

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ.П.Н. ЛЕБЕДЕВА РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Ризаев Георгий Эдуардович

**УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО В ПЛАЗМЕ
ОДНОЦВЕТНОГО ФИЛАМЕНТА**

Специальность 1.3.19 —

Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, доцент

Селезнев Леонид Владимирович

Москва — 2024

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	10
1.1 Филаментация лазерных импульсов	10
1.1.1 Самофокусировка	10
1.1.2 Плазмообразование	11
1.1.3 Самосогласованное распространение и модель движущихся фокусов	12
1.1.4 Линейный и нелинейный режим фокусировки	14
1.2 Явления, сопровождающие филаментацию, и их применения	17
1.2.1 Преобразование спектра	17
1.2.2 Генерация гармоник	20
1.2.3 Применения плазмы филаментов	20
1.3 Генерация терагерцового излучения	22
1.3.1 Терагерцовый спектральный диапазон	22
1.3.2 Генерация терагерцового излучения в лазерной плазме	23
1.3.3 Генерация терагерцового излучения при одноцветной филаментации	27
1.4 Выводы по главе	37
Глава 2. Экспериментальная установка и методики эксперимента	39
2.1 Генерация фемтосекундных импульсов	39
2.2 Регистрация терагерцового излучения	42
2.3 Регистрация линейной плотности плазмы	47
2.4 Характеристики используемых приборов	48
Глава 3. Углы распространения терагерцового излучения	50
3.1 Зависимость углов распространения терагерцового излучения от длины плазменного канала	50
3.1.1 Угловое распределение терагерцового излучения от широкополосного источника	50

3.1.2	Угловое распределение терагерцового излучения на отдельных частотах	54
3.2	Зависимость угла распространения терагерцового излучения от частоты	69
3.3	Выводы по главе	71
Глава 4. Двумерная картина направленности терагерцового излучения		
4.1	Схема эксперимента по измерению двумерной картины направленности	72
4.2	Структура направленности терагерцового излучения на разных частотах	73
4.3	Спектр терагерцового излучения, генерируемого в процессе одноцветной филаментации	84
4.4	Направленность терагерцового излучения, генерируемого при филаментации во внешнем поле	89
4.5	Выводы по главе	95
Заключение		96
Список литературы		101

Введение

Филаментацией (от лат. *filamentum* – "нить") называется явление пространственно-временной локализации энергии лазерных импульсов, происходящее в результате действия керровской самофокусировки излучения и дефокусировки на образующейся плазме. Самофокусировка была открыта в 1962 году [1] и с тех пор привлекала к себе высокий интерес. В 1995 году было экспериментально продемонстрировано в воздухе, что самофокусировка ультракоротких импульсов приводит к распространению излучения вдоль тонкого канала [2], за полученным феноменом закрепилось название "филаментация". Плазменные каналы, а также явления сопровождающие филаментацию, такие как коническая эмиссия и генерация суперконтинуума, привлекали широкое внимание и впоследствии на эту тему было написано множество статей и обзоров [3–8].

Одним из явлений, сопровождающих филаментацию, является генерация терагерцового излучения в плазменном канале. Образование излучения субмиллиметрового диапазона в лазерной плазме впервые было предсказано в 1960-х годах [9; 10], а экспериментально при фокусировке ультракоротких импульсов терагерцовое излучение было зарегистрировано в 1993 году [11]. В 2000 году были предложены экспериментальные схемы, позволяющие значительно усилить генерацию терагерцового излучения: это использование при филаментации одновременно импульсов первой и второй гармоник (двухцветная филаментация) [12] и филаментация во внешнем электростатическом поле [13]. В 2002 году было впервые зарегистрировано терагерцовое излучение от протяженного филамента в радиальном направлении [14]. Позднее было обнаружено более мощное по сравнению с радиальным терагерцовое излучение, распространяющееся вперед [15]. Данная конфигурация эксперимента, когда для генерации терагерцового излучения требуется лишь мощный лазерный импульс, является привлекательно простой схемой, и чтобы разграничить со случаем использования дополнительного импульса второй гармоники, ее стали называть *одноцветной* филаментацией.

Направленность и спектральные характеристики терагерцового излучения, генерируемого в плазме одноцветного филамента, стали предметом исследования ряда работ. Было установлено, что угол раствора терагерцового кону-

са обратно пропорционален квадратному корню из длины плазменного канала, однако экспериментально это было проверено лишь на частоте 0,1 ТГц [15–17]. В большинстве экспериментов по исследованию направленности терагерцового излучения измерения производились лишь в одной плоскости [15–19], однако в некоторых работах было исследовано двумерное распределение терагерцового излучения и показана отнюдь не конусообразная направленность, а наличие двух выделенных максимумов [20; 21], причем в совершенно другой плоскости. В других работах, где измерялась двумерная картина, было показано, что направленность терагерцового излучения может быть либо конусообразной, либо унимодальной с максимумом на оси [22; 23]. При этом в работах [15; 20; 22] экспериментальные условия (фокусировка, энергия и длительность лазерного импульса) отличались незначительно, а измеренная направленность имела вид осесимметричного конуса, двух максимумов или одного осевого максимума соответственно, то есть было неизвестно, какие параметры определяют структуру терагерцового распределения.

Стоит отметить, что направленность должна зависеть от частоты терагерцового излучения [15; 16; 19]. В то же время, экспериментальные данные по спектральному составу терагерцового излучения в различных условиях не соотносятся между собой [20; 24–28]. Хотя попытки экспериментального анализа влияния параметров лазерного импульса на спектр производились [29; 30], ограниченный угол сбора терагерцового излучения в них мог оказать определяющее влияние на результаты.

Для теоретического описания процесса генерации терагерцового излучения при одноцветной филаментации, были предложены разные модели [16; 19; 31–34], однако ни одна из них не описывает все имеющееся на настоящий момент экспериментальные результаты, особенно конусообразную направленность в одних работах и распространение в виде двух максимумов – в других.

Между тем, одноцветная филаментация могла бы найти практическое применение в ряде задач, связанных с созданием удаленного источника терагерцового излучения, так как легко масштабируется на тераваттные импульсы. Поэтому более полное понимание механизмов его генерации, а также подробная характеристика спектрально-угловой направленности в зависимости от экспериментальных параметров являются на настоящий момент актуальными.

Целью данной работы является экспериментальное определение влияния энергии лазерного импульса и числовой апертуры пучка на генерацию терагерцового излучения в процессе одноцветной филаментации в воздухе.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Исследовать влияние длины плазменного канала, образующегося при филаментации, на углы распространения терагерцового излучения.
2. Разработать схему для регистрации двумерной картины направленности терагерцового излучения из плазмы филамента.
3. Исследовать угловую направленность терагерцового излучения на разных частотах, включая двумерные диаграммы.
4. Изучить спектральные характеристики терагерцового излучения при разных числовых апертурах лазерного пучка.
5. Исследовать направленность терагерцового излучения на разных частотах в случае филаментации во внешнем электростатическом поле.

Научная новизна:

1. Впервые показано значительное различие направленности (полый конус и два максимума) терагерцового излучения, генерируемого при одноцветной филаментации, на разных частотах.
2. Впервые продемонстрировано значительное (на два порядка и более) возрастание доли высокочастотного терагерцового излучения из плазмы одноцветного филамента с увеличением числовой апертуры лазерного пучка.
3. Впервые показано, что переход направленности терагерцового излучения, генерируемого при одноцветной филаментации, от полого конуса к максимуму на оси на высоких частотах происходит при меньшей напряженности внешнего электрического поля, чем на низких частотах.

Научная и практическая значимость отражается в систематизации подхода к управлению спектрально-угловыми характеристиками терагерцового излучения из плазмы лазерного филамента. В то время как одноцветная филаментация является достаточно простым способом генерации терагерцового излучения, знание и понимание его пространственной структуры и спектрального состава может получить применение в задачах спектроскопии, а также

при потенциальных приложениях генерируемого данным методом излучения в медицине, сфере безопасности и т.д.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Зависимость угла распространения терагерцового излучения θ от его частоты ν и длины плазменного канала L в виде $\theta \sim (L\nu)^{-1/2}$ наблюдается в эксперименте при одноцветной филаментации только в условиях нелинейного режима фокусировки.
2. Осесимметричное кольцевое распределение терагерцового излучения одноцветного филамента, наблюдаемое в дальней зоне, трансформируется в распределение с двумя максимумами вблизи частоты ~ 1 ТГц.
3. При увеличении числовой апертуры лазерного пучка, вследствие повышения плотности плазмы, амплитуда терагерцового сигнала из плазмы одноцветного филамента возрастает, при этом наиболее значительный рост наблюдается на высоких частотах (более 1 ТГц).
4. Регистрируемое терагерцовое излучение из плазмы одноцветного филамента в сильном внешнем электростатическом поле ($\gtrsim 15$ кВ/см) на высоких частотах ($\gtrsim 10$ ТГц) распространяется в дальней зоне в полый конус, в отличие от более низких частот, где характерен максимум на оси.

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается применением современного экспериментального оборудования, подтверждается повторяемостью результатов с допустимой степенью точности, а также хорошей корреляцией экспериментальных данных с результатами численных расчетов. Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались автором лично на следующих международных конференциях:

1. XIV International Conference on pulsed lasers and laser applications «AMPL-2019» (15–20 сентября 2019 г., Томск, Россия)
2. IX Международная конференция по фотонике и информационной оптике (29–31 января 2020 г., Москва, Россия)
3. 19th International Conference Laser Optics «ICLO-2020» (2–6 ноября 2020 г., Санкт-Петербург, Россия)

4. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2021» (12–23 апреля 2021 г., Москва, Россия)
5. XV International conference on pulsed lasers and laser applications «AMPL-2021» (12–17 сентября 2021 г., Томск, Россия)
6. V International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2021» (4–8 октября 2021 г., Москва, Россия)
7. 20th International Conference Laser Optics «ICLO-2022» (20–24 июня 2022 г., Санкт-Петербург, Россия)
8. VI International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2022» (3–7 октября 2022 г., Москва, Россия)
9. International Conference «Terahertz and microwave radiation: generation, detection and applications – TERA-2023» (27 февраля – 2 марта 2023 г., Москва, Россия)
10. XVI International conference on pulsed lasers and laser applications «AMPL-2023» (10–15 сентября 2023 г., Томск, Россия)
11. International Conference on Laser Filamentation «COFIL 2024» (25–29 августа 2024 г., Тяньцзинь, Китай)

Отдельные результаты, представленные в диссертационной работе и вошедшие в цикл работ Д. В. Мокроусовой, Д. В. Пушкарева, Г. Э. Ризаева под названием «Направленность терагерцового излучения, генерируемого в плазме фемтосекундного лазерного филамента» были удостоены Премии имени Н. Г. Басова по результатам конкурса, посвященного 100-летию со дня рождения; а вошедшие в цикл работ И. А. Николаевой, Д. В. Пушкарева, Г. Э. Ризаева, Д. Е. Шипило «Терагерцовое излучение фемтосекундного филамента в воздухе» были отмечены Премией им. Н. Г. Басова конкурса молодежных научных работ ФИАН 2024 года.

Личный вклад. Все используемые в диссертации экспериментальные результаты были получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор участвовал в постановке задач исследований, создании и разработке схем экспериментов. Автор производил обработку и анализ полученных экспериментальных данных, участвовал в обсуждении и интерпретации результатов, написании статей, выступал на конференциях с докладами. Результаты численных расчетов, приведенные в диссертации и опубликованные в статьях

[A4;A5;A11;A13], получены О. Г. Косаревой, Н. А. Пановым, Д. Е. Шипило и И. А. Николаевой.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изданы в 14 публикациях в журналах, индексируемых в международной базе данных Web of Science, а также вошли в главу коллективной монографии. Список публикаций автора по теме диссертации приведен на стр. 97.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, и заключения. Полный объём диссертации составляет 116 страниц с 66 рисунками. Список литературы содержит 142 наименования.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Филаментация лазерных импульсов

Филаментацией называется явление пространственно-временной локализации лазерного излучения, возникающее вследствие динамической конкуренции преимущественно двух процессов — керровской самофокусировки и дефокусировки на образующейся плазме.

1.1.1 Самофокусировка

Явление самофокусировки оптического излучения было впервые теоретически предсказано Г. А. Аскарьяном в 1962 году [1], а в 1965 году было подтверждено экспериментально в жидкостях [35; 36]. При высоких мощностях излучения вследствие эффекта Керра показатель преломления среды может быть записан следующим образом [37]:

$$n = n_0 + n_2 I(\vec{r}, t), \quad (1.1)$$

где n_0 и n_2 — линейный и нелинейный компоненты показателя преломления среды соответственно, а $I(\vec{r}, t)$ — интенсивность лазерного излучения. В общем случае показатель n_2 состоит из вкладов, обусловленными мгновенной (электронной) поляризуемостью среды и инерциальной (ориентационной, рамановской) поляризуемостью, и зависит от длительности воздействия поля [38–40]. В диссертации эксперименты проводятся с лазерными импульсами длительностью порядка 100 фс, поэтому все оценки далее даны с учетом этой величины. Так, для воздуха $n_0 \approx 1$, а $n_2 \approx 3 \cdot 10^{-19}$ см²/Вт [38]. Интенсивность в лазерном импульсе имеет гауссово распределение, это приводит к тому, что в центре пучка показатель преломления становится выше, чем на краях, и волновой фронт изгибается. Если влияние керровской нелинейности превосходит дифракционную расходимость излучения, то происходит самофокусировка. Пороговая мощ-

ность, при которой это начинает происходить, носит название критической мощности самофокусировки [41]. Для гауссова пучка ее можно вычислить как [42]:

$$P_{\text{cr}} = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (1.2)$$

Для длины волны $\lambda = 800$ нм критическая мощность самофокусировки в воздухе составляет около 3 ГВт [4]. Расстояние до самофокусировки пучка (нелинейный фокус) можно рассчитать по полуэмпирической формуле Марбурге-ра [42; 43]:

$$z_{\text{sf}} = \frac{0,367ka^2}{\sqrt{(\sqrt{P/P_{\text{cr}}} - 0,852)^2 - 0,0219}}, \quad (1.3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, a – радиус пучка по уровню $1/e$, P – пиковая мощность излучения в лазерном импульсе. При этом, в случае существенного (на порядок) превышения пиковой мощности над критической, самофокусировка может происходить на мелкомасштабных неоднородностях пучка, что приводит к нарушению зависимости (1.3).

1.1.2 Плазмообразование

Когда интенсивность фокусирующегося пучка становится достаточно высокой, начинается процесс эффективной фотоионизации среды. Процесс фотоионизации имеет два предельных случая – туннельной и многофотонной ионизации. Характер процесса зависит от значения адиабатического параметра γ (параметра Келдыша):

$$\gamma = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{m_e c n_0 \varepsilon_0 U_i}{I}}, \quad (1.4)$$

где ω_0 – частота излучения, ε_0 – диэлектрическая постоянная, U_i – потенциал ионизации атома или молекулы среды [44]. Когда $\gamma \ll 1$, что более характерно для инфракрасного излучения, значительно преобладает туннельная ионизация; когда $\gamma \gg 1$, что чаще достигается в ультрафиолетовой области спектра – многофотонная.

Вследствие ионизации среды, образуется лазерная плазма, на которой происходит дефокусировка излучения. Диэлектрическая функция плазмы имеет вид $\varepsilon = 1 - \omega_{\text{pl}}^2/\omega^2 = 1 - \rho/\rho_{\text{cr}}$, где $\omega_{\text{pl}} = \sqrt{4\pi\rho e^2/m_e}$ — плазменная частота, т.е. минимальная частота излучения, способного распространяться в плазме данной плотности ρ , а, соответственно, $\rho_{\text{cr}} = (m_e\omega^2)/(4\pi e^2)$ — критическая плотность плазмы, т.е. максимальная плотность плазмы, в которой может распространяться волна с частотой ω . В ближней ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра критическая плотность плазмы минимум на два порядка превышает плотность молекул воздуха при нормальных условиях, поэтому даже при полной ионизации среды применимо приближение $\rho \ll \rho_{\text{cr}}$, и показатель преломления можно представить как $n = \sqrt{\varepsilon} \approx 1 - \rho/(2\rho_{\text{cr}})$. С учетом керровской самофокусировки для показателя преломления получаем следующее выражение:

$$n = n_0 + n_2 I(\vec{r}, t) - \frac{\rho(\vec{r}, t)}{2\rho_{\text{cr}}}. \quad (1.5)$$

1.1.3 Самосогласованное распространение и модель движущихся фокусов

В связи с появлением технологии усиления чирпированных импульсов [45] стало возможно получение лазерных импульсов высокой интенсивности с длительностью порядка 100 фс. В 1995 году было впервые исследовано нелинейное распространение таких импульсов энергией до 5 мДж в воздухе [2]. Было показано, что при распространении импульса на 20-метровой дистанции в результате самофокусировки формируются протяженные каналы, диаметром порядка 80 мкм, названные филаментами. Феномен объяснялся тем, что две добавки к показателю преломления из формулы (1.5) компенсируют друг друга, в результате чего наступает самосогласованный режим распространения. Главное же отличие филаментации фемтосекундных импульсов, по сравнению с наблюдаемой ранее самофокусировкой в жидкостях и конденсированных средах, состоит в отсутствии полной ионизации среды, вследствие чего каналы являются непрерывными. Для примера, на Рис. 1.1 приведен профиль филамента, заре-

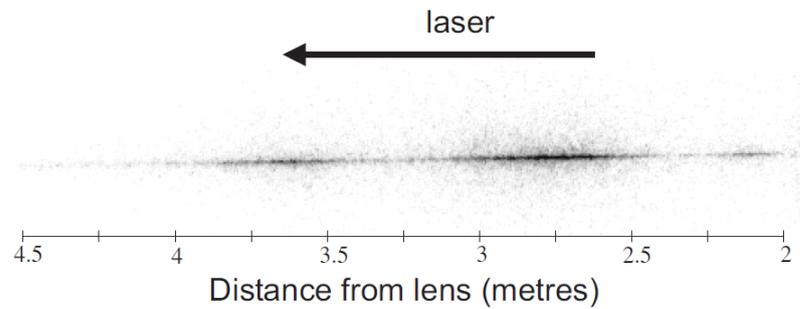


Рисунок 1.1 — Изображение филамента, зарегистрированное с помощью ПЗС-матрицы [3]. Импульс с центральной длиной волны 800 нм, длительностью 45 фс и энергией 13 мДж фокусировался линзой с $f = 5$ м.

гистрированный с помощью ПЗС-матрицы при фокусировке импульса линзой с фокусным расстоянием 5 м, из обзора [3].

При достижении баланса между добавками к показателю преломления в (1.5), интенсивность в филаменте достигает некоторого порогового значения, которое не будет изменяться при увеличении энергии в импульсе. Этот эффект получил название ограничения интенсивности (intensity clamping). Значение пороговой интенсивности зависит от свойств среды и лазерного импульса, к примеру его оценка в воздухе для коллимированного излучения с длиной волны 800 нм составляет $2 \div 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² [4; 46; 47].

Если изначально самофокусировка в твердых телах и жидкостях рассматривалась как предполагающая волноводный режим распространения излучения [48], то впоследствии была предложена и экспериментально подтверждена динамическая модель движущихся фокусов [49–51]. Протяженность филамента в рамках этой модели объясняется тем, что поперечные временные слои импульса, имеющие более высокую мощность, фокусируются раньше, а более низкую мощность – позже, как это следует из формулы 1.3, поэтому филамент можно представить как непрерывную последовательность нелинейных фокусов. Модель движущихся фокусов позволила также объяснить тот факт, что в самом филаменте содержится около 10% энергии [52], а остальная ее часть находится в низкоинтенсивном излучении, распространяющемся вокруг филамента — резервуаре энергии. На Рис. 1.2а показано ожоговое пятно, полученное на фотобумаге при распространении на 25 м в воздухе лазерного импульса длительностью 45 фс и энергией 45 мДж [3]; яркая точка соответствует высокоинтенсивному филаменту, а серое пятно вокруг – резервуару энергии.

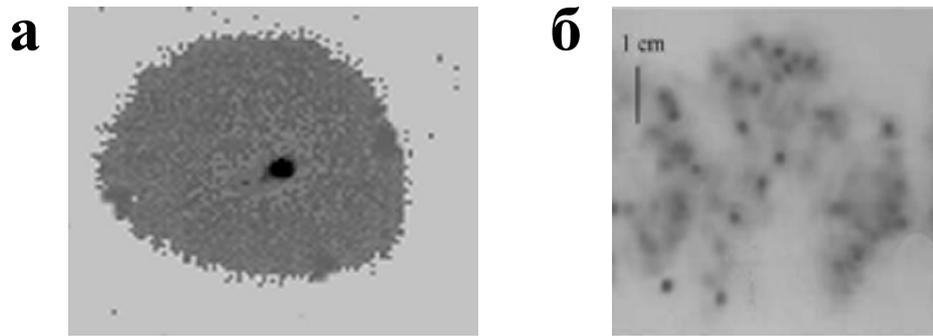


Рисунок 1.2 — Ожоговое пятно, оставленное филаментом на фотобумаге [3]
 (а). Профиль пучка на расстоянии более 100 м от лазерной системы из
 работы [53].

При значительном превышении пиковой мощности в лазерном импульсе над критической мощностью самофокусировки возможно образование нескольких филаментов в различных точках по поперечному сечению пучка, это явление получило название множественной филаментации [54; 55]. С помощью мощных импульсов была продемонстрирована возможность получения протяженных филаментов на расстоянии нескольких сотен метров [53; 56] и даже километра от лазерной системы [57]. На Рис. 1.2б приведен профиль пучка на расстоянии более 100 м от лазерной системы из работы [53], каждая точка соответствует филаменту.

1.1.4 Линейный и нелинейный режим фокусировки

Некоторые эксперименты по исследованию филаментации производятся при использовании дополнительной геометрической фокусировки. При этом, если мощность излучения меньше критической и филаментация отсутствует, то вблизи геометрического фокуса может образовываться плазма вследствие высокой интенсивности, в этом случае область плазмообразования расположена симметрично относительно геометрического фокуса. Если мощность в импульсе начинает превышать критическую, то появляются временные слои, фокусирующиеся раньше геометрического фокуса, и область начала плазмообразования смещается в сторону фокусирующего элемента. Для оценки расстояния до начала филаментации (нелинейного фокуса) z_{nl} можно использовать следующую

формулу [59]:

$$\frac{1}{z_{nl}} = \frac{1}{f} + \frac{1}{z_{sf}}, \quad (1.6)$$

где f – фокусное расстояние линзы или зеркала. Таким образом, зачастую в лабораторных экспериментах с целью более точно зафиксировать положение филамента в пространстве используют геометрическую фокусировку, а эксперименты по атмосферным применениям, как правило, проводятся с коллимированным пучком. Однако, чем более жесткая фокусировка используется, тем меньшее влияние на плазмообразование будет оказывать керровская нелинейность по сравнению с коллимированным пучком. В работе [58] был проанали-

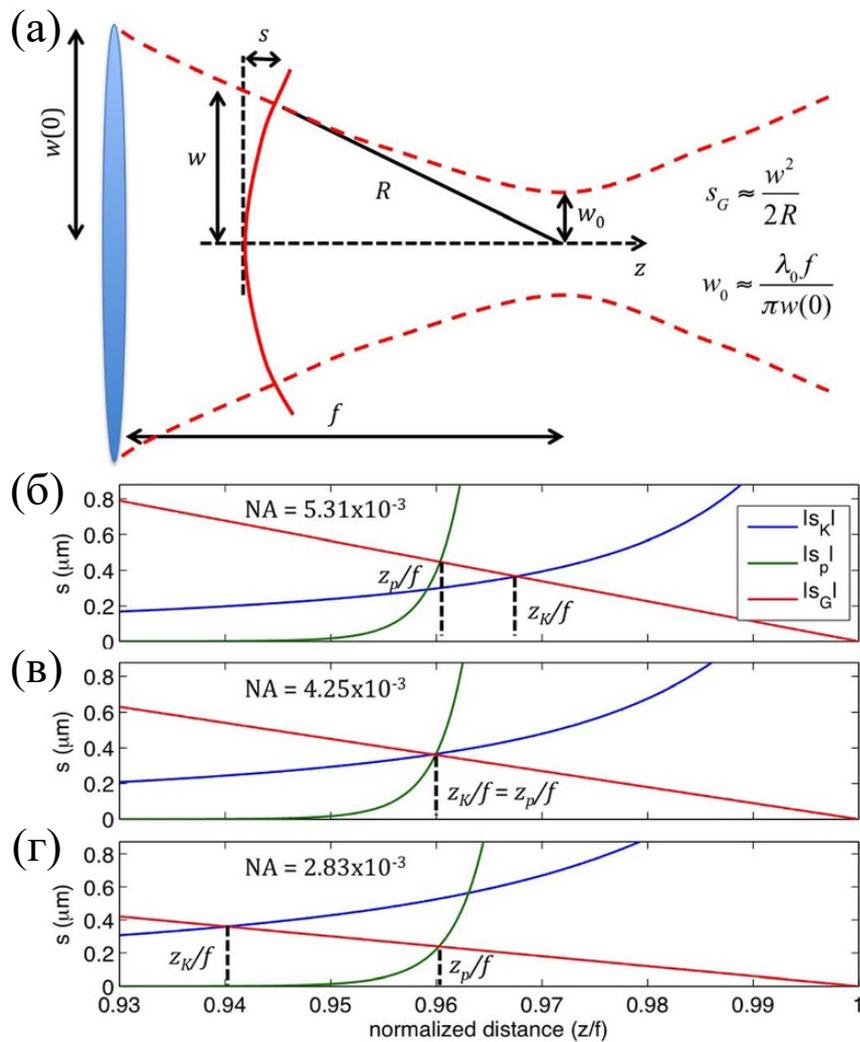


Рисунок 1.3 — Иллюстрация изгиба волнового фронта при фокусировке (а).

Расчет вклада, вносимого в изгиб волнового фронта керровской самофокусировкой (синяя кривая), дефокусировкой на плазме (зеленая кривая) и линейной фокусировкой (красная прямая) для числовых апертур $NA = 5,31 \cdot 10^{-3}$ (б); $NA = 4,25 \cdot 10^{-3}$ (в); $NA = 2,83 \cdot 10^{-3}$ (г) [58].

зирова́н переход от режима с преобладанием геометрической фокусировки к режиму с преобладанием нелинейной фокусировки (названными для краткости линейным и нелинейным режимами соответственно). Если рассмотреть изгиб волнового фронта s (см. Рис. 1.3а), то можно путем численного моделирования оценить вклад, вносимый в этот параметр по мере распространения импульса керровской самофокусировкой (синяя кривая на Рис. 1.3б–г), дефокусировкой на образующейся плазме (зеленая кривая на Рис. 1.3б–г) и геометрической фокусировкой (красная кривая на Рис. 1.3б–г). При относительно жесткой фокусировке (к примеру, $NA = 5,31 \cdot 10^{-3}$, Рис. 1.3б) вклад плазмы в показатель s начинает превосходить вклад геометрической фокусировки значительно раньше, чем вклад самофокусировки достигнет сопоставимого уровня. В данном случае керровская нелинейность не имеет определяющего влияния на фокусировку и плазмообразование, поэтому такой случай будет называться линейным режимом фокусировки. Если рассмотреть меньшее значение числовой апертуры (к примеру, $NA = 2,83 \cdot 10^{-3}$, Рис. 1.3г), то можно наблюдать и иную картину, когда вклад керровской нелинейности в изгиб волнового фронта начинает превосходить вклад геометрической фокусировки заметно раньше плазмообразования. Этот случай, соответственно, называется нелинейным режимом фокусировки. Между линейным и нелинейным режимами существует также и переходная область ($NA = 4,25 \cdot 10^{-3}$, Рис. 1.3в), однако стоит отметить, что моделирование в работе [58] было произведено для конкретных параметров лазерного импульса (длина волны 800 нм, энергия 0,8 мДж, длительность 50 фс), и значение числовой апертуры, определяющее границы режимов, вполне может отличаться для других условий. В дальнейшем было показано, что в линейном и нелинейном режимах фокусировки по-разному ведут себя зависимости от энергии импульса параметров плазмы и профиля пучка: в линейном режиме фокусировки отсутствует ограничение интенсивности и симметризация моды, присущие нелинейному режиму [60; 61].

1.2 Явления, сопровождающие филаментацию, и их применения

1.2.1 Преобразование спектра

При распространении лазерного импульса в режиме филаментации вследствие изменения показателя преломления во времени происходит такое явление, как фазовая самомодуляция, приводящее к уширению спектра (см. например [62]). Принимая во внимание (1.5), можно описать изменение фазы следующим образом:

$$\omega = -\frac{\partial\varphi}{\partial t} \sim \omega_0 + \frac{\omega_0}{c}z \left(-n_2 \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{1}{2n_0\rho_{\text{cr}}} \frac{\partial\rho}{\partial t} \right). \quad (1.7)$$

Так при филаментации происходит уширение спектра как в красную, так и в синюю область. На Рис. 1.4 показан спектр, образующийся при филаментации тераваттного импульса, который простирается от среднего УФ до среднего ИК диапазона.

Описываемая формулой (1.7) генерация суперконтинуума происходит коллинеарно оси распространения импульса z . Однако фазовая самомодуляция,

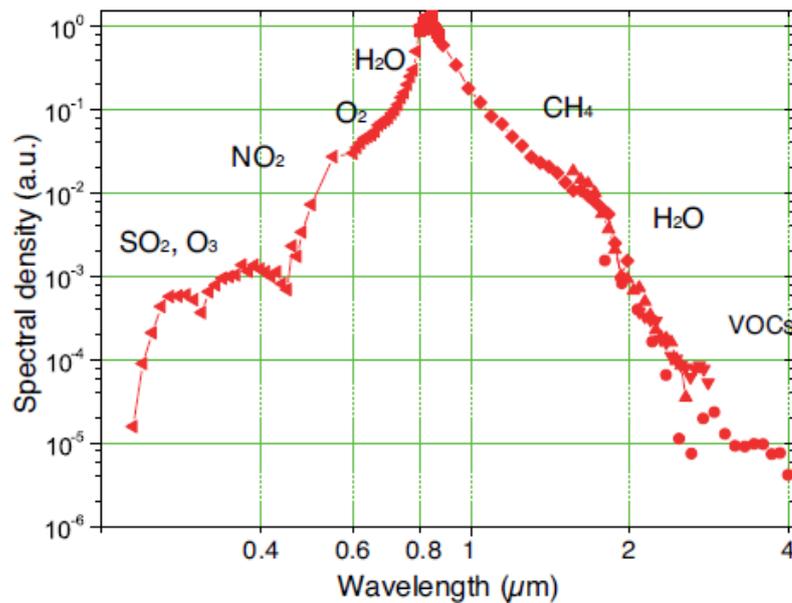


Рисунок 1.4 — Спектр суперконтинуума, образующийся при распространении тераваттного импульса в режиме филаментации [63]

вследствие изменения показателя преломления, происходит и в направлении, перпендикулярном оптической оси, что приводит к образованию конической эмиссии, наблюдающейся в виде цветных концентрических колец (Рис. 1.5). Подробное описание механизмов генерации суперконтинуума и конической эмиссии приводится в работе [64].

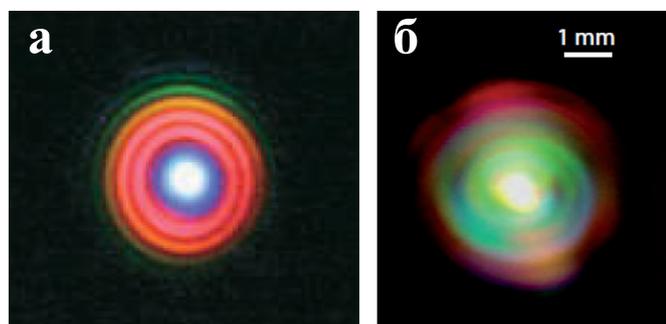


Рисунок 1.5 — Изображение суперконтинуума (центральное белое пятно) и конической эмиссии (цветные концентрические кольца) на экране из работ [3] (а) и [65] (б).

Уширение спектра при филаментации также зависит от энергии импульса и жесткости фокусировки. В работе [58] в эксперименте была исследована генерация суперконтинуума при разных числовых апертурах и энергиях лазерного импульса (Рис. 1.6). При нелинейном режиме фокусировки, когда особенно велико влияние эффекта Керра, происходит значительное уширение в красную область, сопровождаемое при этом образованием нескольких спектральных максимумов (см. красную кривую на Рис. 1.6б). Подобное образование нескольких максимумов в низкочастотной области наблюдалось более явно при распространении в режиме филаментации коллимированного пучка на протяженной трассе в работе [66]. В режиме линейной фокусировки плотность плазмы может возрасти на несколько порядков [67; 68], вследствие чего именно вклад плазмы в уширение спектра становится доминирующим. Это приводит к значительному уширению спектра в высокочастотную область, в то время как в низкочастотную сторону уширения практически не происходит (Рис. 1.6а). При увеличении энергии лазерного импульса в несколько раз уширение спектра также возрастает (Рис. 1.6в,г).

Генерация суперконтинуума расширяет возможности применения филаментации в прикладных областях, например для лазерного зондирования атмосферы, называемом также LIDAR (Light Detection and Ranging) [69]. Принципиальная схема подобных экспериментов показана на Рис. 1.7а. Исходный им-

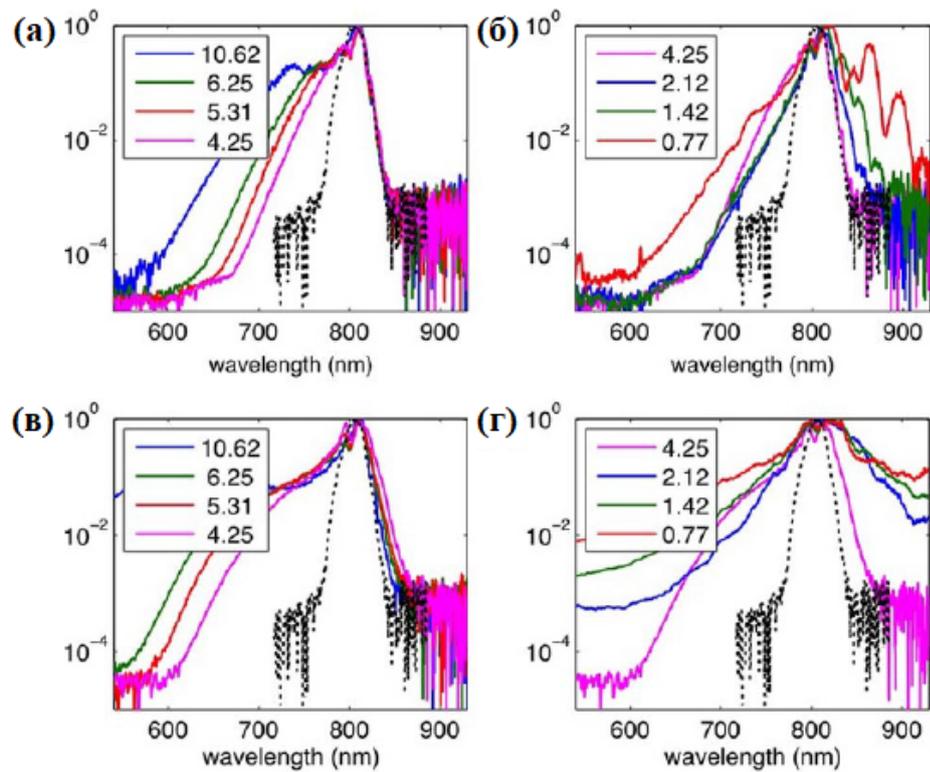


Рисунок 1.6 — Спектры импульса после филаментации при разных условиях фокусировки из работы [58]. В легендах указана числовая апертура ($NA \cdot 10^{-3}$). Пунктирной линией обозначен исходный спектр импульса. Энергия импульса 3 мДж (а,б) и 16 мДж (в,г).

