственному спектру и исследуемый диапазон пространственных частот: небходимо рассматривать пространственную область в поперечном сечении в диапазоне 10 мкм – 1.5 см, при этом используя достаточное число сеточных узлов, чтобы описывать ТГц излучение, распространяющееся под большими углами к оси филамента.

Для оптимизации численного счета шаг по координате распространения z – адаптивный, его значение высчитывается на каждой итерации в зависимости от значения максимальной интенсивности лазерного излучения на данном этапе распространения. Таким образом, шаг по *z*-координате уменьшается в процессе самофокусировки лазерного излучения от 1 см до 5 мкм в нелинейном фокусе филамента и при формировании плазменных каналов.

Переход из пространства радиальной координаты r в пространство угловых векторов k_r осуществлялся с помощью дискретного преобразования Ханкеля которое было реализовано в численном моделировании согласно методу, предложенному в [147]. Данный метод является сравнительно медленным по сравнению с так называемыми быстрыми алгоритмами преобразования Ханкеля. Однако быстрота этих алгоритмов достигается путем аппроксимации исходной подынтегральной функции Бесселя какойлибо другой функцией или рядом (например, полиномами Чебышева [148]), что приводит к возникновению невязки, растущей с каждой итерацией, поэтому такие алгоритмы не подходят для решения задач распространения, где прямое и обратное преобразования Ханкеля выполняются многократно на каждом шаге интегрирования.

Согласно [147], прямое и обратное преобразования Ханкеля нулевого порядка функции *f*(*r*)

$$\hat{F}(k_{r}) = \int_{0}^{\infty} f(r) J_{0}(k_{r}r) r \, dr,$$

$$f(r) = \int_{0}^{\infty} \hat{F}(k_{r}) J_{0}(k_{r}r) k_{r} \, dk_{r},$$
(2.21)

в дискретной форме имеют вид

$$\hat{F}(m) = \frac{T^2}{j_N^2} \sum_{i=1}^{N-1} Y_0(m,i) f(i),$$

$$f(i) = \frac{1}{T^2} \sum_{m=1}^{N-1} Y_0(m,i) F(m),$$
(2.22)

где $F_0(m) = F(j_m / T), f(i) = f(j_i T / j_N), Y_0(i,m) = 2J_o(j_i j_m / j_N) / J_1^2(j_m),$

m, *i* – номера узлов сетки в пространстве *k_r* и *r*,

j_m – *m^й* корень функции Бесселя нулевого порядка,

T – размер области определения функции f(x),

*J*⁰ и *J*¹ – функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно.

Как видно, узлы сетки расположены неоднородно как пространстве радиальной координаты *r*, так и в пространстве угловых векторов *k*_r в соответствии с обобщенной

теоремой аппроксимации. Значения этих величин в узловых точках пропорциональны корням функции Бесселя нулевого порядка. Таким образом, точки, соответствующие нулевому и максимальному значению r и k_r в расчет не включаются, однако, увеличивая сеточное разрешение, можно получить значение искомых величин в сколь угодно близких точках.

Численное интегрирование уравнения (2.11) с учетом (2.12, 2.17-2.19) проводилось на основе расщепления по физическим факторам.

Уравнение (2.11) расщеплялось на шаге Δz на:

• линейную задачу дифракции и дисперсии:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - ik_z\right) \hat{E}(k_r, \omega, z) = 0, \qquad (2.23)$$

• задачу с керровской нелинейностью:

$$\frac{\partial}{\partial z}\hat{E}(k_r,\omega,z) = -\frac{2\pi i\omega^2}{c^2 k_z}\hat{P}(k_r,\omega,z), \qquad (2.24)$$

• задачу с плазменной нелинейностью и поглощением:

$$\frac{\partial}{\partial z}\hat{E}(k_r,\omega,z) = -\frac{2\pi\omega}{c^2k_z}\hat{J}_{eff}(k_r,\omega,z).$$
(2.25)

Уравнения (2.23 - 2.25) интегрировались последовательно, решение предыдущего было начальным условием для последующего.

§3. Обработка результатов численного эксперимента

Результатом численного решения уравнения (2.1) является спектральное распределение электрического поля $\widehat{E}(k_r, \omega, z)$. Спектральная плотность мощности суперконтинуума $S(\omega, z)$ лазерного импульса на расстоянии *z* равна:

$$S(\omega, z) = \int_0^\infty \left| \widehat{E}(k_r, \omega, z) \right|^2 k_r \, dk_r, \tag{2.26}$$

а его частотно-угловое распределение:

$$S(\alpha, \omega, z) = \left| \widehat{E}(k_r = k(\omega) \sin \alpha, \omega, z) \right|^2,$$
(2.27)

где $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$ – волновой вектор.

Для получения профиля ТГц излучения полное частотно-угловое распределение (2.26) интегрируется в диапазоне частот [ω_{min}, ω_{max}], измеряемом в эксперименте:

$$S(\alpha, z) = \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \left| \widehat{E}(k(\omega) \sin \alpha, \omega, z) \right|^2 d\omega.$$
(2.28)

Для получения временных распределений поля ТГц излучения из полного массива данных с помощью супергауссова фильтра с частотой отсечки ω_{max} вырезается часть ТГц сигнала

$$\widetilde{\boldsymbol{E}}_{THZ}(r,\omega,z) = \exp\left[-\left(\frac{\omega}{\omega_{max}}\right)^{10}\right] \times \int_0^\infty \widehat{\boldsymbol{E}}(k_r,\omega,z) J_0(k_r r) k_r dk_r$$
(2.29)

измеряемая в эксперименте. Далее распределение ТГц поля определяется Фурьепреобразованием выражения (2.28):

$$\boldsymbol{E}_{THZ}(r,t,z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{\boldsymbol{E}}_{THZ}(r,\omega,z) \exp(i\omega t) dt$$
(2.30)

Для анализа поляризации ТГц сигнала, расчитывается зависимость интенсивности проекции ТГц излучения на ось полязатора $n = (\cos\beta, \sin\beta)$ от угла поворота поляризатора β :

$$I_{THZ}(\beta, z) = \int_0^\infty \int_{-\infty}^{+\infty} (\boldsymbol{E}_{THZ}(r, t, z) \cdot \boldsymbol{n})^2 dt \ r \ dr$$
(2.31)

Тогда под направлением поляризации ТГц сигнала на данном расстоянии *z* понимается угол β_{THz}, при котором интенсивность ТГц излучения максимальна:

$$I_{THz}^{\max}\left(z\right) = I(\beta_{THz}, z), \tag{2.32}$$

а под эллиптичностью – отношение минимального к максимальному значению интенсивности ТГц сигнала.

$$\varepsilon_{THz}(z) = \frac{I_{THz}^{\min}(z)}{I_{THz}^{\max}(z)} = \frac{I(\beta_{THz} + \pi/2, z)}{I(\beta_{THz}, z)}.$$
(2.33)

42

Таким образом, в численном эксперименте получены спектральная плотность мощности $S(\omega, z)$ и профиль ТГц излучения $S(\alpha, z)$, его частотно-угловое $S(\alpha, \omega, z)$ и временное $E_{THz}(r,t,z)$ распределения, а также эллипс поляризации $I_{THz}(\beta, z)$, направление поляризации β_{THz} и эллиптичность $\varepsilon_{THz}(z)$.

§4. Модель суперпозиции локальных плазменных источников терагерцового излучения

Для интерпретации формирования углового распределения ТГц сигнала одноцветного филамента и регулярного кластера одноцветных филаментов соискателем разработана модель суперпозиции локальных плазменных источников терагерцового излучения.

Разработанная модель основана на следующих предположениях:

• плазменный канал филамента является протяженным источником ТГц излучения;

• ТГц излучение отдельных его участков является когерентным (поскольку все локальные источники были образованы одним импульсом, и смещение электрона за время прохождения импульса мало по сравнению с длиной волны ТГц излучения);

• доминирующий вклад в его генерацию вносят поперечные осцилляции электронной плотности.

Тогда электрическое поле плазменного канала в дальней зоне в точке, куда помещен детектор ТГц излучения, есть результат интерференции (рис. 2.1) излучения отдельных его участков.

Интенсивность излучения филамента в дальней зоне *I*(θ) можно записать в виде:

$$I(\theta) \sim \left| \int_{ct}^{L} \frac{1}{l(z)} E(\gamma(z,\theta), z, t) \exp\left[\frac{2\pi i (z+l(z))}{\lambda_{THz}}\right] \exp\left[-\nu_c \left(t - \frac{z}{c}\right)\right] dz \right|^2,$$
(2.34)

где $\hat{E}(\gamma(z,\theta),z,t)$ — излучаемое в момент времени *t* под углом $\gamma(z,\theta)$ поле малого участка филамента длиной *dz*, расположенного на расстоянии *z* от его начала, *l*(*z*) — расстояние между элементом и детектором, λ_{THz} – длина волны ТГц излучения, $v_c = 5$ ТГц — частота столкновений электронов с нейтралами. $\hat{E}(\gamma(z,\theta),z,t)$ обуславливает распределение интенсивности в случае отсутствия либо наличия внешнего электростатического поля.



Рис. 2.1 Схема интерференции излучения элементов плазменного канала: *L* – длина филамента, *z* – положение излучающего участка *dz*, γ – угол между прямой, соединяющей этот участок и ТГц детектор, и осью *z*, *l* – расстояние между ними, *R* – расстояние от ТГц детектора до конца канала, θ – угол между прямой, соединяющей конец канала и ТГц детектор, и осью *z*

В выражении (2.16) первый экспоненциальный множитель $\exp(2\pi i(z+l(z))/\lambda_{THz})$ имеет максимум на оси в силу равенства оптических путей излучения, приходящего в точку с $\gamma = 0$ от каждого из участков dz: расстояние z проходит импульс лазера со скоростью c, а оставшееся до детектора расстояние (L-z) + R, где R – расстояние от конца плазменного канала до детектора, с такой же скоростью (пренебрегаем дисперсией) проходит ТГц излучение малого участка, т.е. оптические пути ТГц излучения от всех элементов совместно с лазерным до детектора на оси, равны L + R вне зависимости от текущей координаты z излучающего элемента. Второй экспоненциальный множитель $\exp(-v_c(t-z/c))$ связан с затуханием в результате неупругих столкновений электронов с нейтралами и определяет ширину спектра ТГц излучения. При исследованиях филаментации подобные интерференционные модели применялись при излучении взаимодействия кольцевых структур филаментов [149] и формирования частотноуглового спектра [150,151]. Интеграл (2.34) определялся численно с шагами $\Delta t = \lambda_{THz}/100c$ и $\Delta z = \lambda_{THz}/100$.

Диаметр филамента составляет $d_{fil} \sim 100$ мкм [113], в то время как длина волны ТГц излучения $\lambda_{THz} > 300$ мкм. Поскольку $d_{fil} << \lambda_{THz}$, для расчета поля малого участка филамента в дальнейзоне воспользуемся известным из литературы [152] соотношением для электромагнитного поля системы зарядов на большом расстоянии от нее.

В отсутствие внешнего поля плазменный канал филамента является аксиально симметричным [70]. Вследствие этого его поперечный дипольный момент равен нулю, а излучение каждого участка длиной *dz* является квадрупольным. Поле квадрупольного излучения малого участка филамента описывается соотношением [152]

$$\widehat{E}(\gamma) \propto \sin 2\gamma$$
, (2.35)

где γ — угол между направлением на детектор и осью филамента *z*. В [153] показано, что квадрупольная эмиссия возможна за счет пондермоторной силы, действующей на свободные электроны в плазменном канале филамента.При филаментации во внешнем электростатическом поле нарушается аксиальная симметрия плазменного канала, что приводит к возникновению дипольного момента. Поле дипольного излучения участка плазменного канала *dz* определяется формулой [152]

$$\widehat{E}(\gamma) \propto \cos \gamma$$
 (2.36)

В случае кластера *N* · *N* регулярных филаментов (рис. 2.2) формула (2.34) обощается и записывается в виде:

$$I(\theta, \varphi) \sim$$

$$\left|\sum_{i,j=1}^{N}\int_{ct}^{L}\frac{1}{l_{ij}(z,\theta,\varphi)}E(\gamma(z,\theta,\varphi),z,t)\times\exp\left[\frac{2\pi i\left(z+l_{ij}(z,\theta,\varphi)\right)}{\lambda_{THz}}\right]\times\exp\left[-\nu_{c}\left(t-\frac{z}{c}\right)\right]dz\right|^{2}$$
(2.37)

В моделировании предполагается, что все филаменты имеют начало на плосткости (x, y, z = 0) (рис. 2.2). Они параллельны оси z, равномерно удалены друг от друга в поперечной плоскости, расстояние между соседними филаментами как по оси x, так и по осиy составляет a, длина каждого плазменного канала – L. Пара (i, j) соответствует плазменному каналу с началом в точке

$$(x_i = a (i - 1), y_j = a (j - 1), z = 0).$$
 (2.38)

Каждый излучающий элемент dz_{ij} , принадлежащий филаменту (i, j), расположенна расстоянии z от начала филамента, на расстоянии $l_{ij}(z)$ от детектора, причем γ_{ij} – угол между осью филамента (i, j) и прямой, соединяющий детектор и элемент dz_{ij} . Детектор расположен на расстоянии R = 1 м от конца филамента с индексами (i = 1, j = 1), то есть достаточно далеко, чтобы выполнилось соотношение R >> a, но достаточно близко, чтобы пренебречь поглощением ТГц излучения молекулами воды в атмосфере. θ и φ – полярный и азимутальный углы детектора относительно филамента с индексами (i = 1, j = 1).