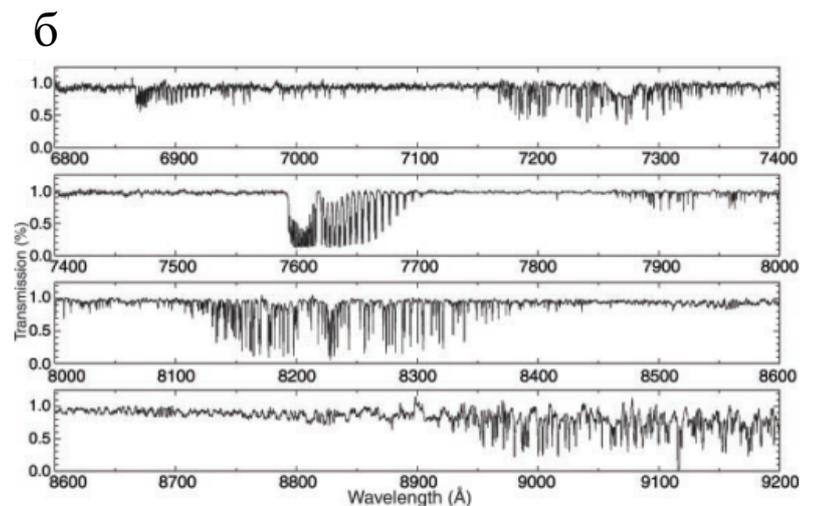
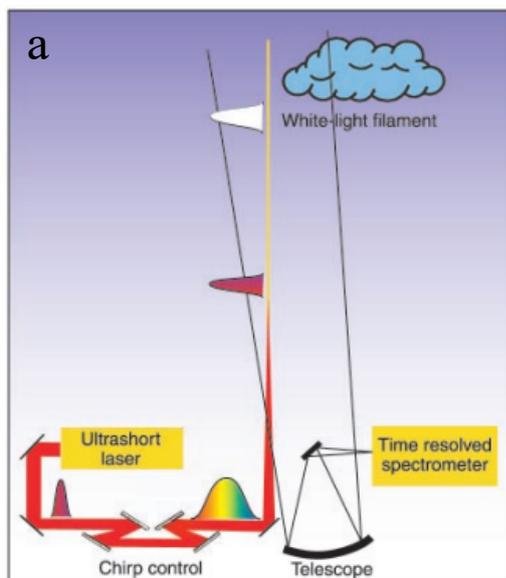


Рисунок 1.7 — Принципиальная схема эксперимента по зондированию атмосферы с использованием филаментации (а). Спектр поглощения атмосферы на высоте 4,5 км, измеренный с помощью LIDAR (б) [69].

пульс, чирпированный, чтобы компенсировать дисперсию при распространении в воздухе, направляется вертикально в атмосферу, где в результате филаментации генерируется суперконтинуум. Рассеянное назад излучение собирается с помощью телескопа в спектрометр, имеющий высокое временное разрешение, пример спектра поглощения в атмосфере приведен на Рис. 1.7б. Положение линий поглощения разных соединений, содержащихся в атмосфере, относительно генерируемого при филаментации спектра суперконтинуума отмечено на Рис. 1.4. На настоящий момент существуют установки, позволяющие создавать суперконтинуум на высоте более 20 км, вплоть до стратосферы [70], а также созданы мобильные лазерные системы, позволяющие получать тераваттные импульсы в полевых условиях [71]. Различным техникам зондирования среды с помощью филаментации посвящен недавний обзор [72].

1.2.2 Генерация гармоник

Вследствие высокой интенсивности при филаментации в результате нелинейного взаимодействия излучения со средой происходит генерация гармоник высокого порядка. Так, было показано, что при филаментации в воздухе ИК импульса происходит генерация третьей гармоники с коэффициентом преобразования $\sim 0,1\%$ [73]. Более высокие нечетные гармоники в воздухе уже не распространяются, для их получения используют, например, ячейки с аргоном или ксеноном [74]. В настоящее время генерацию высоких гармоник используют для получения импульсов субфемтосекундной (или аттосекундной) длительности [75; 76].

1.2.3 Применения плазмы филаментов

Плазменные каналы, образующиеся при филаментации лазерных импульсов, могут иметь множество различных применений. Так, было показано, что филаментация может применяться для управления высоковольтными разряда-



Рисунок 1.8 — Иллюстрации применений филаментации: а) 1 – лазерно управляемый разряд, 2 – пробой между электродами [78]; б) снимок молнии, записанный в присутствии лазерного луча (траектория лазерного луча наложена отдельно) [80]; в) фотография тестовой модели, перед которой создан филамент, в потоке воздуха, соответствующем скорости 3 Маха [81].

ми: при наличии плазменного канала между электродами разряд происходит при меньшем напряжении и синхронизован с лазерным импульсом, его траектория задается плазменным каналом, а межэлектродный зазор может быть несколько метров [77; 78]. На Рис. 1.8а на фотографиях 1 и 2 показаны соответственно лазерно управляемый разряд и пробой между электродами. Более того, лазерный поджиг разрядов может осуществляться и за областью филаментации, когда слаборасходящийся интенсивный пучок, попадая на один из электродов, вызывает множественный фотоэффект, в этом случае разряд может быть создан при значительном удалении электродов от лазерной системы [79].

Возможность направлять траекторию разряда навела на мысль о потенциальном применении филаментации в целях молниезащиты. Не так давно в Швейцарских Альпах был реализован проект, в котором реализуемость управления с помощью лазерного пучка траекторией молнии была продемонстрирована на практике (Рис. 1.8б) [80].

Еще одна идея применения плазмы филаментов связана с созданием виртуальных антенн, в которых плазма заменяет металл, для приема радиоволн [82; 83]. Такие антенны являются широкополосными (100 МГц – 10 ГГц), легко реконфигурируемыми или деактивируемыми и способствуют уменьшению помех между несколькими соседними антеннами. Также с помощью филаментационной плазмы можно создавать волноводы для транспортировки СВЧ излучения [84].

В настоящее время высказываются предложения по использованию филаментации в транспортной отрасли. В обзоре [8] обсуждается принципиальная возможность соединения с помощью лазерного разряда пантографа скоростных поездов с контактной сетью, отсутствие механического трения приведет к увеличению максимальной скорости движения. В статье [81] показано, что путем создания филамента перед сверхзвуковым самолетом (Рис. 1.8в) можно существенно уменьшить сопротивление воздуха, тем самым сокращая расход топлива. Недавно в работах [85; 86] было продемонстрировано, что фемтосекундная филаментация обладает рядом преимуществ при лазерном поджиге горючих смесей (топлива).

Также плазма филамента может быть применена для создания источников вторичного излучения, в том числе удаленных. В частности, в филаментационной плазме происходит генерация терагерцового излучения, и именно этому явлению посвящен следующий раздел.

1.3 Генерация терагерцового излучения

1.3.1 Терагерцовый спектральный диапазон

Терагерцовый спектральный диапазон (0,1 ТГц – 10 ТГц), называемый впрочем иногда и субмиллиметровым, расположен между инфракрасным излучением и радиоволновым (Рис. 1.9). Эта область находится на стыке электроники и фотоники и имеет ряд особенностей, представляющих интерес для практических приложений. С точки зрения биологических и медицинских применений, терагерцовое излучение является неионизирующим, и поэтому более безопасно для живых организмов, чем рентгеновское излучение, в то же время его длина волны существенно короче, чем у микроволнового, что существенно повышает точность при получении данных [87; 88]. Частоты колебательных и вращательных переходов множества молекул, особенно органических, располагаются в терагерцовой области, что представляет интерес для спектроскопии [89]. В терагерцовом диапазоне прозрачны многие диэлектрические материалы, на-

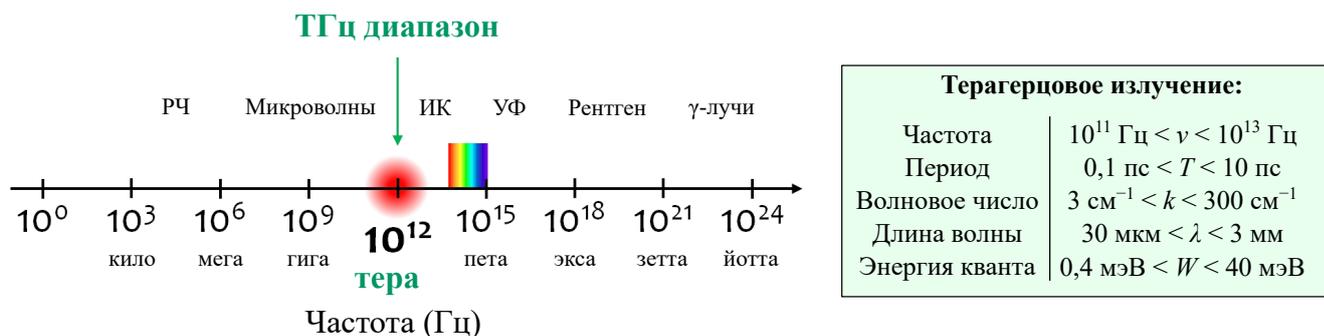


Рисунок 1.9 — Положение терагерцового диапазона на спектре электромагнитного излучения.

пример ткани, пластики и керамика, что позволяет применять это излучение в сферах безопасности и контроля качества [90; 91]. С точки зрения использования в сфере коммуникации, сильное поглощение парами воды затрудняет применение терагерцового излучения на больших дистанциях в атмосфере, тем не менее оно может быть использовано для создания беспроводных сетей с высокой пропускной способностью внутри небольших помещений [92]. Множество иных применений терагерцового излучения описано в обзорах [93–95].

1.3.2 Генерация терагерцового излучения в лазерной плазме

Возможность генерации излучения дальнего инфракрасного и радиоволнового диапазонов от движения свободных электронов в среде под действием лазерного импульса была предсказана Г. А. Аскарьяном в начале 60-х годов [9; 10]. В 1980-х годах Д. Остон экспериментально продемонстрировал генерацию излучения терагерцового диапазона в кристаллах танталата лития под действием фемтосекундного лазерного импульса [96; 97], что находилось в соответствии с предсказаниями Аскарьяна [98]. А первые эксперименты по генерации терагерцового излучения в газах с помощью лазерного излучения были проведены группой из Калифорнийского университета в начале 1990-х годов [11; 99]. В этих экспериментах лазерные импульсы длиной волны 800 нм, длительностью 120 фс и энергией 50 мДж фокусировались параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 5 см в камеру с гелием, давление которого могло составлять от сотых долей торр до атмосферного. Терагерцовое излучение собиралось с

помощью параболического зеркала и регистрировалось гелиевым болометром в связке с интерферометром Майкельсона. В такой схеме было зарегистрировано терагерцовое излучение с максимальной энергией в импульсе порядка единиц наноджоулей при давлении гелия 0,5 торр. Механизм генерации терагерцового излучения связывался с движением электронов вследствие возникающей поляризованности плазмы под действием пондеромоторной силы, вызванной высокими градиентами интенсивности в лазерном импульсе.

В 2000 году было экспериментально продемонстрировано, что энергия генерируемого терагерцового излучения существенно возрастает, если филамент помещен в область постоянного электрического поля [13]. В этом случае внешнее поле создает остаточный ток электронов в плазме после прохождения лазерного импульса, благодаря которому и происходит генерация терагерцового излучения. В эксперименте из работы [13] плазма создавалась в атмосферном воздухе, лазерные импульсы энергией до 0,5 мДж фокусировались в пространство между электродами, напряженность поля составляла около 10 кВ/см. Принципиальная схема показана на Рис. 1.10а. Терагерцовое излучение из плазмы собиралось с помощью двух параболических зеркал и регистрировалось электрооптическим детектором. Было показано, что амплитуда поля в терагерцовом импульсе прямо пропорциональна приложенному к электродам напряжению, а также энергии лазерного импульса (энергия терагерцового излучения, соответственно, квадратична по обоим параметрам – см. Рис. 1.10б). Данная зависимость позднее была подтверждена теоретически [100], наблюдалась экспериментально и в других работах [101; 102], а также была подтверждена вплоть до напряженностей поля в 200 кВ/см, созданных при давлении газа в 260 атм [103]. Спектр генерируемого терагерцового излучения, получаемый преобразованием Фурье сигнала с электрооптического детектора, имеет максимум в диапазоне 0,2 – 0,6 ТГц [13; 101–104], его пример дан на Рис. 1.10в. Угловая направленность терагерцового излучения, генерируемого во внешнем поле, представляет собой конус с максимумом на оптической оси [104; 105], ширина конуса зависит от длины плазменного канала в области поля, то есть может варьироваться в зависимости от энергии лазерного импульса и условий его фокусировки [101]. Для более жесткой фокусировки углы распространения терагерцового излучения, как правило, шире (см. Рис. 1.10г). Поляризация терагерцового излучения

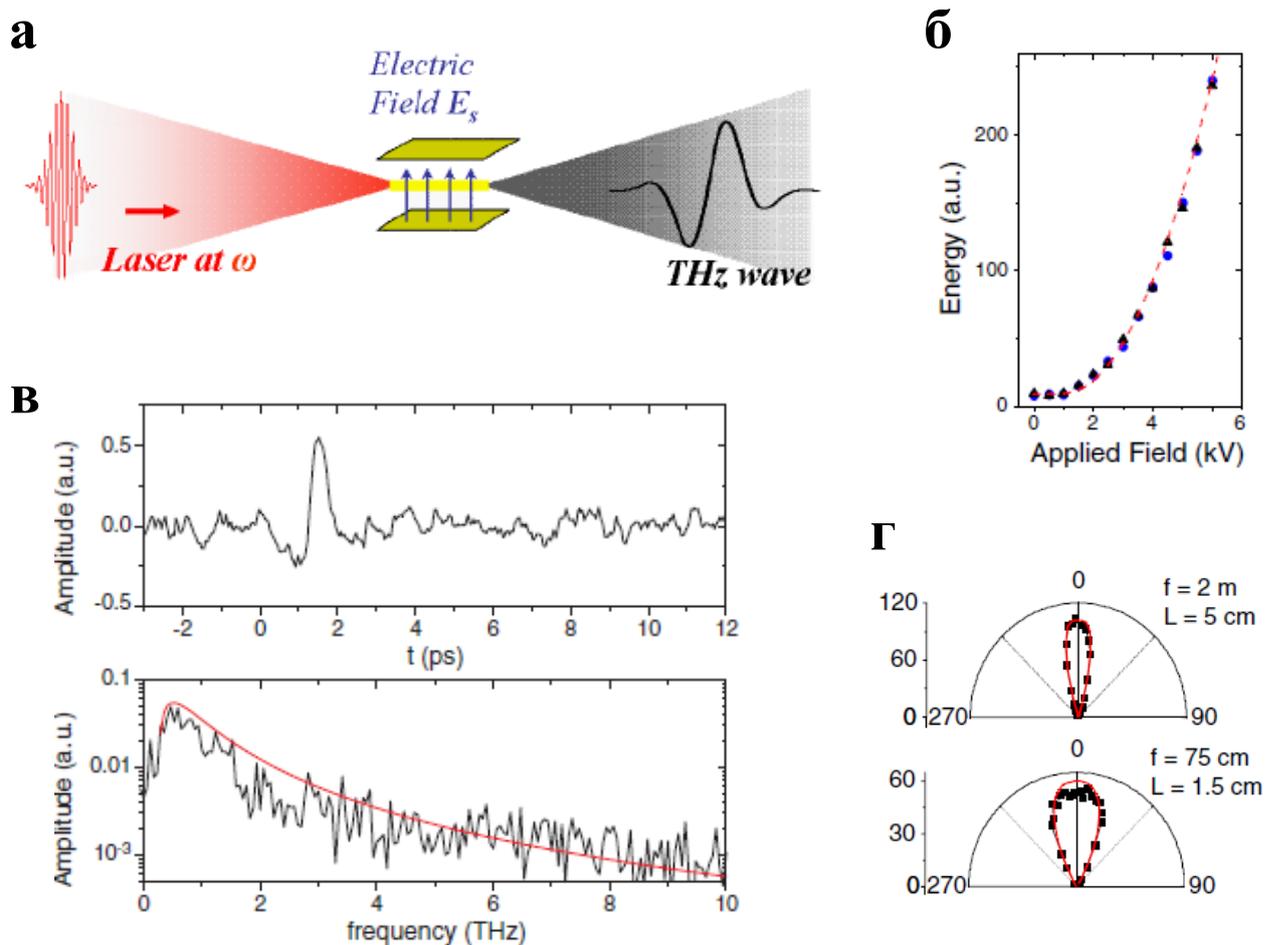


Рисунок 1.10 — Принципиальная схема эксперимента по генерации терагерцового излучения при филаментации во внешнем поле (а). Зависимость энергии терагерцового излучения от величины приложенного поля (б). Поле терагерцового импульса, зарегистрированное в эксперименте, и спектр, полученный его Фурье-преобразованием; красная кривая – расчетный спектр (в). Угловая направленность терагерцового излучения, генерируемого во внешнем поле, при разной длине филамента (г). Все рисунки из работы [101].

линейная и совпадает с направлением внешнего поля, что позволяет говорить о его когерентности [102].

В том же 2000 году был продемонстрирован и иной способ усиления генерации терагерцового излучения в лазерной плазме, связанный с использованием импульсов первой и второй гармоник лазерного излучения [12]. Увеличение выхода терагерцового излучения авторы связали с процессом четырехволнового смешения. Позднее было показано, что эффективность генерации существенно зависит от разности фаз первой и второй гармоник, а соответственно, и от поло-

жения нелинейного кристалла, используемого для генерации второй гармоники, относительно области филаментации [106]. Для наибольшей эффективности генерации обычно стремятся сократить расстояние от кристалла до области плазмообразования. При увеличении дистанции до филаментации из-за разности групповых скоростей начинает сказываться разное распространение импульсов первой и второй гармоник. Генерация терагерцового излучения в двухцветной схеме была получена на расстояниях вплоть до 55 м от лазерной системы, однако на подобных дистанциях выход уже на порядки ниже [107]. Тем не менее, для лабораторных исследований двухцветная схема генерации является одной из самых распространенных на данный момент, и ей посвящено значительное количество работ [108].

Генерацию терагерцового излучения во внешнем поле и при двухцветной филаментации схематически можно описать на языке четырехволнового смешения следующим образом. В общем случае, в приближении невырожденного четырехволнового смешения, при сонаправленном распространении в нелинейной среде двух компонент излучения с частотами ω_1 и ω_2 происходит генерация сигнального импульса с частотой $\omega_3 = \omega_1 + \omega_1 - \omega_2$ [37]. В случае двухцветной филаментации и распространения импульсов с частотами ω и 2ω этот процесс будет выглядеть как $0 = \omega + \omega - 2\omega$. Однако из-за конечной ширины спектра лазерного импульса в левой части равенства не строгий ноль, а лишь частоты, много меньшие ω , что и есть терагерцовое излучение. Если же филаментация происходит во внешнем поле, то внешнее поле можно рассматривать как эффективную нулевую частоту, что дает $0 = \omega - \omega + 0$. При отсутствии нулевой или удвоенной частоты, ноль в левой части равенства, соответствующий терагерцовому излучению, в процессе четырехволнового смешения получить невозможно. Поэтому механизмы, отвечающие за генерацию терагерцового излучения в одноцветной схеме, о которой речь пойдет далее, имеют следующий порядок малости.

1.3.3 Генерация терагерцового излучения при одноцветной филаментации

Наиболее простая схема генерации терагерцового излучения, когда не используется ни внешнего поля, ни импульса второй гармоники, получила название одноцветной филаментации. В 2001 году в работе [31] было дано новое объяснение механизму генерации терагерцового излучения в лазерной плазме: световое давление лазерного импульса пространственно разделяет свободные электроны от тяжелых ионов, и образующийся дипольный момент совершает колебания на плазменной частоте, что приводит к генерации электромагнитного излучения. При таком рассмотрении для генерации не требовались столь жесткие фокусировки и высокие интенсивности, как в экспериментах [11; 99], где основная роль отводилась пондеромоторной силе. То есть было предсказано, что потенциально источником терагерцового излучения должны являться и протяженные плазменные каналы, создаваемые при филаментации в воздухе. В 2002 году в экспериментах [14] было зарегистрировано терагерцовое излучение из протяженного филамента в радиальном направлении. Лазерные импульсы длиной волны 800 нм, длительностью 120 фс и энергией 10 мДж фокусировались линзой с фокусным расстоянием 2 м, в результате образовывался плазменный канал протяженностью порядка 1 м. Терагерцовое излучение регистрировалось гетеродинным детектором, чувствительным на частоте 0,094 или 0,118 ТГц, на который собиралось с помощью тефлоновых линз. Было показано, что диаграмма направленности в радиальном направлении представляет из себя два максимума, совпадающими с направлениями поляризации лазера.

В свете дискуссий вокруг дипольного механизма, предложенного в [31], и возможности пренебречь пондеромоторной силой [109–111], были проведены и иные эксперименты по регистрации терагерцового излучения из протяженных плазменных каналов [112; 113]. В работе [112] в аналогичных [14] условиях эксперимента терагерцовое излучение из плазмы филамента было зарегистрировано с помощью болометра, чувствительным к излучению с частотами ниже 6 ТГц. При этом, терагерцовое излучение было достаточно слабым: входное окно болометра приходилось размещать на расстоянии менее 1 мм от плазменного канала. Впрочем, эксперименты из другой работы [113] даже демонстри-

туют возможность детектирования плазмы филаментов по излучаемому ей терагерцовому излучению. Позднее было показано, что терагерцовое излучение из филамента в радиальном направлении является линейно поляризованным и когерентным [114].

Исследования механизмов генерации терагерцового излучения продолжались, и в 2004 году в работе [32] была дана иная интерпретация, связанная с радиальными и аксиальными токами электронов в плазме, создаваемыми под действием пондеромоторной силы и распространяющимися со скоростью близкой к групповой скорости лазерного импульса. Схематически это представлено на Рис. 1.11. В отличие от работы [31] здесь подчеркивается, что пондеромоторная сила создается градиентами на масштабах импульса, а не всего плазменного канала, и они не являются малыми. Также в [32] получены важные выводы, что характерная частота терагерцового излучения определяется длительностью лазерного импульса и частотой столкновений в плазме, а не плазменной частотой.

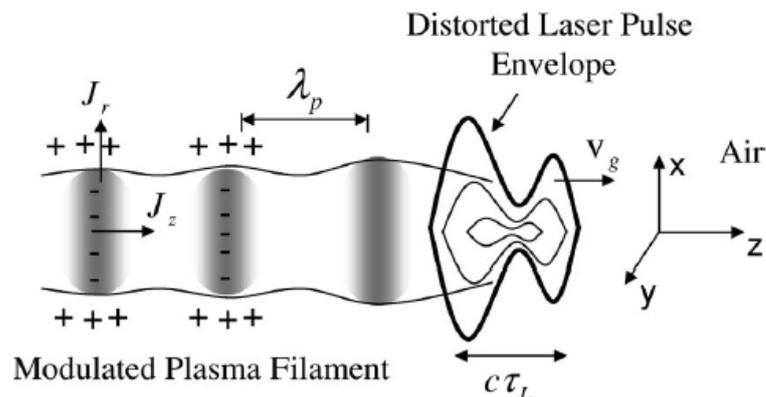


Рисунок 1.11 — Схематическая иллюстрация к процессу генерации терагерцового излучения в плазме филамента в воздухе из работы [32]. J_r и J_z показывают радиальный и аксиальный токи электронов, λ_p соответствует плазменной длине волны. Искажения лазерного импульса связаны с ионизацией и эффектом Керра.

В 2007 году была опубликована работа [15], сообщающая об обнаружении терагерцового излучения из плазмы филамента, направленного вперед (Рис. 1.12а). Его интенсивность более чем на два порядка превосходит излучение в радиальном направлении, которое наблюдалось ранее (см. для сравнения Рис. 1.12б). В эксперименте лазерные импульсы длительностью 150 фс и энергией 4 мДж фокусировались в воздухе с числовой апертурой $2,5 \cdot 10^{-3}$, образуя одиночный филамент. Для измерения терагерцового излучения был использо-

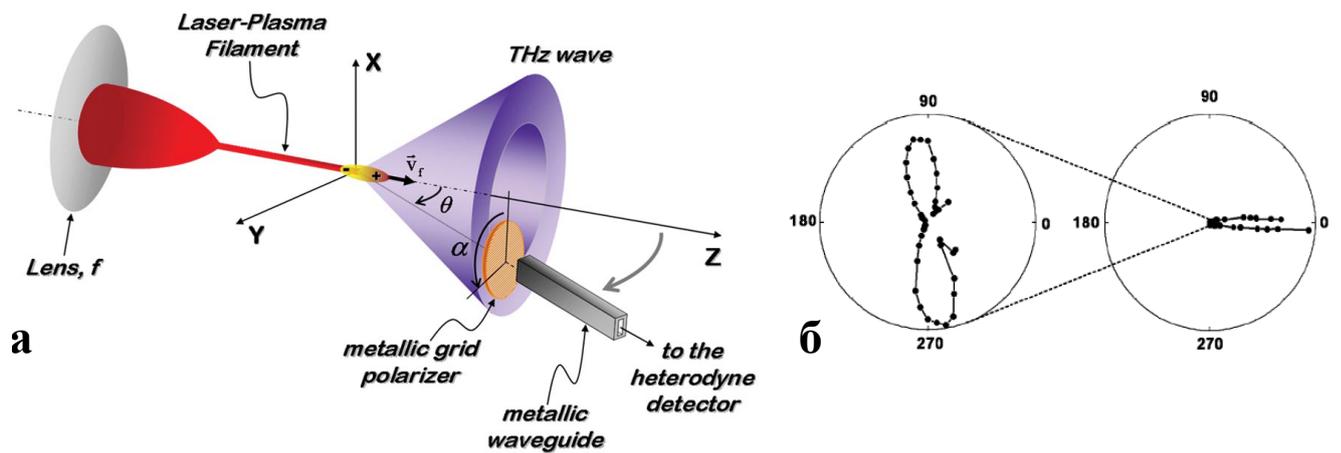


Рисунок 1.12 — Иллюстрация направленности и регистрации терагерцового излучения (а). Сопоставление радиального терагерцового излучения из филамента с направленным вперед (б). Рисунки из работы [15].

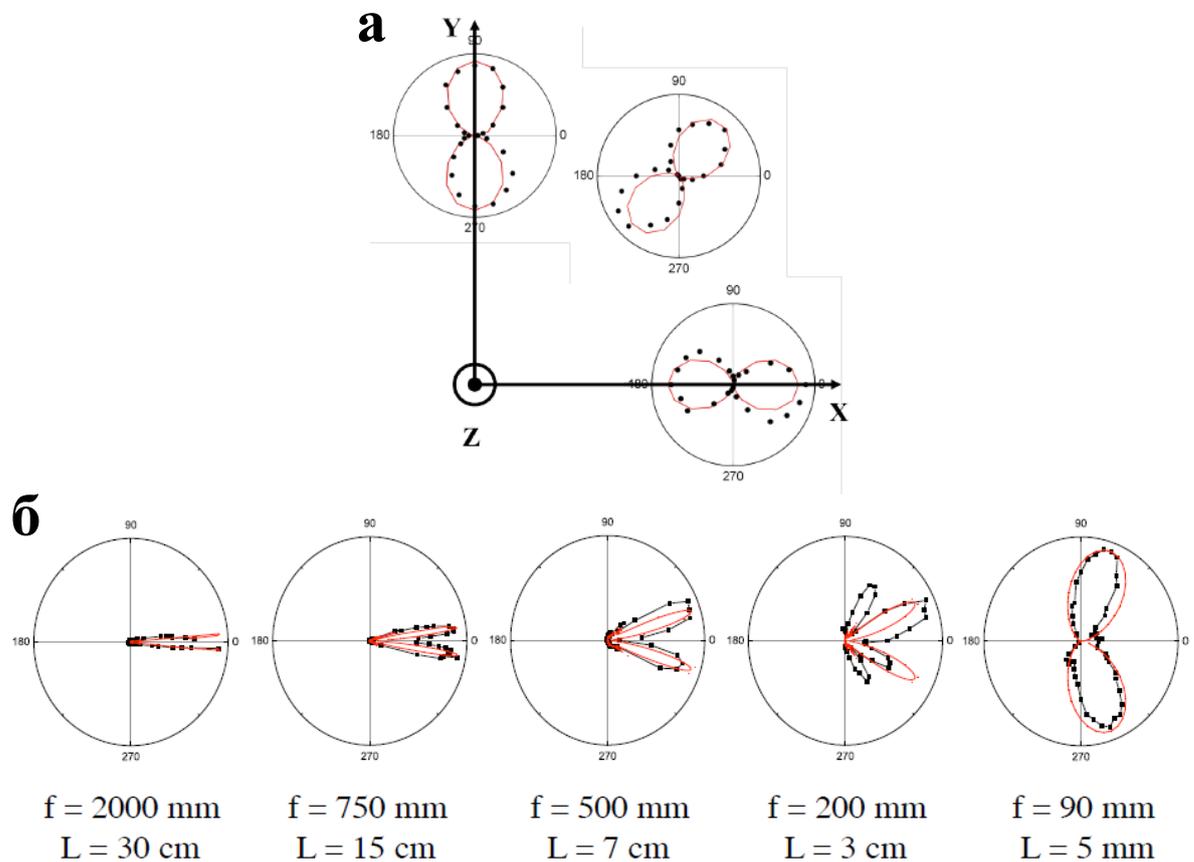


Рисунок 1.13 — Диаграммы поляризации терагерцового излучения, измеренные в трех азимутальных направлениях, красные кривые соответствуют аппроксимации экспериментальных точек в соответствии с законом Малюса (а). Диаграммы направленности терагерцового излучения при различных фокусировках лазерного пучка f и длинах плазменного канала L , красные кривые соответствуют результатам численного моделирования (б). Рисунки из [17].

ван гетеродинный детектор, работающий на частоте 91 или 110 ГГц. С целью изучения диаграммы направленности детектор вращался вокруг точки на оси филамента. Было показано, что излучение распространяется в полый конус, имеющий минимум на оптической оси. Поляризация терагерцового излучения при этом является радиальной – на Рис. 1.13а показаны измерения поляризации, выполненные в эксперименте для трех азимутальных направлений.

Авторы работы [15] объяснили возникновение терагерцового излучения черенковским излучением дипольного электрического заряда, ориентированного вдоль оси распространения, обусловленным движением фронта ионизации в среде со сверхсветовой скоростью. В соответствии с их моделью, максимум терагерцового излучения должен распространяться под углом θ к оптической оси, определяемом как

$$\theta \sim \sqrt{\frac{\lambda_{\text{THz}}}{L}}, \quad (1.8)$$

где L – длина плазменного канала, λ_{THz} – длина волны терагерцового излучения. В эксперименте были измерены угловые распределения терагерцового излучения в горизонтальном сечении для разных фокусировок (и соответственно, разных длин плазменного канала), хорошо согласующиеся с численным моделированием в рамках разработанной авторами модели (Рис. 1.13б). Подробнее эта модель изложена в статье [16]. Впоследствии пропорциональность (1.8) была также получена в теоретической работе [34], причем коэффициент пропорциональности был несколько уточнен.

Направленное вперед из плазмы филамента терагерцовое излучение было исследовано и с помощью болометра [115]. Для заведения терагерцового излучения в болометр было использовано внеосевое параболическое зеркало с фокусным расстоянием 5 см, имеющее в центре 5-миллиметровое отверстие, сквозь которое (в том числе и во избежание генерации терагерцового излучения на поверхности зеркала) проходило высокоинтенсивное лазерное излучение (Рис. 1.14а). Перед окном болометра могли устанавливаться терагерцовые фильтры, спектральное пропускание которых показано заштрихованными областями на Рис. 1.14б. Фокусное расстояние линз в данных экспериментах составляло от 20 см до 2 м. С помощью расчетной модели и калибровки амплитуд на основании данных эксперимента были получены оценочные спектры при различных фокусировках (Рис. 1.14б). Показано, что по спектрам терагерцового излучения потенциально возможно получать данные о параметрах плазмы, например о ее

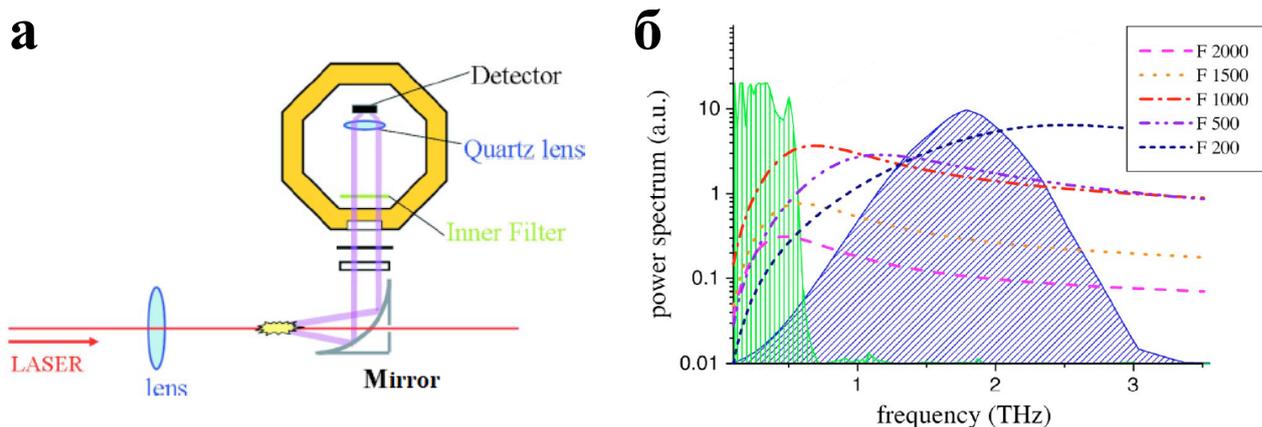


Рисунок 1.14 — Схема регистрации терагерцового излучения из плазмы одноцветного филамента с помощью болометра (а) и полуэмпирические спектры терагерцового излучения при различных фокусировках лазерного пучка (б) из работы [17]. Заштрихованными областями на графиках обозначено пропускание использованных терагерцовых фильтров.

плотности. Следует, однако, отметить, что в соответствии с формулой (1.8) низкочастотное терагерцовое излучение распространяется под значительными углами к оптической оси, и в описанной схеме эксперимента может не попадать в параболическое зеркало, особенно при жестких фокусировках и коротких плазменных каналах. В данной работе также были получены оценки суммарной энергии терагерцового импульса, составляющие 0,7 – 7 пДж. По сравнению с двухцветной схемой, эффективность преобразования энергии лазерного импульса в терагерцовое излучение меньше на 3 порядка, однако одноцветная филаментация более перспективна в случае формирования удаленных источников.