Рис. 2.2 Геомерия кластера филаментов, излучающих ТГц сигнал. Локальный ТГц источник dz_{ij} филамента (*i*, *j*) излучает под углом γ_{ij}. Расстояние от него до детектора l_{ij}(z).
θ и φ полярный и азимутальный углы, L и a – длина филаментам и расстояние между соседними филаментами. Расстояние от кластера до детектора R = 1 м

В модели предполагается, что каждый плазменный канал является однородным с плотностью свободных электронов *N*_e.

Продолжительность жизни плазмы филамента в воздухе $\tau_p = 3$ нс, что много больше времени столкновения электронов с ионами ≈ 1 ps. Поэтому максимальное продольное расстояние, на (котором можент излучаться ТГц сигнал, составляет $L_{\text{max}} = c \times \tau_p \approx 1$ м. Длина филамента варьировалась от 1 мм до 3 см, а максимальный поперечный размер лазерного пучка составлял 3 см и вмещал кластер из 11×11 филаментов, расположенных на расстоянии a = 3 мм друг от друга. Таким образом, источник ТГц излучения в любом измерении много меньше $L_{\text{max}} = 1$ м. Это означает, что все филаменты излучают одновременно во времени со всех своих геометрических точек.

Интегрирование по времени повторяется для каждого значения *z* вдоль филамента с началом в точке (x_i , y_j , z = 0). Координата *z* вальируется от 0 до длины филамента *L*, что отражено в пределах *z*-интеграла. Интегрирование по *z* производится для каждого филамента (*i*, *j*) в кластере, затем результат суммируется по всем филаментам.

Угловое распределение $I_{\text{THz}}(\theta, \varphi)$ описывает распространение ТГц излучения с учетом дифракции и интерференции в газовой изотропной среде без оптических нелинейностей и дисперсии.

ГЛАВА 3. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВНОЙ ЧАСТОТЕ ТИТАН-САПФИРОВОГО ЛАЗЕРА

Данная глава посвящена исследованию возможности управления диаграммой направленности ТГц излучения при филаментаци. Будет показано, что короткие филаменты могут служить источником ТГц излучения, распространяющегося в направлении, противоположном направлению распространения лазерного излучения, а использование сфазированного кластера филаментов в качестве источника ТГц сигнала позволяет увеличить долю энергии ТГц излучения, распространяющегося под небольшим углом к оси распространения.

90 L=1 cm 90 L=3 cm 90 L=10 cm (a) (b)(c) 180 27027027090 L=1.5 cm 90 L=5 cm 90 L=10 cm (d) (e) (f)n 180 270 270 270

§1. Угловое распределение терагерцового излучения одиночного филамента

Рис. 3.1 Диаграмма направленности ТГц излучения филамента (сплошная кривая) длины *L* = 1, 3, 10 см в отстутствие электростатического поля. Штриховой линией на (а) показано излучение малого участка филамента; (d) – (f) Диаграмма направленности ТГц излучение филамента (сплошная линия) длины *L* = 1.5, 5, 10 см при наличии внешнего поля.

Штриховой линией на (d) показано излучение малого участка филамента

На основе модели, описанной в Главе 2, §5, настоящей работы проведен расчет углового распределения ТГц излучения филамента на частоте 100 ГГц при различных длинах плазменных каналов в соответствии с параметрами экспериментов [45, 53]. На Рис. 3.1 с сплошной кривой представлены диаграммы направленности *I*(θ) ТГц излучения

плазменного канала в отсутствие внешнего поля для филаментов длиной L = 1, 3 и 10 см, соответствующие результатам экспериментов [45, 53]. На оси филамента имеется минимум поля, а максимум достигается под углом $\theta_{max} \sim 10^{\circ}$ (сравните Рис. 3.1(a – c) с Рис. 1.3, иллюстрирующим результаты экспериментов работы [45]). Видно, что увеличение длины филамента приводит к уменьшению угла раствора конуса в соответствии с [45, 53]. Исследуем эту зависимость более подробно.

На Рис. 3.2(а) представлена зависимость угла раствора конуса ТГц излучения от отношения длины волны ТГц сигнала к длине плазменного канала. Расчеты проведены в области длин волн 300 – 3000 мкм и длин плазменного канала 1 – 30 см. Аппроксимация методом наименьших квадратов расчетных зависимостей θ_{max} (λ_{THz} , *L*) показывает, что

$$\theta_{\rm max} = 69^{\circ} \sqrt{\lambda_{THz}/L} \tag{3.1}$$

Зависимость, изображенная на Рис. 3.2 сплошной, соответствует результатам [45, 53].



Рис. 3.2 Зависимость угла расходимости ТГц излучения плазменного канала при филаментации в отсутствие внешнего поля (а) и при его наличии (б) от отношения длины волны ТГц излучения к длине филамента λ/L.

Рассмотрим теперь, как изменится угловое распределение ТГц сигнала, если филаментация происходит во внешнем поперечном электростатическом поле по схеме, описанной в [63 – 67] и изображенной на Рис. 1.5.

На Рис. 3.1(d — f) сплошной кривой показана диаграмма направленности $I(\theta)$ ТГц излучения филамента длиной L = 1.5, 5 и 10 см при наличии внешнего электростатического поля. Излучение распространяется преимущественно вперед, его расходимость уменьшается с ростом длины филамента. Такое поведение углового распределения интенсивности ТГц излучения наблюдалось экспериментально в работе [65] при генерации ТГц излучения в филаменте, помещенном во внешнее поле (сравните Рис. 3.1(d — f), с Fig. 3 работы [65]).

Квадрупольный член в разложении электромагнитного поля по степеням d_{fil} / λ_{THz} (диаметр филамента d_{fil} – характерный размер излучающей области) пропорционален $(d_{fil} / \lambda_{THz})^2$, тогда как дипольный $\sim d_{fil} / \lambda_{THz}$. Ввиду того, что $d_{fil} << \lambda_{THz}$, величина энергии дипольного излучения на порядки превышает энергию квадрупольного. Этим объясняется наблюдаемый в экспериментах [63 – 67] рост энергии ТГц излучения.

Таким образом, разработанная для описания углового распределения ТГц сигнала модель суперпозиции локальных плазменных источников адекватно описывает экспериментальные данные, полученные как при филаментации 60 внешнем электростатическом поле, так и без него. Как в экспериментах, так и в представленном в настящей работе моделировании обнаружено, что ТГц сигнал филамента в отсутствии внешнего электростатического поля распространяется в конус, угол раствора которого зависит от длины плазменного канала. Можно ли управлять диаграммой направленности ТГц излучения филамента заданной длины на атмосферной трасе, когда плазменный канал создается на большом растоянии от лазерной системы, и нет возможности использовать внешнее поле конденсатора для увеличения его направленности и энергии? Рассмотрим данный вопрос подробнее.

§2. Управление диаграммой направленности терагерцового излучения при использовании сфазированного массива филаментов в качестве источника

Для генерация ТГц излучения с малым углом расходимости при филаментации могут быть использованы схемы, основанные на нелинейно-оптическом выпрямлении при четырехволновом смешении основной и второй гармоник лазерного излучения [70], а также формирование филамента во внешнем электростатическом поле ~1 кВ/см, направленном перпендикулярно филаменту [63 – 67]. Реализация на атмосферных трассах первого варианта затруднительна в силу дисперсии групповых скоростей импульсов и сложности в оптимизации задержки между ними [154]. Вторая схема в принципе неосуществима из-за отсутствия на трассе внешнего поля.

Для решения поставленной задачи предлагается использовать явление множественной филаментации [35]. В общем случае, оно носит стохастический характер, но, используя периодическую амплитудную [155] или фазовую [156] маску на выходе лазерной системы, можно добиться их регулярного расположения даже в условиях атмосферной турбулентности. Таким образом можно получить регулярный кластер филаментов [155, 156], излучение каждого из которых сфазировано, т.к. они формируются 49

одинаково, независимо друг от друга. Фазировка же ТГц излучения позволяет ожидать уменьшения его расходимости, а значит увеличения дальности применения использующих это излучение приборов оптоэлектроники.

На основе модели (2.16) на случай многих филаментов (2.19) проведено численное моделирование генерации ТГц излучения при филаментации для регулярных кластеров, состоящих из 4 (2 × 2) – 144 (12 × 12) филаментов. На Рис. 3.3 показаны полученные двумерные диаграммы направленности ТГц излучения одного филамента (а), а также кластеров из 4 (б), 9 (в), 16 (г), 25 (д), 36 (е), 49 (ж), 64 (з), 81 (и), 100 (к), 121 (л) и 144 (м) филаментов.

Трехмерная диаграмма направленности имеет вид, представленный на Рис. 3.4(a - B) (случаи кластеров из 25 (5 × 5), 49 (7 × 7) и 100 (10 × 10) филаментов). Как видно из Рис. 3.4, наименьшей расходимостью обладает излучение, распространяющееся в центральный конус (на двумерном угловом распределении, см. Рис. 3.3, конус соответствует лепестку с наименьшим углом). Угол его раствора уменьшается с увеличением количества филаментов в кластере (сравните Рис. 3.3(a - M).

Зависимость угла расходимости ТГц излучения кластера филаментов от их количества представлена на Рис. 3.5. При увеличении количества филаментов в кластере на диаграмме направленности появляются дополнительные боковые лепестки, то есть доля излучения, распространяющегося под малым углом, уменьшается. Кроме того, на вид углового распределения существенно влияет расстояние между филаментами в кластере. Таким образом, необходимо определить оптимальные параметры кластера (количество филаментов в нем и расстояние между ними) с точки зрения генерации слабо расходящегося ТГц излучения.

Для определения оптимальных значений количества филаментов в кластере и расстояния между ними проведено численное моделирование генерации ТГц излучения для набора кластеров, состоящих из 4 (2 × 2) – 100 (10 × 10) филаментов, и расстояний между ними $a = 0.1\lambda - 5\lambda$, где $\lambda = 300$ мкм — длина волны ТГц излучения. Искомый оптимальный кластер должен обладать наименьшей расходимостью центрального конуса при условии, что этот конус содержит основную часть энергии ТГц излучения.

Для оптимизации расстояния *а* между филаментами в кластере построена зависимость величины $\Delta W/\theta_0$ от *a*, где ΔW – доля энергии излучения, распространяющегося в центральный конус диаграммы направленности, θ_0 – угол раствора центрального конуса. Вид этой зависимости представлен на Рис. 3.6. Очевидно, что наибольшему значению энергии излучения конуса при наименьшей его расходимости



Рис. 3.3 Двумерные диаграммы направленности ТГц излучения фемтосекундного филамента (а), а также кластеров (б – м) филаментов

соответствует расстояние между филаментами в кластере *a*, равное одной длине волны ТГц излучения.

Численный расчет кластеров различных размеров оказал, что оптимальным является количество филаментов N = 16. Угол расходимости центрального конуса в этом случае $\theta_0 = 5^\circ$ (см. Рис. $3.3(\Gamma)$), и он содержит около 95% энергии. Отметим, что при дальнейшем увеличении количества филаментов существенного уменьшения угла раствора конуса не происходит, но его доля энергии уменьшается в связи с появлением дополнительных лепестков с большим углом раствора на диаграмме направленности.

Таким образом, установлено, что оптимальными свойствами для решения поставленной задачи обладает кластер из 16 (4 × 4) филаментов с расстоянием между ними $a = \lambda$, где λ — длина волны ТГц излучения.



Рис. 3.4 Трехмерные диаграммы направленности ТГц излучения кластеров, состоящих из



Рис. 3.5 Зависимость угла расходимости центрального конуса на диаграмме направленности ТГц излучения от числа филаментов в столбце кластера



Рис. 3.6 Зависимость относительной величины отношения энергии центрального конуса к его углу раствора от расстояния между филаментами в длинах волн

§3. Диаграмма направленности терагерцового излучения при плотной фокусировке оптического импульса

Модель генерации ТГц излучения, основанная на черенковском излучении [43, 45] не допускает образования ТГц излучения, распространяющегося в направлении, противоположном направлению распространению лазерного излучения. Однако такой ТГц сигнал наблюдался экспериментально в [60] при использовании плазменных каналов длиной порядка 1 мм в качестве источника.

Исследуем возможность генерации ТГц излучения, распространяющегося в направлении, противоположном направлению распространению лазерного излучения, с помощью модели суперпозиции локальных плазменных источников терагерцового излучения (2.16). На рис. 3.7(a - e) показаны диаграммы направленности ТГц излучения с длиной волны v = 0.1 ТГц филаментов длиной 1 - 3 мм, сравнимой с длиной волны ТГц излучения (короткие филаменты). В каждом случае на диаграмме направленности наблюдается компонента, распространяющаяся под углом ~140° к оси филамента в согласии с [60].

Как видно из Рис. 3.7(г – е), при наличии внешнего электростатического поля, перпендикулярного оси филамента, ТГц излучение короткого филамента распространяется преимущественно под углами 0° и 180° к оси филамента.

Видно, что интенсивность компоненты, распространяющейся под углом в диапазоне 90° – 270° в обоих случаях растет с увеличением длины волны ТГц излучения и уменьшением длины филамента. На Рис. 3.8 показана зависимость доли энергии, распространяющейся в направлении, противоположном направлению распространения лазерного излучения, от частоты ТГц излучения для филамента длиной L = 1 мм в случае отсутствия (квадраты) и наличия (звезды) внешнего электростатического поля. Для такого филамента порядка 30% энергии на длине волны 0.1 ТГц распространяется.



Рис. 3.7 Диаграммы направленности излучения с частотой 0.1 ТГц филамента длиной L = 1 см (а, г), 3 мм (б, д), 1 мм (в, е) в отсутствии (а – в) и при наличии внешнего поля (г – е)



Рис. 3.8 Зависимость доли энергии, распространяющейся в обратном направлении, от частоты ТГц излучения для филамента длиной *L* = 1 мм в случае отсутствия (квадраты) и наличия (звезды) внешнего электростатического поля

Таким образом, разработанная модель генерации ТГц излучения при филаментации удовлетворительно описывает не только угловое распределение ТГц излучения длинных филаментов, распространяющееся в конус, но, в отличие от модели [43, 45], и излучение коротких плазменных каналов, распространяющееся под углом в диапазоне 90° – 270° [60].

Таким образом, разработанная модель генерации ТГц излучения плазменного канала филаменты удовлетворительно описывает экспериментальные результаты по генерации ТГц излучения, распространяющегося в направлении распространения лазерного излучения. Диаграммы направленности, полученные в результате численного моделирования, а также рассчитанная зависимость расходимости ТГц излучения соответствуют экспериментам.

Короткий филамент является источником ТГц излучения, распространяющегося назад, в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Этого в принципе не допускает модель, основанная на черенковском излучении, что говорит о более широкой области применения предложенной теории.

Для управления расходимостью ТГц излучения предложено использовать регулярный кластер филаментов в качестве источника. Найдена зависимость угла раствора центрального конуса на диаграмме направленности ТГц излучения кластера филаментов от его размера. Определены оптимальные с точки зрения генерации слабо расходящегося ТГц излучения параметры кластера.

ГЛАВА 4. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КОЛЛИНЕАРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИМПУЛЬСОВ ОСНОВНОЙ И ВТОРОЙ ГАРМОНИК ТИТАН-САПФИРОВОГО ЛАЗЕРА В ФИЛАМЕНТЕ

В данной главе представлено исследование влияния механизмов генерации ТГ излучения при коллинеарном распространении импульсов основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера в филаменте на спектральные и пространственные свойства ТГ сигнала. Показано, что можно разделить вклады отклика связанных и свободных электронов в спектре и в пространственном распределении ТГ излучения. Вклад связанных электронов в спектральное распределение ТГ излучения является слабым и более высокочастотным по сравнению с вкладом свободных электронов лазерной плазмы. ТГ излучение, обусловленное откликом нейтральных молекул, распространяется в направлении распространения лазерного излучения. ТГ иотклик плазмы имеет кольцевое пространственное распределение с ярко выраженным минимумом на оси филамента. Такой кольцевой пространственный профиль ТГ излучения наблюдается как при филаментации сфокусированного лазерного излучения, так и коллимированного.

§1. Изменение спектрального распределения терагерцового излучения при коллинеарном распространении импульсов основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера в филаменте

Проведено численное моделирование филаментации лазерного излучения на длине волны 800 нм и его второй гармоники (400 нм) с энергией и длительностью 1.4 мДж, 150 фс и 10 мкДж, 220 фс, соответственно. Длительности указаны по уровню половинной интенсивности. Диаметр входного пучка составляет $2a_0 = 3$ мм также по уровню половинной интенсивности. Длина плазменного канала в моделировании при фокусировке лазерного излучения с помощью линзы с фокусным расстоянием f = 15 см составляла ~ 1.5 см. Разбегание основной и второй гармоники во времени из-за различия их групповых скоростей на трассе длиной 20 см пренебрежимо мало по сравнению с длительностями гармоник.

Изменение спектра электро-магнитного излучения, а также его ТГц части при распространении лазерного излучения показано на Рис. 4.1(б-с). Представленные спектры соответсвуют расстояниям распространения z = 12 см (б, в), 13 см (г, д), 13.8 см (е, ж), 14.2 см (з, и), 14.4 см (к, л), 14.52 см (м, н), 14.57 см (о, п), 15.1 см (р, с). Пиковая интенсивность излучения в зависимости от расстояния распространения показана на

Рис. 4.1(а). Область, отмеченная красным, на Рис. 4.1(б-с) изображает спектр основной гармоники, синим – второй гармоники, серым – генерирующегося ТГц излучения. По мере распространения спектры основной и второй гармоник уширяются в виду фазовой само- и кроссмодуляции. На начальной стадии самофокусировки ($z \le 14$ см), определяемой керровской нелинейностью, плостность лазерной плазмы близка к нулю, и отклик нейтральных молекул среды вносит основной вклад в генерация ТГц сигнала. Максимум спектра ТГц эмиссии на этом этапе расположен на частоте порядка обратной длительности лазерного импульса (Рис. 4.1(б-ж)) в соотвествии с моделью четырехволнового смешения [112].

Отметим, что основная и вторая гармоники при филаментации становятся сильно чирпированными, за исключением специальных условий [157]. Поэтому фазовое согласование для четырехволнового смешения основной и второй гармоник в филаменте всегда реализуется.

ТГц синал нейтральных молекул достигает максимума на расстоянии распространения $z \approx 13.8$ см (Рис. 4.1(е, ж)). Далее из-за резкого роста концентрации свободных электронов в генерации ТГц сигнала начинает доминировать вклад плазменной нелинейности. С образованием плазмы максимум спектра ТГц излучения испытывает скачок в низкочатотную область около 0.5 – 1 ТГц (Рис. 4.1(з-с)). Динамика положения максимума спектра ТГц сигнала при распространии и возрастании плотности свободных электронов показана на Рис. 4.2(б).

Начиная с расстояния $z \ge 15$ см ТГц спектр в численном моделировании выглядит как типичное спектральной распределение, регистрируемое в эксперименте (Рис. 4.2(с)) [37 – 40]. Интенсивность низкочастотного спектрального максимума на 3 порядка превышает интенсивность максимума ТГц эмиссии, обусловленной воздействием керровского эффекта на стадии самофокусировки $z \le 14$ см. Из-за этого ТГц излучение нейтральных молекул сложно зарегистрировать в эксперименте.

Отметим, что высокочастотный вклад нейтралов в генерацию ТГц излучения присутствует на всех стадиях распространения лазерного излучения. В спектре он проявляется в виде дополнительного менее интенсивного локального максимума. В условиях численного эксперимента в развитом филаменте он наблюдается на частоте порядка 25 ТГц, начиная с расстояния $z \approx 14.58$ см и далее (Рис. 4.1(м-с)).

На Рис. 4.3 представлено сравнение спектра ТГц сигнала развитого филамента, полученного в численном моделировании, и в эксперименте, проведенном научной группой проф. А.П. Шкуринова в лаборатории терагерцовой оптоэлектроники и спектроскопии физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

57

В эксперименте излучение титан-сапфировой лазерной системы (Spectra Physics Spitfire Pro, 130 фс, <1.5 мДж, 800 нм, 1 кГц) фокусировалось с помощью линзы с фокусным расстоянием f = 15 см в атмосферный воздух (Рис. 4.4(а)). Кристалл β-ВВО I типа толщиной 0.1 мм, ориентированный так, что выход ТГц излучения максимален, использовался для генерации второй гармоники. Плазменный канал длиной ~1.5 см образовывался около геометрического фокуса линзы. Генерирующееся при этом ТГц излучение собиралось и колимировалось с помощью внеосевого параболического зеркала (диаметр 51.6 мм, эффективное фокусное расстояние – 15 см). Оптическое излучение блокировалось с помощью силиконового фильтра толщиной 0.35 мм.

Для исследования частотных и пространственных свойств ТГц сигнала использовался интерферометр Майкельсона и гелиевый болометр в качестве детектора. Для разделения и рекомбинации пучков в интерферометре использовалась силиконовая светоделительная пластинка толщиной. В плечах интерферометра находились плоские металические зеркала, одно из которых было помещено на механическую подвижную платформу. После рекомбинации ТГц излучение фокусировалось с помощью внеосевого параболичксого зеркала в апертуру болометра с фильтром, прозрачным для ТГц излучения с частотой < 24 ТГц. Типичная интерферограмма, полученная в эксперименте, содержит 500-800 точек с шагом 2.5 мкм, обеспечивая разрешение порядка 75 ГГц. ТГц спектр воостаналивался с помощью фурье-преобразования автокорреляционной функции ТГц сигнала.

Измерение частотно-углового спектра проводилось с помощью перемещения пластинки с щелью размером 1.5 мм вдоль поперечного распределения ТГц пучка до его коллимирования (Рис. 4.4(а)). В эксперименте ТГц спектр, усредненный по данным 50 интерферограмм, был получен при использовании двуцветного излучения с длительностью 130 фс, энергиями основной и второй гармоник 1.4 и 0.14 мДж, соответственно.



Рис. 4.1 (а) Пиковая интенсивность излучения в зависимости от расстояния распространения; (б-с) Спектры излучения в диапазоне 0.05 - 1000 ТГц и его ТГц части на расстояниях *z* = 12 см (б, в), 13 см (г, д), 13.8 см (е, ж), полученные в численном моделировании



Рис. 4.1 (продолжение) Спектры излучения в диапазоне 0.05 - 1000 ТГц и его ТГц части на расстояниях *z* = 14.2 см (3, и), 14.4 см (к, л), 14.52 см (м, н), полученные в численном моделировании



Рис. 4.1 (продолжение) Спектры излучения в диапазоне 0.05 - 1000 ТГц и его ТГц части на расстояниях *z* = 14.57 см (о, п), 15.1 см (р, с), полученные в численном моделировании



Рис. 4.2 (а) Максимум в спектре ТГц сигнала (черная кривая) и пиковая плотность плазмы (синяя кривая) в зависимости от расстояния распространения. Немонотонное изменение частоты максимума в ТГц спектре обусловлено конкуренцией механизмов ТГц генерации.

Вертикальная штриховая линия обозначает позицию максимального ТГц отклика нейтралов. (б) Смещение максимума в спектре ТГц сигнала с ~4 до ~0.5 ТГц. Красная контурная кривая отмечает уровень, где достигается 99% от максимальной спектральной

интенсивности на данном расстоянии



Рис. 4.3. Рассчитанный (красная кривая) на основе однонаправленного уранения распространения (2.1) и экспериментально измеренный (черный точки) спектры ТГц излучения, генерирущегося при филаментации коллинеарно распространяющихся импульсов на основной частоте (800 нм: 1.4 мДж, 150 фс) и второй грамоники (400 нм: 10 мкДж, 220 фс) лазерной системы, сфокусированных в атмосферный воздух (*f* = 15 см)

Спектр ТГц сигнала, полученный в численном моделировании с помощью однонаправленного уравнения распространения UPPE (2.1) в скалярном представлении, показан на Рис. 4.3 красной кривой. Спектр, измеренный в натурном эксперименте с аналогичными начальными параметрами лазерного излучения, изображен на Рис. 4.3 черными точками. В численном моделировании и в эксперименте спектр ТГц сигнала проинтегрированн по поперечной апертуре Спектральное диаметром 12 мм. распределение ТГц излучения, полученное в численном моделировании, хорошо согласуется как с экспериментальными данными, полученными в группе проф. А.П. Шкуринова, так и с другими опубликованными к настоящему моменту [37 – 40]. Спектральный максимум достигается на частоте около 0.5 – 1 ТГц, близкой к плазменной, и обусловлен вкладом нелинейного фототока. Ослабление спектра на частотах v > 12.5 ТГц в эксперименте вызвано поглощением в силиконовой светоделительной пластинке и в используемых фильтрах.



Рис. 4.4. Экспериментальная установка по генерации терагерцового излучения и его регистрации с помощью интерферометра Майкельсона и болометра. 1 — болометр;

2, 3 — зеркала; 4 — делитель пучка из высокоомного кремния; 5, 6 — параболические зеркала (апертура 2 дюйма); 7 — кремниевый фильтр; 8 — кристалл BBO; 9 — собирающая линза с фокусным расстоянием 15 см

§2. Формирование кольцевого пространственного распределения терагерцового излучения при коллинеарном распространении импульсов основной и второй гармоник титан-сапфирового лазера в филаменте

На Рис. 4.5 показано, как изменяется частотно-угловой спектр и пространственное распределение ТГц излучения филамента при распространении лазерного излучения. В начале распространения, пока интенсивность лазерного излучения не достаточна велика для ионизации среды, на частотно-угловом распределении имеется яркий ТГц максимум около 0°, что соотвествует распространяющемуся вдоль оси филамента ТГц сигналу нейтралов (Рис. 4.5(a-e)). Максимум ТГц излучения, обусловленного откликом нейтральных молекул, растет при распространении лазерного излучения и увеличения его интенсивности под действием керровской фокусировки в газе (сравните Рис. 4.5(б) и Рис. $4.5(\Gamma)$).

При достижении лазерного излучения мощности, достаточной для ионизации молекул воздуха, и образовании свободных электронов, в частотно-угловом спектре излучения появляется структура с двумя "крыльями" (Рис. 4.5(ж-м)), что соотвествует кольцевому пространственному профилю ТГц сигнала свободных электронов лазерной плазмы. При дальнейшем распространении лазерного излучения кольцевая структура

усиливается, появляется яврко выраженный минимум ТГц сигнала на оси филамента (Рис. 4.5(м)).

Сранение частотно-угловых спектров ТГц излучения, полученных в численном моделировании и экспериментально, представлено на Рис. 4.6(а, б). Угловое распределение ТГц излучения имеет максимум (отмечен белой штриховой линией на Рис. 4.6(а, б) при значении угла порядка 4 – 6° относительно оси распространения. Внеосевой максимум на частотно-угловом распредлении соответствует кольцевому пространственному профилю В дальней зоне. Аналогичные пространственные распределения экспериментально наблюдались в [37 – 40]. В численном моделировании и в эксперименте около 15% энергии ТГц излучения в диапазоне 0.5-13 ТГц распространеется вдоль оси и 85% – в кольцо. Энергия ТГц излучения в диапазоне 0.05-30 ТГц в численном моделировании составляла порядка 9 нДж.