В дальнейшем разными группами производились исследования, касающиеся направленности, спектральных и энергетических характеристик терагерцового излучения из плазмы одноцветного филамента. Экспериментально измеренные спектры терагерцового излучения приводятся, например, в работах [20; 24–28] (Рис. 1.15а–е). Во всех этих работах терагерцовое излучение из плазмы филамента собиралось с помощью параболических зеркал, после чего методом электрооптического детектирования регистрировалась форма терагерцового сигнала, а спектр вычислялся путем преобразования Фурье. Полученные спектры отличаются как по положению максимума, так и по ширине. Различие может быть объяснено разными параметрами эксперимента, такими как условия фокусировки и энергия лазерного импульса. В работе [30] была предпринята попытка исследования спектра терагерцового излучения при различных

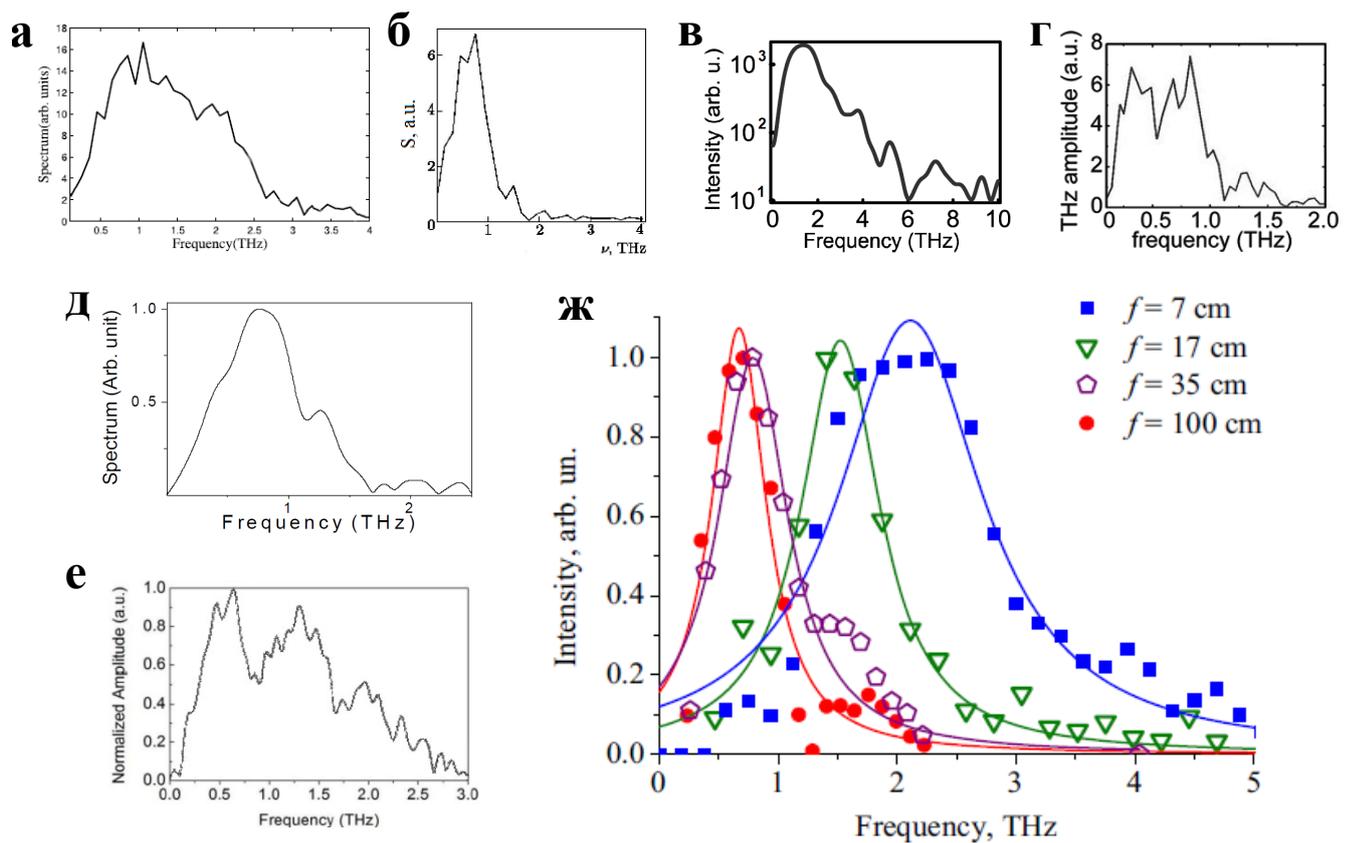


Рисунок 1.15 — Экспериментально измеренные спектры терагерцового излучения из работ [27] (а), [20] (б), [26] (в), [25] (г), [24] (д), [28] (е). Спектр терагерцового излучения при различных фокусировках из работы [30] (ж), точки соответствуют экспериментальным данным, прямые — аппроксимации лоренцовским контуром.

фокусировках лазерного пучка. В этих экспериментах терагерцовое излучение из плазмы филамента коллимировалось с помощью параболического зеркала и направлялось в интерферометр Майкельсона, после чего регистрировалось с помощью болометра, чувствительного к излучению в широком спектральном диапазоне. Одно из зеркал интерферометра помещалось на механическую подвижку, регистрируемый сигнал записывался для каждого положения, таким образом получалась интерферограмма, применением к которой преобразования Фурье вычислялся спектр. Спектры для четырех фокусировок показаны на Рис. 1.15ж, с увеличением жесткости фокусировки спектр становится шире и его максимум смещается в более высокочастотную область. В работе [29], где регистрация осуществлялась в аналогичной схеме, показано, что спектр терагерцового излучения слабо меняется при увеличении энергии лазерного импульса

от 1 до 3 мДж (что соответствует от 3 до 10 критических мощностей самофокусировки).

Следует отметить, что во всех экспериментах [20;24–30] терагерцовое излучение собиралось с помощью параболического зеркала, что ограничивает углы сбора – даже для достаточно короткофокусных зеркал они составляют 25° – 30° от оси, а зачастую меньше. При этом низкочастотные компоненты могут распространяться под значительно бóльшими углами, особенно в случае коротких филаментов (см. например Рис. 1.13б, представляющий данные для частоты 0,1 ТГц), что может оказывать влияние на результаты. Действительно, проанализируем спектры при разных фокусировках на Рис. 1.15ж. Допустим, краю параболического зеркала соответствует угол θ , которому по формуле (1.8) соответствует некоторое отношение λ_{THz}/L . Тогда, с увеличением жесткости фокусировки, чем короче становится длина плазменного канала, тем выше будет низкочастотная граница спектра попадающего в параболу излучения. Учитывая, что спектры на Рис. 1.15ж нормированы, это может полностью объяснить поведение их ширин и максимумов. Таким образом, все экспериментально исследованные спектры терагерцового излучения из одноцветного филамента могут не учитывать значительную часть низкочастотного излучения.

Что касается направленности терагерцового излучения, то помимо уже упомянутой работы [15], где с помощью гетеродинного детектора исследовалось излучение с частотой вблизи 0,1 ТГц, данные об углах распространения терагерцового излучения при различных фокусировках лазерного пучка содержатся в статье [19]. В этих экспериментах угловые распределения в горизонтальной плоскости регистрировались с помощью болометра, чувствительного к излучению с частотами ниже 3 ТГц, в который терагерцовое излучение заводилось с помощью системы параболических зеркал. При использовании линз с фокусными расстояниями от 0,5 до 10 см были исследованы плазменные каналы и измерены углы распространения максимума терагерцового излучения (Рис. 1.16а,б). Однако нельзя сказать, что в этой работе каким-либо образом выполнена верификация зависимости (1.8), так как угол распространения должен зависеть и от частоты терагерцового излучения, в то время как из [30] известно, что в случае сбора терагерцового излучения параболой при изменении жесткости фокусировки максимум спектра существенно меняется. В работе [19] на основании измеренных углов распространения терагерцового излучения были

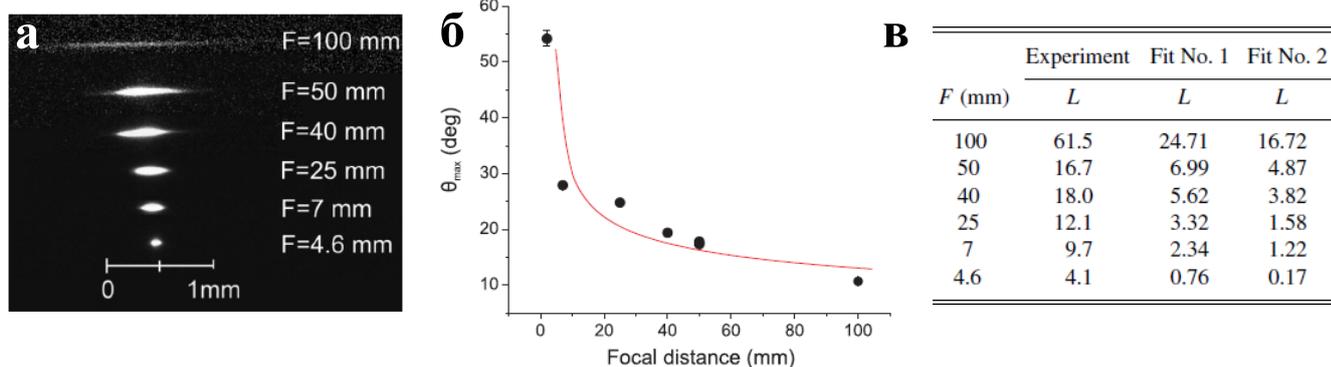


Рисунок 1.16 — Изображения плазменных каналов при разных фокусировках лазерного пучка (а), зависимость угла распространения максимума терагерцового излучения от фокусного расстояния линзы (б) и сравнительные длины плазменных каналов в эксперименте и в расчетах (в), длина L приведена в единицах st , где $st = 39$ мкм. Рисунки из статьи [19].

также сделаны численные расчеты по дипольной и квадрупольной модели, и следует отметить, что расчетная длина плазменных каналов не совпала с экспериментальными значениями в несколько раз (Рис. 1.16в).

В 2009 году была экспериментально зарегистрирована неосесимметричная картина направленности терагерцового излучения из плазмы одноцветного филамента [20]. В эксперименте лазерные импульсы с длиной волны 780 нм, энергией 2,5 мДж и длительностью 50 фс фокусировались линзой с фокусным расстоянием 40 см. За областью филаментации располагался непрозрачный экран с отверстием, через которое проходило направленное под определенным углом терагерцовое излучение, фокусирующееся далее тефлоновой линзой на детектор (Рис. 1.17а). В качестве детектора использовался болометр, чувствительный в широком спектральном диапазоне. Путем последовательного перемещения экрана с отверстием была получена картина направленности терагерцового излучения (Рис. 1.17б). Она представляет собой два выраженных максимума, расположенных в плоскости, перпендикулярной поляризации лазерного поля. Также было установлено, что поляризация терагерцового излучения в этих максимумах перпендикулярна поляризации лазерных импульсов. В работе [33] была предпринята попытка дать теоретическую интерпретацию наблюдаемому анизотропному распределению. Было показано, что анизотропный нагрев плазмы вследствие туннельной ионизации оказывает влияние на токи электронов и может вносить необходимый тип искажений в терагерцовую

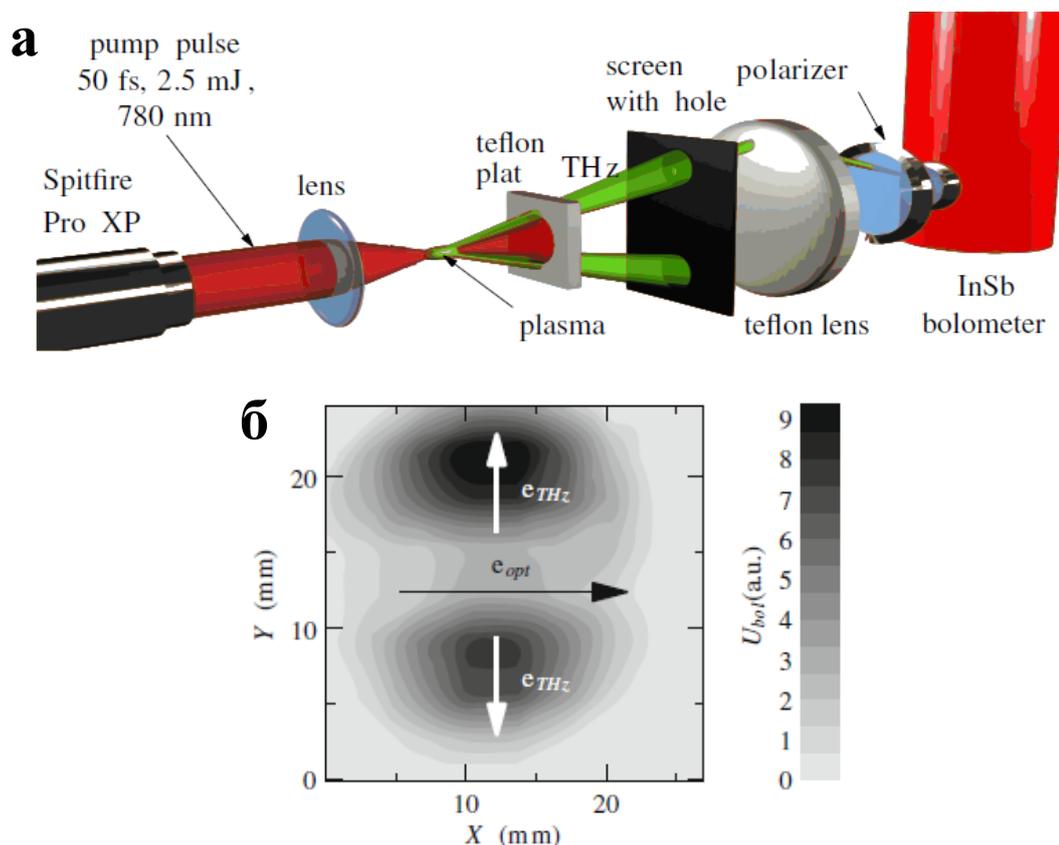


Рисунок 1.17 — Схема эксперимента (а) и измеренная направленность терагерцового излучения из плазмы одноцветного филамента при фокусировке линзой с $f = 40$ см (б) из работы [21]. e_{opt} обозначает поляризацию лазерного излучения, e_{THz} — поляризацию терагерцового излучения.

картину, однако в численном моделировании максимумы выделяются из кольца намного менее контрастно, чем в эксперименте.

Наряду с фокусировкой линзами, в ряде работ экспериментально исследован случай, когда для создания лазерной плазмы используется аксикон [20; 116]. В этом случае в аналогичных условиях асимметрия отсутствует — терагерцовое излучение распространяется в конус с минимумом на оси, поляризация его радиальная. Генерация терагерцового излучения при аксиконной фокусировке лазерных импульсов также исследована в ряде теоретических работ [117–119], где показано, что подобная схема должна обладать высокой эффективностью.

При филаментации лазерных импульсов возможно также наблюдение уни-модальной направленности терагерцового излучения с максимумом на оси. Подобные распределения экспериментально наблюдались на расстоянии 20 м при филаментации тераваттных импульсов (уни-модальная диаграмма направленности приведена в обзоре [8] со ссылкой на работу [16]), а также в условиях

жесткой фокусировки в работах [25; 120], где импульсы энергией до 50 мДж фокусировались при числовой апертуре более 0,1. В статье [22] при фокусировке лазерных импульсов зеркалом с фокусным расстоянием 1 м был экспериментально проанализирован переход от кольцеобразной к унимодальной диаграмме направленности, наблюдающийся при увеличении пиковой мощности лазерного импульса до величины порядка 20 критических мощностей самофокусировки. Данный эффект наблюдался на различных терагерцовых частотах и связывался с переходом к множественной филаментации. Интересным фактом являлось наблюдение линейной поляризации терагерцового излучения в центре унимодальной структуры, то есть на оптической оси.

Для управления направленностью терагерцового излучения и увеличения амплитуды сигналов предлагалось использовать структуры из нескольких филаментов. Еще в 2007 году в работе [18] было экспериментально продемонстрировано, что при совмещенной филаментации двух лазерных импульсов, распространяющихся под некоторым углом друг к другу (т.н. бифиламентации), возможно получение более узконаправленной (по сравнению с углами терагерцового излучения, образующегося при филаментации одного из импульсов) унимодальной структуры, амплитуда сигналов при этом может возрасти на порядок. Этот эффект исследовался в том числе и при разных временных задержках между двумя импульсами, а работах [27; 121] было показано, что при бифиламентации также возможно образование дополнительного терагерцового импульса, следующего с некоторой задержкой после основного. Вслед за бифиламентацией было предложено управлять направленностью и интенсивностью терагерцового излучения с помощью массивов филаментов [122–124]. В численных расчетах было показано, что при определенной конфигурации филаментов можно добиться узконаправленного максимума терагерцового излучения как на оптической оси, так и под углом к ней, а также увеличения интенсивности в N^2 раз, где N – число филаментов.

Поскольку с точки зрения потенциальных практических применений, особенно в области спектроскопии, поляризация терагерцового излучения имеет немаловажное значение, то ряд работ посвящен исследованию именно поляризации терагерцового излучения, генерируемого в одноцветной схеме. Несмотря на то, что в первоначальных моделях и экспериментах сообщалось лишь о радиальной поляризации терагерцового излучения, позднее было показано, что

излучение имеет эллиптическую поляризацию [26], которая может быть различной в разных частях пучка [22], а исследование [125] сообщает об одновременном присутствии радиально и эллиптически поляризованных компонент в терагерцовом излучении, что может свидетельствовать об участии более одного механизма в процессе его генерации. В работе [23] экспериментально продемонстрирована возможность управления поляризацией терагерцового излучения на оси путем внесения амплитудных искажений в исходный лазерный пучок. Таким образом можно поворачивать поляризацию на произвольный угол, а также изменять степень ее эллиптичности, амплитуда терагерцовых сигналов же при этом меняется не столь значительно.

Генерация терагерцового излучения при одноцветной филаментации в большинстве работ наблюдалась при использовании импульсов ближнего инфракрасного диапазона. Однако в отдельных работах была продемонстрирована возможность генерации терагерцового излучения при филаментации лазерного излучения видимого (470 нм [23]) и ультрафиолетового (248 нм [29; 126]) диапазонов.

Помимо филаментации в воздухе, генерация терагерцового излучения исследовалась также и в ксеноне [127], в данной работе также была экспериментально получена зависимость энергии терагерцового излучения от энергии лазерного импульса, описываемая квадратичной функцией.

1.4 Выводы по главе

Одноцветная филаментация является достаточно простой, хотя, вероятно, и не самой эффективной схемой для генерации терагерцового излучения. В главе содержится обзор опубликованных на данный момент работ, посвященных экспериментальному исследованию терагерцового излучения из плазмы одноцветного филамента. Обилие различных параметров в описанных работах создает иллюзию всестороннего рассмотрения генерации терагерцового излучения в данном процессе. Однако существенно разные условия экспериментальных схем, а также методы детектирования делают затруднительным сопоставление между собой различных экспериментальных данных. Так, в ра-

ботах [15–18; 123; 124; 127] регистрация терагерцового излучения осуществлялась исключительно на частоте вблизи 0,1 ТГц, поэтому в общем случае на весь терагерцовый диапазон их результаты обобщать несправедливо. Исследования [18; 27; 28; 121; 123; 124] рассматривают параметры терагерцового излучения, генерируемого несколькими филаментами и не анализируют механизмы генерации в одиночном филаменте. Спектры терагерцового излучения получены во всех случаях лишь из ограниченной по углам области и в разных экспериментальных условиях [20; 24–30], что затрудняет их обобщение. Что касается направленности терагерцового излучения, то результаты работ [20; 21; 33], где наблюдается неосесимметричная структура, находятся в противоречии с результатами других работ [15; 16; 19; 22; 26], чему объяснения на данный момент нет. Возможно поэтому на данный момент нет единой теоретической модели генерации терагерцового излучения при одноцветной филаментации, описывающей всю совокупность экспериментальных результатов. Поиск связей для обобщения разных экспериментальных данных в единую картину представлялся интересной задачей и послужил мотивацией для диссертационной работы.

Глава 2. Экспериментальная установка и методики эксперимента

В главе описываются используемые в экспериментах лазерная установка для генерации ультракоротких лазерных импульсов, оборудование для регистрации терагерцового излучения, а также приводятся характеристики приборов.

2.1 Генерация фемтосекундных импульсов

Для создания мощных фемтосекундных импульсов использовалась коммерческая титан-сапфировая лазерная система (Avesta), которая состоит из задающего генератора, регенеративного усилителя и многопроходового усилителя. Активной средой как в задающем генераторе, так и в обоих усилителях являются кристаллы сапфира (Al_2O_3), легированные ионами титана (Ti^{3+}). Центральная длина волны излучения – 744 нм. На выходе из лазерной системы импульсы имеют длительность около 90 фс, частоту повторения 10 Гц и энергию до 8 мДж.

Генерация последовательности фемтосекундных импульсов осуществляется в задающем генераторе, оптическая схема которого приведена на Рис. 2.1. Накачка активной среды осуществляется лазерным диодом на длине волны 460 нм. Обход пучка по резонатору осуществляется путем отражения от зеркал З1–З8, имеющими коэффициент отражения более 99,9%. Сферическое зеркало З1, через которое излучение лазера накачки проходит к кристаллу, имеет просветляющее покрытие на длину 460 нм с нерабочей стороны. Для компенсации дисперсии групповых скоростей, возникающей в кристалле титан-сапфира, а также при обходе резонатора, используется компрессор, состоящий из кварцевых призм П1 и П2. Чувствительный к изменениям температуры и влажности, блок задающего генератора размещен в термостабилизированном корпусе, который штатно подключен к системе охлаждения замкнутого цикла, а также снабжен отверстиями для возможности подключения к системам осушения внутреннего

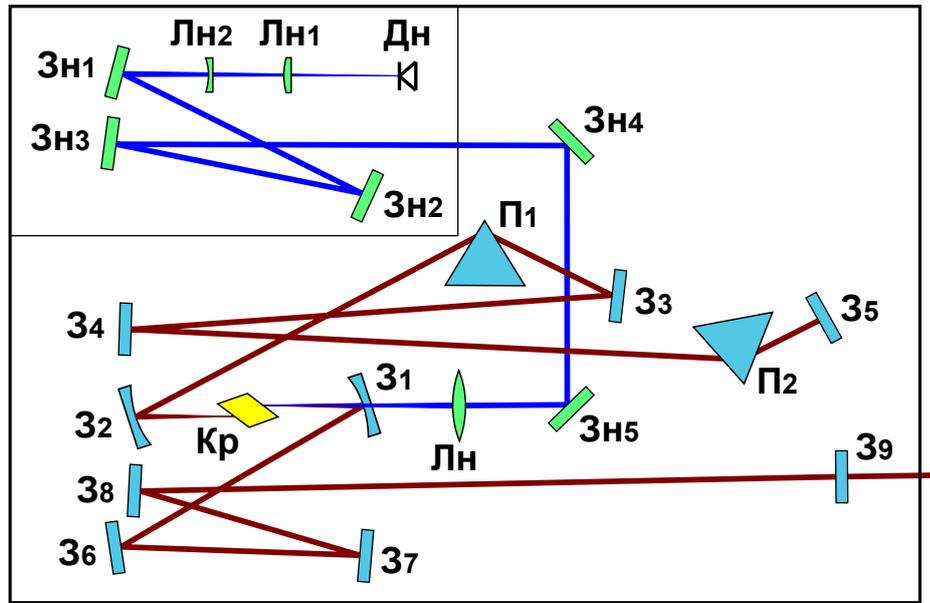


Рисунок 2.1 — Оптическая схема задающего генератора. Дн — диод накачки; Лн1, Лн2 — линзы, формирующие пучок накачки; Зн1—5 — зеркала заведения излучения накачки; Лн — фокусирующая линза; Кр — кристалл активной среды; З1, З2 — сферические зеркала; З3—З8 — плоские диэлектрические зеркала; З9 — выходное зеркало; П1, П2 — призмы компрессора.

объема. Таким образом в данном задающем генераторе формируются импульсы длительностью 50 фс и частотой следования порядка 80 МГц.

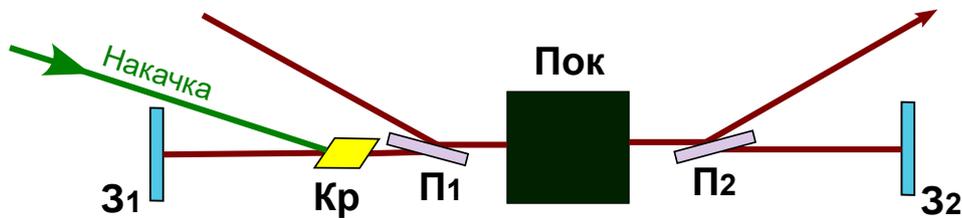
Несмотря на высокий порог насыщения титан-сапфировых кристаллов, тем не менее высокая интенсивность излучения может привести к их повреждению вследствие самофокусировки. С целью уменьшения пиковой мощности импульса при прохождении кристаллов регенеративного и многопроходowego усилителей в лазерной системе применяется техника усиления чирпированных импульсов (Chirped Pulse Amplification), идея которой заключается в следующем. Изначальный импульс фемтосекундной длительности растягивается по времени, при этом его пиковая мощность существенно уменьшается. Далее импульс усиливается, а после усиления его длительность сжимается до первоначальной.

После выхода из задающего генератора лазерные импульсы направляются в стретчер, основным элементом которого является дифракционная решетка. Импульс, падая на решетку, разлагается ею в спектр, после чего отражается от зеркал и вновь попадает на решетку, однако схема съюстирована так, что красные компоненты проходят меньший оптический путь, чем синие. После прохождения стретчера импульс положительно чирпирован (то есть красные ком-

поненты опережают синие), имеет длительность около 300 пс и вертикальную поляризацию.

Принципиальная схема работы регенеративного усилителя, куда последовательность импульсов попадает после стретчера, дана на Рис. 2.2а. Усилитель представляет собой резонатор, внутри которого, помимо активной среды (Кр), находится ячейка Погккельса (Пок), расположенная между двумя поляризаторами (П1 и П2). Поляризаторы имеют высокое пропускание для света, поляризованного в горизонтальной плоскости, и высокое отражение для света с вертикальной поляризацией. При отсутствии напряжения на ячейке Погккельса импульсы отражаются от обоих поляризаторов, не попадая в резонатор. В определенный момент времени на ячейку Погккельса подается короткий импульс высокого напряжения, в результате чего из последовательности оптических импульсов выделяется один импульс, поляризация которого поворачивается на 90 градусов, и он попадает в резонатор. Совершив несколько обходов резонатора, импульс покидает регенеративный усилитель путем аналогичной подачи напряжения на ячейку Погккельса. Коэффициент усиления в регенеративном усилителе может достигать 10^6 , частота следования усиленных импульсов – 10 Гц.

а



б

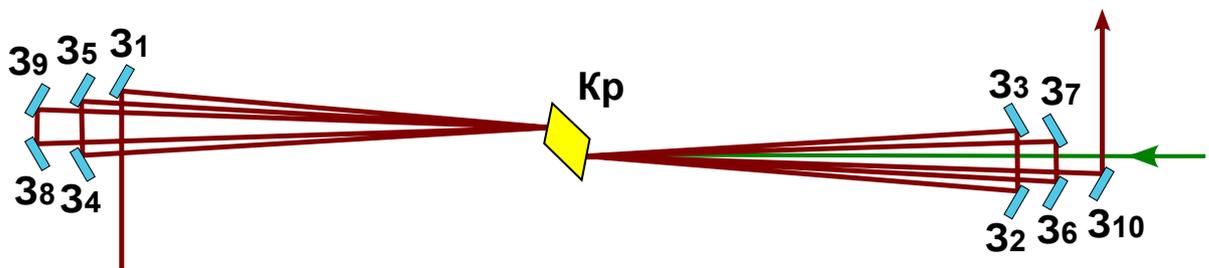


Рисунок 2.2 — Принципиальная схема работы регенеративного усилителя (а) и многопроходового усилителя (б). Кр – кристалл активной среды; 31–310 – зеркала; 39 – выходное зеркало; П1, П2 – поляризаторы; Пок – ячейка Погккельса.

Схема многопроходового усилителя приведена на Рис. 2.2б. Путем отражения от зеркал, расположенных по схеме «бабочка», лазерный импульс совершает 5 проходов через активную среду, вследствие чего его энергия возрастает на два порядка. Накачка кристаллов регенеративного и многопроходового усилителей осуществляется импульсами с длиной волны 532 нм и длительностью порядка 10 нс, получаемыми в результате генерации второй гармоники излучения лазера на кристалле Nd:YAG (LOTIS-TII). Временные задержки между цугом фемтосекундных импульсов, подачей напряжения на ячейку Поккельса и импульсами накачки усилителей регулируются с помощью блока синхронизации лазера.

После многопроходового усилителя излучение направляется в компрессор, состоящий из двух дифракционных решеток и зеркала. Принцип действия компрессора аналогичен стретчеру, но дает обратный эффект, сжимая импульсы по времени до 90 фс.

Таким образом, на выходе из компрессора получается последовательность импульсов с частотой 10 Гц и энергией до 8 мДж. Вариация энергии от импульса к импульсу составляет не более 5%. Диаметр пучка равен 8 мм по уровню $1/e$, но может быть также телескопирован до 3 мм. Поляризация излучения – горизонтальная.

2.2 Регистрация терагерцового излучения

Регистрация терагерцового излучения в эксперименте осуществлялась с помощью болометра ("Сконтел"). Болометр представляет собой систему на основе крио-рефрижераторного цикла, состоящую из сверхпроводникового детектора, рефрижератора на основе замкнутого цикла, компрессора и блока управления.

Принцип действия болометров основан на изменении электрического сопротивления термочувствительного элемента вследствие нагревания под воздействием поглощаемого излучения в широком спектральном диапазоне. Для регистрации импульсов электромагнитного излучения с малыми энергиями используются сверхпроводниковые детекторы, обладающие высокой чувстви-

ностью. Максимальная чувствительность таких детекторов достигается на узком интервале температур, соответствующих выходу из сверхпроводящего режима.

Используемый в работе болометр имеет два канала для регистрации излучения: чувствительным элементом канала 1 является сверхпроводниковая пленка MoRe, а канала 2 – NbN. В рабочем диапазоне температур (5,2–6,2 К для канала 1 и 6,2–8,0 К для канала 2) болометр чувствителен к электромагнитному излучению в широком спектральном диапазоне.

Сверхпроводниковые детекторы, нанесенные на охлаждаемую плату, находятся внутри рефрижератора замкнутого цикла, способного поддерживать низкую температуру. Компримирование и перемещение газообразного гелия в замкнутом контуре рефрижератора осуществляется компрессором. Для работы рефрижератора требуется предварительная откачка системы турбомолекулярным насосом до вакуума не хуже, чем 10^{-4} мБар.

В эксперименте исследуемое излучение заводится на детектор через входное окно болометра, изготовленное из полиэтилена высокой плотности (Рис. 2.3). За входным окном находятся инфракрасные фильтры (Zitex G-108

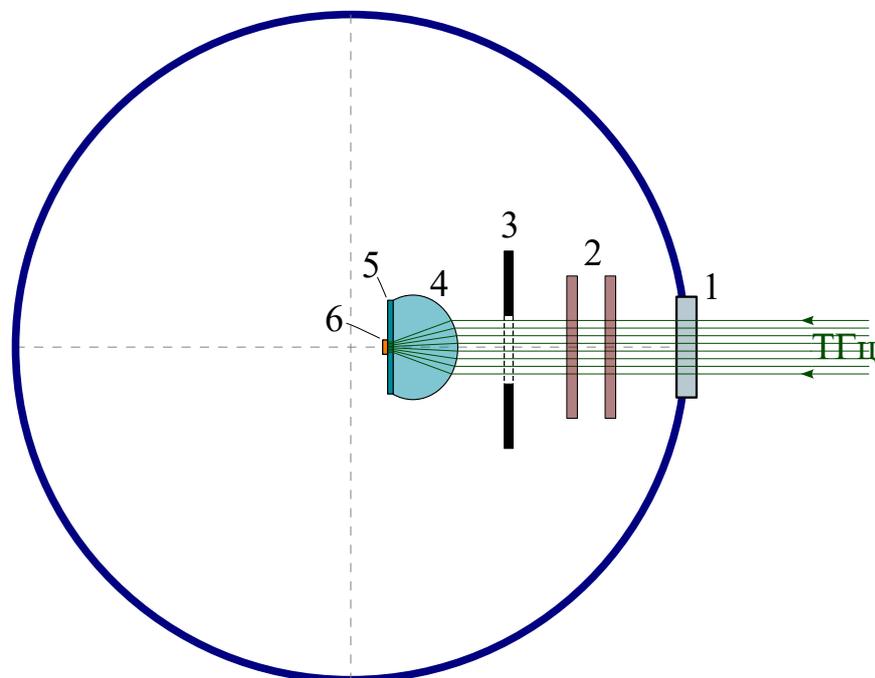


Рисунок 2.3 — Схематическое изображение хода терагерцовых лучей в одном из каналов приемной системы. 1 – входное окно; 2 – инфракрасные фильтры; 3 – металлическая диафрагма; 4 – кремниевая подложка; 5 – кремниевая подложка; 6 – сверхпроводниковый элемент.

или LRF15um), служащие радиационными экранами охлаждения рефрижератора, и металлическая диафрагма с диаметром 10 мм. За ней находится кремниевая линза, в фокусе которой помещен чувствительный элемент детектора. Размер сверхпроводниковой пленки составляет 60×40 мкм для канала 1 и $3 \times 0,28$ мкм для канала 2. В случае канала 2 чувствительный элемент детектора вписан в центр планарной спиральной антенны, диаметр которой составляет порядка 100 мкм. Геометрия кремниевой линзы рассчитана для оптимальной фокусировки плоскопараллельного фронта излучения, поэтому лучи, падающие на входное окно не перпендикулярно его плоскости, детектируются значительно хуже.

Верхняя граница рабочего диапазона частот каждого из каналов болометра определяется преимущественно его входной оптикой. Нижняя граница не столь выражена и связана большей частью с размерами приемной площадки – чувствительность падает, когда длина волны регистрируемого излучения начинает существенно превышать размеры детектора. Рабочий диапазон частот, согласно технической документации болометра, составляет 0,3–12 ТГц для канала 1 и 0,1–6 ТГц для канала 2. Спектральная чувствительность детекторов обоих каналов болометра, приводимая производителем, показана на Рис. 2.4. Производитель также указывает, что при регистрации низких частот с помощью канала 2, когда длина волны излучения начинает превышать размеры ветвей спиральной антенны, поляризационная чувствительность болометра может

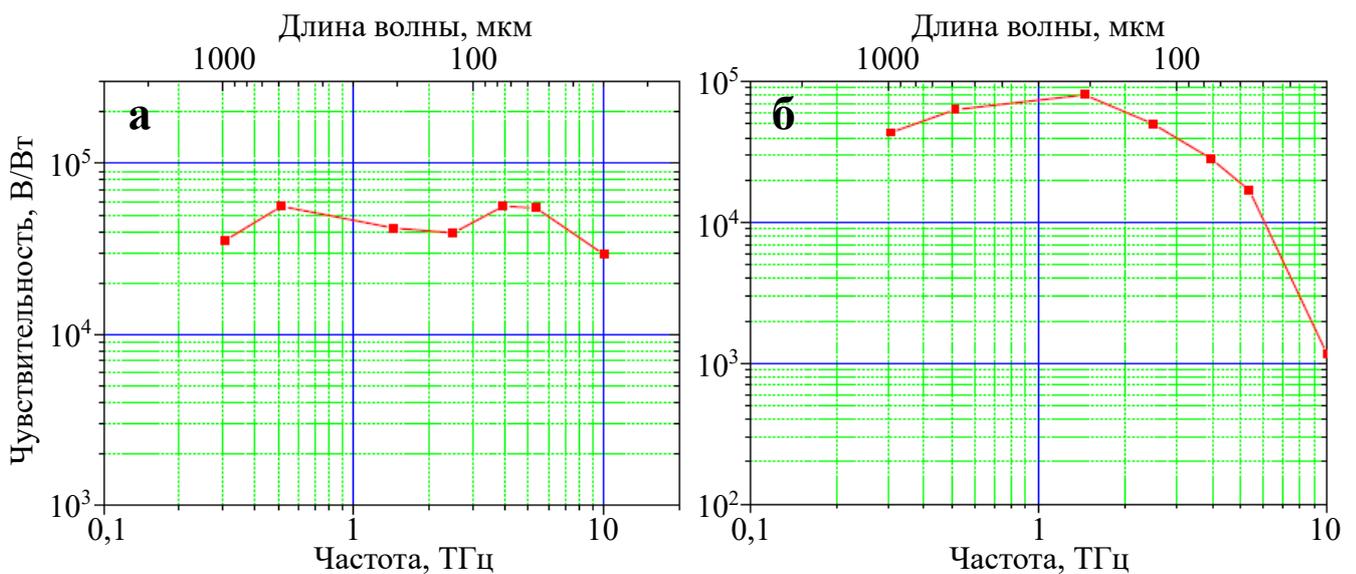


Рисунок 2.4 — Спектральная зависимость чувствительности приемной системы канала 1 (а) и канала 2 (б) по данным производителя (Scontel).

приобретать ярко выраженный дипольный характер. Эквивалентная мощность шума составляет 10^{-11} Вт·Гц $^{-1/2}$ для канала 1 и $3 \cdot 10^{-13}$ Вт·Гц $^{-1/2}$ для канала 2.