Рис. 4.5 Пространственные (левая колонка) и частотно-угловые (правая колонка) распределения ТГц излучения филамента на расстояниях *z* = 13.8 см (а, б), 14.3 см (в, г), 14.4 см (д, е)



Рис. 4.5 (продолжение) Пространственные (левая колонка) и частотно-угловые (правая колонка) распределения ТГц излучения филамента на расстояниях *z* = 14.6 см (ж, з), 14.7 см (и, к) и 15.7 см (л, м)



Рис. 4.6 Частотно-угловые распределения ТГц излучения филамента: (a) рассчитанный в численном моделированиии, (б) экспериментальный в логарифмической цветовой шкале интенсивностей. Штриховая вертикалья линия показывает направление максимума ТГц сигнала

§3. Механизмы генерации терагерцового излучения и их влияние на спектральные и пространственные свойства терагерцового сигнала

Для определения физического механизма, отвественного за формирование кольцевого пространственного профиля ТГц излучения, генерирующегося при коллинеарном распространении импульсов основной и второй гармоник лазера в филаменте (800 нм: 3.2 мДж, 27 фс; 400 нм: 0.32 мкДж, 50 фс; $2a_0 = 1.5$ мм), сфокусированных линзой с фокусным расстоянием f = 20 см в атмосферный воздух.

В численном моделировании были последовательно «выключены» вклады физических механизмов, участвующих в фемтосекундной филаментации. Вначале был исследован случай чисто керровской среды, когда интенсивность лазерного излучения нарастает за счет геометрической фокусировки и самофокусировки, но без учета дисперсии показателя преломления воздуха и образования плазмы. В этом случае в моделировании наблюдается неограниченный рост пиковой интенсивности излучения, поскольку модель не учитывает плазменную дефокусировку. Расчет останавливался, как только пиковая интенсивность достигала характерного значения в реальном филаменте ~ 100 TBt/cm² (зеленая кривая на Рис. 4.7(а) прерывается на расстоянии $z \approx 12.5$ см).

На Рис. 4.7 показано изменение частотно-углового спектра и пространственного профиля ТГц излучения керровской среды без учета плазменной нелинейности и дисперсии с увеличением расстояния распространения лазерного излучения. В такой среде ТГц отклик распространяется вперед по направлению распространения лазерного излучения лазерного излучения. Значит, в начале распространения лазерного излучения формируется источник осевого ТГц излучения.

В случае, соотвествующем реальным условиям, когда учтены плазменная и керровская нелинейности, а также дисперсия и дифракция среды, описанные в Главе 2, вклад плазменной нелинейности начинает конкурировать с откликом нейтральных Зависимость пиковой интенсивности излучения молекул. OT ОТ расстояния распространения показана на Рис. 4.8(a). На частотно-угловом распределении по мере распространения лазерного излучения и увеличения плотности свободных электронов образуется яркое кольцо (Рис. 4.8(б-ж)). Спектральная интенсивность излучения, распространяющегося в кольцо, (показано красным) на два порядка больше, чем интенсивность излучения: распространяющегося вдоль оси филамента (обозначено зеленым).

В третьем численном эксперименте керроский отклик среды не учитывался, при этом фокусировка лазерного излучения просиходила только за счет внешнего воздействия

линзы. Зависимость пиковой интенсивности от излучения от расстояния распространения представлена на Рис. 4.9(а). В этом случае частотно-угловые спектры и структура пространственного распределения ТГц сигнала во многом похожи на ранее рассмотренный случай (сравните Рис. 4.8(б-ж) и Рис. 4.9(б-ж)). Таким образом, ТГц излучение, обсловленное наличием нелинейного фототока, является доминирующим и вторым по очередности в ходе распространения. Плазменный канал действует как препятствие на пути распространения ТГц излучение, что приводит к формированию характерного кольцевого пространственного профиля ТГц сигнала.

Влияние керровской нелинейности на частотно-угловой спектр проявляется в виде четко выраженного локального максимума на оси распространения (зеленая область на Рис. 4.7(б-ж)), также экспериментально наблюдавшегося в работах [47, 58, 86]. Пространственное распределение ТГц сигнала, проинтегрированное по частоте в диапазоне 0.05-30 ТГц, имеет более интенсивный центральный пик (сравните Рис. 4.8(б-ж)) и Рис. 4.9(б-ж)).

Кольцевое пространственное распределение ТГц сигнала филамента ранее было полученно теоретически с помощью интерференционных моделей [74, 73, 76, 77] без учета дефокусировки плазмы. Эти модели построены на приближении постоянной огибающей основной и второй гармоник и, следовательно, периодического изменения полярности ТГц сигнала. Это приводит к возникновению угла фазового согласования (относительно оси распространения) и формированию ТГц кольца в дальней зоне. Однако пространственно-временные распределения филаменте оптических гармоник В существенно изменяются [158, 159] и картина ТГц интерференции становится размытой с максимум на оси. Таким образом, интерференционные модели описывают лишь общую расходимость ТГц сигнала, но не выраженную кольцевую структуру. Например, модель [73, 76] предсказывает быстрое уменьшение расходимости ТГц кольца с увеличение частоты (Fig. 2e,f в работе [73]). Этот эффект намного слабее проявляется в эксперименте (Fig. 2b в работе [74]), в согласии с результатами моделирования, проведенного в рамках данной диссертационной работы.

Для демонстрации универсальности пространственного распределения ТГц излучения проведено моделирование филаментации колимированного двуцветного лазерного импульса с параметрами, аналогичными предыдущему случаю. Полные частотно-угловые спектры электромагнитого излучения в диапазоне 0.05 – 1000 ТГц и ТГц кольца, соответствующие частотам 10, 50 и 100 ТГц в начале самофокусировка лазерного излучения и в развитом филаменте показаны на Рис. 4.10. Длина плазменного канала в численном моделировании составляла порядка 50 см. В области филамента, где

достаточно велика плотность лазерной плазмы (z = 90 см), все низкочастотное излучение распространяется в кольцо. Из пространственных распределений ТГц сигнала на частотах 10, 50 и 100 ТГц видно, что излучение с более высокой частотой распространяется в кольцо с меньшем диаметром: частоте 10 ТГц соотвествует кольцо с диаметром 3.6°, 50 ТГц — 1°, в то время как излучение с частотой 100 ТГц распространяется практически вдоль оси.

Таким образом, в результате анализа свойств ТГц излучения установлены механизмы генерации ТГц сигнала двуцветного филамента в воздухе. Показано, что и нелинейный фототок свободных электронов плазмы, и керровский отклик нейтральных молекул среды дают вклад в ТГц генерацию. В начале филаментации связанные электроны в нейтралах формируют осевой источник ТГц излучения. ТГц излучения нейтралов является слабым и более высокочастотным по сравнению с ТГц откликом свободных электронов. ТГц излучение, обусловленное вкладом керровского механизма, распространяется вдоль оси филамента, а ТГц излучение плазмы – в конус.

С ростом концентрации свободных электронов происходит скачок положения максимума ТГц спектра в низкочастотную область к частоте порядка плазменной и рост спектральной интенсивности ТГц сигнала на три порядка. Пространственное распределение ТГц излучения является кольцевым как в сфокусированной, так и в коллимированной геометрии распространения лазерного излучения.



Рис. 4.7. ТГц излучение в среде с керровской самофокусировкой распространяется вдоль оси филамента (0°). (а) Зависимость максимальной интенсивности электро-магнитного излучения от расстояние распространения. Профиль интенсивности ТГц сигнала (левая колонка) и его частотно-угловое распределение (правая колонка) на расстояниях z = 12.2 (a, б), 12.5 (в, г) и 12.7 (д, е) см



Рис. 4.8. Кольцевое пространственное распределение ТГц излучения филамента. (а) Зависимость максимальной интенсивности электро-магнитного излучения от расстояние распространения. Профиль интенсивности ТГц сигнала (левая колонка) и его частотноугловое распределение (правая колонка) на расстояниях z = 12.7 см (а, б), 14.7 см (в, г) и 19.1 см (д, е)


Рис. 4.9 Влияние плазменной нелинейности на пространственное распределение ТГц излучения филамента. (а) Зависимость максимальной интенсивности электро-магнитного излучения от расстояние распространения. Профиль интенсивности ТГц сигнала (левая колонка) и его частотноугловое распределение (правая колонка) на расстояниях *z* = 12.7 см (а, б), 14.7 см (в, г) и 19.1 см (д, е)



Рис. 4.10 (а, б) Частотно-угловые распределения излучения при филаментации колимированного лазерного импульса в начале самофокусировки лазерного излучения (левая колонка) и в развитом филаменте (правая колонка). (в-з) Пространственное распределение излучения на частотах 10 ТГц (в, г), 50 ТГц (д, е) и 100 ТГц (ж, з)

ГЛАВА 5. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КОЛЛИНЕАРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ФИЛАМЕНТЕ ИМПУЛЬСОВ ОСНОВНОЙ И ВТОРОЙ ГАРМОНИК (800 + 400 HM) С НЕЗАВИСИМО ОРИЕНТИРОВАННОЙ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

В данной главе представлено численное и аналитическое исследование поляризации ТГц излучения, генерирующееся при коллинеарном распространении в филаменте импульсов основной и второй гармоник (800 нм + 400 нм) с независимо ориентированной линейной поляризацией. Показано, что поляризация ТГц излучения линейна и сонаправлена с поляризацией основной гармоники, если угол между поляризациями основной и второй гармоник меньше 80°; дальнейшее увеличение угла до 90° приводит к значительной эллиптизации ТГи излучения и вращению его поляризации к вектору поляризации второй гармоники. Самоиндуиированная лазерная плазма определяет угол поляризации ТГи излучения. Эллиптизация ТГи сигнала вызвана чирпированием и эллиптизацией второй гармоники в присутствии сильного поля основной гармоники. Результаты численного моделирования хорошо согласуются С экспериментальными данными, опубликованными в литературе.

Рассмотрим поляризационные свойства (угол поляризации и эллиптичность) ТГц излучения двуцветного филамента, когда угол между поляризациями основной и второй гармоник составляет 0 – 90°.

Экспериментальные результаты, представляенные в настоящей главе, получены группой проф. А.П. Шкуринова в лаборатории терагерцовой оптоэлектроники и физического факультета МГУ имени M.B. спектроскопии Ломоносова. Для экспериментального исследования поляризации ТГц излучения и второй гармоники использована установка, описанная в работе [88] (Рис. 5.1). Оптическое излучение титансапфировой лазерной системы (800 нм, 3 мДж, 120 фс) разделялось на два пучка с одинаковыми энергиями для генерации второй гармоники и независимого контроля параметров основной и второй гармоники. Вторая гармоника генерировалась с помощью кристалла β-BBO (I типа) толщиной 0.3 мм и пропускалась через призму глана, отделяющую ее от излучения основной гармоники. В другом плече установки основная гармоника проходила через линию задержки, ослабитель и волновую пластинку, что позволяло контролировать ее энергию, поляризацию и временную задержку. Два пучка совмещались с помощью диэлектрического зеркала и фокусировались линзой с фокусным расстоянием 15 см. Филамент длиной ~ 1 см формировался около фокуса линзы и являлся исследования поляризации ТГц источником ТГц излучения. Для излучение колимировалось с помощью внеосевого параболического зеркала, пропускалось через полиэтиленовый анализатор и рефокусировалось с помощью второго параболического зеркала в ячейку Голея. Для измерения поляризации второй гармоники после филаментации оптическое излучение колимировалось с помощью кварцевой линзы с фокусным расстоянием f = 15 см, затем излучение второй гармоники отделялось от основной с помощью дифракционой решетки и диафрагмы. Излучение второй гармоники далее проходило через призму глана, и ее интенсивность измерялась с помощью кремниевого фотодиода.



Рис. 5.1 Схема экспериментальной установки с разделенными пучками основной и второй гармоник для исследования поляризации ТГц излучения и второй гармоники в процессе двуцветной филаментации

Первая серия экспериментов проводилась в атмосферном воздухе. Оказалось, что поляризация ТГц излучения ориентирована по направлению поляризации основной гармоники при значении угла $0^{\circ} \leq \psi_0 \leq 80^{\circ}$ (Рис. 5.2(а), серые точки; Рис. 5.3(а-г)), где ψ_0 – начальное значение угла между поляризациями основной и второй гармоник. Значение угла β между направлениями поляризаций ТГц излучения и основной гармоники быстро возрастает до 90° при $80^{\circ} \leq \psi_0 \leq 90^{\circ}$ (Рис. 5.2(а), серые точки; Рис. 5.3(д)). Модель четырехволнового смешения в приближении отсутствия дисперсии тензора нелинейной восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}$ и заданных полей оптических гармоник дает следующее значение для угла β :

$$\beta = \arctan\left(\frac{1}{3}\tan\psi_0\right). \tag{5.1}$$

Зависимость (5.1), показанная на Рис. 5.2(а) зеленой кривой, значительно отличается от экспериментальных результатов. Такое различие, в принципе, можно было бы объяснить сильной дисперсией компонент тензора нелинейно восприимчивости

 $\chi^{(3)}$ [93]. Дисперсия компонент тензора $\chi^{(3)}$ может возникнуть из-за резонанса в атомах и молекулах газовой среды. Резонансные линии в ТГц частотном диапазоне соотвествуют вращательным уровням компонент воздуха: O₂, N₂, CO₂ и H₂O. Для определения влияния этих резонансов, была исследована поляризация ТГц излучения в аргоне (атомном газе без вращательных уровней). Результаты были сопоставлены с экспериментальными данными в воздухе.

Для этой цели была использована Т-образная металлическая кювета, (Рис. 5.1). Кварцевая пластинка толщиной 1 мм служила входным окном, а тефлоновая толщиной 3 мм – выходным. Через боковое отвестие кювета откачивалась до давления 1 Торр и заполненялась исследуемым газом. Оптическое излучение фокусировалось в кювету на расстоянии 3 см от выходного окна. Кювета была заполнена аргоном или воздухом (для сравнения) при атмосферном давлении. Зависимости угла поляризации ТГц излучения β от начального значения угла поляризации второй гармоники ψ_0 относительно основной для этих газов приведены на Рис. 5.2(а). Поляризация ТГц излучения практически идентичнав аргоне и в воздухе: угол поляризации ТГц излучения β близок к 0° для $\psi_0 < 80^\circ$; затем β увеличивается до 90° с увеличением ψ_0 от 80° до 90°. Поэтому частотная дисперсия компонент тензора $\chi^{(3)}$, индуцированная вращениями молекул O₂ и N₂ не влияет на наблюдаемую поляризацию ТГц сигнала.

Эллиптичность ТГц излучения $\varepsilon(\psi_0)$, определяемая как отношение полуосей эллипса поляризации, возрастает с увеличением угла ψ_0 при $\psi_0 < 80^\circ$. Дальнейшее увеличение ψ_0 приводит к стабилизации ТГц эллиптичности (Рис. 5.2(б), Рис. 3(а-д)). Резкое увеличение неопределенности $\varepsilon(\psi_0)$ для ψ_0 , близких к 90°, вызвано уменьшением ТГц сигнала на порядок при больших значениях ψ (Рис. 5.2(в)). Такое уменьшение энергии ТГц наблюдалось экспериментально в [160].

Исследование поляризации второй гармоники показало ее значительную эллиптизацию в ходе филаментации (Рис. 5.3(е)) в согласии с предыдущими исследованиями [159, 161].

Поскольку модель четырехволнового смешения (1) не описывает экспериментальные результаты, поляризация ТГц излучения при филаментации двуцветного линейно поляризованого лазерного излучения с заданным начальным углом между поляризациями основной и второй гармоник исследована с помощью самосогласованной модели, основанной на UPPE.

Численное моделирование филаментации и генерации ТГц сигнала проведено для различных начальных значений угла между поляризациями основной и второй гармоник

 ψ_0 от 0° до 90° с шагом 0.5° – 5°. Зависимости $\beta(\psi_0)$, $\epsilon(\psi_0)$ и $W_{THz}(\psi_0)$ показаны на Рис. 5.2(а-в) соответственно и находятся в отличном согласии с экспериментальными данными. Также хорошо соотносятся с экспериментальными результатами и эллипсы поляризации ТГц излучения (Рис. 5.3(а-д)).



Рис. 5.2 (а) Экспериментальные (точки) и полученные в численном моделировании (зеленая кривая – модель четрырехвонового смешения; красная кривая – UPPE) зависимости угла поляризации ТГц излучения β от начального ушла между поляризациями основной и второй гармоник; (б) экспериментальные (точки) иполученные в численном моделировании (красная кривая) значения эллиптичности ε ТГц излучения; (в) экспериментальные (точки) иполученные в численном моделировании (красная кривая) значения эллиптичности к ТГц излучения; кривая) значения эллиптичности к точки соответствуют атмосферному воздуху, воздуху и аргону в кювете соотвественно

Зависимость $\beta(\psi_0)$, полученная в моделировании на основе UPPE и в эксперименте, обусловлена действием плазменной нелинейности и может быть также описана с помощью модели нелинейного фототока [92, 87]. Эволюция угла поляризации ТГц сигнала при распространении лазерного излучения $\beta(z)$ для $\psi_0 = 75^\circ$ показана на Рис. 5.4(а) синей кривой вместе с пиковой плотностью плазмы (Рис. 5.4(б)). Пока концентрация свободных электронов пренебрежимо мала, угол поляризации ТГц

излучения составляет порядка 50° в согласии с моделью четырехволнового смешения. Однако после образования плазмы угол ТГц поляризации резко уменьшается до 5°.



Рис. 5.3 Состояние поляризации ТГц излучения (а-д) и второй гармоники (е) при различных значениях угла между поляризациями основной и второй гармоник

Интересно также поведение эллиптичности ТГц сигнала (Рис. 5.4(а), зеленая кривая). Она начинает увеличивается еще до генерации плазмы вследствие процесса четырехволнового смешения, затем снова падает до нуля в самом начале формирования плазменного канала, а далее резко возрастает в развитом филаменте. Увеличение эллиптичности с ростом длины филамента также было экспериментально обнаружено в [91]. Немонотонное поведение зависимости $\varepsilon(z)$ вызвано возрастанием энергии ТГц сигнала на 3 порядка при генерации плазмы. Таким образом, и четырехволновое смешение, и плазменная нелинейность оказывают влияние на эллиптичность ТГц сигнала двуцветного филамента. После прохождения лазерным излучением геометрического фокуса f = 15 см рост энергии ТГц сигнала останавливается и трансформация его поляризации также прекращается.



Рис. 5.4 Эволюция угла поляризации ТГц сигнала β (синяя кривая) и эллиптичности ε (зеленая кривая) при распространении лазерного излучения для значения угла ψ₀ = 75°.
 Красной кривой показано распределение плотности плазмы N_e

Поскольку энергия основной гармоники на порядок больше энергии второй, взамодействие между ними в ходе филаментации не приводит к изменению состояния поляризации основной гармоники. Однако вторая гармоника и ТГц излучения эллиптизируются в процессе распространения. На Рис. 5.5, 5.6 показано вращение электрических полей второй гармоники и ТГц излучения для начальных значений угла ψ_0 = 45° (a, б) и 85° (в, г). Наибольшее значение эллиптичности второй гармоники соответствует значению угла ψ_0 = 45° (сравните Рис. 5.5(в) и 5.6(в)). Эллиптичность ТГц сигнала ведет себя иначе (Рис. 5.5(б) и 5.6(б)): она намного существеннее при угле ψ_0 = 85° по сравнению с 45°. Значит степень эллиптичности второй гармоники не определяет напрямую эллиптичность генерируемого ТГц излучения, как утверждается в работе [91], где угол между поляризациями основной и второй гармоник составлял 40°: наибольшему значению эллиптичности ТГц излучения соотвествует значение угла ψ_0 , близкое к 90°, когда вторая гармоника практически линейна.



Рис. 5.5 Электрические поля (а) основной гармоники, (б) ТГц излучения и (в) второй гармоникии, соотвествующие начальному значению угла ψ₀ = 45°. Зависимость, изображенная на Рис. 5.5(в) согласуется с экспериментально обнаруженной в [91]

Генерация ТГц излучения при коллинеарном распространении в филаменте импульсов основной и второй гармоник обусловлена как нелинейным фототоком, так и откликом связанных электронов в нейтралах [162, 96]. Тем не менее, для простоты описания исследуем эллиптичность ТГц излучения в модели четырехволнового смешения. Предположим, что основная гармоника является линейно поляризованной с поляризацией, направленной вдоль оси *x*, а вторая – имеет эллиптичность ξ (по полю):

$$E_{x} = E_{1} \cos(\omega t + \varphi) + E_{2} (\cos 2\omega t \cos \psi_{0} - \xi \sin 2\omega t \sin \psi_{0}),$$

$$E_{y} = E_{2} (\cos 2\omega t \sin \psi_{0} + \xi \sin 2\omega t \cos \psi_{0}),$$
(5.2)

где ф – фаза между основной и второй гармониками.

Тогда углол поляризации ТГц сигнала может быть выражен как:

$$\beta(\psi_0,\xi,\varphi) = \arctan\left(\frac{\sin(\psi_0 + \Delta)}{3\cos(\psi_0 - \Delta)}\right),$$
(5.3)
rge $\Delta = \arctan(\xi \tan 2\varphi).$



Рис. 5.6 Электрические поля (а) основной гармоники, (б) ТГц излучения и (в) второй гармоникии, соотвествующие начальному значению угла $\psi_0 = 85^\circ$

Пусть степень эллиптичности второй гармоники $\xi < 0.3$ в соотвествие с данными численного моделирования и экспериментов (Рис. 5.5(в), 5.6(в)). Рис. 5.7(а, в) иллюстрируют зависимость (5.3) для различных значений начального угла ψ_0 . Для $\psi_0 < 45^\circ$ угол поляризации ТГц излучения $\beta(\varphi) \approx \beta(\varphi = 0)$ (или $\beta(\varphi) \approx \beta(\varphi = \pi)$) за исключением узкого диапазона углов $\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$, $\varphi_1 = \arctan(\xi^{-1})/2$, $\varphi_2 = \pi/2 - \varphi_1$. В нашем случае при $\psi_0 > 45^\circ$ изменение значения угла β при увеличении φ возрастает во всем диапазоне углов $0 < \varphi < \pi$, достигая максимум при $\psi_0 = 90^\circ$. Таким образом, фаза между импульсами основной и второй гармоник φ управляет направлением поляризации ТГц излучения для значений начального угла ψ_0 , близких к 90°, в согласии с экспериментальными результатами, представлеными в работе [96].

Эффективность ТГц излучения можно аналитически оценить как $|P|^2$, где компоненты P заданы на нулевой частоте (поле E задается выражением (5.2)). Она зависит

от взаимной фазы между импульсами основной и второй гармоник φ , начального значени угла между их поляризациями ψ_0 и элиптичности второй гармоники ξ . На Рис. 5.7(в) показано отношение минимального и максимального значения ТГц сигнала η (по всему диапазон углов φ) в зависимости от ψ_0 : $\eta(\xi, \psi_0) = \min_{\varphi} |P|^2 / \max_{\varphi} |P|^2$. Отношение η близки к нуля для $\psi_0 < 70^\circ$ и быстро возрастает при $\psi_0 > 70^\circ$. Таким образом, при значениях начального угла ψ_0 , близких к 90°, эффективность генерации ТГц излучения в двуцветном филаменте сильно зависитот фазы по сравнению с другими значениями ψ_0 .



Рис. 5.7 Угол поляризации ТГц излучения, задаваемый выражением (5.3), в зависимости от взаимной фазы между импульсами основной и второй гармоник φ для различных значений угла ψ₀. (а) соотвествует степени эллиптичности второй гармоники ξ = 0.1 (б) – ξ = 0.3. (в) Отношение минимального к максимальному выходу ТГц излучения (по фазе) η в зависимости от угла между поляризациями основной и второй гармоник ψ₀ для степени эллиптичности второй гармоник ψ₀ для степени эллиптичности второй гармоник ψ₀ для степени

Несмотря на это, поляризация ТГц сигнала остается линейной в случае постоянной фазы φ = const. Однако эллиптичность второй гармоники (как в эксперименте Рис. 5.3(e), 5.5, 5.6, так и в численном моделировании Рис. 5.5(a, в)) показывает, что фаза φ зависит от времни внутри импульса (т.е. вторая гармоника становится чирпированной): видно, как поляризация второй гармоники преобразуется от линейной к эллиптической и

затем снова в линейную. Это приводит к вращению вектора электрического поля ТГц излучения внутри импульса, что соотвествует эллиптизации ТГц сигнала в эксперименте ичисленном моделировании для углов между поляризациями основной и второй гармоник ψ_0 , близких к 90°. В моделировании эллиптичность второй гармоники уменьшается до нуля ψ_0 > 85°, что приводит к быстрому уменьшению эллиптичности ТГц сигнала (Рис. 2b). В эксперименте вторая гармоника не является абсолютно линейной, поэтому ТГц сигнал сохраняет ненулевую эллиптичность при значениях угла ψ_0 , близких к 90° (Рис. 5.2(б), 5.3(д)).

Таким образом, проведено комплексное исследование поляризации ТГ и излучения, генерирующегося при коллинеарном распространении в филаменте импульсов основной и второй гармоник с независимо ориентированными поляризациями. В отличном согласии с экспериментальными данными продемонстрировано, что поляризация ТГ и эмиссии линейна и направлена вдоль поляризации основной гармоники в широком диапазоне значений начального угла между поляризациями основной и второй гармоник вплоть до 80°; вращение поляриазции ТГ и сигнала к направлению поляризации второй гармоники и эллитизация ТГ и излучения происходит при значениях этого угла, близких 90°. Из анализа численных результатов следует, что величина угла поляризации ТГ и излучения определяется воздействием самоиндуцированной лазерной плазмы. Эллиптизация ТГ и сигнала при значениях начального угла между основной и второй гармониками, близких к 90°, вызвана чирпированием и эллиптизацией второй гармоники, наведенными сильным полем основной гармоники.

выводы

В результате данной работы впервые выполнено комплексное численное исследование генерации терагерцового излучения при филаментации фемтосекундного лазерного импульса. Разработана математическая модель и численная схема для исследования распространения мощного лазерного излучения в газах с учетом быстроосциллирующей несущей электромагнитного поля без параксиального приближения, позволяющая исследовать генерацию и распространение сильно расходящегося терагерцового сигнала филамента. На основе этой модели в работе изучены общие закономерности формирования частотно-углового спектра и поляризации терагерцового излучения при филаментации, определены вклады различных нелинейных механизмов в генерацию терагерцового сигнала филамента, показана возможность управления пространственным распределением терагерцового излучения.