В процессе работы болометра с помощью блока управления на сверхпроводниковый детектор подается постоянный ток. В результате попадания излучения на сверхпроводниковый детектор происходит его нагрев. Откликом детектора является электрический сигнал, возникающий вследствие изменения его сопротивления. Этот сигнал, предварительно усиленный НЕМТ-усилителем, регистрируется с помощью осциллографа. В эксперименте, как правило, сигналы

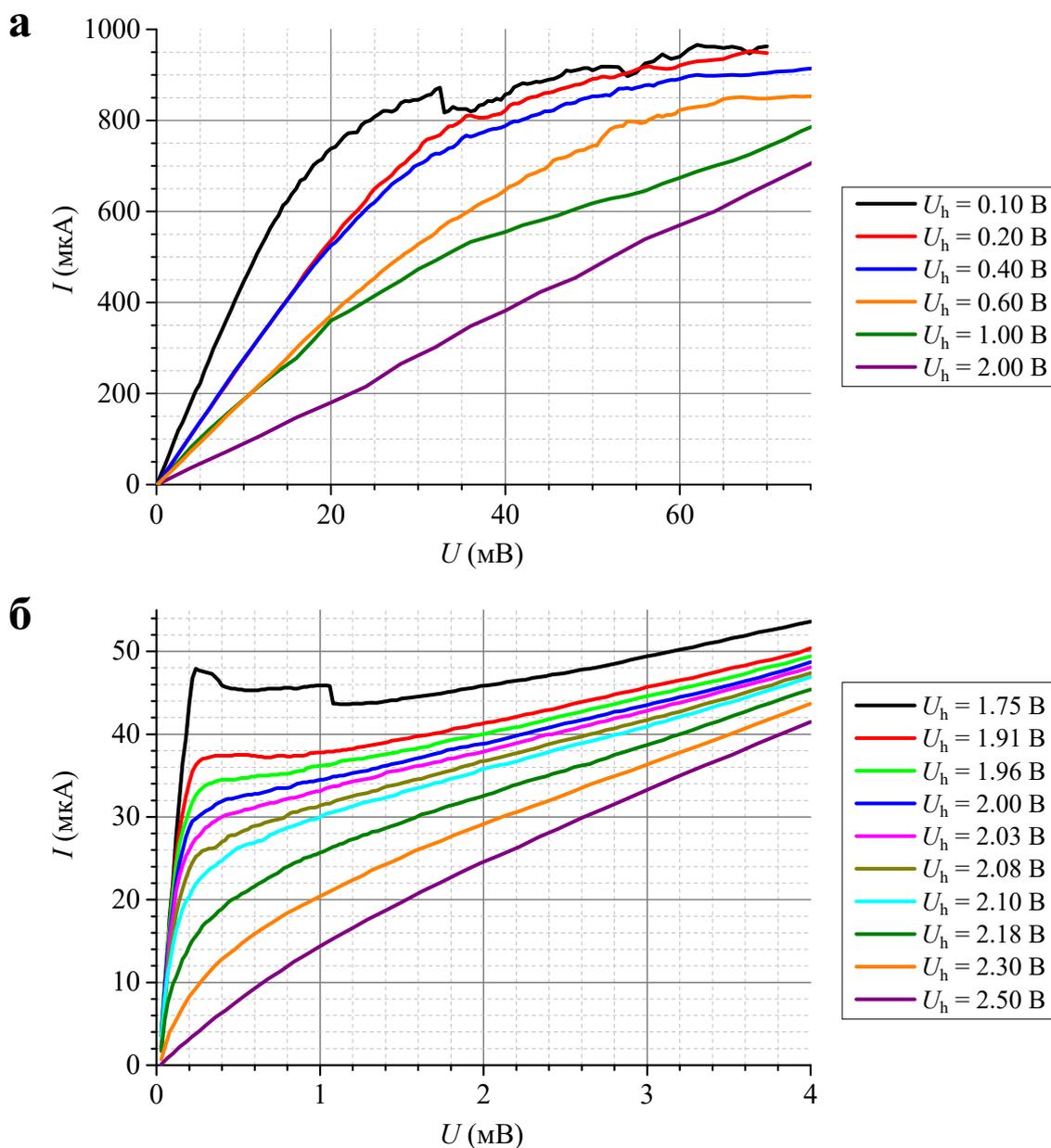


Рисунок 2.5 — Вольт-амперные характеристики чувствительных элементов болометра (а — канал 1; б — канал 2) при различных напряжениях нагревателя.

с осциллографа усреднялись не менее, чем по 64 импульсам для каждого измерения.

Рефрижератор способен охладить систему до температуры 2,2 К. Для выведения детектора каждого из каналов в режим рабочих температур, их металлический держатель снабжен резистивным нагревателем, на который с блока управления болометром подается постоянное напряжение U_h . Измеренные вольт-амперные детекторов болометра при различных напряжениях U_h приведены на Рис. 2.5. При небольших напряжениях на нагревателе (например, $U_h = 1,75$ В для канала 1 и $U_h = 1,75$ В для канала 2, черные кривые на Рис. 2.5) на вольт-амперной характеристике заметны участки, имеющие отрицательный наклон, что связано с выходом чувствительного элемента из сверхпроводящего режима. При высоких напряжениях на нагревателе ($U_h \geq 2$ В для обоих каналов, фиолетовые кривые на Рис. 2.5) вольт-амперная характеристика практически линейная. Для наилучшей чувствительности детектора напряжение U_h должно быть подобрано так, чтобы вблизи рабочей точки вольт-амперная кривая имела минимальный положительный наклон. Были выбраны следующие рабочие точки: $U = 40$ мВ, $I = 800$ мкА для канала 1 и $U = 0,6$ мВ, $I = 34$ мкА для канала 2. В эксперименте на блоке управления выбиралось напряжение, подаваемое на чувствительный элемент, а необходимое значение тока достигалось путем регулировки напряжения нагревателя U_h .

Для выделения отдельных частот терагерцового излучения использовался набор полосовых резонансных фильтров (Tydex). Фильтры изготовлены из тонкой металлической фольги с вырезанными в ней отверстиями, геометрия и размеры которых и определяют полосу пропускания (Рис. 2.6а). В настоящей работе использованы фильтры с центральными частотами пропускания 0,1 ТГц, 0,3 ТГц, 0,5 ТГц, 1 ТГц, 3 ТГц и 10 ТГц. Спектры пропускания фильтров даны на Рис. 2.6б.

Для блокировки лазерного излучения перед входным окном болометра дополнительно размещалась тефлоновая пластина толщиной 1 мм (если исследовались частоты до 3 ТГц) или полипропиленовый слайд (при работе с фильтром на 10 ТГц).

В экспериментах по исследованию поляризации терагерцового излучения перед входным окном болометра размещался терагерцовый пленочный поляризатор (Tydex). Его основу составляет полипропиленовая пленка, на которую

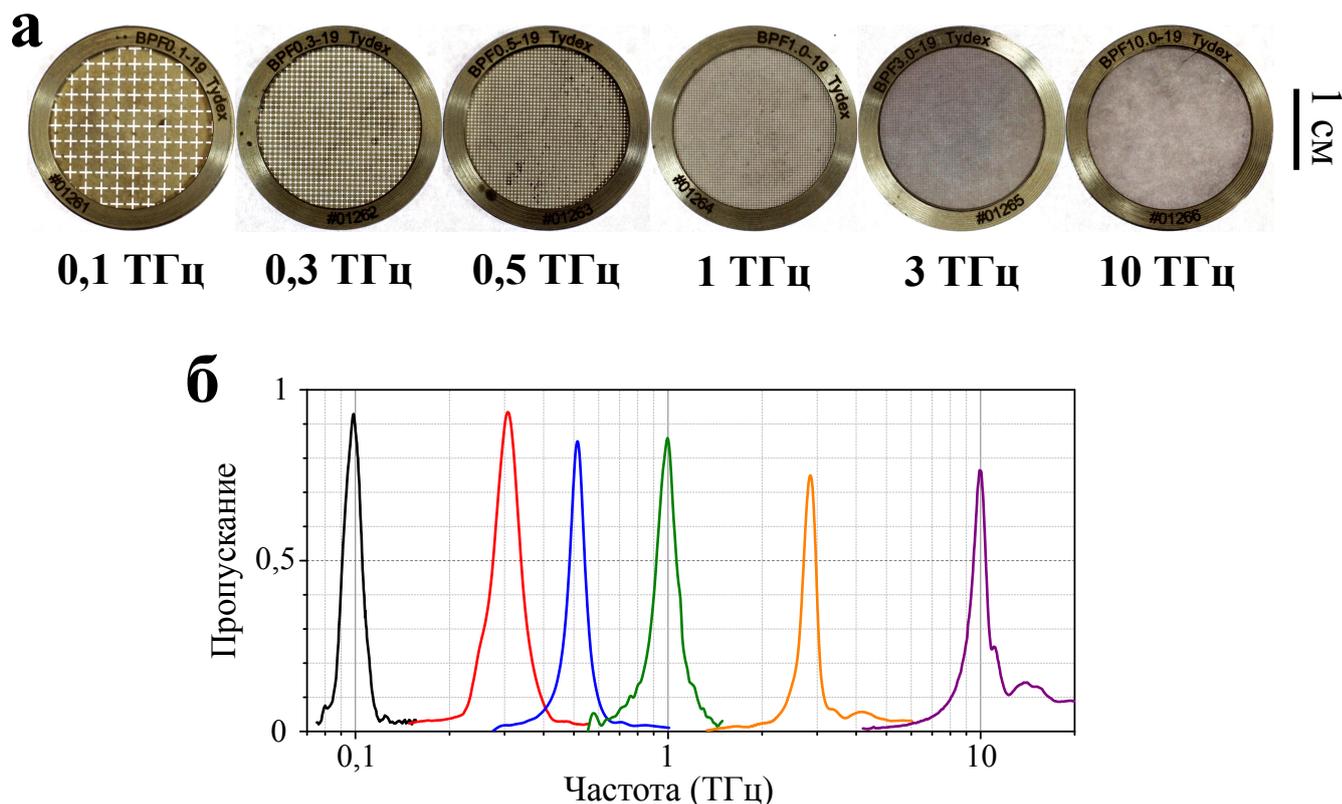


Рисунок 2.6 — а) Полосовые терагерцовые фильтры (Tydex); б) Спектральное пропускание терагерцовых фильтров по данным производителя.

нанесены штрихи синусоидальной формы, при этом часть штриха покрыта алюминием. В результате поляризатор работает в диапазоне от 0,1 до 20 ТГц как дифракционная решетка на пропускание.

2.3 Регистрация линейной плотности плазмы

Один из методов характеристики плазменных каналов в данной работе — оценка линейной плотности плазмы с помощью системы электродов. Электроды представляли собой металлические кольца с внешним диаметром 25 мм и внутренним диаметром 3 мм. Межэлектродное расстояние составляло до 5 мм. Система электродов представляла собой конденсатор, включенный в электрическую схему (Рис. 2.7), ее параметры: $U_{in} = 5$ кВ; $R_1 = \text{МОм}$; $R_2 = 50$ Ом; $C = 6,8$ нФ. Напряжение U_{out} пропорционально току перезарядки, то есть пропорционально изменению емкости конденсатора, образованными электродами, которое, в свою очередь, прямо пропорционально линейной плотности плазмы,

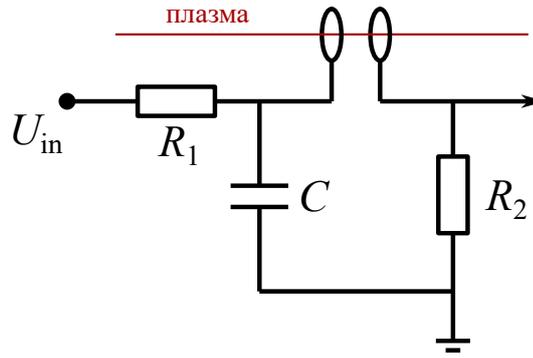


Рисунок 2.7 — Электрическая схема цепи преобразования сигнала для регистрации линейной плотности плазмы.

создаваемой лазерным импульсом. Таким образом, систему электродов можно перемещать вдоль плазменного канала, рассматривая напряжение U_{out} , регистрируемое осциллографом, как линейную плотность плазмы, выраженную в относительных единицах.

2.4 Характеристики используемых приборов

Измерение энергии фемтосекундных импульсов производилось с помощью калориметра Ophir, состоящего из монитора Nova II Display и измерительного датчика PE50. Данный калориметр позволяет измерять энергию импульсов от 25 мкДж и чувствителен к излучению с длиной волны от 150 нм до 3 мкм.

Варьирование энергии лазерного импульса в эксперименте осуществлялось дифракционным ослабителем (ЗАО Дифракция, г. Новосибирск) для длины волны 740 нм, позволяющим плавно перестраивать энергию импульса в диапазоне 5—100% от исходной.

Для контроля длительности фемтосекундных лазерных импульсов использовался одноимпульсный фемтосекундный автокоррелятор Avesta ASF-20, позволяющий измерять длительности в диапазоне 20—200 фс для излучения в спектральном диапазоне 700—1300 нм.

Исследование спектра лазерного импульса производилось с помощью спектрометра Avesta ASP-150, спектральный диапазон которого составляет от 200 до 1100 нм, а разрешение $\sim 0,1$ нм.

Получение профилей люминесценции плазмы осуществлялось с помощью ПЗС-матриц Ophir Spiricon SP620U с разрешением 1600 x 1200 пикселей и диапазоном работы 190—1100 нм или Canon EOS 600D с разрешением 5184 x 3456 пикселей и диапазоном чувствительности 400—700 нм. Для проецирования изображения плазменного канала на ПЗС-матрицу использовался объектив.

При работе с болометром, а также в экспериментах по измерению линейной плотности плазмы использовались осциллографы Tektronix TDS 3054C с полосой пропускания 500 МГц и Tektronix TDS 2024C с полосой пропускания 200 МГц. Синхронизация осциллографа производилась либо по электрическому импульсу с блока синхронизации лазера, либо по лазерному импульсу с помощью фотодиода (Thorlabs).

Глава 3. Углы распространения терагерцового излучения

3.1 Зависимость углов распространения терагерцового излучения от длины плазменного канала

3.1.1 Угловое распределение терагерцового излучения от широкополосного источника

На первом этапе настоящей работы исследовались угловые распределения терагерцового излучения во всем спектральном диапазоне чувствительности болометра. Регистрация угловых распределений терагерцового излучения осуществлялась по следующей схеме (Рис. 3.1). Лазерный импульс фокусировался линзой или сферическим зеркалом. За областью филаментации на подвижном столике размещался болометр, который можно было вращать в горизонтальной плоскости вокруг оси, проходящей через фокус линзы. Входное окно болометра

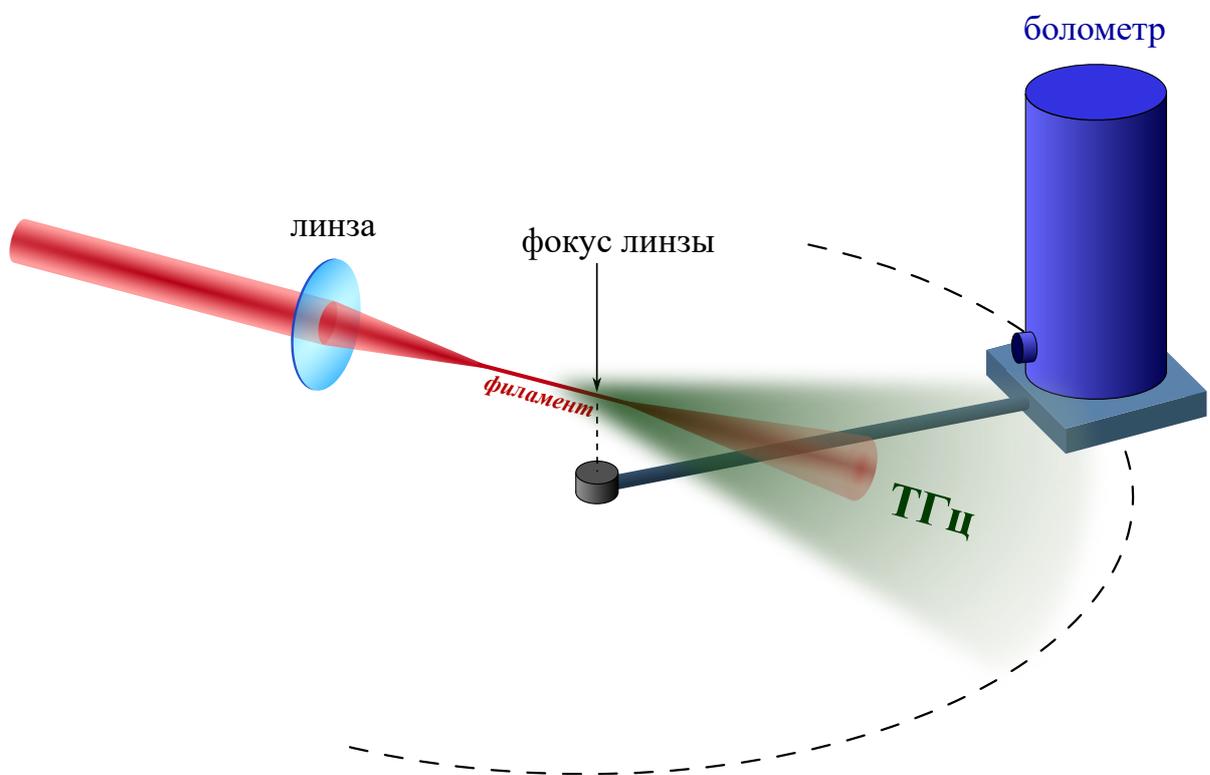


Рисунок 3.1 — Схема эксперимента по измерению углового распределения терагерцового излучения, генерируемого в процессе филаментации.

находилось на расстоянии около 40 см от оси вращения, и если учесть размер апертуры входного окна болометра, составляющий 10 мм, то это обеспечивало угловое разрешение системы примерно $1,5^\circ$.

Сначала были получены угловые распределения терагерцового излучения для различных фокусировок. В частности, были использованы линзы с фокусными расстояниями 120 см, 25 см и 5 см (Рис. 3.2). Из полученных диаграмм направленностей видно, что терагерцовое излучение во всех случаях распространяется в конус, а также увеличение жесткости фокусировки приводит к увеличению угла раствора конуса, что согласуется с результатами из работ [15; 19] и косвенно свидетельствует о корректности применяемого в эксперименте подхода к измерению угловых направленностей.

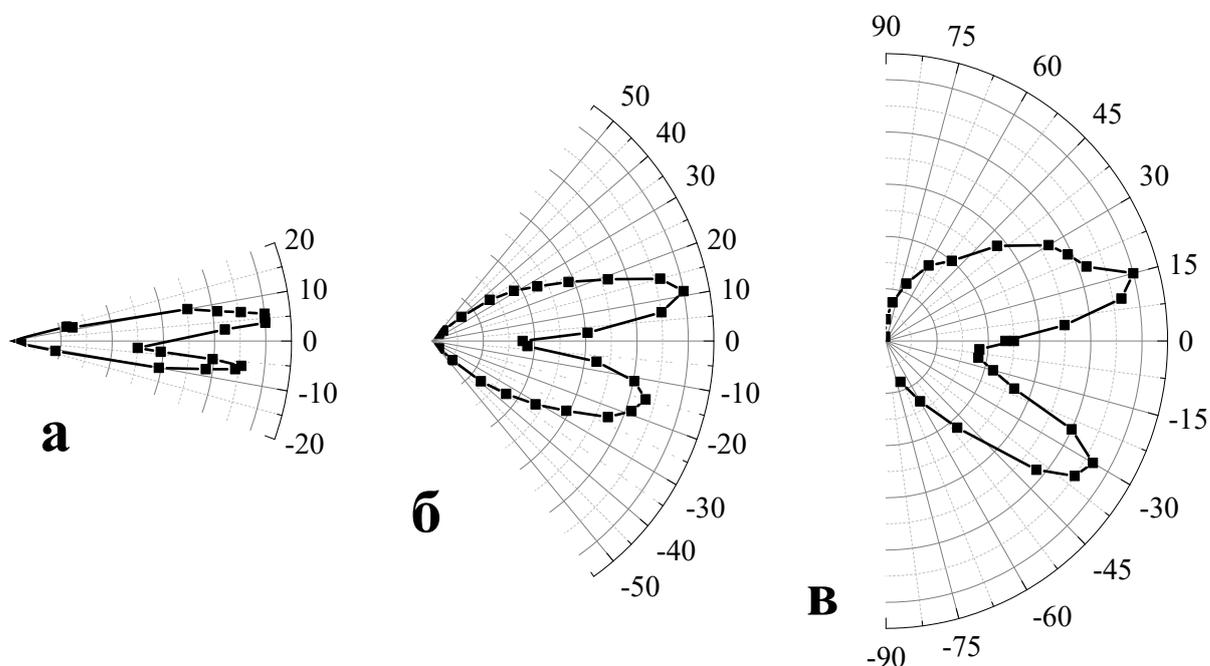


Рисунок 3.2 — Угловые распределения терагерцового излучения при разной фокусировке. Фокусное расстояние линзы составляло: а) 120 см; б) 25 см; в) 5 см.

Однако при использовании длиннофокусных линз протяженность филамента может составлять более 10 см, в то же время достоверно не известно, какая именно его часть является источником терагерцового излучения. Поэтому необходимо обсудить вопрос, насколько корректно совмещать ось вращения болометра именно с геометрическим фокусом линзы. Рассмотрим полученное в эксперименте угловое распределение для линзы с фокусом 120 см (Рис. 3.2а). Предположим, что источник терагерцового излучения находится перед геомет-

рическим фокусом на некотором расстоянии от него. На Рис. 3.3 проиллюстрирована данная ситуация, красным цветом обозначена плазма филамента, точка B является центром окружности вращения болометра, точка A – альтернативным источником, находящимся в начале филамента. Терагерцовое излучение, испущенное из точек A и B под одним и тем же углом к оси, должно регистрироваться в точках C_1 и C_2 соответственно. Если из распределения на Рис. 3.3а взять угол 6° , соответствующий максимуму, то расстояние между C_1 и C_2 не будет превосходить 1 см, то есть неточность определения положения максимума – угол ϕ – составит менее 1° . Более того, если учесть разрешение системы, в наших условиях не представлялось бы возможным разрешить точки A и B . Если же рассматривать диаграмму направленности, полученную для линзы с фокусным расстоянием 5 см, где угол раствора конуса намного значительно, то для такой жесткости фокусировки длина плазменного канала составляет менее миллиметра, и путем применения таких же рассуждений получим, что несовпадение источника с фокусом линзы также не приведет к искажению результатов. Подводя итог, погрешность, вносимая в угловое распределение терагерцового излучения неточным положением источника, не превышает пространственного разрешения регистрирующей системы.

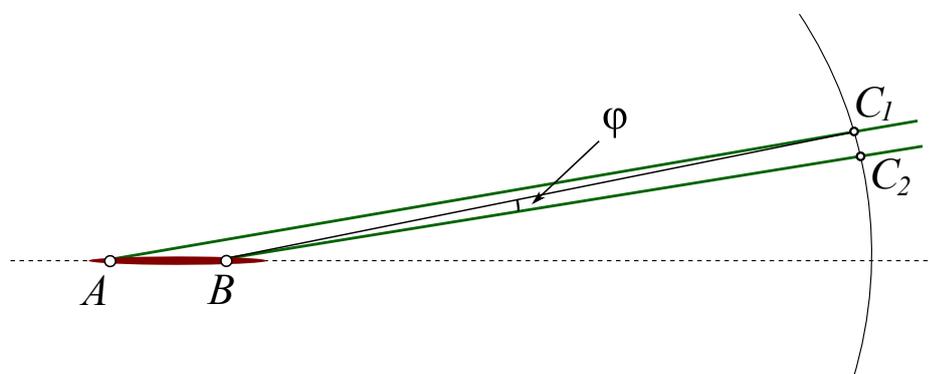


Рисунок 3.3 — Иллюстрация по различию в наблюдаемых углах при разном положении точечного источника терагерцового излучения.

Уровни сигналов с болометра при использовании различных фокусировок также отличались. Однако целью данных экспериментов не являлось рассмотрение вопроса о количественном выходе терагерцового излучения, в связи с чем далее в данной главе будут приводиться терагерцовые сигналы в относительных единицах, а также каждый график будет нормирован на свой максимум.

Далее были исследованы углы распространения терагерцового излучения в зависимости от длины плазменного канала. Варьирование длины плаз-

менного канала в этом случае осуществлялось изменением энергии лазерного импульса, а не изменением жесткости фокусировки, в отличие от работ [15; 19]. При росте энергии лазерного импульса в режиме филаментации плотность плазмы и интенсивность в филаменте возрастают не столь значительно, как это происходит при переходе к более жестким фокусировкам, что позволяет более достоверно получить зависимость направленности терагерцового излучения именно от длины плазменного канала.

В эксперименте угловое распределение терагерцового излучения было снято для трех энергий лазерного импульса: 0,25 мДж, что меньше энергии, соответствующей критической мощности самофокусировки (составляющей для рассматриваемых лазерных импульсов около 0,3 мДж); 0,8 мДж, что соответствует примерно двукратному превышению мощности над критической мощностью самофокусировки; и 4 мДж, что обеспечивало превышение над критической мощностью более, чем в 12 раз.

Полученные результаты представлены на Рис. 3.4(а). Угловые распределения терагерцового излучения для всех трех значений энергии представляют собой конус с минимумом на оси. Асимметрия конуса для некоторых энергий объясняется тем, что по причине небольшой эллиптичности исходного пучка экспериментальная схема оказалась достаточно чувствительна к положению линзы, и не всегда удавалось добиться сохранения баланса между "крыльями" во всем исследуемом диапазоне. С целью симметризации исходного лазерного пучка, далее в некоторых экспериментах из него вырезулась центральная часть с помощью диафрагмы диаметром 6 мм.

На Рис. 3.4б приведены зависимости линейной плотности плазмы от расстояния для тех же энергий лазерного импульса. Из графика видно, что длины плазменного канала при максимальной и минимальной энергии отличаются примерно в 5 раз. При этом на Рис. 3.4а углы раствора конуса для разных энергий практически не отличаются.

Однако, как видно из Рис. 3.4б, пиковая плотность плазмы также различается для разных энергий. Чтобы исключить этот фактор, был проведен дополнительный эксперимент. Для энергии импульса, соответствующей 12-кратному превышению над критической мощностью самофокусировки, на расстоянии 1 см до геометрического фокуса (данная координата на Рис. 3.4б отмечена зеленым пунктиром) в плазменный канал ставился U-образный прерыватель

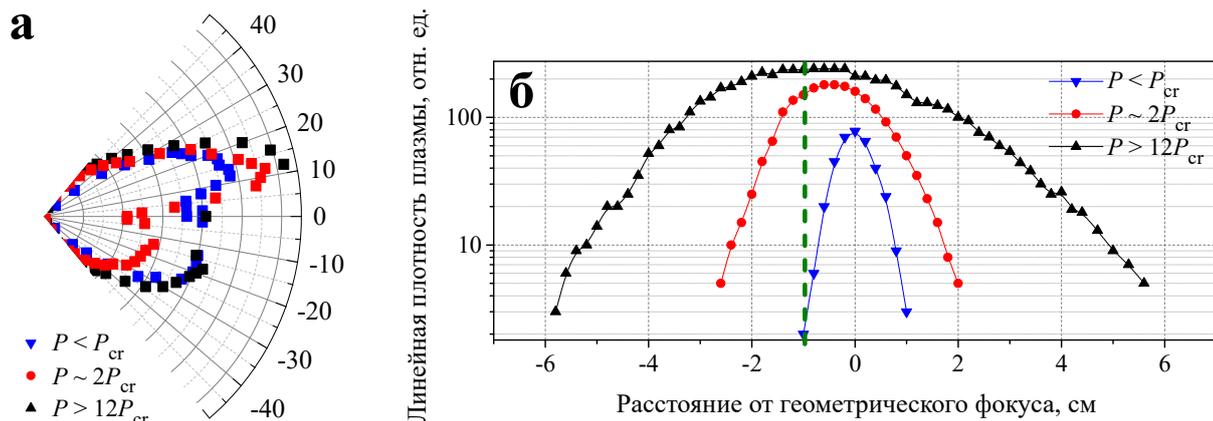


Рисунок 3.4 — Угловые распределения терагерцового излучения (а) и распределения линейной плотности плазмы вдоль филамента (б) при различной мощности лазерного импульса. Зеленая пунктирная линия соответствует координате, в которую ставился U-образный прерыватель.

(Рис. 3.5а), изготовленный из фрагмента медной фольги шириной 2 мм и толщиной 0,5 мм. U-образная форма прерывателя выбрана, чтобы исключить влияние терагерцового излучения, генерируемого при взаимодействии филамента с металлической поверхностью, на регистрируемую картину. Полученное распределение приведено на Рис. 3.5б. При уменьшении длины плазменного канала более чем в 2 раза, согласно формуле (1.8), угол раствора конуса должен меняться примерно в 1,5 раза, что в эксперименте не наблюдается.

Таким образом, полученные при исследовании терагерцового излучения от широкополосного источника экспериментальные данные противоречат зависимости от длины в формуле (1.8), что приводит к необходимости исследовать направленности отдельных спектральных компонент терагерцового излучения.

3.1.2 Угловое распределение терагерцового излучения на отдельных частотах

На всех последующих этапах работы угловые распределения терагерцового излучения измерялись с использованием имеющихся узкополосных фильтров.

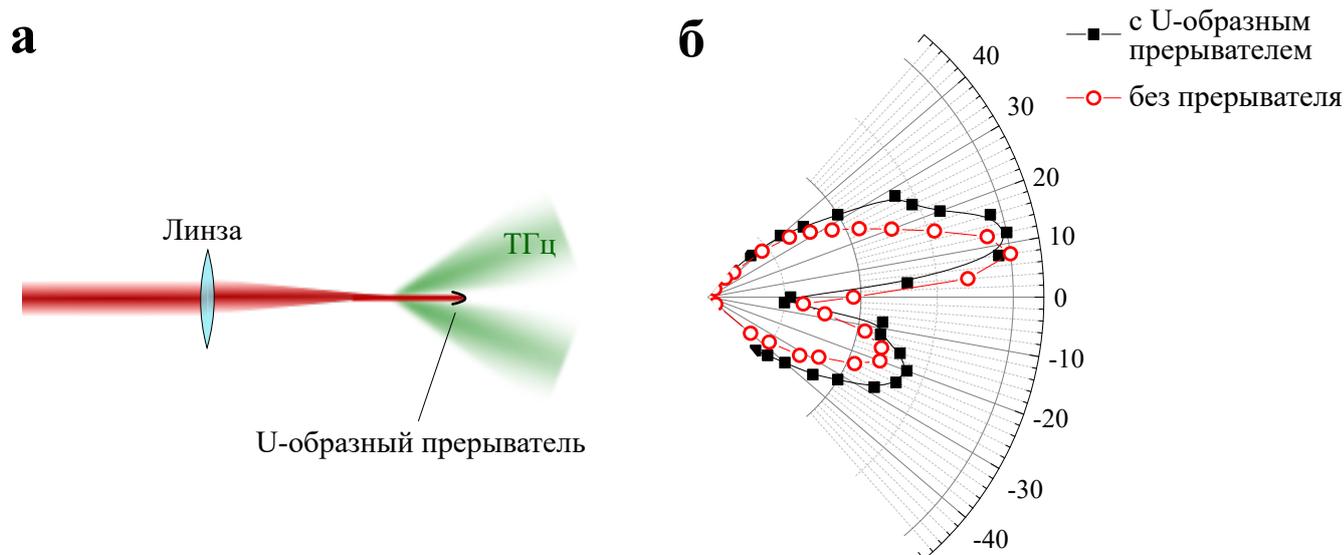


Рисунок 3.5 — Схема размещения U-образного прерывателя в плазме филамента (а). Угловое распределение терагерцового излучения, генерируемого в филаменте с прерывателем и без (б).

Для получения более точной зависимости угла раствора терагерцового конуса от длины плазменного канала для фокусировки лазерного излучения было взято сферическое зеркало с фокусным расстоянием 50 см. Энергия лазерного

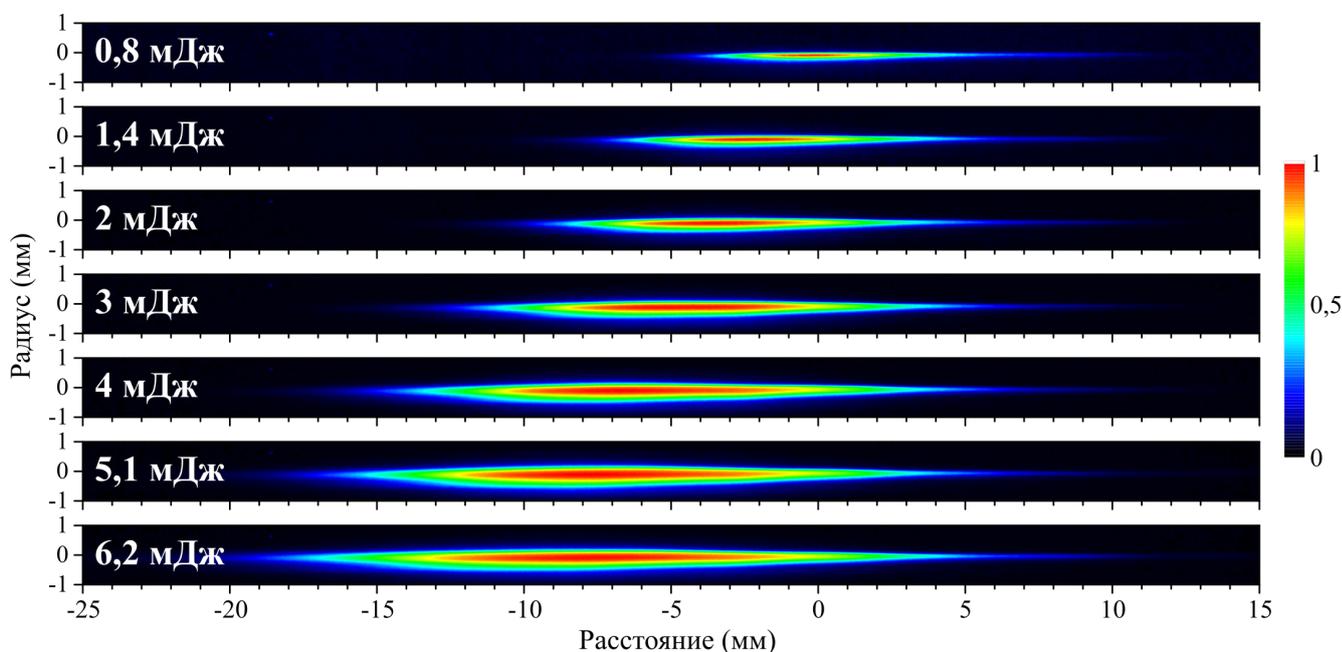


Рисунок 3.6 — Профили люминесценции плазмы, созданной при фокусировке зеркалом с фокусным расстоянием 50 см лазерных импульсов разной энергии. Импульс распространялся слева направо, нулевая координата соответствует геометрическому фокусу зеркала.

импульса варьировалась от 0,8 мДж до 6,2 мДж, а для оценки длины плазменного канала были получены профили люминесценции плазмы на ПЗС-матрице (Рис. 3.6). Шкала каждого изображения нормирована на свой максимум, длины плазменного канала определялась по уровню $1/e$.

Следует отметить, что если построить график зависимости длины плазменного канала L от энергии лазерного импульса E (Рис. 3.7), то полученная зависимость достаточно хорошо аппроксимируется формулой $L \sim \sqrt{E}$, как это отмечено в работе [128].