В результате анализа свойств терагерцового излучения установлены механизмы генерации терагерцового сигнала двуцветного филамента в воздухе. Показано, что и нелинейный фототок свободных электронов плазмы, и керровский отклик нейтральных молекул среды дают вклад в генерацию терагерцового излучения. В начале филаментации связанные электроны в нейтралах формируют осевой источник терагерцового излучения. Терагерцовое излучение нейтралов является слабым и более высокочастотным по сравнению с терагерцовым откликом свободных электронов. Терагерцовое излучение, обусловленное вкладом керровского механизма, распространяется вдоль оси филамента, а терагерцовое излучение плазмы — в конус.

С ростом концентрации свободных электронов происходит резкий переход положения максимума терагерцового спектра в низкочастотную область к частоте порядка плазменной и рост спектральной интенсивности терагерцового сигнала на два порядка. Пространственное распределение терагерцового излучения является кольцевым как в сфокусированной, так и в коллимированной геометрии распространения лазерного излучения.

Проведено комплексное исследование поляризации терагерцового излучения, генерирующегося при двуцветной филаментации линейно поляризованных лазерных импульсов в газах. В отличном согласии с экспериментальными данными продемонстрировано, что поляризация терагерцовой эмиссии линейна и направлена вдоль поляризации основной гармоники в широком диапазоне значений начального угла между поляризациями основной и второй гармоник (вплоть до 80°); вращение поляризации терагерцового сигнала к направлению поляризации второй гармоники и эллитизация

85

терагерцового излучения происходит при значениях этого угла, близких к 90°. Из анализа численных результатов следует, что величина угла поляризации терагерцового излучения определяется воздействием самоиндуцированной лазерной плазмы. Эллиптизация терагерцового сигнала при значениях начального угла между основной и второй гармониками, близких к 90°, вызвана чирпированием и эллиптизацией второй гармоники, наведенными сильным полем основной гармоники.

Разработанная модель генерации терагерцового излучения плазменного канала филамента на основе суперпозиции локальных плазменных источников терагерцового излучения удовлетворительно описывает экспериментальные результаты по генерации терагерцового излучения, распространяющегося в направлении распространения лазерного излучения. Диаграммы направленности, полученные в результате численного моделирования, а также рассчитанная зависимость расходимости терагерцового излучения соответствуют экспериментам.

Продемонстрировано, что короткий филамент является источником терагерцового излучения, распространяющегося назад, в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Этого в принципе не допускает модель, основанная на черенковском излучении, что говорит о более широкой области применения предложенной теории.

Для управления расходимостью терагерцового излучения предложено использовать регулярный кластер филаментов в качестве источника. Найдена зависимость угла раствора центрального конуса на диаграмме направленности терагерцового излучения кластера филаментов от его размера. Определены оптимальные с точки зрения генерации слабо расходящегося терагерцового излучения параметры кластера.

БЛАГОДАРНОСТИ

Хочу выразить глубокую благодарность моему научному руководителю Ольге Григорьевне Косаревой за неоценимую помощь в научной работе, постоянную поддержку и внимание; моему научному руководителю в студенческие годы Николаю Андреевичу Панову за переденный мне опыт в численном моделировании физических процессов и программировании. Спасибо студентам и аспирантам лаборатории численного эксперимента в оптике, особенно Даниилу Шипило, за продуктивную совместую работу.

Благодарю Владимира Анатольевича Макарова, Сергея Сергеевича Чеснокова, Валерия Петровича Кандидова и Святослава Александровича Шленова за ценные советы и идеи, за заботу и поддержку моей научной работы.

Выражаю благодарность Александру Павловичу Шкуринову, Андрею Борисовичу Савельеву-Трофимову, Роману Валентиновичу Волкову, Михаилу Есаулкову, Петру Солянкину за проведение экпериментов, с результатами которых сравниваются данные численного моделирования в данной диссертационной работе.

Хочу выразить благодарность преподавателям кафедры общей физики и волновых процессов (А.С. Чиркину, А.В. Андрееву, В.Т. Платоненко, И.В. Головнину, А.М. Желтикову, Т.М. Ильиновой, А.Б. Федотову, Е.Е. Серебрянникову, А.А. Лукашеву, С.А. Магницкому, Ю.В. Пономареву, Ю.М. Романовскому, И.П. Николаеву, К.В. Руденко, Д.С. Урюпиной, О.А. Чичигиной), а также кафедр фотоники и физики микроволн (И.Г. Захаровой, Н.А. Сухаревой, Т.И. Арсеньян) и кафедры квантовой электроники (Г.Х. Китаевой) за интересные курсы и переданные знания в период моего обучения на физическом факультете.

Хочу сказать отдельное спасибо моей семье, моим близким и друзьям за поддержку и вдохновение на научную работу.

ЛИТЕРАТУРА

[1] M. Tonouchi, "Cutting-edge terahertz technology," Nat. Photonics, vol. 1, pp. 97–105, 2007.

[2] C. A. Schmuttenmaer, "Exploring dynamics in the far-infrared with terahertz spectroscopy," Chem. Rev., vol. 104, no. 4, pp. 1759–1779, 2004.
[2] C. A. Schmuttenmaer, "Exploring dynamics in the far-infrared with terahertz spectroscopy,"

Chem. Rev., vol. 104, no. 4, pp. 1759–1779, 2004.

[3] B. Ferguson and X.-C. Zhang, "Materials for terahertz science and technology," Nat. Mater., vol. 1, no. 1, pp. 26–33, 2002.

[4] B. B. Hu and M. C. Nuss, "Imaging with terahertz waves," Opt. Lett., vol. 20, no. 16, pp. 1716–1718, 1995.

[5] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, and C. Fattinger, "Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 7, no. 10, pp. 2006–2015, 1990.

[6] K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, and H. Inoue, "Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints," Opt. Express, vol. 11, no. 20, p. 2549, 2003.

[7] J. B. Jackson, M. Mourou, J. F. Whitaker, I. N. Duling, S. L. Williamson, M. Menu, and G. A. Mourou, "Terahertz imaging for non-destructive evaluation of mural paintings," Opt. Commun., vol. 281, no. 4, pp. 527–532, 2008.

[8] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcone, "Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction," Phys. Rev. Lett., vol. 71, no. 17, pp. 2725–2728, 1993.

[9] W. P. Leemans, C. G. R. Geddes, J. Faure, C. Tóth, J. van Tilborg, C. B. Schroeder, E. Esarey, G. Fubiani, D. Auerbach, B. Marcelis, M. a Carnahan, R. a Kaindl, J. Byrd, and M. C. Martin, "Observation of terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary.," Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 7, p. 074802, 2003.

[10] J. Hebling, K.-L. Yeh, M. C. Hoffmann, B. Bartal, and K. a. Nelson, "Generation of high-power terahertz pulses by tilted-pulse-front excitation and their application possibilities," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 25, no. 7, p. B6, 2008.

[11] M. C. Hoffmann, J. Hebling, H. Y. Hwang, K.-L. Yeh, and K. A. Nelson, "THz-pump/THz-probe spectroscopy of semiconductors at high field strengths," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 26, no. 9, pp. A29–A34, 2009.

[12] M. Shalaby and C. P. Hauri, "Air nonlinear dynamics initiated by ultra-intense lambdacubic terahertz pulses," Appl. Phys. Lett., vol. 106, no. 18, 2015.

[13] P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, R. Hey, and K. H. Ploog, "Nonlinear terahertz response of n-type GaAs," Phys. Rev. Lett., vol. 96, no. 18, pp. 1–4, 2006.

[14] Y. Shen, T. Watanabe, D. A. Arena, C. C. Kao, J. B. Murphy, T. Y. Tsang, X. J. Wang, and G. L. Carr, "Nonlinear cross-phase modulation with intense single-cycle terahertz pulses," Phys. Rev. Lett., vol. 99, no. 4, pp. 1–4, 2007.

[15] J. Hebling, K. Lo Yeh, M. C. Hoffmann, and K. A. Nelson, "High-power THz generation, THz nonlinear optics, and THz nonlinear spectroscopy," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 14, no. 2, pp. 345–353, 2008.

[16] M. C. Hoffmann, N. C. Brandt, H. Y. Hwang, K. Lo Yeh, and K. A. Nelson, "Terahertz Kerr effect," Appl. Phys. Lett., vol. 95, no. 23, pp. 17–20, 2009.

[17] G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil, and G. P. Williams, "High-power terahertz radiation from relativistic electrons," Nature, vol. 420, no. 6912, pp. 153–6, 2002.

[18] T. Nagatsuma, G. Ducournau, and C. C. Renaud, "Advances in terahertz communications accelerated by photonics," Nat. Photonics, vol. 10, no. 6, pp. 371–379, 2016.

[19] K. Humphreys, J. P. Loughran, M. Gradziel, W. Lanigan, T. Ward, J. A. Murphy, and C. O'Sullivan, "Medical applications of terahertz imaging: a review of current technology and potential applications in biomedical engineering," Conf Proc IEEE Eng Med Biol Soc, vol. 2, pp. 1302–1305, 2004.

[20] D. Saeedkia, "Handbook of terahertz technology for imaging, sensing and communications," (Elsevier, 2013).

[21] S. Ganichev and W. Prettl, "Intense Terahertz Excitation of Semiconductors," (Oxford University Press, 2006)

[22] Y.-S. Lee, "Principles of Terahertz Science and Technology," (Springer, 2008)

[23] H. Ito, F. Nakajima, and T. Furuta, "Continuous THz-wave generation using photodiodes," Semiconductor Science and Technology, vol. 191, pp. S191-S198, 2005.

[24] G. Scalari, C. Walther, J. Faist, H. Beere, and D. Ritchie, "Electrically switchable, twocolor quantum cascade laser emitting at 1.39 and 2.3 THz," Appl. Phys. Lett., vol. 88, no. 14, pp. 3–6, 2006.

[25] B. S. Williams, "Terahertz quantum-cascade lasers," Nat. Photonics, vol. 1, no. 517, pp. 517–525, 2007.

[26] F. Blanchard, L. Razzari, H.-C. Bandulet, G. Sharma, R. Morandotti, J.-C. Kieffer, T. Ozaki, M. Reid, H. F. Tiedje, H. K. Haugen, and F. A. Hegmann, "Generation of 1.5 uJ single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal," Opt. Express, vol. 15, pp. 13212-13220, 2007.

[27] G. K. Kitaeva, "Terahertz generation by means of optical lasers," Laser Phys. Lett., vol. 5, no. 8, pp. 559–576, 2008.

[28] C. P. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario, and F. Ardana, "Strong-field single-cycle THz pulses generated in an organic crystal," Appl. Phys. Lett., vol. 99, no. 16, 2011.

[29] S. Matsuura, M. Tani, K. Sakai, S. Matsuura, M. Tani, and K. Sakai, "Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole photoconductive antennas," vol. 559, no. 1997, pp. 1–4, 2012.

[30] M. D. Thomson, M. Kreß, T. Löffler, and H. G. Roskos, "Broadband THz emission from gas plasmas induced by femtosecond optical pulses: From fundamentals to applications," Laser Photonics Rev., vol. 1, no. 4, pp. 349–368, 2007.

[31]A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, "Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air," Opt. Lett., vol. 20, no. 1, pp. 73–75, 1995.

[32] S. L. Chin, S. A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Aközbek, A. Becker, V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, and H. Schroeder, "The propagation of powerful femtosecond laser pulses in opticalmedia: physics, applications, and new challenges," Can. J. Phys., vol. 83, no. 2004, pp. 863–905, 2005.

[33] A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," Phys. Rep., vol. 441, no. 2–4, pp. 47–189, 2007.

[34] L. Berge, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, "Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media," Reports Progree Phys., vol. 70, pp. 1633–1713, 2007.

[35] В.П. Кандидов, С.А. Шленов, О.Г. Косарева, "Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения," Квантовая электроника, vol. 39, no. 3, pp. 205–228, 2016.

[36] 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, and Z. Z. Xu, "Advances in Intense Femtosecond Laser Filamentation in Air," vol. 22, no. 1, pp. 1–53, 2012.

[37] K. Y. Kim, A. J. Taylor, J. H. Glownia, and G. Rodriguez, "Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser – gas interactions," Nat. Photonics, vol. 2, pp. 605–609, 2008.

[38] G. Rodriguez and G. L. Dakovski, "Scaling behavior of ultrafast two-color terahertz generation in plasma gas targets: energy and pressure dependence.," Opt. Express, vol. 18, no. 14, pp. 15130–15143, 2010.

[39] M. D. Thomson, V. Blank, and H. G. Roskos, "Terahertz white-light pulsesfrom an air plasma photo-inducedby incommensurate two-color opticalfields," Opt. Express, vol. 18, no. 22, pp. 23173–23182, 2010.

[40] E. Matsubara, M. Nagai, and M. Ashida, "Ultrabroadband coherent electric field from far infrared to 200 THz using air plasma induced by 10 fs pulses," Appl. Phys. Lett., vol. 101, no. 1, 2012.

[41] S. Tzortzakis, G. Méchain, G. Patalano, Y. André, B. Prade, M. Franco, and A. Mysyrowicz, "Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air," Opt. Lett., vol. 27, no. 21, pp. 1944–1946, 2002.

[42] G. Méchain, S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, and B. Leriche, "Calorimetric detection of THz radiation from femtosecond filaments in air," Appl. Phys. B Lasers Opt., vol. 77, no. 8, pp. 707–709, 2003.

[43] C. D. Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Coherent and incoherent radial THz radiation emission from femtosecond filaments in air," Opt. Express, vol. 15, no. 23, pp. 15274–15279, 2007.

[44] T. Bartel, P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner, and T. Elsaesser, "Generation of single-cycle THz transients with high electric-field amplitudes," Opt. Lett., vol. 30, no. 20, pp. 2805–2807, 2005.