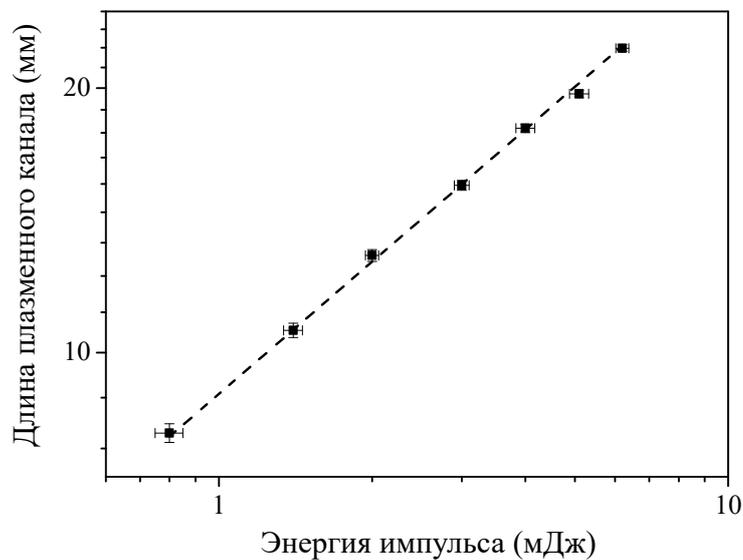


Рисунок 3.7 — Зависимость длины плазменного канала L по уровню $1/e$ от максимума от энергии лазерного импульса E . Пунктирная линия соответствует зависимости $L \sim \sqrt{E}$.

Угловые распределения терагерцового излучения на частотах 0,1 ТГц и 1 ТГц, полученные при различных энергиях лазерного импульса, представлены на Рис. 3.8а,б. При увеличении энергии импульса угол раствора терагерцового конуса уменьшается. На Рис. 3.8в построен график зависимости угла раствора терагерцового конуса θ для частот 0,1 ТГц и 1 ТГц от длины плазменного канала L . Пунктирными линиями на рисунке обозначена зависимость $\theta \sim 1/\sqrt{L}$, и можно видеть, что в рассмотренном диапазоне длин плазменного канала условие (1.8) выполняется.

Следует отметить, что выбранный способ вариации длины плазменного канала путем изменения энергии лазерного импульса позволяет изменять длину лишь в несколько раз, то есть вывод распространяется на сравнительно неболь-

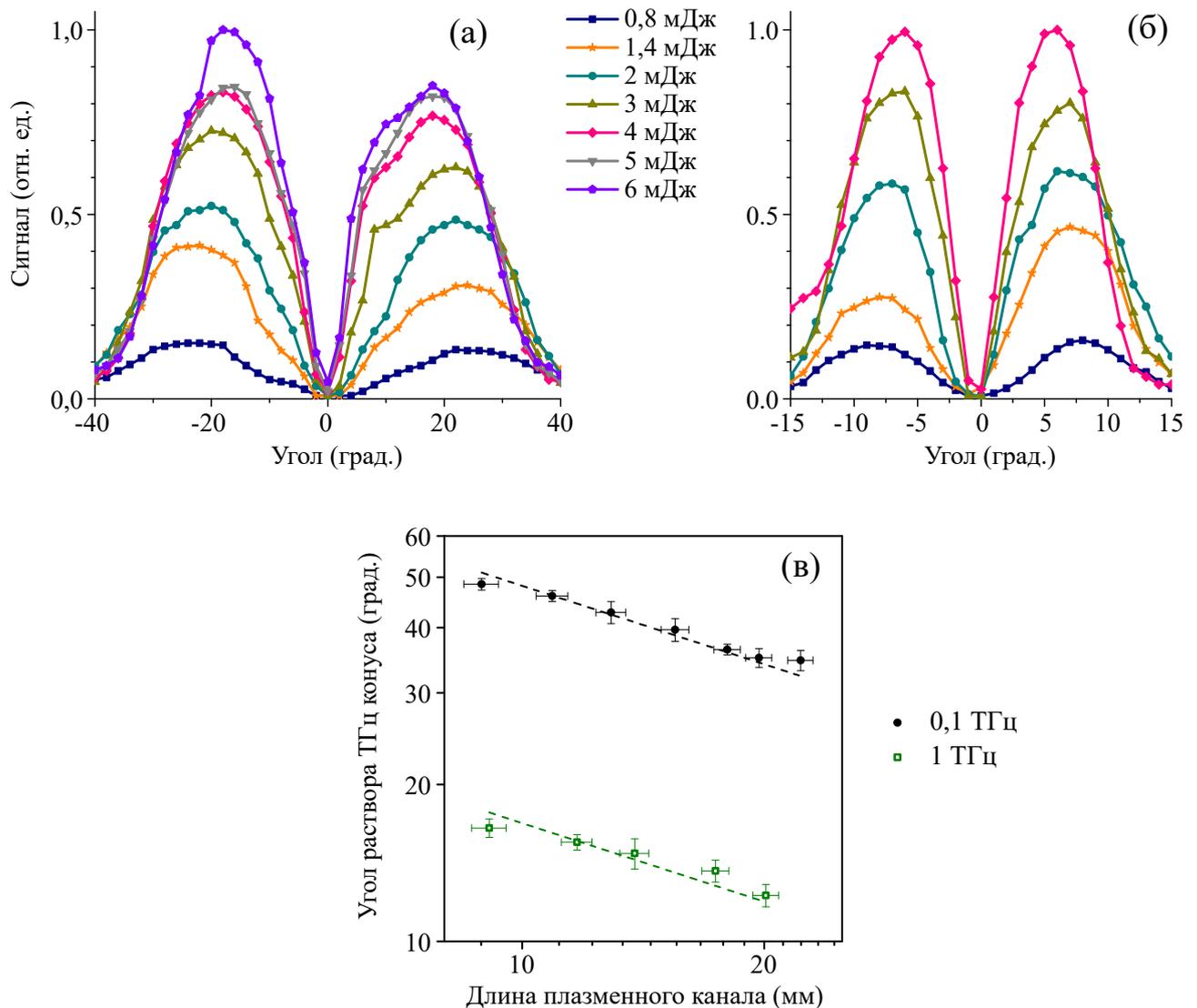


Рисунок 3.8 — Угловые распределения терагерцового излучения с частотой 0,1 ТГц (а) и 1 ТГц (б) при различных энергиях лазерного импульса. Зависимость угла раствора терагерцового конуса θ для двух указанных частот от длины плазменного канала L при ее вариации путем изменения энергии лазерного импульса (в). Пунктирные линии соответствуют зависимости $\theta \sim 1/\sqrt{L}$.

шой диапазон. Для того чтобы изменять длину плазменного канала в широком диапазоне, далее был проведен эксперимент, в котором вариация длины осуществлялась путем изменения жесткости фокусировки, то есть использования разных линз. Энергия импульса в данном эксперименте составляла 2,5 мДж. При использовании линз с фокусным расстоянием от 4,5 см до 90 см длина плазменного канала изменяется от 0,5 мм до 55 мм, то есть на два порядка (Рис. 3.9).

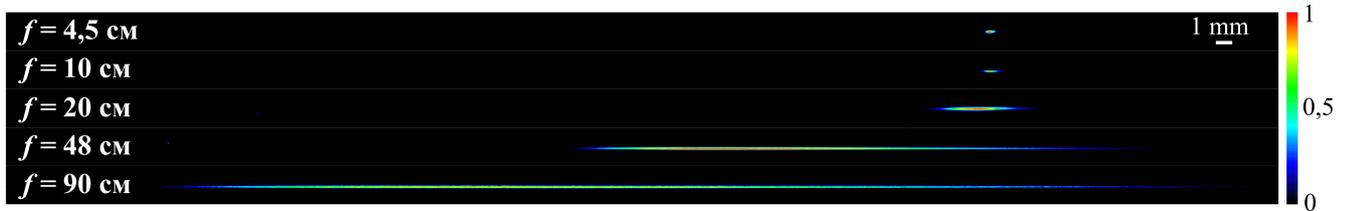


Рисунок 3.9 — Профили люминесценции плазмы, созданной импульсами с энергией 2,5 мДж при различных фокусировках. Импульс распространялся слева направо.

Для каждой из выбранных фокусировок было снято распределение терагерцового излучения с частотой 1 ТГц и определен угол раствора терагерцового конуса θ . Полученные результаты в зависимости от длины L плазменного канала представлены в виде черных точек на Рис. 3.10. Красные точки на Рис. 3.10 соответствуют результатам предыдущего эксперимента, где варьирование длины осуществлялось путем изменения энергии лазерного импульса. Пунктирная линия на рисунке отражает зависимость $\theta \sim 1/\sqrt{L}$. Точки, полученные как с помощью изменения энергии импульса, так и изменением фокусировки, образуют единую кривую, которая совпадает с трендом $\theta \sim 1/\sqrt{L}$ только при длинах плазменного канала более 1 см. То есть соотношение (1.8) в эксперименте справедливо лишь для филаментов, превышающих определенную длину.

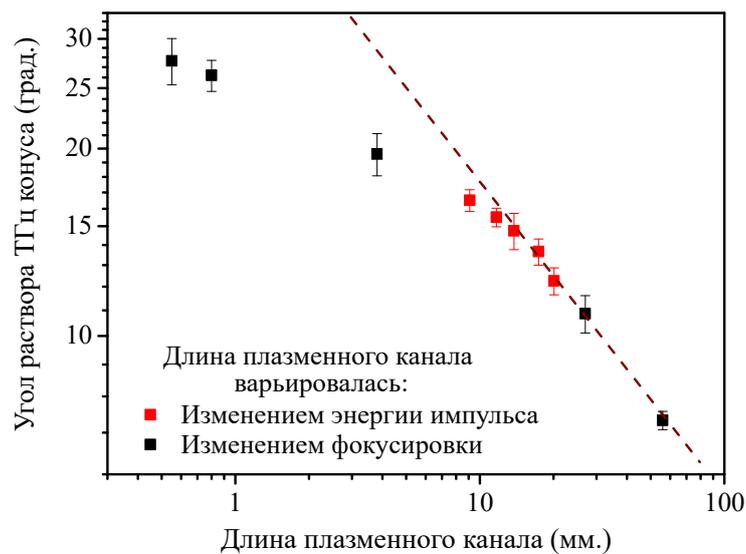


Рисунок 3.10 — Зависимость угла раствора конуса направленности излучения с частотой 1 ТГц θ от протяженности плазменного канала L . Пунктирная линия соответствует зависимости $\theta \sim 1/\sqrt{L}$.

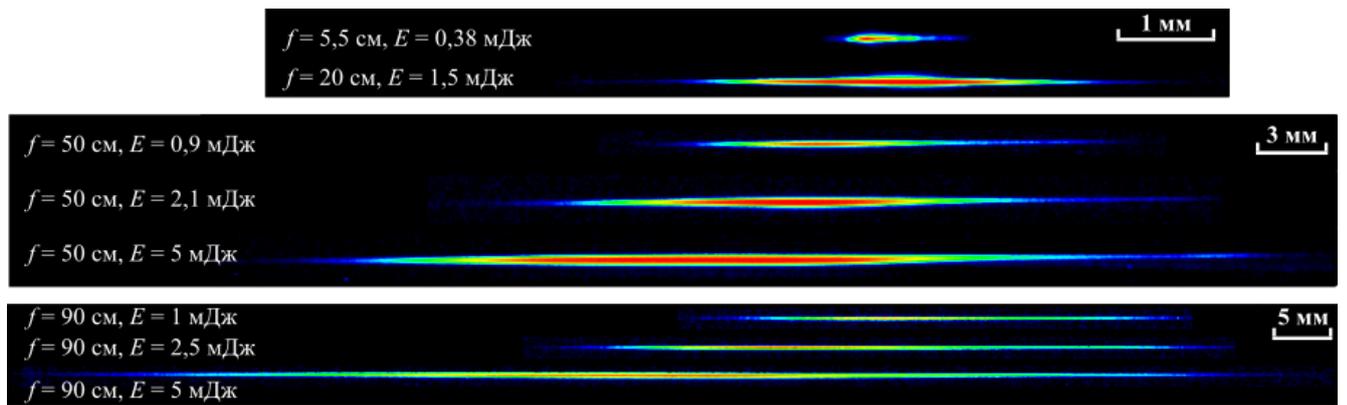


Рисунок 3.11 — Профили люминесценции плазмы для разных фокусировок и энергий лазерного импульса. Импульс распространяется слева направо.

Аналогичный эксперимент был проведен для других частот терагерцового излучения, помимо 1 ТГц. Подбором двух параметров – энергии импульса и фокусного расстояния линзы – были получены плазменные каналы различной длины от 0,7 мм до 9 см, нормированные профили люминесценции которых, снятые сбоку на ПЗС матрицу, показаны на Рис. 3.11. Принимая, что сигналы, регистрируемые ПЗС-матрицей, пропорциональны плотности плазмы, а также учитывая цилиндрическую симметрию канала, были произведены оценки, что пиковая плотность плазмы в рамках данного эксперимента менялась более, чем на 3 порядка.

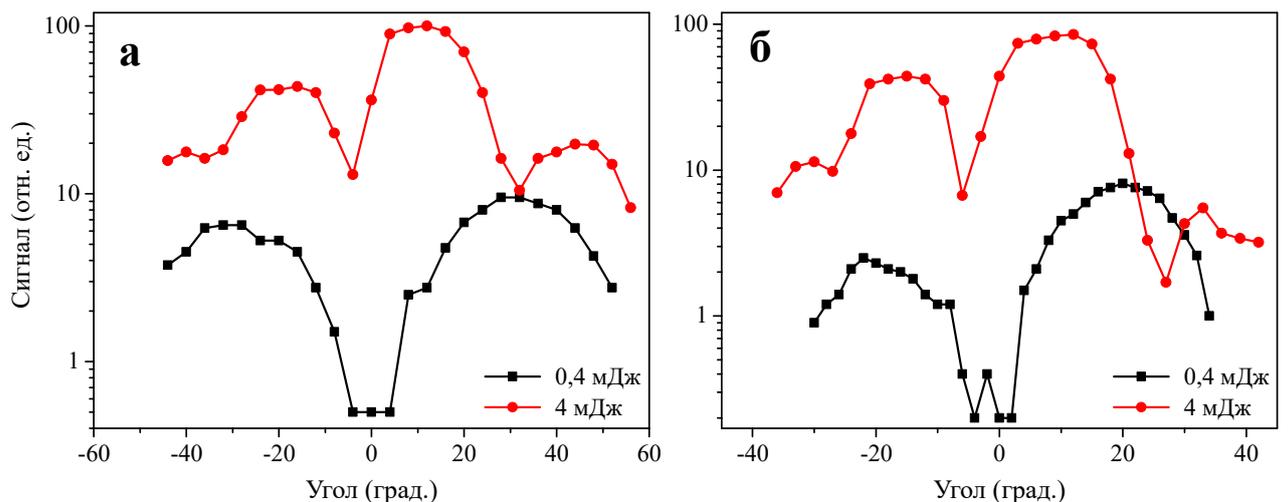


Рисунок 3.12 — Угловое распределение терагерцового излучения с частотой 0,3 ТГц (а) и 1 ТГц (б), полученное для двух энергий лазерного импульса при фокусировке линзой с фокусным расстоянием 5,5 см.

Стоит сделать замечание по подбору соответствующих фокусировок и энергий. В случае жестких фокусировок уже при энергиях, соответствующих превышению над критической мощностью фокусировки в несколько раз, может происходить множественная филаментация, способная, в свою очередь, исказить диаграмму направленности терагерцового излучения. К примеру, если рассматривать фокусировку линзой с фокусным расстоянием 5,5 см, то при энергии импульса 0,4 мДж диаграмма направленности терагерцового излуче-

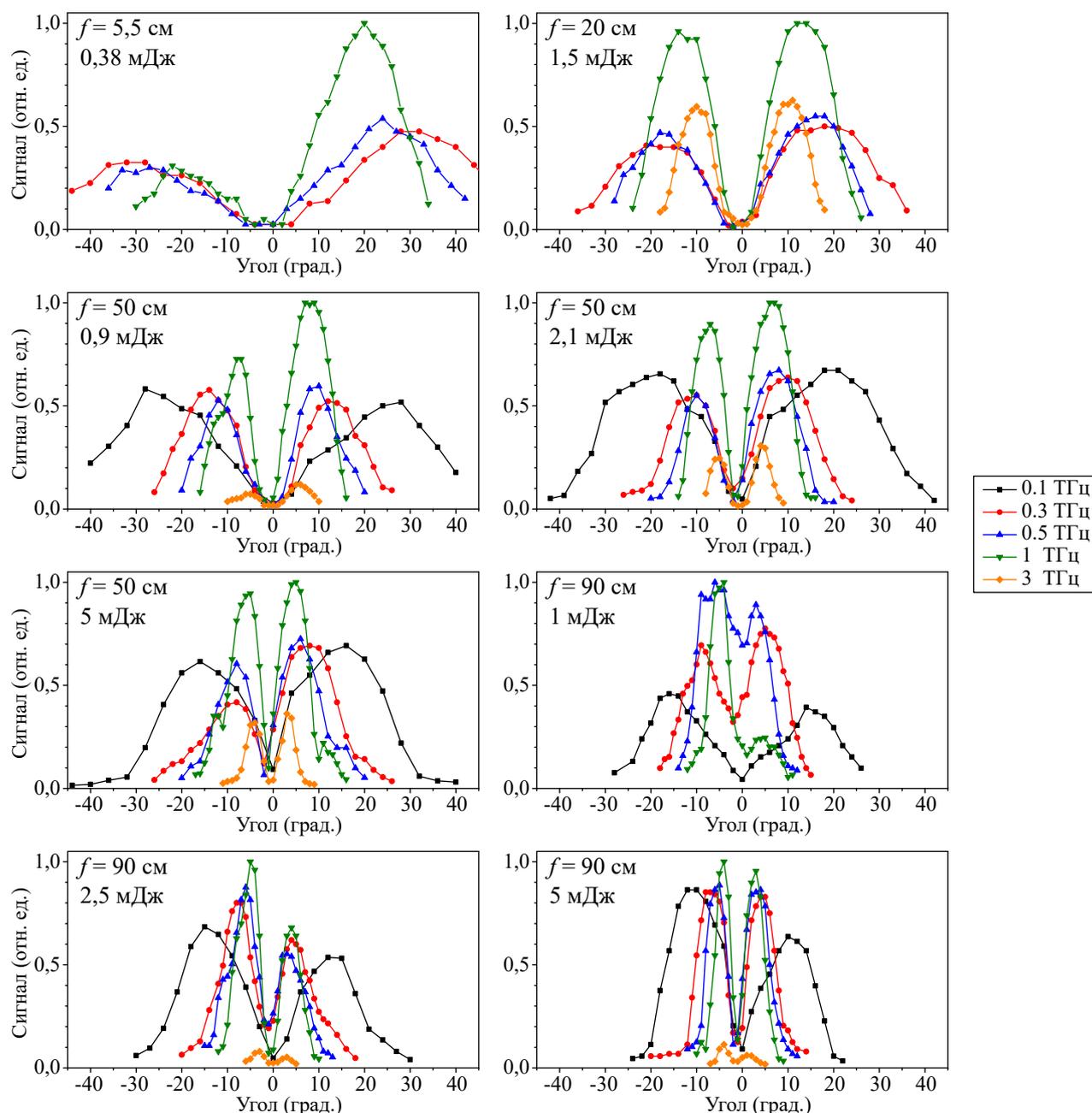


Рисунок 3.13 — Угловые распределения различных частот терагерцового излучения для разных фокусировок и энергий лазерного импульса.

ния с частотой 0,3 ТГц имеет вид полого конуса с двумя практически симметричными максимумами (черная кривая на Рис. 3.12а), а при энергии импульса 4 мДж множественная филаментация приводит к образованию дополнительных максимумов в распределении терагерцового излучения (красная кривая на Рис. 3.12а). Подобное искажение распределения может проявляться на всех терагерцовых частотах (см. к примеру 1 ТГц на Рис. 3.12б). В связи с этим, вышеупомянутый эксперимент по зависимости угла раствора терагерцового конуса от длины плазменного канала для жестких фокусировок производился при энергиях, обеспечивающих наличие одного филамента.

Угловые распределения для различных частот терагерцового излучения при разных фокусировках и энергиях лазерного импульса даны на Рис. 3.13. Отсутствие на некоторых графиках распределений для частот 0,1 и 3 ТГц обусловлено низким уровнем сигналов. С фильтром 10 ТГц во всех случаях сигналы отсутствовали.

Зависимости угла раствора терагерцового конуса от длины плазменного канала для всех имеющихся частот представлены на Рис. 3.14. При длинах плазменного канала более 1 см для всех частот экспериментальные данные в

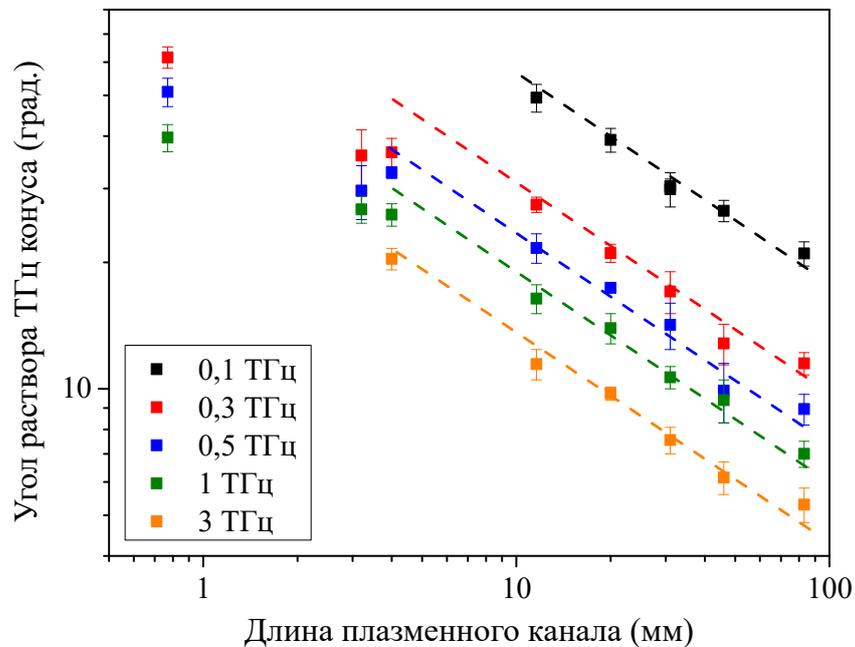


Рисунок 3.14 — Зависимость угла раствора терагерцового конуса θ для различных частот от длины плазменного канала L . Пунктирные линии соответствуют зависимости $\theta \sim 1/\sqrt{L}$.

пределах погрешностей описываются зависимостью $\theta \sim 1/\sqrt{L}$, при меньших длинах эта зависимость нарушается.

Естественным образом возникает вопрос о причинах отклонения от данной зависимости. Было внесено предположение, что это связано с переходом от нелинейного режима фокусировки к линейному. Согласно работе [58], линейный режим фокусировки характеризуется уширением спектра после филаментации преимущественно в синюю область, а нелинейный – в красную. Поэтому в эксперименте были исследованы спектры после филаментации при разных фокусировках. На Рис. 3.15 серым цветом показан спектр лазерного импульса в отсутствие филаментации. Если пучок фокусировать линзой с фокусным расстоянием 90 см (числовая апертура NA для диафрагмированного пучка будет составлять 0,003) происходит уширение спектра в инфракрасную область (см. красную кривую на Рис. 3.15), то есть осуществляется нелинейный режим фокусировки. Если же фокусировать пучок линзой с фокусным расстоянием 20 см, то спектр уширяется преимущественно в синюю область (см. синюю кривую на Рис. 3.15), что соответствует линейному режиму. То есть длины плазменных каналов, при которых в эксперименте начинается отклонение от зависимости (1.8), приходится на переходную область между линейным и нелинейным режимом. Таким образом, следует вывод, что в измеренном диапазоне терагерцовых ча-

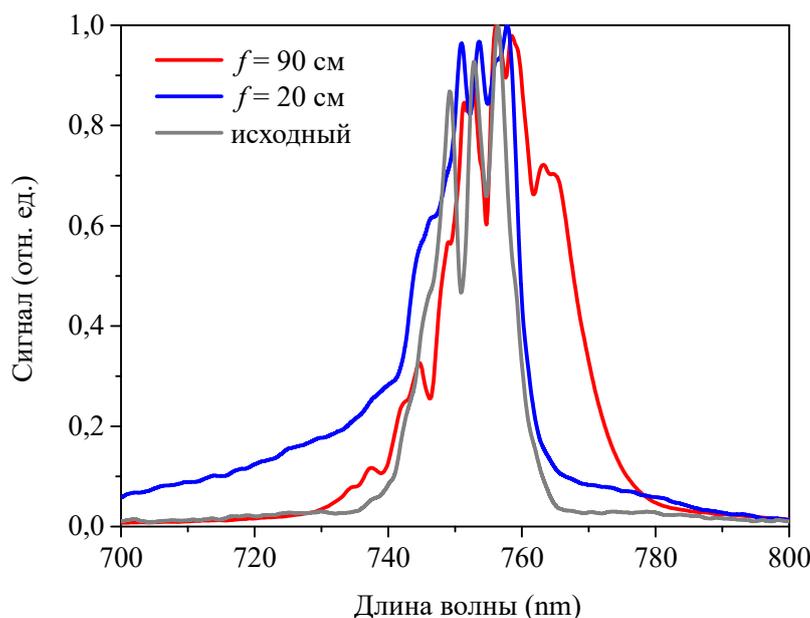


Рисунок 3.15 — Спектры лазерного импульса при линейном распространении импульса и после филаментации для двух фокусировок.

стот зависимость угла раствора терагерцового конуса от длины плазменного канала $\theta \sim 1/\sqrt{L}$ выполняется только при нелинейном режиме фокусировки.

Возникает необходимость оценить область перехода между линейным и нелинейным режимами фокусировки при филаментации лазерного излучения, используемого в эксперименте. Для этого были измерены угловые спектры импульса после филаментации для различных числовых апертур. Здесь и далее под числовой апертурой понимается отношение радиуса лазерного пучка по уровню $1/e$ к фокусному расстоянию линзы или зеркала. Для варьирования числовой апертуры были использованы линзы или сферические зеркала с фокусными расстояниями от 4 см до 2,6 м, а также возможность телескопировать пучок, уменьшая его диаметр с 8 мм до 3 мм. Отраженный с целью ослабления от стеклянного клина импульс направлялся в спектрометр, установленный на рельсе и способный перемещаться в направлении, перпендикулярном распространению излучения. Измерение угловых спектров производилось в дальней зоне (порядка 3-4 фокусных расстояний за областью филаментации). Энергия импульса составляла около 1 мДж.

Экспериментально измеренные угловые спектры приведены на Рис. 3.16. Их можно условно поделить на три группы. К первой группе относятся спектры, зарегистрированные при высоких числовых апертурах $NA > 8 \cdot 10^{-3}$, и

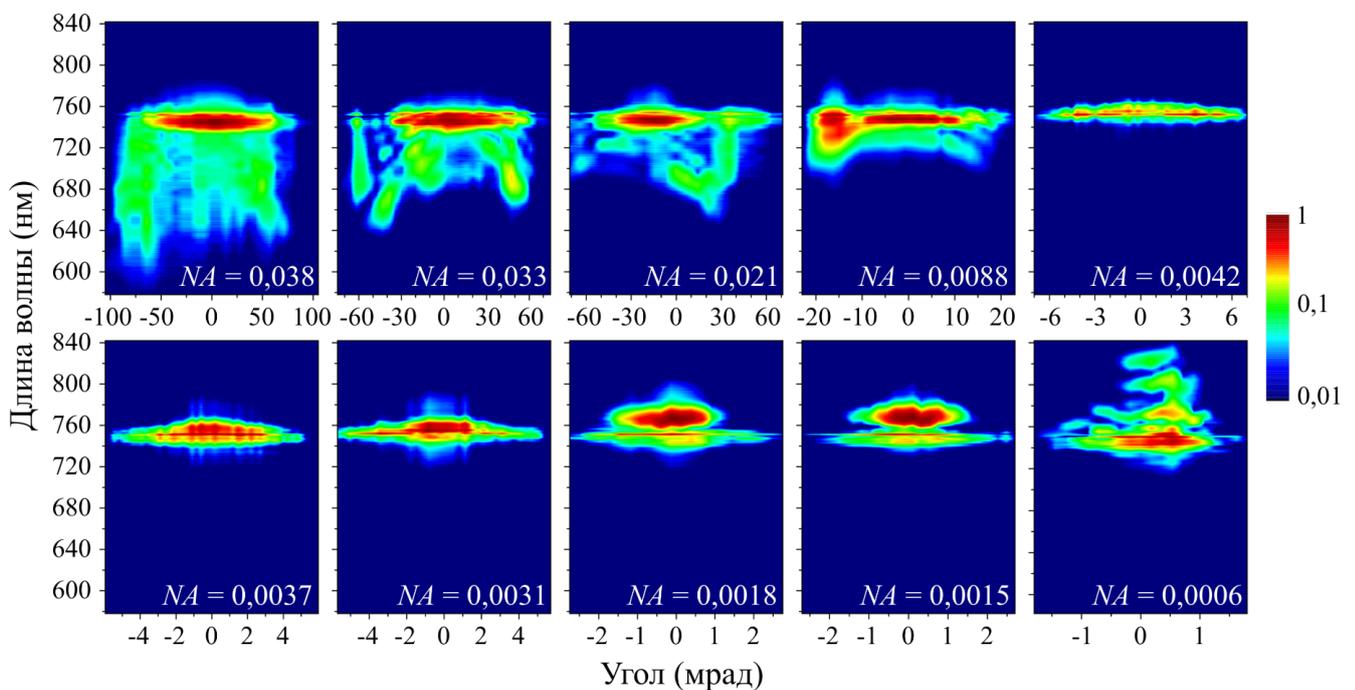


Рисунок 3.16 — Угловые спектры лазерного импульса после филаментации при различных фокусировках.

соответствуют линейному режиму фокусировки. В таких условиях при филаментации лазерного импульса в фокальной области формируется достаточно плотный плазменный канал с концентрацией свободных электронов, превышающей 10^{18} см^{-3} [67; 68]. Столь высокая плотность плазмы обеспечивает значительное уширение спектра импульса в синюю область. Кроме того, задний фронт лазерного импульса испытывает преломление на плазме, что приводит к распространению спектрально уширенных компонент импульса под углом к оси.

Другая группа спектров будет соответствовать слабой геометрической фокусировке с числовыми апертурами $\text{NA} < 2 \cdot 10^{-3}$. При подобной фокусировке длина плазменного канала существенно возрастает, а пиковая плотность плазмы снижается на 2-3 порядка. Увеличение протяженности области активной фазовой самомодуляции оптической волны приводит к усилению роли инерционного эффекта Керра и заметному красному смещению спектра импульса вследствие появления вращательных стоксовых гармоник на оси распространения [66]. В рассматриваемом диапазоне числовых апертур, уменьшение NA приводит к появлению дополнительных длинноволновых максимумов, что ранее также наблюдалось в работе [129]. Понижение плотности лазерной плазмы, в свою очередь, уменьшает уширение спектра излучения в синюю область.

В промежуточной группе спектров, характеризующейся числовыми апертурами от $3 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-3}$, уширение спектра как в синюю, так и в красную сторону выражено слабо, и именно в данном диапазоне числовых апертур и находится область перехода от линейного режима фокусировки к нелинейному. Стоит отметить, что данные границы для числовых апертур оценены для конкретной энергии импульса. Для меньших значений энергии переходной области будут соответствовать более высокие значения NA , и наоборот.

Если обратиться к данным по распределениям терагерцового излучения, то на Рис. 3.10 черным цветом обозначены значения углов, полученные при одинаковой энергии импульса, но различных значениях NA . Отклонение от зависимости $\theta \sim 1/\sqrt{L}$ происходит в диапазоне числовых апертур от $6 \cdot 10^{-3}$ до $15 \cdot 10^{-3}$, что перекрывается с переходной областью между линейным и нелинейным режимами фокусировки, оцененной по угловым спектрам импульса.

Теперь, когда сделан вывод о соответствии начала отклонения от зависимости (1.8) именно переходу к линейному режиму фокусировки, следует ука-

зять на причины, которые могут приводить к подобному результату. Филаментация в нелинейном режиме фокусировки обусловлена балансом между керровской самофокусировкой и дефокусировкой лазерного излучения на плазме, которые уравнивают друг друга. В таком режиме происходит ограничение интенсивности на уровне 10^{13} Вт/см², а плотность плазмы слабо изменяется по длине филамента и составляет порядка $10^{15} - 10^{16}$ см⁻³. Рекомбинация плазмы определяется начальной концентрацией электронов n_0 и ведет себя согласно следующему выражению [130]:

$$n_e(t) = \frac{n_0}{1 + n_0 \beta t}, \quad (3.1)$$

где β является постоянной рекомбинации и имеет порядок 10^7 см³/с [130]. В нелинейном режиме фокусировки характерное время рекомбинации будет составлять по этой формуле порядка 1–10 нс. То есть на временах, характерных для процесса генерации терагерцового излучения, плотность плазмы можно считать постоянной. При филаментации в линейном режиме фокусировки плазмообразование преимущественно обусловлено увеличением интенсивности вследствие геометрической фокусировки. В таком режиме плотность плазмы может увеличиваться на 3 порядка по сравнению с нелинейным режимом [67], подобные оценки были получены выше и в текущей главе диссертации. Эволюция плотности плазмы при параметрах, близких к нашим экспериментам, была исследована экспериментально и численно в работе [60] в линейном и нелинейном режимах фокусировки (Рис. 3.17 а и б соответственно). В случае линейного ре-

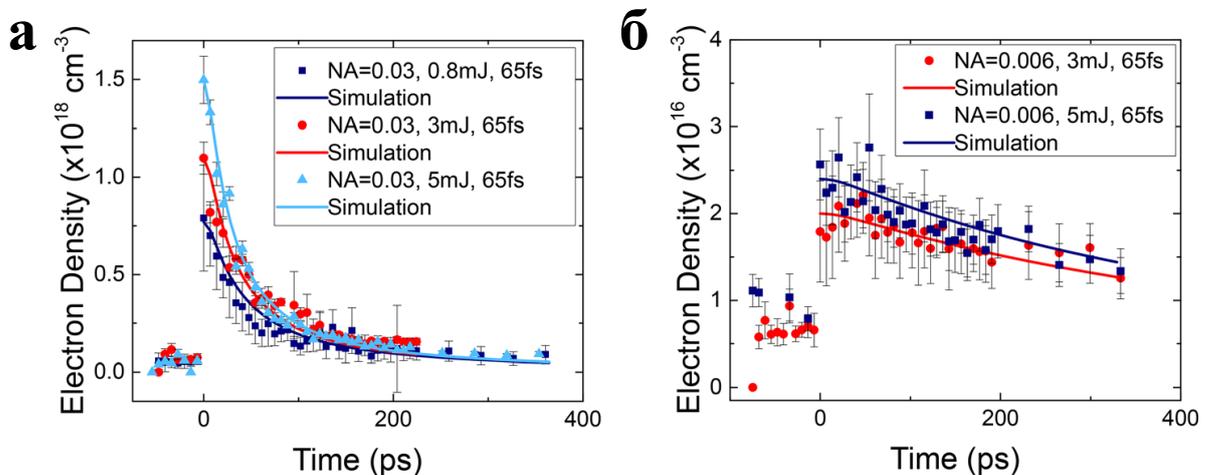


Рисунок 3.17 — Зависимость плотности плазмы на оси филамента от времени для двух числовых апертур из работы [60]. а) $NA = 0,03$; б) $NA = 0,006$.

жима фокусировки (Рис. 3.17а) на временах десятков пикосекунд происходит резкое уменьшение плотности плазмы, что хорошо соответствует оценкам по формуле (3.1). Таким образом, в линейном режиме фокусировки характерное время рекомбинации плазмы становится сопоставимым с характерным временем генерации терагерцового излучения. Поэтому на таких временах геометрические параметры плазменного канала, в том числе его длина, являются нестационарными. Следовательно, формулу (1.8) к распределениям терагерцового излучения, полученным в режиме линейной фокусировки, применять становится некорректно.

Сложности определения длины филамента в линейном режиме фокусировки ставят вопрос исследования зависимости направленности отдельных спектральных компонент терагерцового излучения от числовой апертуры лазерного пучка. Для возможности более плавного варьирования числовой апертуры лазерного пучка была собрана схема эксперимента, изображенная на Рис. 3.18. В данном случае фокусировка осуществлялась системой из двух линз, рассеивающей и собирающей. Изменение числовой апертуры производилось за счет изменения расстояния между линзами, при этом система линз располагалась всегда таким образом, чтобы ее фокус находился на оси вращения болометра. Преимущество использования схемы с двумя линзами состоит в том, что пучок для всех чис-

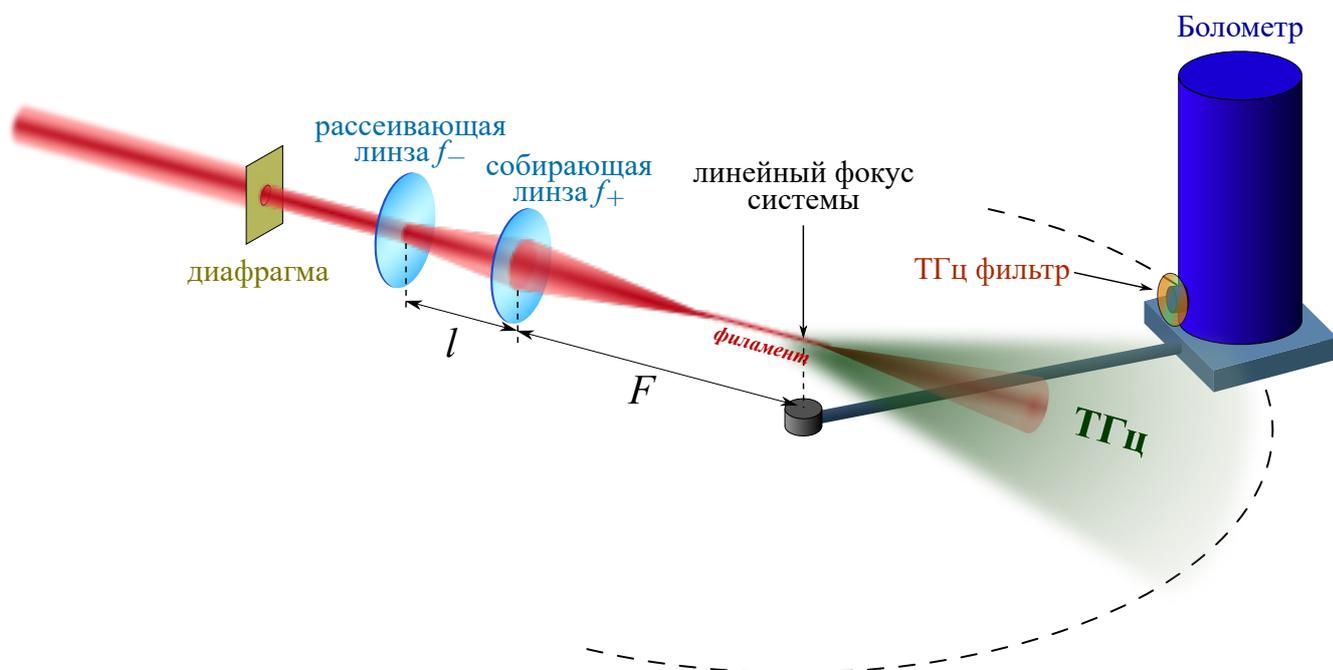


Рисунок 3.18 — Схема эксперимента для измерения углового распределения терагерцового излучения с использованием системы линз.

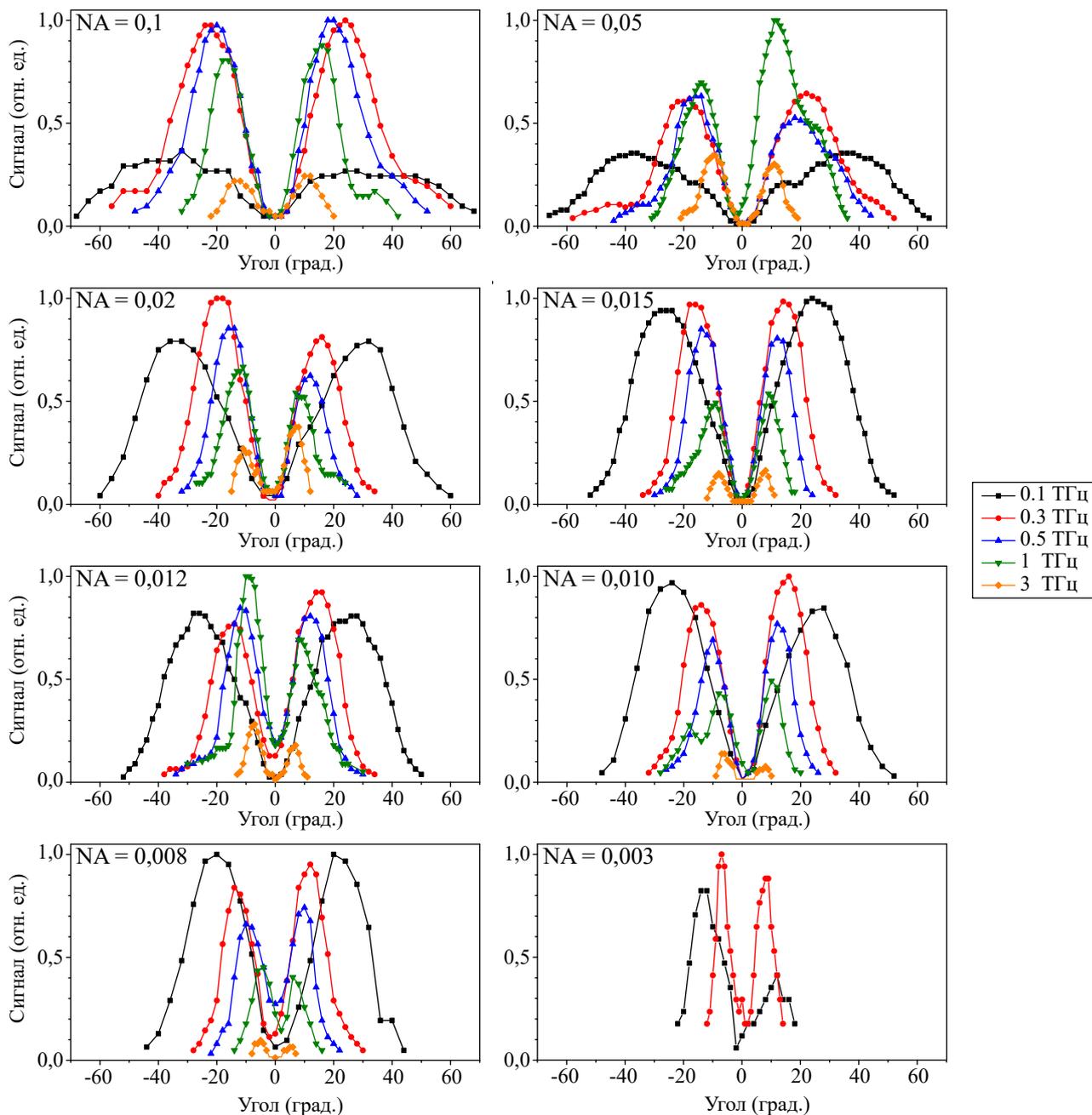


Рисунок 3.19 — Угловые распределения терагерцового излучения на отдельных частотах для разных числовых апертур.

ловых апертур проходит через один и тот же набор оптических элементов, а также в возможности плавного варьирования параметра NA в широких пределах. Недостатком является необходимость полного переюстирования системы линз для каждого значения NA .

Значения числовой апертуры NA вычислялись по формуле:

$$NA = \frac{a(f_+ + f_- - l)}{f_+ f_-}, \quad (3.2)$$

где a - радиус отверстия диафрагмы; f_+ - фокусное расстояние собирающей линзы; f_- - фокусное расстояние рассеивающей линзы; l - расстояние между линзами. В эксперименте $a = 0,3$ см; $f_+ = 9,2$ см; $f_- = -9,0$ см; l варьировалось в пределах от 1 до 27 см. Это обеспечивало возможность изменения числовой апертуры NA в пределах от 0,1 до 0,003. Дальнейшее уменьшение NA было невозможно, поскольку расстояние F от собирающей линзы до оси вращения болометра начинало существенно превышать размеры оптического стола.

Для нескольких числовых апертур были сняты угловые распределения различных частот терагерцового излучения (Рис. 3.19). Энергия лазерного импульса в эксперименте составляла 1,5 мДж. В зависимости от параметра NA, для всех терагерцовых частот изменяются как угол максимума, так и ширина каждого из "крыльев" распределения. На Рис. 3.20 приведены зависимости угла раствора и ширины (по популяции) "крыла" терагерцового конуса от числовой апертуры. Как угол положения максимума, так и ширина распределения с увеличением числовой апертуры монотонно возрастают, при этом при движении от линейного режима фокусировки к нелинейному существенных изменений в характере зависимости не наблюдается.

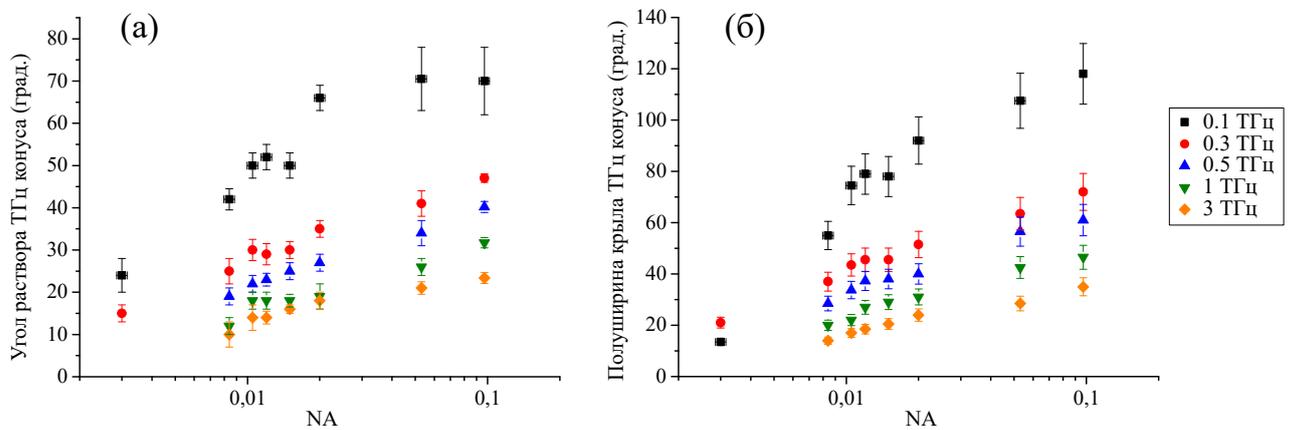


Рисунок 3.20 — Зависимость угла раствора (а) и ширины "крыла" (б) терагерцового конуса от числовой апертуры.

3.2 Зависимость угла распространения терагерцового излучения от частоты

До сих пор не обсуждался вопрос экспериментальной зависимости угла распространения от частоты (или длины волны – по формуле (1.8)) терагерцового излучения, между тем как измеренный массив данных по угловым распределениям позволяет построить такую зависимость. На Рис. 3.21 показана связь между углом раствора конуса направленности и частотой терагерцового излучения для нескольких числовых апертур. Для удобства по горизонтальной оси отложена величина, пропорциональная обратному корню из частоты. Для всех приведенных числовых апертур экспериментальные точки в пределах погрешностей лежат на прямых, что свидетельствует о выполнении зависимости (1.8).

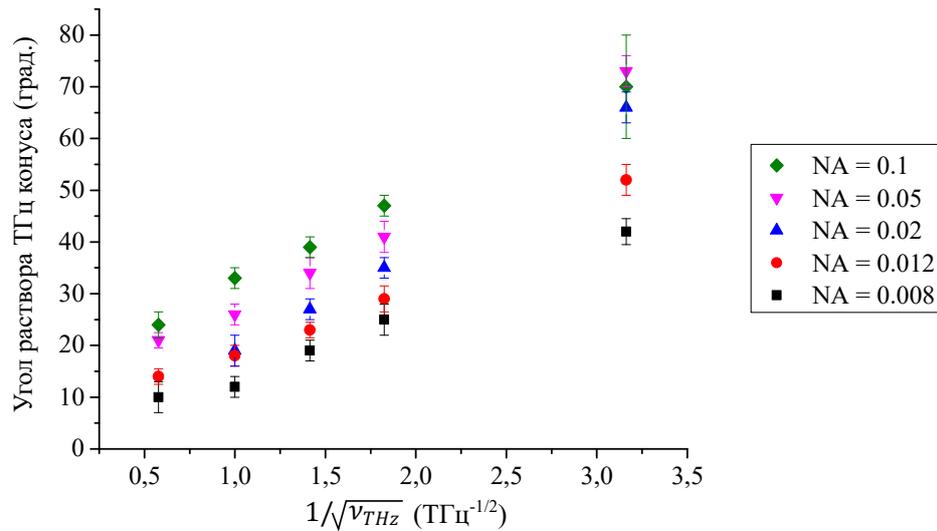


Рисунок 3.21 — Зависимость угла раствора конуса от частоты терагерцового излучения, полученная для разных числовых апертур.

Как итог, зависимость (1.8) в настоящей работе экспериментально подтверждена как для длины волны терагерцового излучения при фиксированной протяженности плазменного канала, так и для длины филамента для отдельных частот терагерцового излучения. Однако вызывают вопросы результаты экспериментов, проведенных без полосовых фильтров, описанные в начале. Для этого в условиях эксперимента, в котором получена зависимость угла распространения от длины филамента для отдельных терагерцовых частот (в частности, результаты которого приведены на Рис. 3.8) были проведены измерения

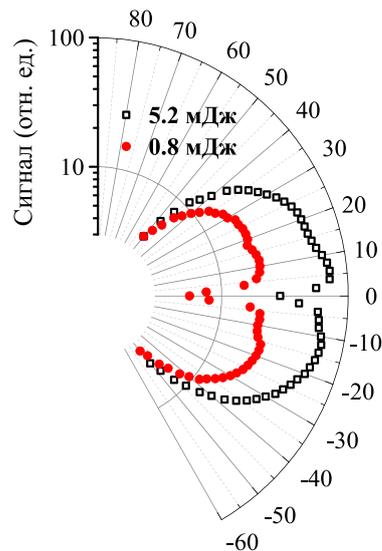


Рисунок 3.22 — Угловое распределение терагерцового излучения, регистрируемое широкополосным приемником, для двух энергий лазерного импульса.

без полосовых фильтров. Для двух значений энергий, при которых длина плазменного канала отличается более чем в 2 раза, получено угловое распределение терагерцового излучения (Рис. 3.22). По приведенным диаграммам видно, что распределения имеют одинаковую форму, разница в углах распространения также незначительна. В то время как излучение на отдельно взятой терагерцовой частоте имеет свой максимум, положение которого зависит от длины плазменного канала, при регистрации широкополосного терагерцового излучения зависимости, характерные для отдельных частот, перестают быть различимыми.

На описанные в данной главе результаты можно посмотреть и с другой стороны. Так как и ширины, и максимумы распределений существенно различаются для разных терагерцовых частот, то и спектр терагерцового излучения, измеряемый под разными углами к оси, будет разным. На Рис. 3.23, к примеру, даны наблюдаемые спектры терагерцового излучения под углами 4° , 16° и 28° к оси при фокусировке с числовой апертурой $NA = 0,02$ (данные взяты из Рис. 3.19). В данном случае слово «наблюдаемые» означает, что использованы только измеренные уровни сигналов с болометра, без учета его спектральной чувствительности и ширины полос пропускания фильтров – однако график приведен лишь чтобы качественно показать различие в спектрах под разными углами, получаемых в эксперименте. Обычно, когда говорят о спектре терагерцового излучения, генерируемого при филаментации, предполагается сбор излучения

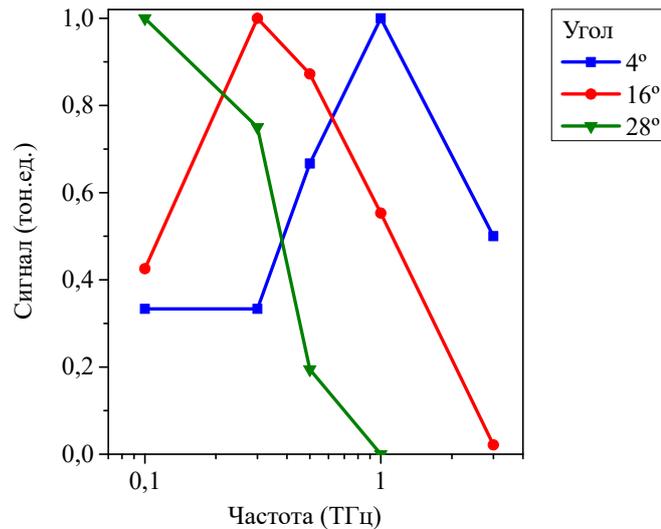


Рисунок 3.23 — Наблюдаемые спектры терагерцового излучения под разными углами.

из некоторого телесного угла. Тем не менее, собрать все терагерцовое излучение из угла в 2π технически крайне затруднительно и поэтому в работах, как правило, осуществляется сбор излучения из-под сравнительно небольших углов к оси (например, 14° в работе [24], 25° в работе [30]).

3.3 Выводы по главе

В главе экспериментально исследована зависимость угла направленности терагерцового излучения на разных частотах от длины филамента. Экспериментально подтверждена обратная пропорциональность угла квадратному корню из частоты терагерцового излучения и квадратному корню из длины плазменного канала. Продемонстрировано, что данная зависимость выполняется только при нелинейном режиме фокусировки. При использовании широкополосного детектора зависимость угла направленности терагерцового излучения от длины плазменного канала не проявляется, то есть для ее экспериментальной регистрации необходимо разрешение терагерцового излучения по частотам.

Глава 4. Двумерная картина направленности терагерцового излучения

4.1 Схема эксперимента по измерению двумерной картины направленности

В связи с зарегистрированным в работах [20; 21; 33] нарушением осевой симметрии в распределении терагерцового излучения, генерируемого плазмой филамента, возникает необходимость изучения его двумерной картины направленности в различных областях терагерцового спектра.

Измерения двумерных распределений производились в следующей схеме (Рис. 4.1). Лазерный пучок с помощью плоского зеркала заводился на сферическое зеркало, способное перемещаться по вертикали. Вблизи геометрического фокуса происходила филаментация и генерация терагерцового излучения. Для получения двумерной картины распределения терагерцового излучения необходимо было смещение детектора по двум координатам - горизонтальному уг-

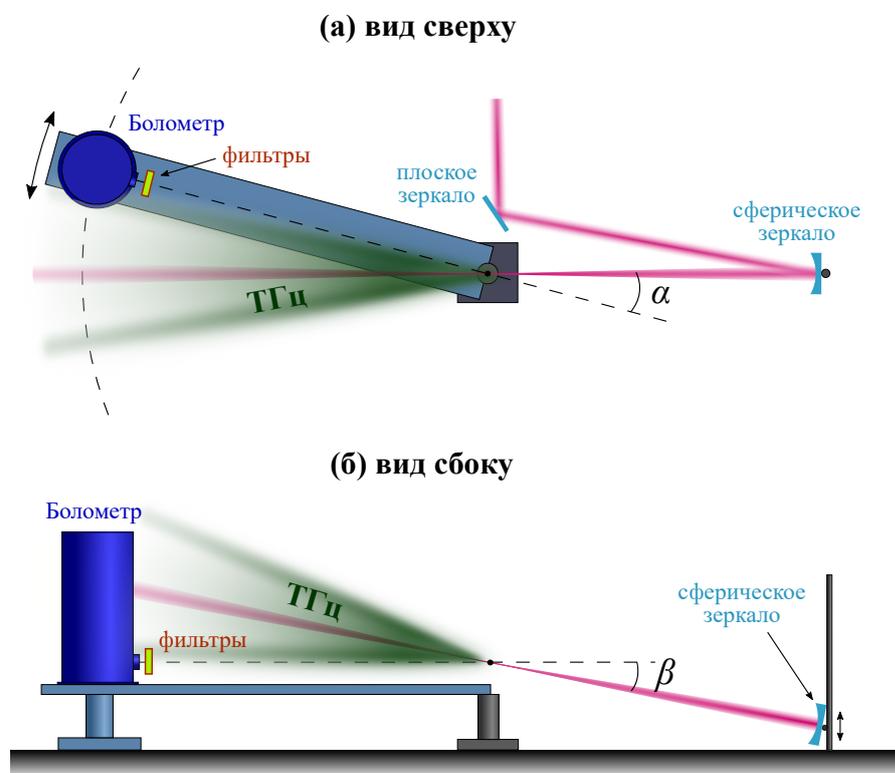


Рисунок 4.1 — Схема эксперимента для измерения двумерной картины направленности терагерцового излучения.

лу α и вертикальному углу β относительно оси лазерного пучка. Измерения по горизонтальному углу проводились, аналогично предыдущей главе, путем вращением болометра в горизонтальной плоскости вокруг оси, проходящей через геометрический фокус (см. Рис 4.1а). Вариация вертикального угла осуществлялась наклоном оси распространения лазерного пучка путем вертикального смещения сферического зеркала таким образом, что положение геометрического фокуса оставалось на той же высоте над уровнем стола (см. Рис 4.1б). Для небольших углов β горизонтальным смещением филамента при изменении положения сферического зеркала можно пренебречь.

4.2 Структура направленности терагерцового излучения на разных частотах

В эксперименте лазерный импульс энергией порядка 1,5 мДж фокусировался сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 50 см. С помощью описанной выше методики были получены двумерные распределения терагерцового излучения, генерируемого в плазме филамента, на частотах 0,1; 0,3; 0,5 и

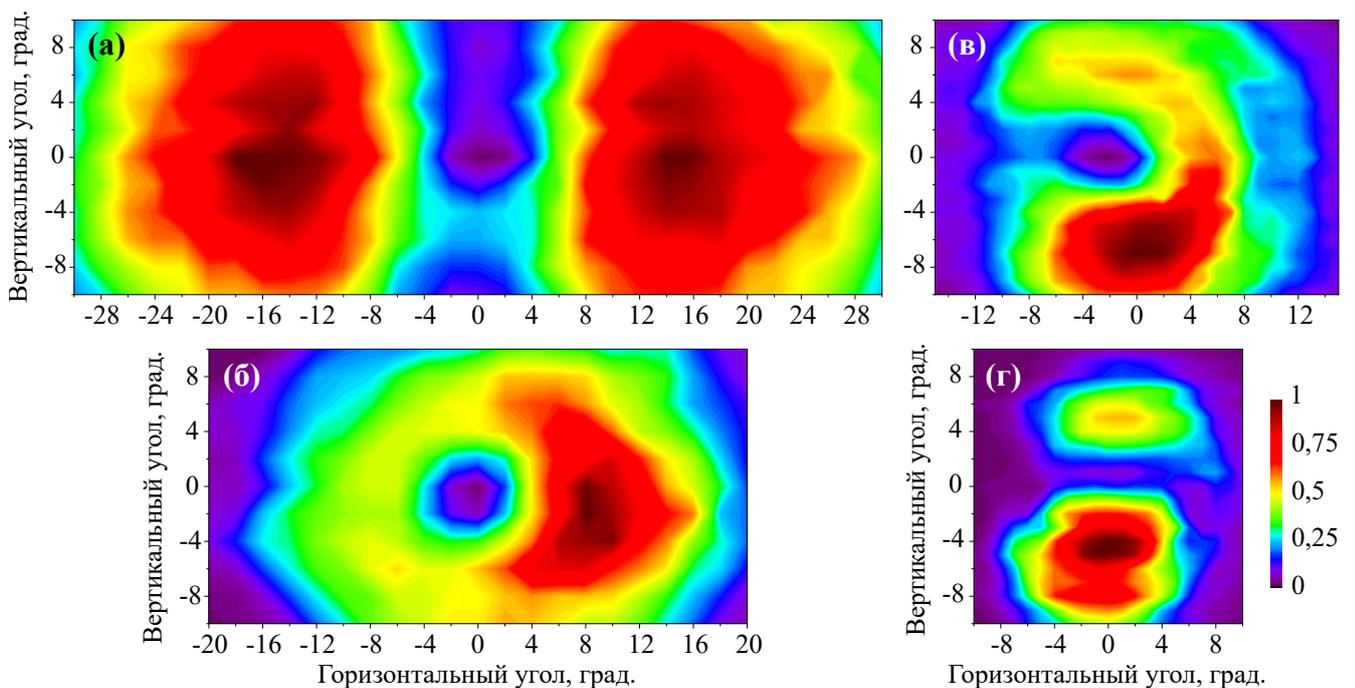


Рисунок 4.2 — Двумерные угловые распределения терагерцового излучения на частотах: а) 0,1 ТГц; б) 0,3 ТГц; в) 0,5 ТГц; г) 1ТГц.

1 ТГц. Результаты представлены на Рис. 4.2, при этом здесь и далее каждое распределение нормировано на свой максимальный сигнал, так как в данном разделе не затрагивается количественный выход терагерцового излучения на разных частотах.

Диаграмма направленности излучения с частотой 0,1 ТГц представляет собой два максимума, расположенных в горизонтальной плоскости (Рис. 4.2а). Угловое распределение на частотах 0,3 и 0,5 ТГц представляет собой конус с некоторыми неосесимметричными неоднородностями (Рис. 4.2б,в). На частоте 1 ТГц картина распределения снова состоит из двух максимумов, но расположенных в вертикальной плоскости (Рис. 4.2г).

Для более подробного анализа наблюдаемых картин, была исследована поляризация терагерцового излучения, распространяющегося под разными углами. Для этого болометр выставлялся в определенную точку по вертикальному и горизонтальному углу, перед его входным окном размещался поляризатор, пропускающий только терагерцовое излучение с выделенным направлением поляризации. Поляризатор был закреплен во вращающейся оправе, что позволяло изменять угол его разрешенного направления поляризации. При вращении поляризатора с некоторым шагом для каждого его угла поворота измерялся терагерцовый сигнал. Измеренные диаграммы поляризации с указанием на двумерных распределениях точек, для которых они были получены, приведены на Рис. 4.3. В случае измерений на частоте 0,1 ТГц были выбраны две точки со значимыми сигналами, расположенные под углом 90° относительно центра картины (Рис. 4.3а). Если терагерцовое излучение, генерируемое в плазме филамента имеет радиальную поляризацию, как было предсказано в [15], то в данных двух точках должны быть измерены две взаимно перпендикулярные поляризации, чего, однако, не наблюдается – в обеих точках поляризация терагерцового излучения ближе к горизонтальной. Данный факт объясняется тем, что на низких терагерцовых частотах, когда длина волны существенно превышает размеры антенны детектора, чувствительность болометра может приобретать ярко выраженную поляризационную зависимость. Для подтверждения этого, в эксперименте с помощью двух плоских зеркал был осуществлен поворот терагерцового пучка на 90° . Измеренное в горизонтальной плоскости распределение терагерцового излучения повторило два максимума как по их координатам, так и по амплитуде, что позволяет сделать утверждение об осесимметричной диаграмме

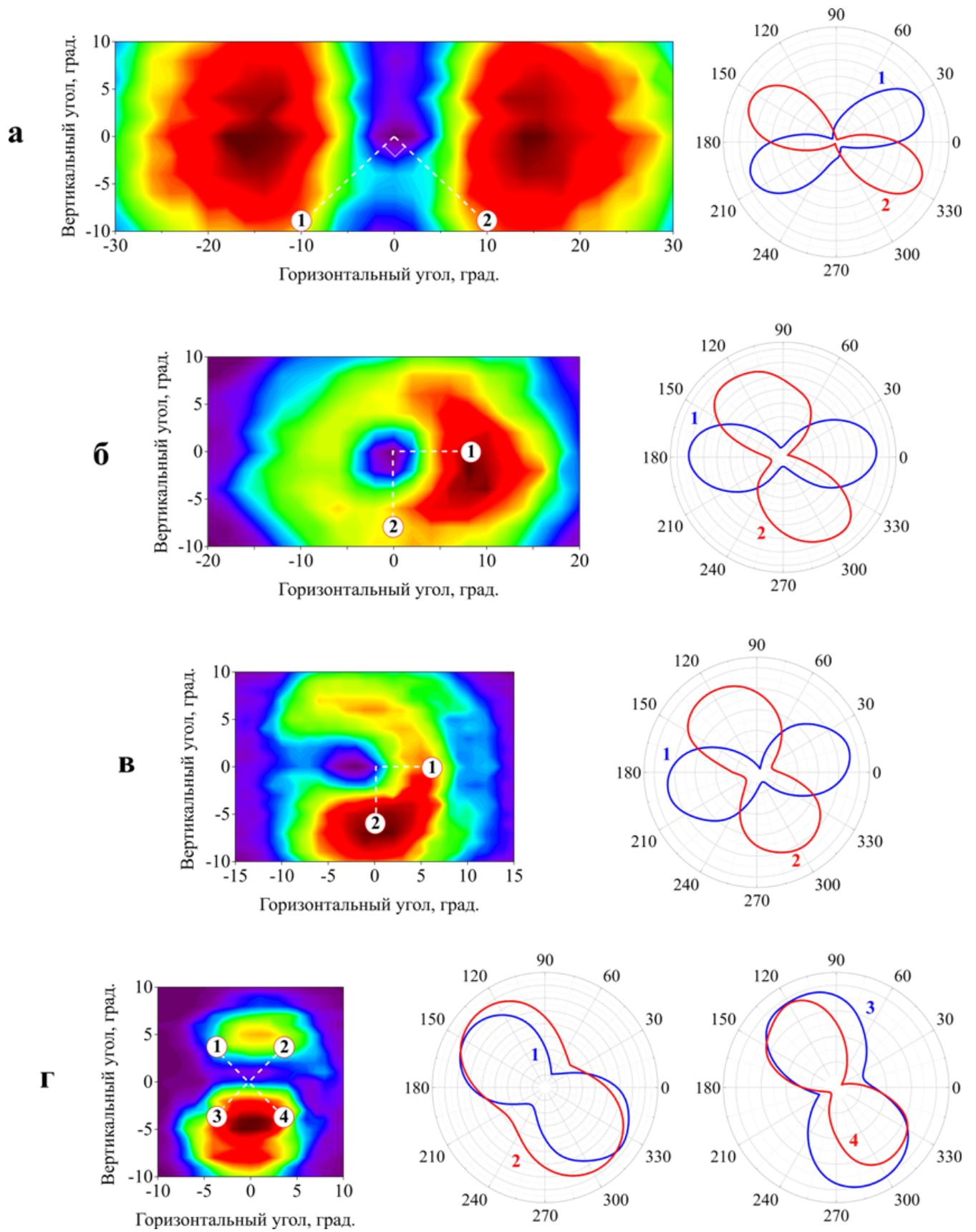


Рисунок 4.3 — Двумерные угловые распределения и поляризация терагерцового излучения на частотах: а) 0,1 ТГц; б) 0,3 ТГц; в) 0,5 ТГц; г) 1 ТГц.

направленности терагерцового излучения в виде полого конуса. Таким образом, на частоте 0,1 ТГц наблюдаемая в эксперименте двумерная картина отражает лишь распределение терагерцового излучения с горизонтальной компонентой поляризации.

Распределения терагерцового излучения на частотах 0,3 и 0,5 ТГц имеют кольцеобразную структуру, обладающую неоднородностями (Рис. 4.2б,в). При этом в точке, взятой на горизонтальном сечении, терагерцовое излучение поляризовано горизонтально, а в точке, взятой в вертикальной плоскости – вертикально (Рис. 4.3б,в), то есть на данных частотах оно имеет радиальную поляризацию. Неоднородность терагерцового конуса может быть связана с астигматизмом исходного лазерного пучка.

На частоте 1 ТГц наличие двух максимумов в распределении терагерцового излучения уже не может быть объяснено особенностями детектора. Измеренная в четырех точках, лежащих на перпендикулярных диагоналях, поляризация терагерцового излучения ближе к вертикальной (Рис. 4.3г). Таким образом, наблюдаемая картина напоминает распределение терагерцового излучения, полученное в работах [20; 21]. Действительно, хотя в экспериментах из упомянутых статей не производилось разрешения терагерцового излучения по частотам, спектр излучения, приводимый авторами, имеет максимум вблизи 1 ТГц [20].

Было произведено исследование зависимости структуры распределения терагерцового излучения от экспериментальных параметров: условий фокусировки, энергии и поляризации лазерного импульса. На Рис. 4.4а-г приведены распределения терагерцового излучения с частотой 1 ТГц при различных числовых апертурах исходного пучка. Из рисунка видно, что с уменьшением числовой апертуры расходимость терагерцового излучения уменьшается, что связано с увеличением длины плазменного канала, однако структура распределения, состоящая из двух максимумов, сохраняется. При этом числовая апертура для распределения на Рис. 4.4а составляла $NA = 1,8 \cdot 10^{-2}$, а на Рис. 4.4в – $NA = 1,5 \cdot 10^{-3}$, то есть значения отличались более, чем на порядок. На других терагерцовых частотах структура направленности также сохраняется при изменении фокусировки: сохранение кольцеобразной формы распределения показано как для более низких частот (0,5 ТГц – Рис. 4.4д,е), так и для более

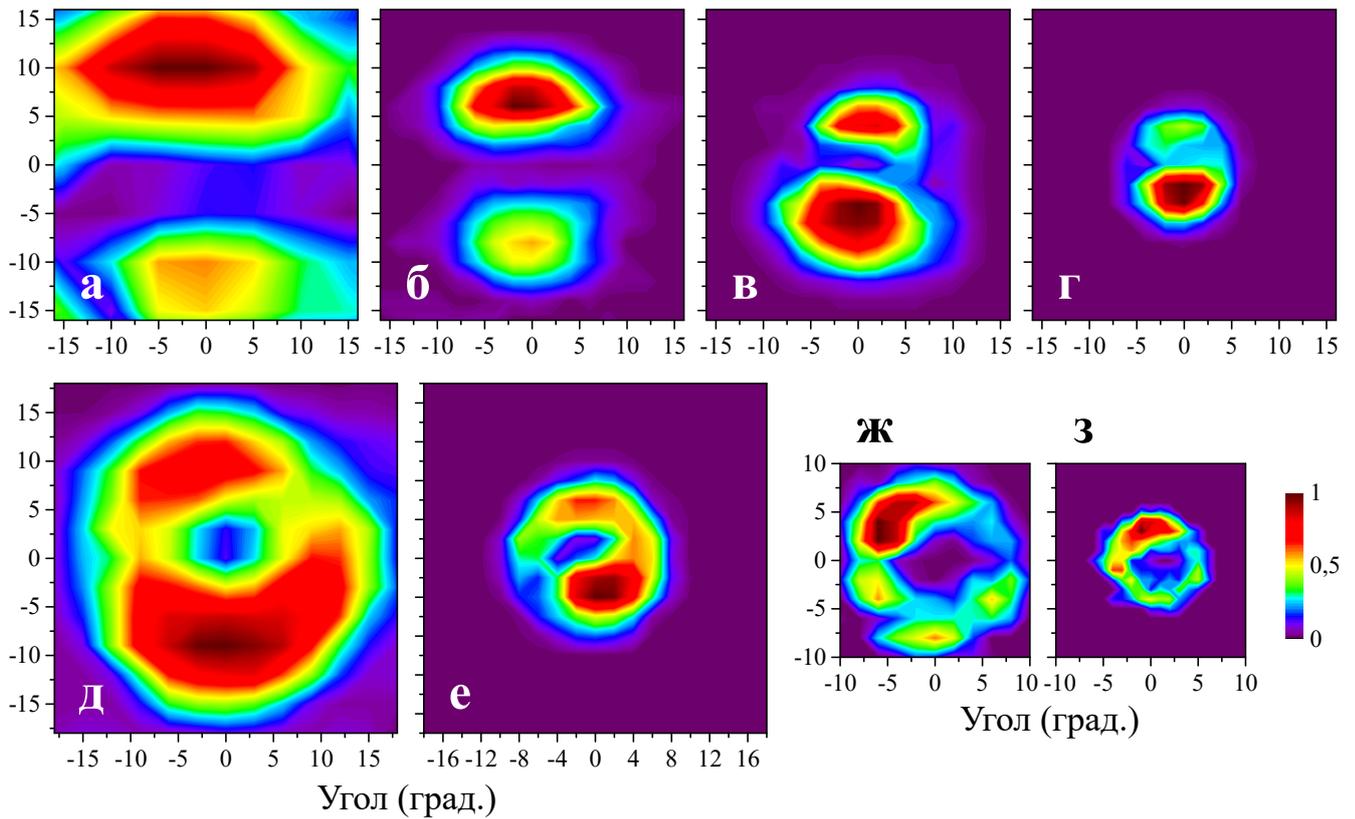


Рисунок 4.4 — Двумерные угловые распределения терагерцового излучения с частотой 1 ТГц при числовых апертурах: а) $NA=1,8 \cdot 10^{-2}$, б) $NA=1,2 \cdot 10^{-2}$, в) $NA=6 \cdot 10^{-3}$, г) $NA=1,5 \cdot 10^{-3}$; с частотой 0,5 ТГц при д) $NA=1,2 \cdot 10^{-2}$, е) $NA=1,5 \cdot 10^{-3}$; с частотой 10 ТГц при ж) $NA=1,8 \cdot 10^{-2}$, з) $NA=1,2 \cdot 10^{-2}$

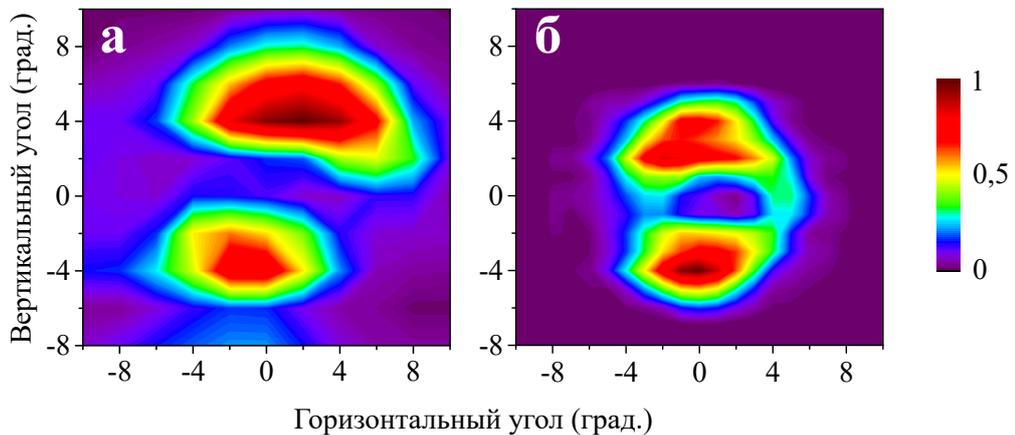


Рисунок 4.5 — Двумерные угловые распределения терагерцового излучения с частотой 1 ТГц при энергии лазерного импульса: а) 1,5 мДж; б) 8 мДж.