[45] C. D'Amico, a. Houard, M. Franco, B. Prade, a. Mysyrowicz, a. Couairon, and V. T. Tikhonchuk, "Conical forward THz emission from femtosecond-laser-beam filamentation in air," Phys. Rev. Lett., vol. 98, no. 23, pp. 8–11, 2007.

[46] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, S. Akturk, A. Mysyrowicz, and V. T. Tikhonchuk, "Terahertz radiation source in air based on bifilamentation of femtosecond laser pulses," Phys. Rev. Lett., vol. 99, no. 13, pp. 1–4, 2007.

[47] T. J. Wang, S. Yuan, Y. Chen, J. F. Daigle, C. Marceau, F. Theberge, M. Châteauneuf, J. Dubois, and S. L. Chin, "Toward remote high energy terahertz generation," Appl. Phys. Lett., vol. 97, no. 11, 2010.

[48] J.-F. F. Daigle, F. Théberge, M. Henriksson, T.-J. J. Wang, S. Yuan, M. Châteauneuf, J. Dubois, M. Piché, and S. L. Chin, "Remote THz generation from two-color filamentation: long distance dependence," Opt. Express, vol. 20, no. 6, pp. 6825–6834, 2012.

[49] G. Méchain, C. D'Amico, Y. B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, and R. Sauerbrey, "Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser," Opt. Commun., vol. 247, no. 1–3, pp. 171–180, 2005.

[50] H. Hamster and R. W. Falcone, in Ultrafast Phenomena VII, edited by C. B. Harris et al. (Springer, New York, 1990).

[51] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, and R. W. Falcone, "Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas," Phys. Rev. E, vol. 49, no. 1, pp. 671–677, 1994.

[52] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J. P. Wolf, and L. Woste, "High density plasma enhanced chemical vapor deposition of optical thin films," Eur. Phys. J. Appl. Phys., vol. 20, pp. 183–190, 2002.

[53] C. D. Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, J. Le Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk, and A. Mysyrowicz, "Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: Theory and experiment," New J. Phys., vol. 10, p. 013015, 2008.

[54] F. Jahangiri, M. Hashida, S. Tokita, T. Nagashima, M. Hangyo, and S. Sakabe, "Directional elliptically polarized terahertz emission from air plasma produced by circularly polarized intense femtosecond laser pulses," Appl. Phys. Lett., vol. 99, no. 16, pp. 2011–2014, 2011.

[55] F. Jahangiri, M. Hashida, S. Tokita, T. Nagashima, M. Hangyo, and S. Sakabe, "Enhancing the energy of terahertz radiation from plasma produced by intense femtosecond laser pulses," Appl. Phys. Lett., vol. 102, no. 19, pp. 1–5, 2013.

[56] F. Buccheri and X.-C. Zhang, "Terahertz emission from laser-induced microplasma in ambient air," Optica, vol. 2, no. 4, pp. 366–369, 2015.

[57] S. I. Mitryukovskiy, Y. Liu, B. Prade, A. Houard, and A. Mysyrowicz, "Coherent synthesis of terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air," Appl. Phys. Lett., vol. 102, no. 22, pp. 91–95, 2013.

[58] Y. P. Chen, C. Marceau, W. W. Liu, Z. D. Sun, Y. Z. Zhang, F. Theberge, M. Chateauneuf, J. Dubois, and S. L. Chin, "Elliptically polarized terahertz emission in the forward direction of a femtosecond laser filament in air," Appl. Phys. Lett., vol. 93, no. 23, p. 3, 2008.

[59] Y. Zhang, Y. Chen, C. Marceau, W. Liu, Z.-D. Sun, S. Xu, F. Théberge, M. Châteauneuf, J. Dubois, and S. L. Chin, "Non-radially polarized THz pulse emitted from femtosecond laser filament in air.," Opt. Express, vol. 16, no. 20, pp. 15483–15488, 2008.

[60] F. Jahangiri, M. Hashida, T. Nagashima, S. Tokita, M. Hangyo, and S. Sakabe, "Intense terahertz emission from atomic cluster plasma produced by intense femtosecond laser pulses," Appl. Phys. Lett., vol. 99, no. 26, pp. 2011–2014, 2011.

[61] X. Lu and X.-C. Zhang, "Generation of Elliptically Polarized Terahertz Waves from Laser-Induced Plasma with Double Helix Electrodes," Phys. Rev. Lett., vol. 108, no. 12, p. 123903, 2012.

[62] S. Akturk, C. D'Amico, M. Franco, A. Couairon, and A. Mysyrowicz, "Pulse shortening, spatial mode cleaning, and intense terahertz generation by filamentation in xenon," Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys., vol. 76, no. 6, pp. 1–7, 2007.

[63] T. Löffler, F. Jacob, and H. G. Roskos, "Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air," Appl. Phys. Lett., vol. 77, no. 3, pp. 453–455, 2000.

[64] T. Löffler and H. G. Roskos, "Gas-pressure dependence of terahertz-pulse generation in a laser-generated nitrogen plasma," J. Appl. Phys., vol. 91, no. 5, pp. 2611–2614, 2002.

[65] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, V. T. Tikhonchuk, and A. Mysyrowicz, "Strong enhancement of terahertz radiation from laser filaments in air by a static electric field," Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 25, pp. 1–4, 2008.

[66] Y. Chen, T. J. Wang, C. Marceau, F. Thérge, M. Châteauneuf, J. Dubois, O. Kosareva, and S. L. Chin, "Characterization of terahertz emission from a dc-biased filament in air," Appl. Phys. Lett., vol. 95, no. 10, pp. 93–96, 2009.

[67] T. J. Wang, S. Yuan, Y. Chen, J. F. Daigle, C. Marceau, F. Thberge, M. Châteauneuf, J. Dubois, and S. L. Chin, "Toward remote high energy terahertz generation," Appl. Phys. Lett., vol. 97, no. 11, 2010.

[68] Y. Liu, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Diaw, and V. T. Tikhonchuk, "Amplification of transition-Cherenkov terahertz radiation of femtosecond filament in air," Appl. Phys. Lett., vol. 93, no. 5, pp. 2006–2009, 2008.

[69] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, "Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air.," Opt. Lett., vol. 25, no. 16, pp. 1210–1212, 2000.

[70] H. Zhong, N. Karpowicz, and X. C. Zhang, "Terahertz emission profile from laser-induced air plasma," Appl. Phys. Lett., vol. 88, no. 26, pp. 1–3, 2006.

[71] T. Wang, C. Marceau, S. Yuan, Y. Chen, Q. Wang, and F. Th, "External focusing effect on terahertz emission from a two-color femtosecond laser-induced filament in air," Laser Physics Letters, vol. 61, no. 1, pp. 57–61, 2011.

[72] A. V. Borodin, M. N. Esaulkov, I. I. Kuritsyn, I. a. Kotelnikov, and A. P. Shkurinov, "On the role of photoionization in generation of terahertz radiation in the plasma of optical breakdown," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 29, no. 8, p. 1911, 2012.

[73] Y. S. You, T. I. Oh, and K. Y. Kim, "Off-axis phase-matched terahertz emission from twocolor laser-induced plasma filaments," Phys. Rev. Lett., vol. 109, no. 18, pp. 1–5, 2013.

[74] V. Blank, M. D. Thomson, and H. G. Roskos, "Spatio-spectral characteristics of ultrabroadband THz emission from two-colour photoexcited gas plasmas and their impact for nonlinear spectroscopy," New J. Phys., vol. 15, no. 7, p. 075023, 2013.

[75] P. Klarskov, A. C. Strikwerda, K. Iwaszczuk, and P. U. Jepsen, "Experimental threedimensional beam profiling and modeling of a terahertz beam generated from a two-color air plasma," New J. Phys., vol. 15, 2013.

[76] T. I. Oh, Y. S. You, N. Jhajj, E. W. Rosenthal, H. M. Milchberg, and K. Y. Kim, "Intense terahertz generation in two-color laser filamentation: Energy scaling with terawatt laser systems," New J. Phys., vol. 15, 2013.

[77] A. Gorodetsky, A. D. Koulouklidis, M. Massaouti, and S. Tzortzakis, "Physics of the conical broadband terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments," Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys., vol. 89, no. 3, pp. 1–6, 2014.

[78] T. I. Oh, Y. J. Yoo, Y. S. You, and K. Y. Kim, "Generation of strong terahertz fields exceeding 8 MV/cm at 1kHz and real-time beam profiling," Appl. Phys. Lett., vol. 105, no. 4, 2014.

[79] П. А. Чижов, А. А. Ушаков, В. В. Букин, and С. В. Гарнов, "Измерение методом интерферометрии пространственно-временного распределения поля терагерцевых импульсов в электрооптическом кристалле," Квантовая электроника, vol. 5, pp. 434–436, 2015.

[80] K.-Y. Kim, J. H. Glownia, A. J. Taylor, and G. Rodriguez, "Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields.," Opt. Express, vol. 15, no. 8, pp. 4577–4584, 2007.

[81] H. Wen and A. M. Lindenberg, "Coherent Terahertz Polarization Control through Manipulation of Electron Trajectories," Phys. Rev. Lett., vol. 103, no. 2, pp. 2–5, 2009.

[82] X. Xie, J. Dai, and X. C. Zhang, "Coherent control of THz wave generation in ambient air," Phys. Rev. Lett., vol. 96, no. 7, pp. 1–4, 2006.

[83] Y. Zhang, Y. Chen, S. Xu, H. Lian, M. Wang, W. Liu, S. L. Chin, and G. Mu, "Portraying polarization state of terahertz pulse generated by a two-color laser field in air.," Opt. Lett., vol. 34, no. 18, pp. 2841–2843, 2009.

[84] D. Dietze, J. Darmo, S. Roither, A. Pugzlys, J. N. Heyman, and K. Unterrainer, "Polarization of terahertz radiation from laser generated plasma filaments," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 26, no. 11, p. 2016, 2009.

[85] J. Dai, N. Karpowicz, and X. C. Zhang, "Coherent polarization control of terahertz waves generated from two-color laser-induced gas plasma," Phys. Rev. Lett., vol. 103, no. 2, pp. 1–4, 2009.

[86] Y. Chen, C. Marceau, S. Génier, F. Théberge, M. Châteauneuf, J. Dubois, and S. L. Chin, "Elliptically polarized Terahertz emission through four-wave mixing in a two-color filament in air," Opt. Commun., vol. 282, no. 21, pp. 4283–4287, 2009.

[87] R. V Volkov, P. A. Chizhov, A. A. Ushakov, V. V Bukin, S. V Garnov, and A. B. Savel'ev, "Optimal polarization of a two-colored pump for terahertz generation with a phase-unstable scheme," Laser Phys., vol. 25, no. 6, p. 065403, 2015.

[88] M. Esaulkov, O. Kosareva, V. Makarov, N. Panov, and A. Shkurinov, "Simultaneous generation of nonlinear optical harmonics and terahertz radiation in air: polarization discrimination of various nonlinear contributions," Front. Optoelectron., vol. 8, no. 1, pp. 73–80, 2014.

[89] А. А. Ушаков, П. А. Чижов, Р. В. Волков, В. В. Букин, and С. В. Гарнов, "Зависимость эффективности генерации терагерцового излучения от состояния поляризации полей двуцветной накачки про оптическом пробое воздуха," Краткие сообщения по физике ФИАН, vol. 7, pp. 31–37, 2014.

[90] T.-J. Wang, S. Yuan, Y. Chen, and S. L. Chin, "Intense broadband THz generation from femtosecond laser filamentation," Chin. Opt. Lett., vol. 11, no. 1, p. 11401, 2013.

[91] Y. You, T. Oh, and K. Kim, "Mechanism of elliptically polarized terahertz generation in two-color laser filamentation," Opt. Lett., vol. 38, no. 7, pp. 1034–6, 2013.

[92] N. V. Vvedenskii, A. I. Korytin, V. A. Kostin, A. A. Murzanev, A. A. Silaev, and A. N. Stepanov, "Two-Color Laser-Plasma Generation of Terahertz Radiation Using a Frequency-Tunable Half Harmonic of a Femtosecond Pulse," Phys. Rev. Lett., vol. 112, no. 5, p. 055004, 2014.

[93] A. Houard, Y. Liu, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Polarization analysis of terahertz radiation generated by four-wave mixing in air.," Opt. Lett., vol. 33, no. 11, pp. 1195–1197, 2008.

[94] J. Wu, Y. Tong, M. Li, H. Pan, and H. Zeng, "THz generation by a two-color pulse in prealigned molecules," Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys., vol. 82, no. 5, pp. 1–15, 2010.

[95] J.-M. Manceau, M. Massaouti, and S. Tzortzakis, "Coherent control of THz pulses polarization from femtosecond laser filaments in gases.," Opt. Express, vol. 18, no. 18, pp. 18894–9, 2010.

[96] M. Li, W. Li, Y. Shi, P. Lu, H. Pan, and H. Zeng, "Verification of the physical mechanism of THz generation by dual-color ultrashort laser pulses," Appl. Phys. Lett., vol. 101, no. 16, p. 161104, 2012.

[97] T. I. Oh, Y. S. You, and K. Y. Kim, "Two-dimensional plasma current and optimized terahertz generation in two-color photoionization," Opt. Express, vol. 20, no. 18, pp. 19778–19786, 2012.

[98] T. I. Oh, Y. S. You, N. Jhajj, E. W. Rosenthal, H. M. Milchberg, and K. Y. Kim, "Scaling and saturation of high-power terahertz radiation generation in two-color laser filamentation," Appl. Phys. Lett., vol. 102, no. 20, pp. 10–13, 2013.