высоких частот (10 ТГц – Рис. 4.4ж,з). Описанные эксперименты были проведены при одинаковой энергии лазерного импульса, составлявшей 3 мДж.

Также было изучено поведение структуры из двух максимумов в зависимости от энергии лазерного импульса. На Рис. 4.5 показаны распределения, измеренные при энергиях 1,5 мДж и 8 мДж. Числовая апертура пучка состав-

ляла $NA = 4 \cdot 10^{-3}$. При различной энергии импульса структура распределения, состоящая из двух максимумов, не изменяется. Уменьшение углового расстояния между максимумами соответствует увеличению протяженности плазменного канала.

При числовой апертуре лазерного пучка $NA = 9 \cdot 10^{-3}$ поведение распределения терагерцового излучения в зависимости от энергии лазерного импульса было изучено более подробно. На Рис. 4.6 показаны полученные диаграммы направленности для частот 1 ТГц и 0,3 ТГц при постепенном увеличении энергии от 0,6 до 3,6 мДж. На частоте 1 ТГц наблюдается сохранение структуры из двух максимумов, а на частоте 0,3 ТГц – конусообразной направленности. Мелкие неоднородности, по-видимому, связаны с погрешностью измерений, особенно при минимальной энергии. Таким образом, и при другой числовой апертуре форма распределения терагерцового излучения в рамках выделенной частоты остается неизменной, что позволяет сделать вывод о независимости структуры направленности от энергии лазерного импульса и условий его фокусировки в исследованных пределах.

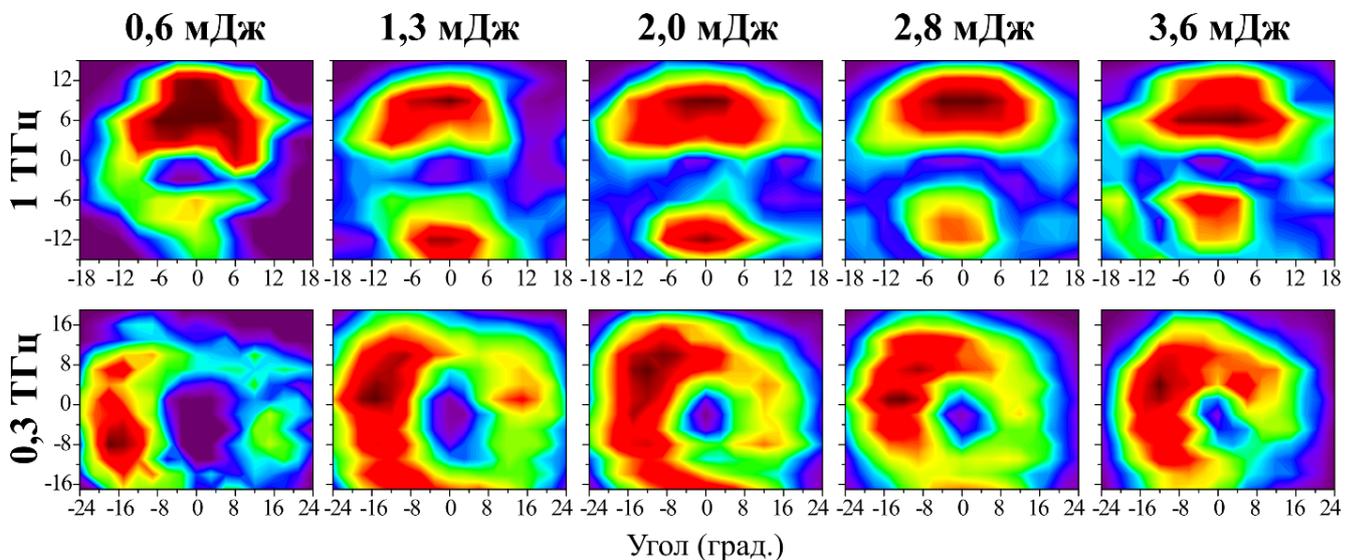


Рисунок 4.6 — Двумерные угловые распределения терагерцового излучения при различной энергии лазерного импульса.

Далее было рассмотрено влияние поляризации лазерного излучения на несимметричную структуру распределения терагерцового излучения. С помощью полуволновой пластинки был осуществлен поворот поляризации лазера, в результате чего она стала вертикальной. Для этого случая были получены двумерные распределения терагерцового излучения на частотах 0,5 ТГц (Рис. 4.7б) и 1 ТГц (Рис. 4.7г). Распределения для горизонтальной поляризации лазера

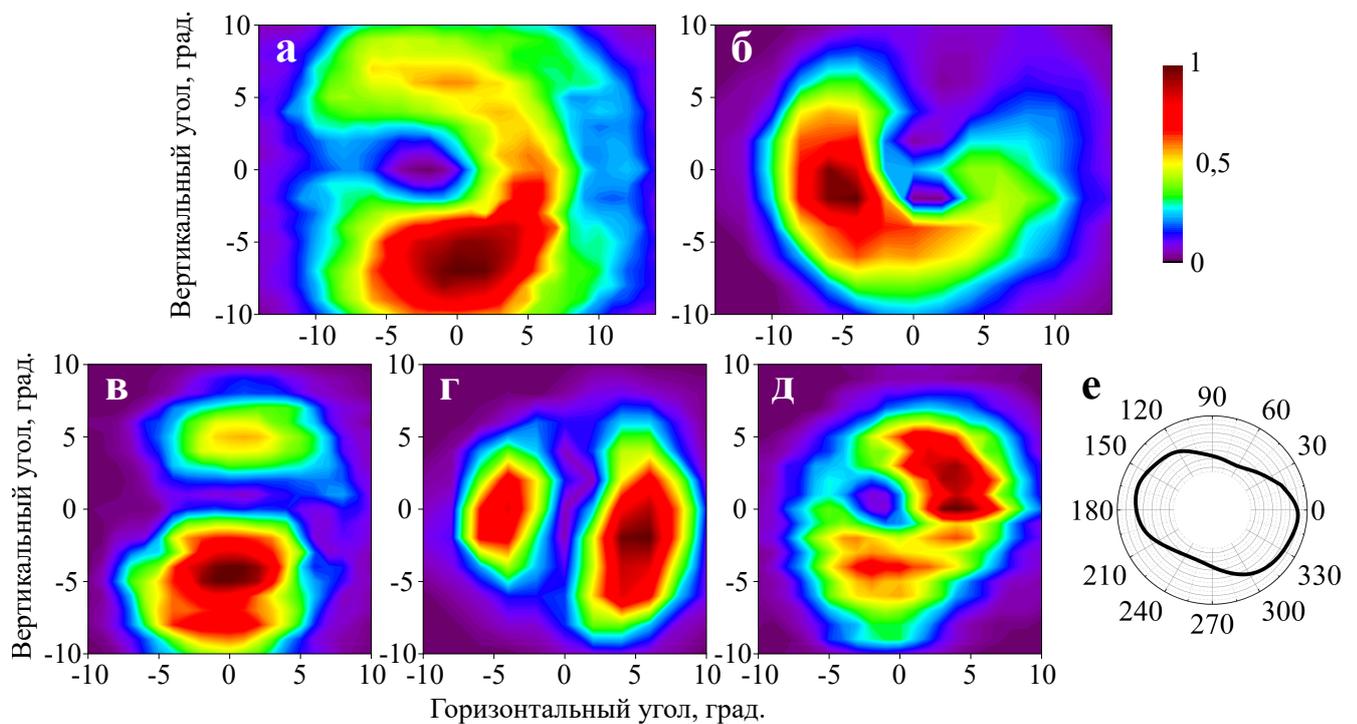


Рисунок 4.7 — Двумерные угловые распределения терагерцового излучения на разных частотах при различной поляризации лазерного импульса: а) 0,5 ТГц, горизонтальная поляризация; б) 0,5 ТГц, вертикальная поляризация; в) 1 ТГц, горизонтальная поляризация; г) 1 ТГц, вертикальная поляризация; д) 1 ТГц, эллиптическая поляризация. е) Измеренная эллиптическая поляризация лазерного импульса после прохождения пластинки $\lambda/4$.

при тех же экспериментальных условиях для сравнения даны на Рис. 4.7а,в соответственно. С помощью четвертьволновой пластинки также была получена эллиптическая поляризация накачки (Рис. 4.7е), распределение терагерцового излучения для которой приведено на Рис. 4.7д. Для эллиптической поляризации (соотношение осей эллипса в данном случае около 0,6) направленность терагерцового излучения имеет кольцеобразную структуру. В данном эксперименте числовая апертура лазерного пучка составляла $NA = 6 \cdot 10^{-3}$, энергия импульса 1,5 мДж.

Следует отметить, что уровень терагерцовых сигналов в эксперименте существенно зависел от числовой апертуры лазерного пучка: при более жесткой фокусировке сигналы были значительно выше, в то время как при мягких фокусировках зачастую низкий уровень сигналов не позволял получить двумерные диаграммы направленности излучения на высоких частотах. Для относительно жесткой фокусировки ($NA = 1,6 \cdot 10^{-2}$) были получены двумерные распределения терагерцового излучения со всеми полосовыми фильтрами от 0,3

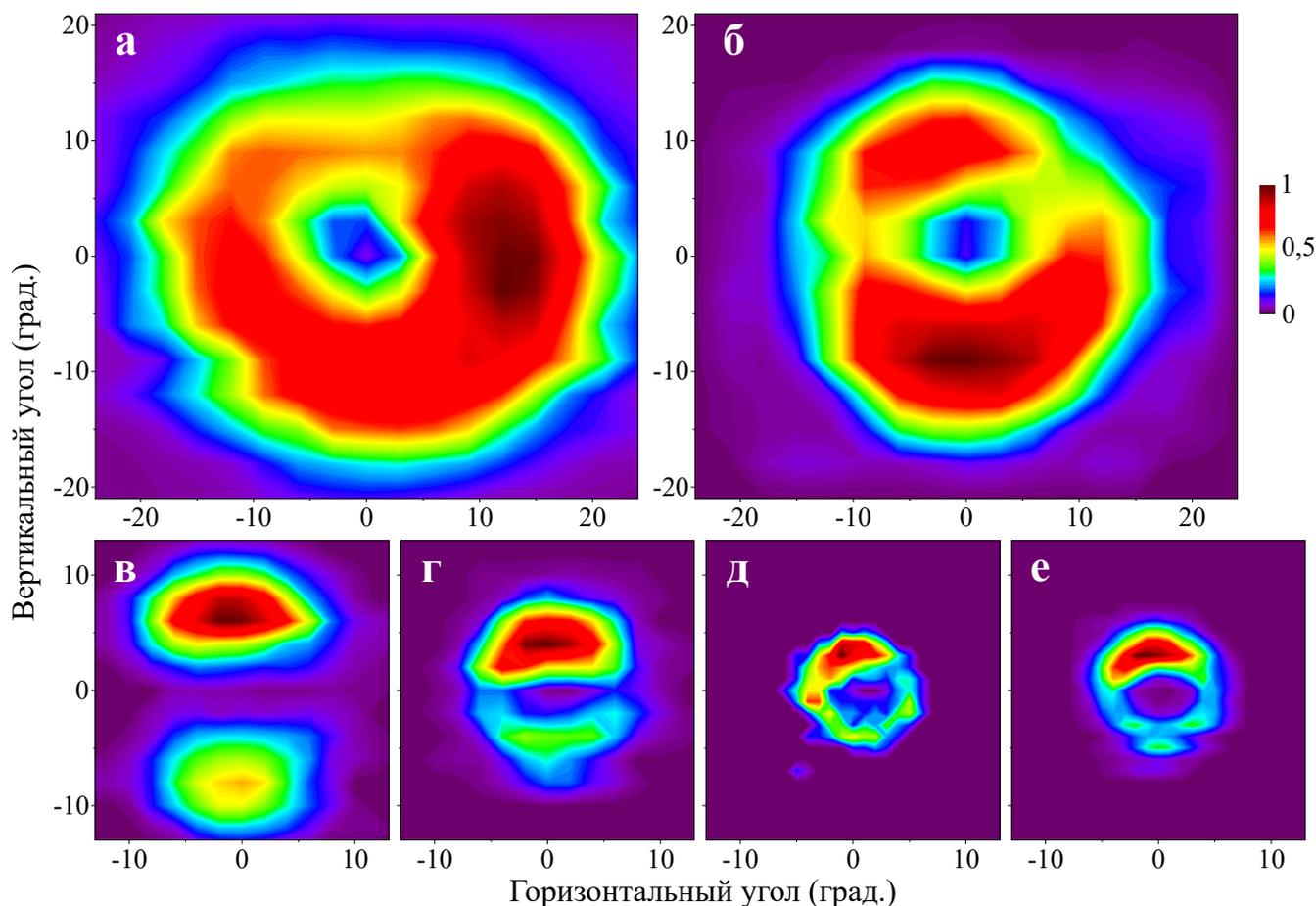


Рисунок 4.8 — Двумерные угловые распределения терагерцового излучения на разных частотах: а) 0,3 ТГц; б) 0,5 ТГц; в) 1 ТГц; г) 3 ТГц; д) 10 ТГц; е) 5–12 ТГц. Фокусное расстояние зеркала 25 см, энергия лазерного импульса 3 мДж.

до 10 ТГц (Рис. 4.8). Поляризация лазерного импульса в этом эксперименте была горизонтальной, энергия лазерного импульса составляла около 3 мДж. На частоте 0,3 ТГц диаграмма направленности терагерцового излучения имеет структуру практически однородного кольца (Рис. 4.8а). На частоте 0,5 ТГц это кольцо приобретает модуляцию в виде двух максимумов по вертикальной оси (Рис. 4.8б). Излучение с частотой 1 ТГц имеет направленность в виде двух ярковыраженных максимумов, кольцеобразная форма отсутствует (Рис. 4.8в). На частоте 3 ТГц подобные два максимума наблюдаются уже на фоне слабого кольца (Рис. 4.8г), а на частоте 10 ТГц распределение снова может быть охарактеризовано кольцеобразной формой (Рис. 4.8д).

Также было получено распределение терагерцового излучения с использованием вместо полосового фильтра пластины из монокристалла КРС-5 (бромид-йодид таллия), пропускающего излучение с частотами выше 5 ТГц [131]

(Рис. 4.8е). Распределение схоже с полученным на частоте 10 ТГц, однако уровень сигналов в кольце слабее, что соответствует промежуточному результату между картинками на 3 ТГц и 10 ТГц.

На основании проанализированных распределений можно сделать вывод, что существует диапазон частот, где генерируемое в процессе одноцветной филаментации терагерцовое излучение имеет направленность в виде двух максимумов, расположенных на оси, перпендикулярной плоскости поляризации и лазерного импульса. В эксперименте при длине волны лазерного импульса 744 нм этот диапазон находится вблизи частоты 1 ТГц.

Следует отметить, что в предыдущей главе диссертации эксперименты проводились с вертикальной поляризацией лазерного излучения, чтобы при получении одномерных распределений терагерцового излучения плоскость измерений проходила через максимумы, то есть отсутствие на некоторых частотах осесимметричности было учтено.

Наблюдаемые в эксперименте неосесимметричные распределения могут быть объяснены следующим образом. Генерация терагерцового излучения в плазме филамента обусловлена двумя механизмами. Первый механизм обусловлен давлением света, действующим со стороны лазерного импульса на электроны плазменного канала. Сила светового давления F_{LP} приводит к движению электронов вдоль оси распространения импульса z . Ток заряженных частиц

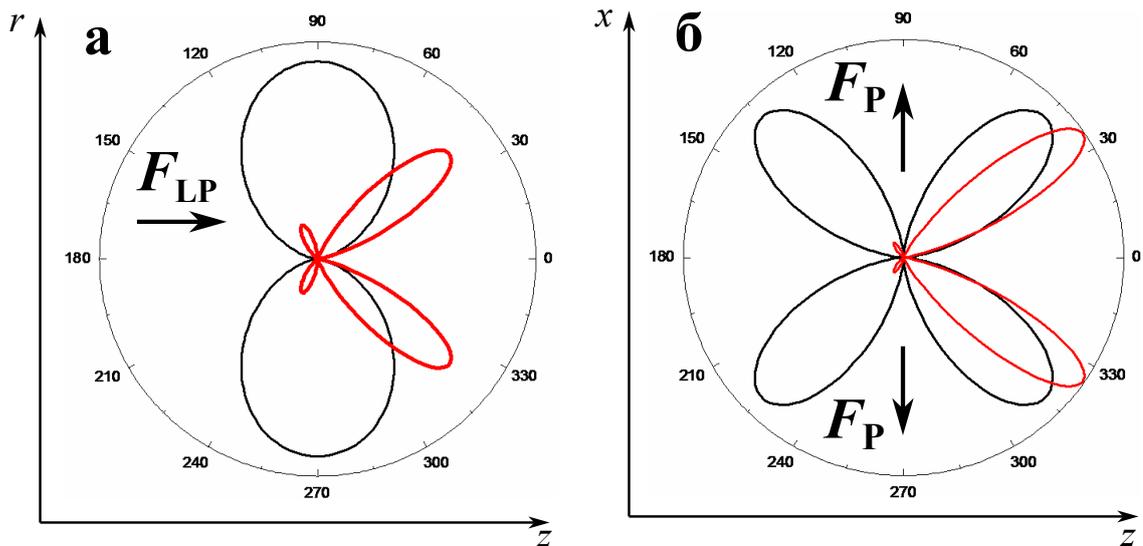


Рисунок 4.9 — Диаграммы направленности от дипольного (а) и квадрупольного (б) источника электромагнитного излучения. Красным цветом показан результат интерференции источников, создаваемых лазерным импульсом вдоль плазменного канала.

создает осесимметричное дипольное излучение, направленность которого проиллюстрирована на Рис. 4.9а черным цветом. Лазерный импульс по мере распространения создает такие дипольные источники вдоль филамента, результат интегрирования излучения которых с учетом интерференции показан на Рис. 4.9а красным цветом. В итоге в дальней зоне мы будем наблюдать осесимметричное коническое излучение с минимумом на оси (Рис. 4.10а – результаты численного моделирования, выполненные группой из ФИАН в составе: О. Косарева, Н. Панов, Д. Шипило, И. Николаева). Вторым механизмом генера-

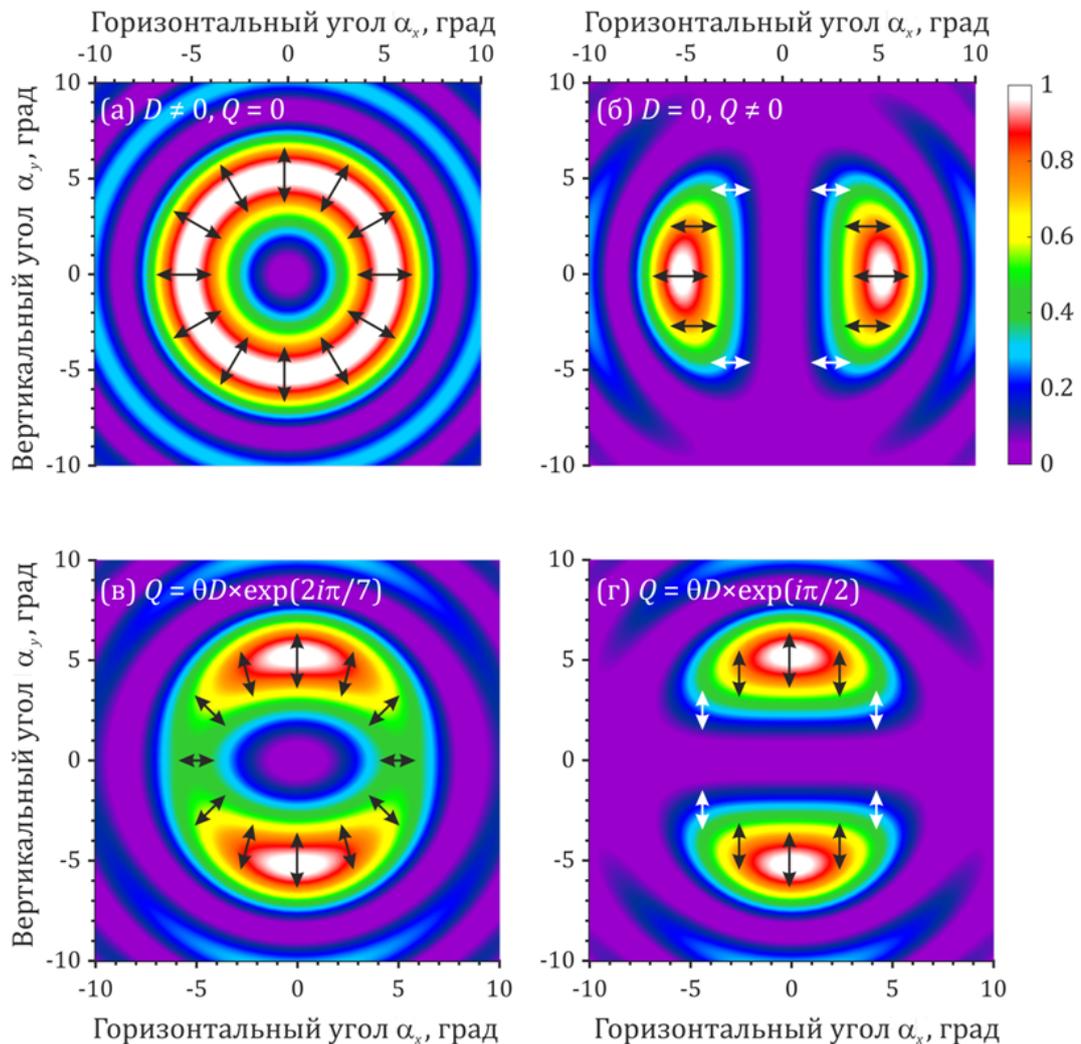


Рисунок 4.10 — Результаты численного моделирования распределения терагерцового излучения при учете вклада только светового давления, т.е. дипольный источник (а), только пондеромоторной силы, т.е. квадрупольный источник (б), при относительной разности фаз между дипольным и квадрупольным источниками $2\pi/7$ (в) и $\pi/2$ (г). Стрелками на рисунке обозначена поляризация терагерцового излучения. Поляризация исходного лазерного импульса горизонтальная.

ции терагерцового излучения связан с пондеромоторной силой, действующей со стороны лазерного поля на электроны в поперечном направлении, которая может быть представлена как $\vec{F}_P \sim (\vec{P}\nabla)\vec{E}$ [132–134]. Это движение электронов происходит симметрично относительно оси, из-за чего дипольный момент равен нулю. Поэтому в этом случае движение электронов порождает излучение с квадрупольной направленностью (показано черным цветом на Рис. 4.9б). Красной кривой на Рис. 4.9б, аналогично прошлому случаю, показана результирующая направленность при учете интерференции от всех источников вдоль плазменного канала. В дальней зоне распределение будет иметь вид двух максимумов по оси поляризации лазерного импульса, изображенный на Рис. 4.10б. Если световое давление не зависит от исходной лазерной поляризации, то квадрупольное излучение будет связано с движением электронов по направлению электрического поля световой волны. При когерентном сложении электромагнитного излучения, генерируемого этими механизмами, в зависимости от фаз и амплитуд, в дальней зоне могут получаться различные распределения интенсивности. Например, если относительная фаза равна $\pi/2$, деструктивная интерференция приводит к отсутствию терагерцового излучения на оси, совпадающей с направлением лазерной поляризации (Рис. 4.10г), и наблюдаемая картина из двух максимумов качественно совпадает с полученной в ходе эксперимента (см. например Рис. 4.8в, Рис. 4.4б). Возможность получения кольца, модулированного двумя максимумами (подобные распределения также фиксировались в эксперименте) продемонстрирована на Рис. 4.10в при относительной фазе между дипольным и квадрупольным излучением отличной от $\pi/2$. Таким образом, благодаря наличию двух различных механизмов генерации терагерцового излучения, возможно наблюдение как конической диаграммы направленности в дальней зоне, так и сильно модулированного распределения, состоящего из двух выраженных максимумов.

4.3 Спектр терагерцового излучения, генерируемого в процессе одноцветной филаментации

После изучения направленностей терагерцового излучения из одноцветного филамента на выделенных частотах отдельный вопрос представляет собой соотношение сигналов на этих частотах, иначе говоря интегральный спектр терагерцового излучения. Когда в литературе идет речь об экспериментально измеренном интегральном спектре терагерцового излучения из одноцветного филамента, его сбор осуществляется из некоторого ограниченного угла [19;30;135]. Однако, как, например, в [19] или предыдущей главе данной работы было показано, при жесткой фокусировке существенно ненулевые сигналы терагерцового излучения наблюдаются под углами вплоть до 90° к оптической оси, и это излучение практически невозможно собрать оптическими методами. Следовательно в спектрах [19; 30; 135] может быть не учтена значительная доля низкочастотного терагерцового излучения, распространяющегося под большими углами к оси. Поэтому в настоящей работе предложен новый метод оценки спектра терагерцового излучения из одноцветного филамента, состоящий в интегрировании сигналов из двумерных картин распределения.

В эксперименте получены оценки спектра генерируемого терагерцового излучения для двух числовых апертур лазерного пучка: 0,016 и 0,0015. В первом случае пучок диаметром 8 мм фокусировался сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 25 см, во втором случае пучок диаметром 3 мм направлялся на зеркало с фокусным расстоянием 1 м. Энергия лазерного импульса составляла в обоих случаях 3 мДж. Были получены двумерные диаграммы направленности терагерцового излучения со всеми имеющимися фильтрами (от 0,1 до 10 ТГц), после чего в пределах каждой картины терагерцовые сигналы суммировались. На частоте 0,1 ТГц, поскольку детектор болометра чувствителен преимущественно к горизонтальной поляризации терагерцового излучения, а диаграмма направленности близка к симметричному кольцу, значение суммы удваивалось. Далее все полученные данные нормировались на спектральную чувствительность соответствующего канала болометра и спектральную ширину и амплитуду пропускания полосового фильтра, таким образом получалась спектральная интенсивность в относительных единицах.

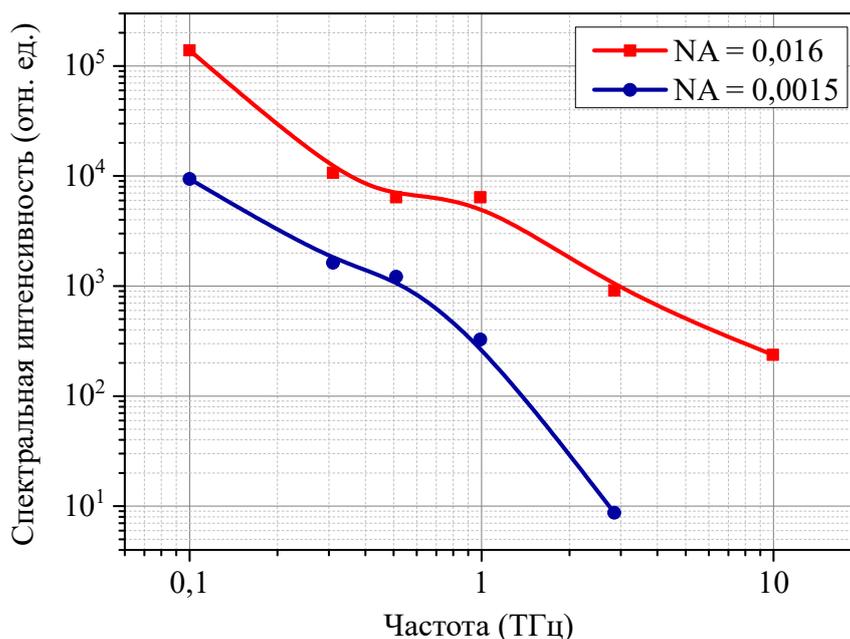


Рисунок 4.11 — Спектр терагерцового излучения при двух различных числовых апертурах лазерного пучка.

Спектры терагерцового излучения для двух числовых апертур лазерного пучка представлены на Рис. 4.11. Для обеих фокусировок спектр имеет максимум в области низких частот, с ростом терагерцовой частоты спектральная интенсивность излучения монотонно падает. При использовании жесткой фокусировки ($NA = 0,016$) в области частот менее 1 ТГц спектральная интенсивность возрастает на порядок, по сравнению с менее жесткой фокусировкой ($NA = 0,0015$). На частоте 3 ТГц различие в амплитудах составляет более двух порядков, а на 10 ТГц при числовой апертуре пучка 0,002 терагерцовый сигнал в экспериментах не регистрировался.

Зарегистрированные спектры, тем не менее, существенно расходятся с данными из статей [19; 30; 135], где максимум спектра терагерцового излучения находился на частоте, превышающей 0,5 ТГц. Более того, в экспериментах [30] частота максимума спектра возрастала при увеличении жесткости фокусировки и могла превышать даже 2 ТГц. Одной из причин отличия этих результатов от полученных нами может являться разный угол сбора терагерцового излучения. Для наглядности на Рис. 4.12 дополнительно приведены угловые распределения терагерцового излучения в вертикальной плоскости для двух числовых апертур: $NA = 0.01$ и $NA = 0.05$. Выбор числовых апертур обусловлен следующим: первые условия ($NA = 0.01$) соответствуют условиям фокусировки в

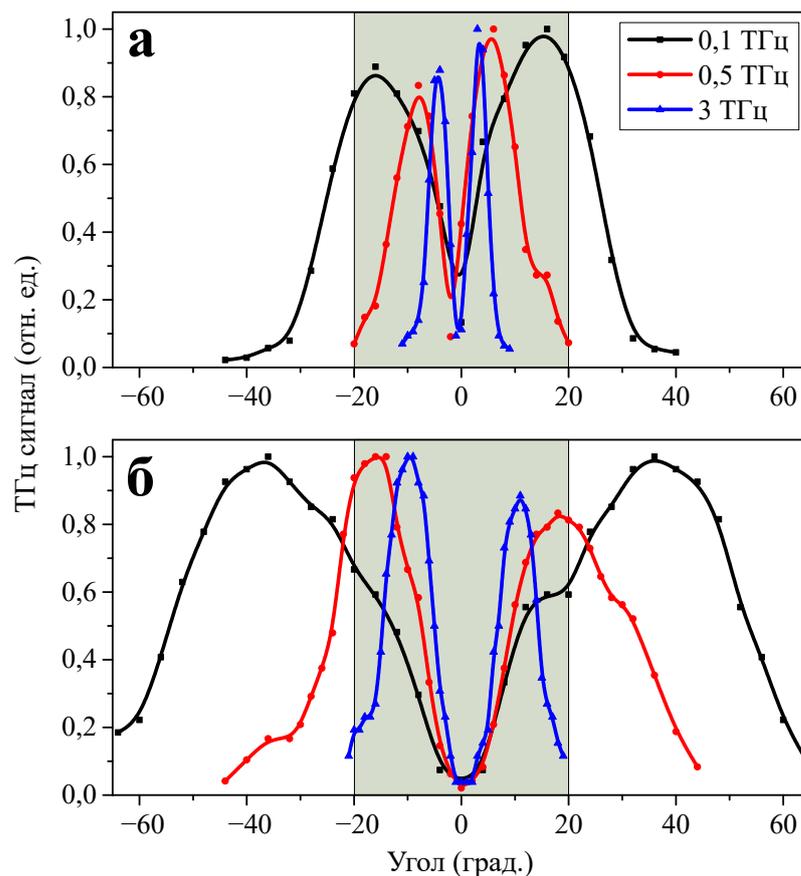


Рисунок 4.12 — Нормированные угловые распределения терагерцового излучения на отдельных частотах для разных числовых апертур:
 а) $NA = 0,01$; б) $NA = 0,05$.

работе [135] и близки к условиям фокусировки линзой $f = 35$ см из работы [30], а вторые – близки к фокусировке линзой $f = 7$ см в работе [30].

Как видно из Рис. 4.12, при увеличении жесткости фокусировки углы распространения терагерцового излучения существенно возрастают. Предположим, что сбор терагерцового излучения ведется из ограниченного угла, к примеру 20° от оси – соответственная область на Рис. 4.12 выделена цветом. В случае более мягкой фокусировки (Рис. 4.12а) для частот 0,5 и 3 ТГц конус целиком оказывается в выделенной области, а для частоты 0,1 ТГц в нее попадает значительная часть излучения. В случае более жесткой фокусировки (Рис. 4.12б) лишь сигналы 3 ТГц целиком лежат внутри обозначенного угла, излучение с частотой 0,5 ТГц попадает в выделенную область частично, тогда как основная часть излучения с частотой 0,1 ТГц находится вне ее. Это объясняет возрастание частоты максимума спектра терагерцового излучения при его сборе из ограниченного угла от оси. Если учесть что в работе [30] угол сбора составлял

около 25° от оси, а в работе [24] — порядка 14° , то в сущности противоречия со спектрами из текущей работы отсутствуют.