[99] T. I. Oh, Y. S. You, N. Jhajj, E. W. Rosenthal, H. M. Milchberg, and K. Y. Kim, "Intense terahertz generation in two-color laser filamentation: Energy scaling with terawatt laser systems," New J. Phys., vol. 15, 2013.

[100] P. B. Petersen and A. Tokmakoff, "Source for ultrafast continuum infrared and terahertz radiation.," Opt. Lett., vol. 35, no. 12, pp. 1962–1964, 2010.

[101] M. Kress, T. Loffler, M. D. Thomson, R. Dorner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshammer, U. Morgner, J. Ullrich, and H. G. Roskos, "Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy," Nat. Phys., vol. 2, p. 327, 2006.

[102] Y. Bai, L. Song, R. Xu, C. Li, P. Liu, Z. Zeng, Z. Zhang, H. Lu, R. Li, and Z. Xu, "Waveform-controlled terahertz radiation from the air filament produced by few-cycle laser pulses," Phys. Rev. Lett., vol. 108, no. 25, pp. 1–5, 2012.

[103] Y. Bai, P. Liu, L. Song, R. Li, and Z. Xu, "Intense THz radiation from laser plasma with controllable waveform and polarization," Proc. SPIE, vol. 9361, no. 21, p. 93611Y, 2015.

[104] K.S. Yee, K. S. "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", IEEE Trans. Antennas Propag. 14(3), 302-307, 1966.

[105] Ghosh, S. K., & Pal, T. (2007). Interparticle coupling effect on the surface plasmon resonance of gold nanoparticles: from theory to applications. Chemical reviews, 107(11), 4797-4862, 2007.

[106] Taflove, A., & Brodwin, M. E. (1975). Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations. IEEE transactions on microwave theory and techniques, 23(8), 623-630.

[107] Couairon, A., Brambilla, E., Corti, T. et al. Eur. Phys. J. Spec. Top. (2011) 199: 5.

[108] M. Geissler, G. Tempea, A. Scrinzi, M. Schnurer, F. Krausz, T. Brabec, Phys. Rev. Lett. 83, 2930 (1999)

[109] H.S. Chakraborty, M.B. Gaarde, A. Couairon, Opt. Lett. 31, 3662 (2006), M.B. Gaarde, A. Couairon, Phys. Rev. Lett.103, 043901 (2009)

[110] A.V. Husakou, J. Herrmann, Phys. Rev. Lett. 87, 203901 (2001).

[111] M. Kress, T. Löffler, S. Eden, M. Thomson, and H. G. Roskos, "Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves," Opt. Lett., vol. 29, no. 10, pp. 1120–1122, 2004.

[112] A.V. Borodin, N.A. Panov, O.G. Kosareva, V.A. Andreeva, M.N. Esaulkov, V.A. Makarov, A.P. Shkurinov, S.L. Chin, and X.-C. Zhang, "Transformation of THz spectra emitted from dual-frequency femtosecond pulse interaction in gases," Opt. Lett., vol. 38, no. 11, pp. 1906–1908, 2013.

[113] C.C. Cheng, E.M. Wright, and J.V. Moloney, "Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings," Phys. Rev. Lett., vol. 87, no. 21, p. 213001, 2001.

[114] G. Shvets, I. Kadanovich, and E. Startsev, "Comment on "Generation of Electromagnetic Pulses from Plasma Channels Induced by Femtosecond Light Strings,"" Phys. Rev. Lett., vol. 89, no. 13, p. 139301, 2002.

[115] V. T. Tikhonchuk, "Comment on "Generation of Electromagnetic Pulses from Plasma Channels Induced by Femtosecond Light Strings," Phys. Rev. Lett., vol. 89, no. 20, p. 209301, 2002.

[116] W. Hoyer, a. Knorr, J. V. Moloney, E. M. Wright, M. Kira, and S. W. Koch, "Photoluminescence and terahertz emission from femtosecond laser-induced plasma channels," Phys. Rev. Lett., vol. 94, no. 11, pp. 1–4, 2005.

[117] C. D. Amico, A. Houard, S. Akturk, Y. Liu, J. Le Bloas, M. Franco, B. Prade, A. Couairon, V. T. Tikhonchuk, and A. Mysyrowicz, "Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: Theory and experiment," New J. Phys., vol. 10, p. 013015, 2008.

[118] A. Gorodetsky, A. D. Koulouklidis, M. Massaouti, and S. Tzortzakis, "Physics of the conical broadband terahertz emission from two-color laser-induced plasma filaments," Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys., vol. 89, no. 3, pp. 1–6, 2014.

[119] J. Peñano, P. Sprangle, D. Gordon, B. Hafizi, and P. Serafim, "THz generation in plasmas using two-color laser pulses," Phys. Rev. E, vol. 81, pp. 1–8, 2010.

[120] K. Y. Kim, J. H. Glownia, A. J. Taylor, and G. Rodriguez, "High-power broadband terahertz generation via two-color photoionization in gases," IEEE J. Quantum Electron., vol. 48, no. 6, pp. 797–805, 2012.

[121] J. Peñano, P. Sprangle, D. Gordon, B. Hafizi, and P. Serafim, "THz generation in plasmas using two-color laser pulses," Phys. Rev. E, vol. 81, pp. 1–8, 2010.

[122] А. А. Ушаков, П. А. Чижов, Р. В. Волков, В. В. Букин, and С. В. Гарнов, "Зависимость эффективности генерации терагерцового излучения от состояния поляризации полей двуцветной накачки про оптическом пробое воздуха," Краткие сообщения по физике ФИАН, vol. 7, pp. 31–37, 2014.

[123] A. A. Silaev and N. V. Vvedenskii, "Residual-current excitation in plasmas produced by few-cycle laser pulses," Phys. Rev. Lett., vol. 102, no. 11, pp. 1–4, 2009.

[124] H.G. Muller, "An efficient propagation scheme for the time-dependent Schrödinger equation in the velocity gauge," Laser Phys., vol. 9, p. 138, 1999.

[125] N. Karpowicz, X. Lu, and X.-C. Zhang, "Terahertz gas photonics," J. Mod. Opt., vol. 56, no. 10, pp. 1137–1150, 2009.

[126] A. V Andreev and S. Y. Stremoukhov, "Terahertz-radiation generation in the ionization-free regime of light-atom interaction," Phys. Rev. A, vol. 87, p. 053416, 2013.

[127] S. Y. Stremoukhov and A. V Andreev, "Spatial variations of the intensity of THz radiation emitted by extended media in two-color laser fields," Laser Phys. Lett., vol. 12, no. 1, p. 015402, 2015.

[128] M. Kolesik and J. V. Moloney, "Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell's to unidirectional equations," Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys., vol. 70, no. 3 2, pp. 1–11, 2004.

[129] I. Babushkin, W. Kuehn, C. Köhler, S. Skupin, L. Bergé, K. Reimann, M. Woerner, J. Herrmann, and T. Elsaesser, "Ultrafast spatiotemporal dynamics of terahertz generation by ionizing two-color femtosecond pulses in gases," Phys. Rev. Lett., vol. 105, no. 5, pp. 1–4, 2010.

[130] L. Bergé, S. Skupin, C. Köhler, I. Babushkin, and J. Herrmann, "3D numerical simulations of THz generation by two-color laser filaments," Phys. Rev. Lett., vol. 110, no. 7, pp. 1–5, 2013.

[131] I. Babushkin, S. Skupin, A. Husakou, C. Kohler, E. Cabrera-Granado, L. Berge, and J. Herrmann, "Tailoring terahertz radiation by controlling tunnel photoionization events in gases," New J. Phys., vol. 13, p. 123029, 2011.

[132] Marburger, J. H. (1975). Self-focusing: theory. Progress in Quantum Electronics, 4, 35-110.

[133] Couairon, A. (2003). Dynamics of femtosecond filamentation from saturation of self-focusing laser pulses. Physical Review A, 68(1), 015801.

[134] J. Kasparian, R. Sauerbrey, and S. L. Chin, Appl. Phys. B 71, 877 (2000)

[135] L. V. Keldysh, "Ionization in the field of a strong electromagnetic wave", Sov. Phys. JETP, vol. 20, pp. 1307, 1965.

[136] J. Muth-Böhm, A. Becker, and F. H. M. Faisal, "Suppressed molecular ionization for a class of diatomics in intense femtosecond laser fields", Phys. Rev. Lett., vol. 85, pp. 2280, 2000.

[137] Thomas Kim Kjeldsen and Lars Bojer Madsen, "Strong-field ionization of N2: length and velocity gauge strong-field approximation and tunnelling theory", J. Phys. B, vol. 37, pp. 2033, 2004.

[138] M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krainov, "Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field", Sov. Phys. JETP, vol. 64, pp. 1191, 1986.

[139] X. M. Tong, Z. X. Zhao, and C. D. Lin, "Theory of molecular tunneling ionization", Phys. Rev. A, vol. 66, pp. 033402, 2002.

[140] X. M. Tong and C.D. Lin, "Empirical formula for static field ionization rates of atoms and molecules by lasers in the barrier-suppression regime", J. Phys. B, vol. 38, pp. 2593, 2005.

[141] A. M. Perelomov, V. S. Popov, and M. V. Terent'ev, "Ionization of atoms in an alternating electric field", Sov. Phys. JETP, vol. 23, pp. 924, 1966.

[142] A. M. Perelomov and V. S. Popov, "Ionization of atoms in an alternating electric field. ii", Sov. Phys. JETP, vol. 24(1), pp. 207, 1967.

[143] A. M. Perelomov and V. S. Popov, "Ionization of atoms in an alternating electric field. iii", Sov. Phys. JETP, vol. 25(2), pp. 336, 1967.

[144] Fu Yan-Zhuo, Zhao Song-Feng, and Zhou Xiao-Xin, "Multiphoton and tunneling ionization of atoms in an intense laser field", Chin. Phys. B, vol. 21, pp. 113101, 2012.

[145] F. A. Ilkov, J. E. Decker, and S. L. Chin, "Ionization of atoms in the tunnelling regime with experimental evidence using Hg atoms", J. Phys. B, vol. 25, pp. 4005, 1992.

[146] ZhiYang Lin, XinYan Jia, ChuanLiang Wang, ZiLong Hu, HuiPeng Kang, Wei Quan, XuanYang Lai, XiaoJun Liu, Jing Chen, Bin Zeng, Wei Chu, JinPing Yao, Ya Cheng, and ZhiZhan Xu, "Ionization suppression of diatomic molecules in an intense midinfrared laser field", Phys. Rev. Lett., vol. 108, pp. 223001, 2012.

[147] H. Fisk Johnson "An improved method for computing a Discrete Hankel Transform", Computer Physics Communications, vol. 43, pp. 181 – 202, 1987.

[148] S. Kapur, V. Rokhlin "An algorithm for the Fast Hankel Transform", YALEYU/DCS/TR-1045, 1995.

[149] Chin S.L., Petit S., Liu W., Iwasaki A., Nadeu M.-C., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Andrianov K.Yu., Optics Communications, vol. 210, p. 329, 2002.

[150] A. E. Dormidonov and V. P. Kandidov, Las. Phys., vol. 19, p. 1993, 2009.

[151]Кандидов В.П., Сметанина Е.О., Дормидонов А.Е., Компанец В.О., Чекалин С.В. «Формирование конической эмиссии суперконтинуума при филаментации фемтосекундноголазерного излучения в плавленом кварце», ЖЭТФ, vol. 140, no. 3, pp. 484-496, 2011.

[152] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теоретическая физика, т.2, 236-259, 2003.

[153] A. V. Balakin, A. V. Borodin, I. a. Kotelnikov, and A. P. Shkurinov, "Terahertz emission from a femtosecond laser focus in a two-color scheme," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 27, no. 1, p. 16, 2010.

[154] Kosareva O.G., Panov N.A., Volkov R.V., Andreeva V.A. et al., J. Infrared Millimeter Teraherz Waves, 32, 1557 (2011).

[155] Kandidov V.P., Akozbek N., Scalora M., et al., Appl. Phys. B, 80, 267 (2005).

[156] Панов Н.А., Косарева О.Г., Муртазин И. Н., Опт. журнал, 73, 45, (2006).

[157] Kosareva, O. G., Panov, N. A., Uryupina, D. S., Kurilova, M. V., Mazhorova, A. V., Savel'ev, A. B., ... & Chin, S. L. (2008). Optimization of a femtosecond pulse self-compression region along a filament in air. Applied Physics B, 91(1), 35-43.

[158] O. G. Kosareva, V. P. Kandidov, A. Brodeur, C. Y. Chien, and S. L. Chin, "Conical emission from laser–plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air," Opt. Lett. 22, 1332-1334 (1997)

[159] Olga Kosareva, Nikolay Panov, Vladimir Makarov, Igor Perezhogin, Claude Marceau, Yanping Chen, Shuai Yuan, Tiejun Wang, Heping Zeng, Andrey Savel'ev, and See Leang Chin, "Polarization rotation due to femtosecond filamentation in an atomic gas," Opt. Lett. 35, 2904-2906 (2010)

[160] T.J. Wang, J.F. Daigle, S. Yuan, F. Théberge, M. Chateauneuf, J. Dubois, G. Roy, H. Zeng, S.L. Chin, Phys. Rev. A 83, 053801 (2011).

[161] S. Yuan, T.-J. Wang, O. Kosareva, N. Panov, V. Makarov, H. Zeng, S.L. Chin, Phys. Rev. A 84, 013838 (2011).

[162] 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, Phys. Rev. Lett. 116, 063902 (2016).