Рост терагерцовой интенсивности в зарегистрированных в эксперименте спектрах по мере уменьшения частоты (Рис. 4.11) позволяет обратить внимание еще на ряд работ, в которых сообщалось о регистрации СВЧ сигналов из плазмы филаментов [136–140]. В частности, в экспериментах [136] плазма в воздухе создавалась лазерными импульсами с длиной волны 800 нм, длительностью 100 фс и энергией 2–12 мДж, что близко к условиям экспериментов в текущей диссертации. Зарегистрированное с помощью антенны и осциллографа с полосой пропускания 70 ГГц излучение в диапазоне 2–40 ГГц из плазмы

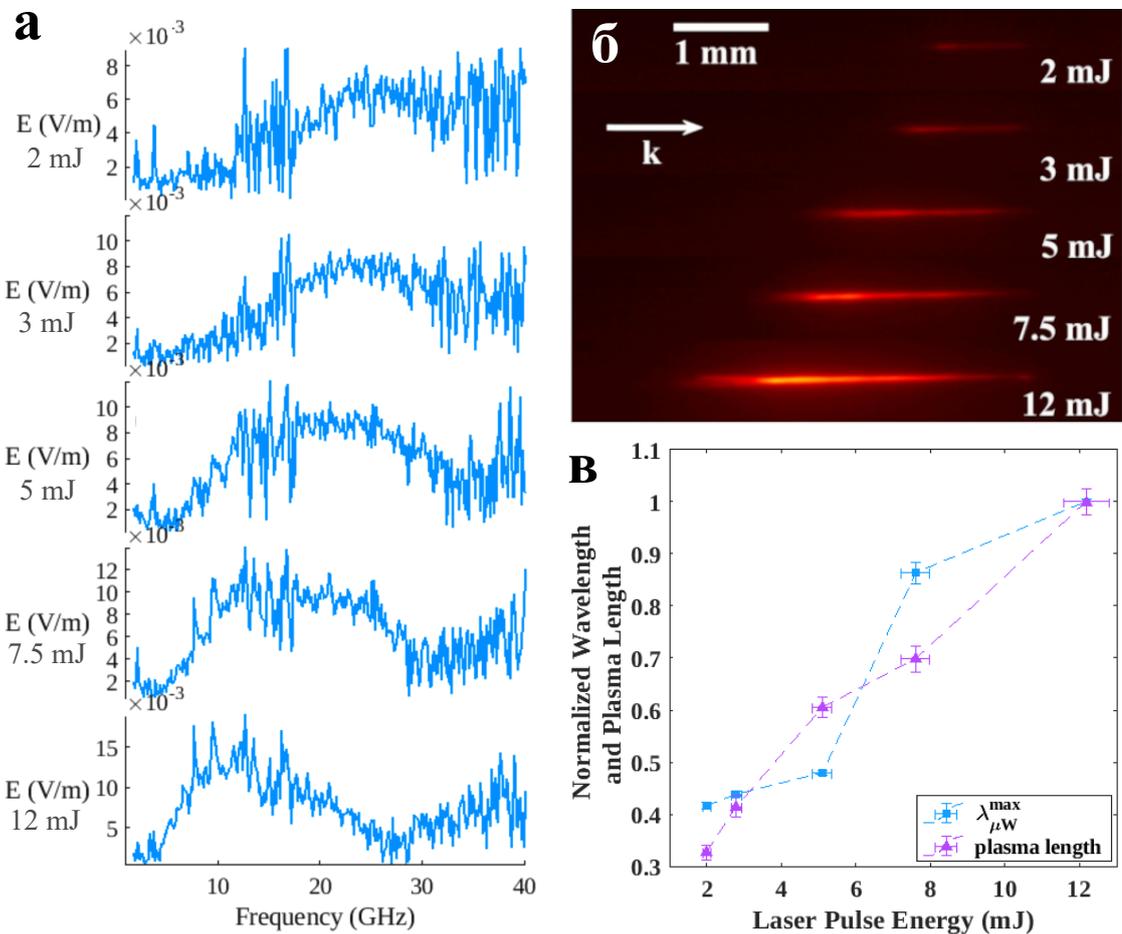


Рисунок 4.13 — Спектры излучения в гигагерцовом диапазоне из плазмы филамента (а) и изображения люминесценции плазмы (б) при различной энергии лазерного импульса. Нормированные зависимости положения длины волны максимума спектра излучения и длины плазменного канала от энергии лазерного импульса (в). Рисунки из статьи [136] и дополнительных материалов к ней.

филамента имело конусообразную направленность и радиальную поляризацию, что хорошо согласуется с зарегистрированными характеристиками терагерцового излучения на низких частотах, изложенными в диссертации. На Рис. 4.13а приведены спектры излучения в гигагерцовом диапазоне из плазмы филамента при различной энергии, на Рис. 4.13б – профили плазменных каналов. Авторы статьи замечают, что с ростом энергии лазерного импульса протяженность плазменного канала увеличивалась, а максимум спектра излучения из плазмы смещался в низкочастотную область, и если сопоставить зависимости длины филамента и длины волны, соответствующей максимуму спектра, от энергии лазерного импульса, то между ними видно корреляцию (Рис. 4.13в). Данный факт объясняется авторами полуволновым вибратором: наиболее эффективно генерируется длина волны, вдвое превышающая длину излучающей антенны, которой является плазменный канал.

Принимая во внимание результаты вышеописанной работы, можно сделать вывод, что в приведенных в диссертации терагерцовых спектрах (Рис. 4.11) мы наблюдаем только высокочастотное крыло спектра электромагнитного излучения. Увеличение в эксперименте числовой апертуры на порядок приводит к значительному уменьшению длины плазменного канала (см. например Рис. 3.9), что в свою очередь должно вызывать сдвиг максимума спектра электромагнитного излучения, находящегося в СВЧ диапазоне. В то же время при таком увеличении числовой апертуры лазерного пучка наблюдается существенный рост плотности плазмы, и соответственно плазменной частоты, а также градиентов интенсивности [67], что, в свою очередь, приводит к более эффективной генерации терагерцового излучения. Таким образом, совокупность сдвига максимума спектра и возрастания амплитуд приводит к тому, что в эксперименте генерация высоких терагерцовых частот происходит более эффективно по сравнению с низкими.

4.4 Направленность терагерцового излучения, генерируемого при филаментации во внешнем поле

Как известно, в случае приложения постоянного электрического поля к области филаментации, диаграмма направленности терагерцового излучения имеет максимум на оси. При этом на отдельных частотах ($\sim 0,1$ ТГц [101], $\sim 0,4$ ТГц [104]) были зарегистрированы распределения, где этот максимум имеет плоскую вершину. Поэтому представляет интерес получение распределений терагерцового излучения на других, более высоких частотах, а также, в свете полученного выше отсутствия осевой симметрии при нулевом поле, получение двумерных картин.

В экспериментах электрическое поле в области филаментации создавалось с помощью двух плоских металлических электродов, на которые подавалось напряжение до 6 кВ. Продольный размер электродов составлял 2 см, расстояние между электродами – 4 мм. Таким образом напряженность поля могла достигать 15 кВ/см. Сфокусированный лазерный пучок направлялся таким образом, чтобы геометрический фокус располагался вблизи задней грани

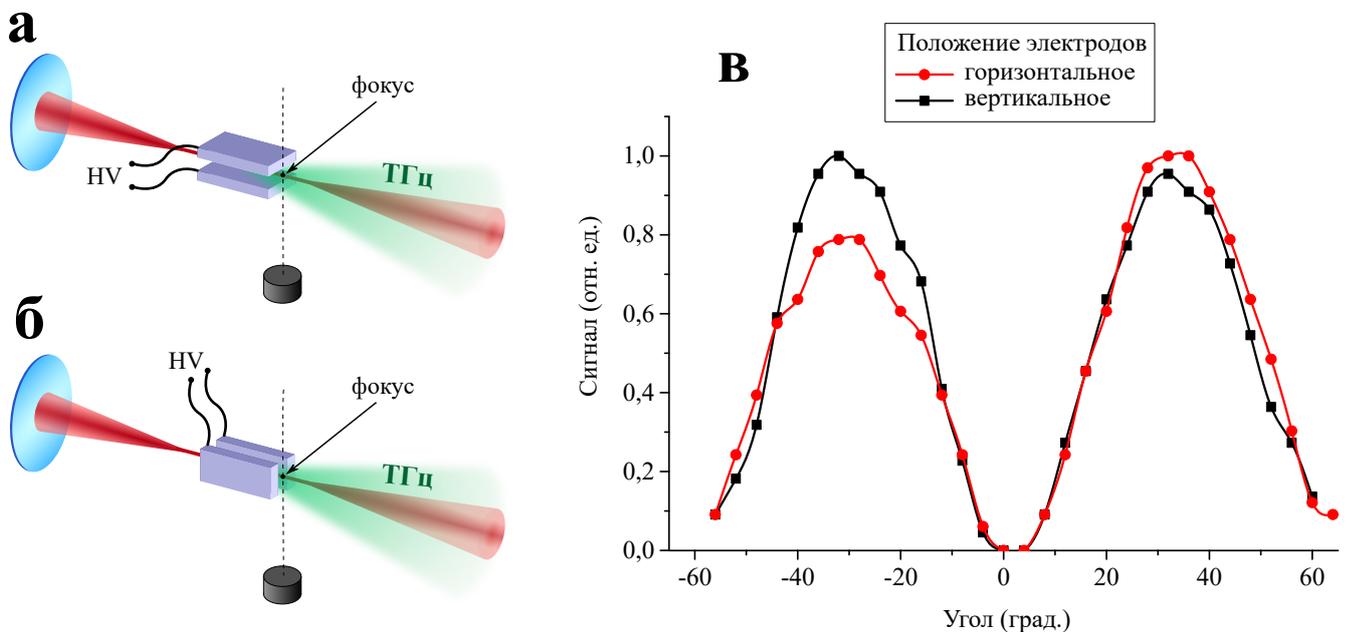


Рисунок 4.14 — Иллюстрация горизонтального (а) и вертикального (б) положения электродов. Угловое распределение в горизонтальной плоскости терагерцового излучения на частоте 0,1 ТГц при разном положении электродов (в).

электродов, при этом плоскость электродов могла быть либо горизонтальной (Рис. 4.14а), либо вертикальной (Рис. 4.14б). Необходимость вертикального размещения электродов обусловлена возможностью применения описанной выше методики измерения двумерных картин распределений, предполагающей вертикальный наклон оси пучка. На Рис. 4.14в приведено угловое распределение терагерцового излучения на частоте 0,1 ТГц в горизонтальной плоскости при разном положении электродов в отсутствие напряжения. Из графика видно, что положение электродов не оказывает значительного влияния на распределение терагерцового излучения, хотя измерения производились вплоть до углов 60° от оси пучка.

С помощью описанной в предыдущем разделе методики были измерены двумерные картины распределения терагерцового излучения на частотах 0,5, 1, 3 и 10 ТГц при напряженности поля 15 кВ/см (Рис. 4.15а-г). Энергия лазерного импульса составляла 1,8 мДж, фокусировка осуществлялась сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 25 см (что соответствует $NA = 0,012$). На частотах 0,5 и 1 ТГц (Рис. 4.15а,б) диаграмма направленности имеет максимум на оси, при этом на частоте 1 ТГц этот максимум имеет плоскую вершину. На

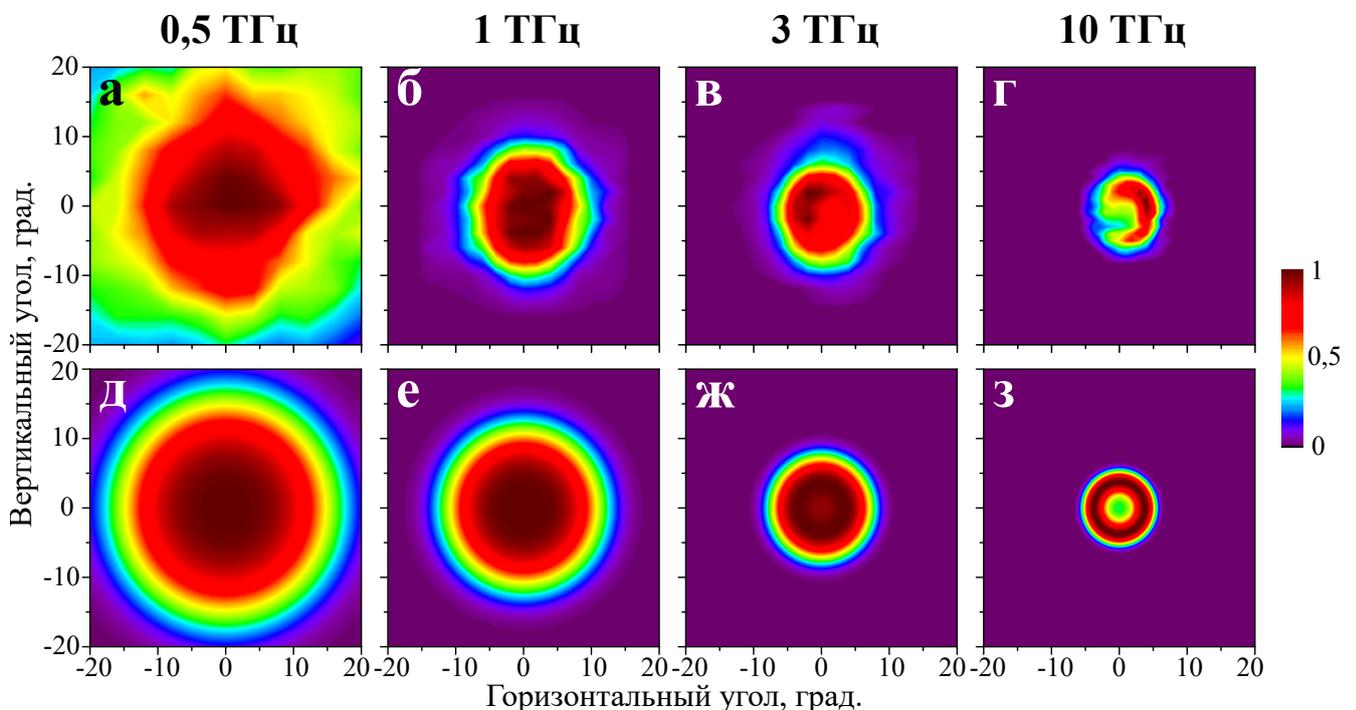


Рисунок 4.15 — Нормированные двумерные угловые распределения терагерцового излучения, генерируемого при филаментации во внешнем электрическом поле на разных частотах. (а-г) – результаты эксперимента, (д-з) – результаты численного моделирования.

частоте 3 ТГц (Рис. 4.15в) плоская вершина начинает приобретать некоторую модуляцию, а на частоте 10 ТГц (Рис. 4.15г) распределение начинает приобретать кольцеобразную форму. Для более высоких терагерцовых частот углы распространения терагерцового излучения становятся меньше. Следует также отметить, что уровень сигналов с увеличением терагерцовой частоты падал, и в случае 10 ТГц был почти на порядок ниже, чем на 0,5 ТГц.

Для случая генерации терагерцового излучения при филаментации во внешнем поле было также произведено численное моделирование, выполненное группой из ФИАН (О. Косарева, Н. Панов, Д. Шипило, И. Николаева) на основе однонаправленного уравнения распространения импульса (UPPE) [141]. На Рис. 4.15д-з даны угловые распределения терагерцового излучения, полученные в численном моделировании для соответствующих частот, которые имеют хорошее качественное совпадение с данными эксперимента. Полный частотно-угловой спектр, полученный в численном моделировании, приведен на Рис. 4.16. Из моделирования видно, что на высоких частотах интенсивность терагерцового излучения падает, происходит значительное обужение диаграммы направленности, а также появляются два выраженных максимума, то есть распределение принимает кольцеобразную форму.

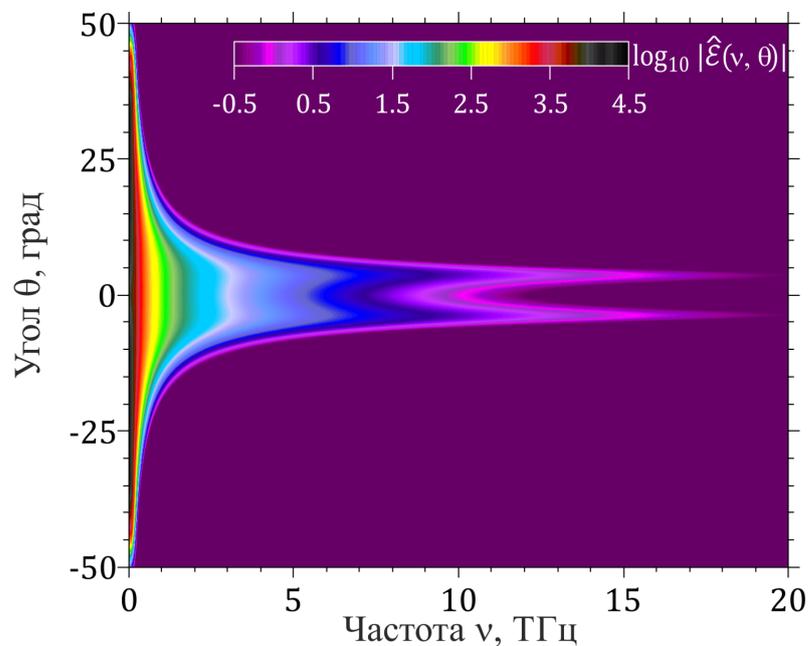


Рисунок 4.16 — Численное моделирование частотно-углового спектра терагерцового излучения во внешнем поле, выполненная для параметров эксперимента.

Объяснение данному эффекту может быть дано следующее. В соответствии с моделью движущихся фокусов [52], если разбить импульс на временные слои с различной интенсивностью, то начало плазменного канала связано с самофокусировкой наиболее интенсивных слоев. В следующей пространственной точке фокусируются слои с меньшей интенсивностью, которые, однако, по времени предшествуют первым в собственной системе импульса. Таким образом, скорость фронта ионизации v_{if} может быть сверхсветовой. Начнем отсчет времени в момент образования плазмы в начале филамента. Вслед за образованием плазмы в этой точке, под действием внешнего поля, происходит генерация терагерцового излучения. Пусть через момент времени t образовалась плазма в конце филамента, что приводит к испусканию терагерцового излучения из соответствующей точки. При детектировании терагерцового излучения из плазмы филамента в дальней зоне под углом θ к оптической оси разность хода этих двух терагерцовых лучей составит Δ (Рис. 4.17), которую можно вычислить как

$$\Delta = v_{if}t \cos \theta - ct. \quad (4.1)$$

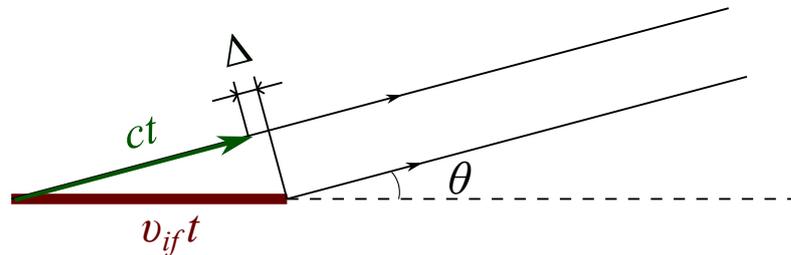


Рисунок 4.17 — Иллюстрация к возникновению деструктивной интерференции терагерцовых волн из разных точек плазмы филамента.

Если для некоторых спектральных компонент терагерцового излучения разность Δ будет составлять половину длины волны, то под данным углом будет детектироваться интерференционный минимум. Выражая время t через длину филамента $L = v_{if}t$, можно оценить частоту терагерцового излучения, для которой это будет происходить:

$$\nu_{\text{THz}} = \frac{1}{2L \left(\frac{1}{c} - \frac{1}{v_{if} \cos \theta} \right)}. \quad (4.2)$$

Данная логика была использована в расчетах для получения углового спектра на Рис. 4.16, где за основу бралась длина филамента, измеренная в эксперименте и составляющая около 1 см. Таким образом, согласно моделированию, на оси (т.е. под углом $\theta = 0^\circ$) минимум достигается на частоте около 15 ТГц, а для частоты 10 ТГц отношение амплитуд на оси и в максимуме составляет порядка 0,5. Измеренное в эксперименте распределение излучения с частотой 10 ТГц, а также разные его сечения приведены на Рис. 4.18. Усреднение сигналов по разным сечениям (серая кривая на Рис. 4.18б) показывает отношение амплитуд на оси и в максимумах близкое к расчетному.

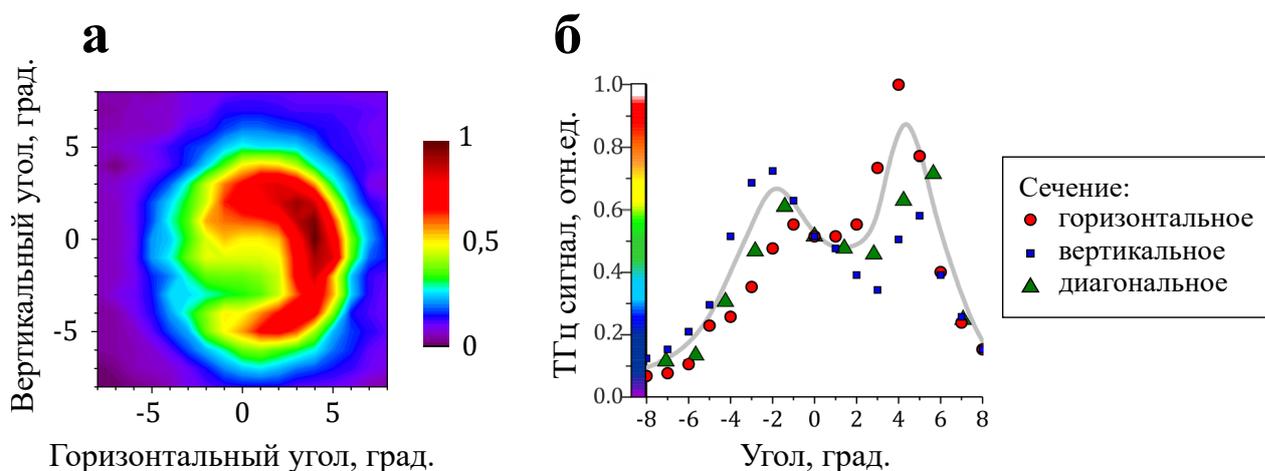


Рисунок 4.18 — Измеренное двумерное распределение терагерцового излучения с частотой 10 ТГц, генерируемое при филаментации во внешнем электрическом поле (а), и его одномерные сечения (б). Серым цветом показана сглаженная кривая, усреднения по трем срезам.

Для частот 0,1 – 1 ТГц был дополнительно исследован вопрос о переходе диаграммы направленности от полого конуса к максимуму на оси по мере увеличения электрического поля. При низких напряженностях внешнего поля вклады двух механизмов (т.е. механизм генерации в отсутствие поля и механизм во внешнем поле) в генерацию терагерцового излучения могут быть сопоставимы, что влияет на диаграмму его направленности. В эксперименте были получены угловые распределения терагерцового излучения при напряженности поля 1 кВ/см, 1,6 кВ/см и 3 кВ/см, при этом, в силу осесимметричности всех полученных выше распределений, измерения выполнялись только в горизонтальной плоскости. Энергия импульса составляла около 1 мДж, числовая апертура $NA = 0,008$. Полученные результаты представлены на Рис. 4.19: точками обозначены данные эксперимента, а кривыми - численного моделирования.

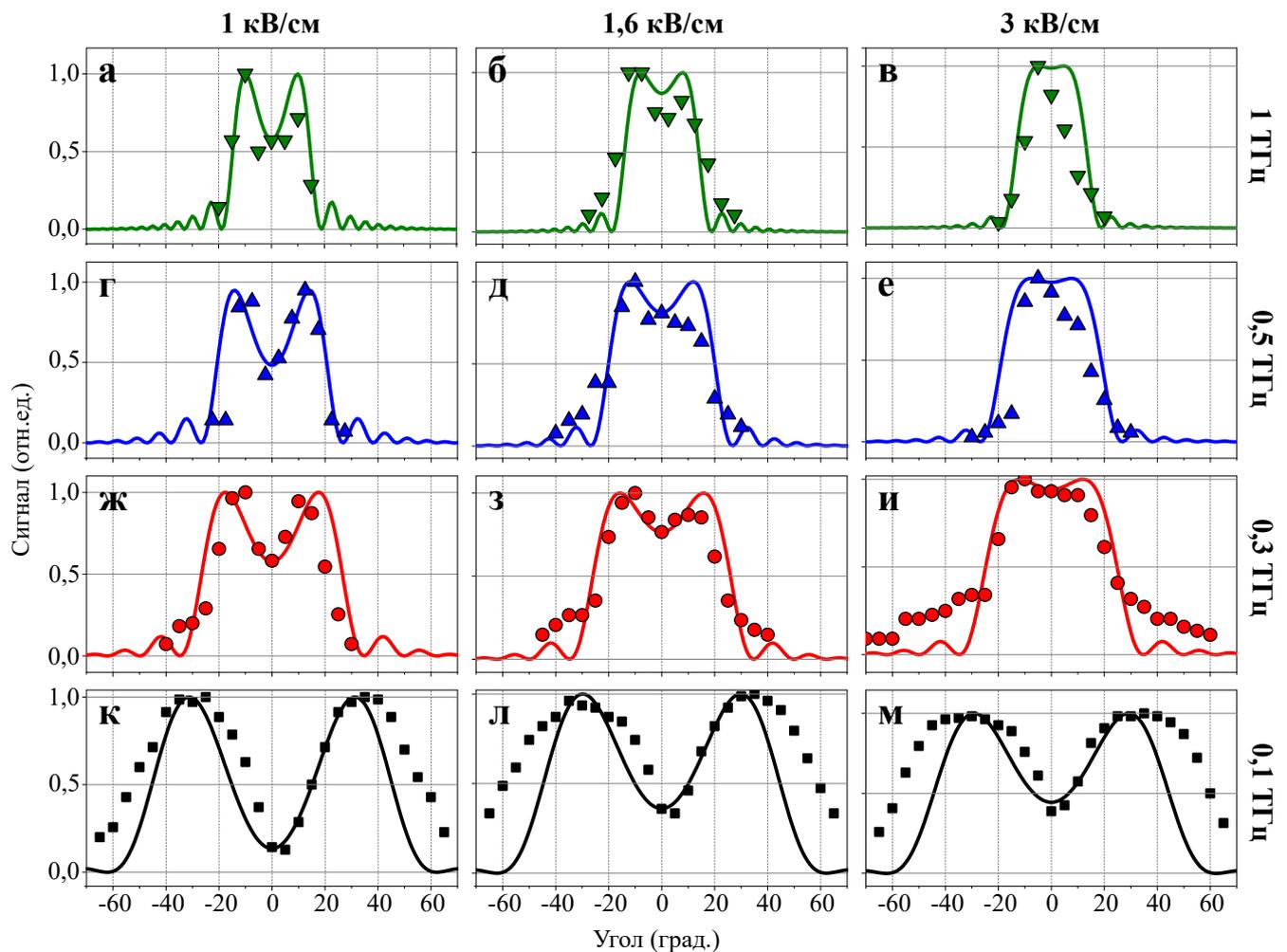


Рисунок 4.19 — Угловое распределение терагерцового излучения при различной напряженности внешнего поля на частоте 1 ТГц (а-в), 0,5 ТГц (г-е), 0,3 ТГц (ж-и), 0,1 ТГц (к-м). Точки соответствуют экспериментальным данным, линии – численному моделированию.

При напряженности поля 1 кВ/см (Рис. 4.19а,г,ж,к) на всех исследованных частотах еще наблюдается выраженная кольцеобразная направленность, хотя на частотах 0,3–1 ТГц глубина провала на оси составляет примерно половину от уровня максимума. При напряженности 1,6 кВ/см (Рис. 4.19б,д,з) глубина провала на этих частотах продолжает уменьшаться, а при поле 3 кВ/см практически исчезает вовсе (Рис. 4.19в,е,и), в то время как на частоте 0,1 ТГц при поле 3 кВ/см остаются два выраженных максимума. Как было показано в численном моделировании [142], вклад внешнего поля в генерацию терагерцового излучения практически не зависит от частоты. В то же время в предыдущем разделе диссертации было показано, что интенсивность терагерцового излучения, генерируемого в отсутствие внешнего поля, существенно растет с уменьшением его частоты (Рис. 4.11). Поэтому чтобы вклад механизма генерации

во внешнем поле был сопоставим с вкладом от генерации в отсутствие поля, на низких терагерцовых частотах необходимы более высокие напряженности поля. Соответственно, на более высоких частотах переход от кольцеобразной структуры к максимуму на оси осуществляется при меньших напряженностях электрического поля.

4.5 Выводы по главе

В главе были исследована двумерная картина направленности терагерцового излучения, генерируемого в плазме одноцветного филамента. Экспериментально продемонстрировано наличие терагерцовой частоты, на которой угловое распределение неосесимметрично и состоит из двух максимумов, расположенных на оси, перпендикулярной плоскости поляризации лазерного импульса. Эта структура слабо зависит от жесткости фокусировки и энергии лазерного импульса.

Путем анализа двумерных картин распределения получены оценки спектра терагерцового излучения, включающие в себя низкочастотные компоненты, распространяющиеся под значительными углами к оси. Спектр терагерцового излучения имеет максимум на частотах, не превышающих 0,1 ТГц. При увеличении жесткости геометрической фокусировки генерация терагерцового излучения усиливается во всем спектральном диапазоне, при этом более значительный рост наблюдается на высоких частотах по сравнению с низкими.

Во внешнем электростатическом поле, диаграмма направленности генерирующегося в плазме филамента терагерцового излучения на низких частотах ($\lesssim 1$ ТГц) имеет на оси максимум с плоской вершиной. При переходе от филаментации в отсутствие поля к филаментации во внешнем поле, на низких терагерцовых частотах для появления максимума на оси требуются более высокие напряженности поля. Диаграмма направленности излучения на высоких частотах ($\gtrsim 10$ ТГц) во внешнем поле имеет выраженную кольцеобразную структуру.

Заключение

В работе проведено исследование влияния различных параметров лазерного импульса на свойства терагерцового излучения, генерируемого в процессе одноцветной филаментации. Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Экспериментально показано, что обратная корневая зависимость угла распространения узкополосного терагерцового излучения от длины плазменного канала выполняется при филаментации в нелинейном режиме фокусировки, а в случае регистрации широкополосного терагерцового излучения из плазмы одноцветного филамента данная зависимость не наблюдается.
2. Экспериментально показано, что при одноцветной филаментации угловое распределение терагерцового излучения вблизи частоты 1 ТГц имеет вид двух максимумов, в то время как на частотах 0,3 и 10 ТГц излучение распространяется в относительно симметричный конус с минимумом на оси, что сохраняется при изменении числовой апертуры от 0,0015 до 0,02 и при изменении энергии лазерного импульса от 0,6 до 8 мДж.
3. При увеличении числовой апертуры от 0,0015 до 0,016 спектральная плотность мощности терагерцового излучения на частотах < 1 ТГц возрастает на порядок, а на частотах $\gtrsim 3$ ТГц – более, чем на два порядка, при этом максимум наблюдаемого спектра терагерцового излучения из плазмы одноцветного филамента может смещаться от 0,1 до 1 ТГц при изменении угла регистрации от 28° до 4° относительно оптической оси.
4. При переходе от филаментации в отсутствие поля к филаментации во внешнем поле, на низких терагерцовых частотах (0,1 ТГц) для появления максимума на оси требуются более высокие напряженности поля (более 3 кВ/см), а при высокой напряженности внешнего электростатического поля (15 кВ/см) диаграмма направленности терагерцового излучения на высоких ($\gtrsim 10$ ТГц) частотах имеет кольцеобразную структуру, в то время как на низких ($\lesssim 1$ ТГц) частотах наблюдается максимум.

Публикации автора по теме диссертации

Список статей:

- A1. A. V. Koribut, G. E. Rizaev, D. V. Mokrousova, S. A. Savinov, A. A. Reutov, Y. A. Mityagin, L. V. Seleznev & A. A. Ionin «Similarity of angular distribution for THz radiation emitted by laser filament plasma channels of different lengths». *Optics Letters*, 45(14), 4009–4011 (2020).
- A2. Y. E. Geints, D. V. Mokrousova, D. V. Pushkarev, G. E. Rizaev, L. V. Seleznev, I. Y. Geints, A. A. Ionin & A. A. Zemlyanov «Energy limit for linear-to-nonlinear femtosecond laser pulse focusing in air». *Optics & Laser Technology*, 143, 107377 (2021).
- A3. Y. E. Geints, A. A. Ionin, D. V. Mokrousova, D. V. Pushkarev, G. E. Rizaev, L. V. Seleznev, A. A. Zemlyanov & I. Y. Geints «Spectral-angular patterns and energy threshold for linear-to-nonlinear femtosecond laser pulse focusing in air». *Laser Physics*, 31(7), 075402 (2021).
- A4. D. E. Shipilo, I. A. Nikolaeva, D. V. Pushkarev, G. E. Rizaev, D. V. Mokrousova, A. V. Koribut, Ya. V. Grudtsyn, N. A. Panov, L. V. Seleznev, W. Liu, A. A. Ionin, and O. G. Kosareva «Balance of emission from THz sources in DC-biased and unbiased filament in air», *Optics Express*, 29 (25), 40687–40698 (2021).
- A5. I. A. Nikolaeva, D. E. Shipilo, D. V. Pushkarev, G. E. Rizaev, D. V. Mokrousova, A. V. Koribut, Y. V. Grudtsyn, N. A. Panov, L. V. Seleznev, W. Liu, A. A. Ionin, and O. G. Kosareva «Flat-top THz directional diagram of DC-biased filament». *Optics Letters*, 46 (21) 5497–5500 (2021).
- A6. Leonid V. Seleznev, Georgy E. Rizaev, Dmitrii V. Pushkarev, Andrey V. Koribut, Yulia A. Gerasimova, Yakov V. Grudtsyn, Sergey A. Savinov, Yury A. Mityagin, Daria V. Mokrousova, and Andrey A. Ionin «Frequency-angular distribution for terahertz emission of single-color laser filament plasma under an electrostatic field». *JOSA B*, 38(7), 2168–2171 (2021).
- A7. G. E. Rizaev, D. V. Pushkarev, A. V. Koribut, Ya. V. Grudtsyn, D. V. Mokrousova, S. A. Savinov, Yu. A. Mityagin, L. V. Seleznev,

- O. G. Kosareva and A. A. Ionin «Transformation of the frequency-angular spectrum of THz emissions produced by a single-color laser filament under an external electrostatic field of various strength». *Laser Physics Letters*, 18, 115401 (2021).
- A8. G. Rizaev, D. Mokrousova, D. Pushkarev, D. Shipilo, I. Nikolaeva, N. Panov, L. Seleznev, O. Kosareva, A. Ionin «Breakup of Axial Symmetry of Terahertz Emission from Single-Color Filament Plasma». *JETP Letters*, 115(11), 699–702 (2022).
- A9. G. E. Rizaev, D. V. Mokrousova, D. V. Pushkarev, L. V. Seleznev, & A. A. Ionin «Terahertz Angular Distribution from Single-Color Filament Plasma at Various Laser Beam Numerical Apertures». *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, 49(7), 191–194 (2022).
- A10. G. E. Rizaev, L. V. Seleznev, D. V. Mokrousova, D. V. Pushkarev, & A. A. Ionin «Terahertz emission pattern from a single-color filament plasma». *Optics Letters*, 47(22), 5917–5920 (2022).
- A11. Georgy Rizaev, Leonid Seleznev, Irina Nikolaeva, Daniil Shipilo, Nikolay Panov, Dmitrii Pushkarev, Daria Mokrousova, Andrey Ionin, Olga Kosareva «Observation of conical emission from DC-biased filament at 10 THz». *Optics Letters*, 48(12), 3147–3150 (2023).
- A12. Georgy Rizaev, Dmitrii Pushkarev and Leonid Seleznev «Spectrum of Terahertz Emission from Single-Color Filament Plasma under Different Laser Beam Focusing». *Photonics*, 10(10), 1161 (2023).
- A13. I. A. Nikolaeva, D. E. Shipilo, N. A. Panov, G. E. Rizaev, D. V. Pushkarev, D. V. Mokrousova, L. V. Seleznev, N. Zhang, W. Liu & O. G. Kosareva «Terahertz beam with radial or orthogonal to laser polarization from a single-color femtosecond filament». *Optics Express*, 31(25), 41406-41419 (2023).
- A14. Georgy Rizaev, Dmitrii Pushkarev, Maximilian Levus, Daria Mokrousova, Leonid Seleznev «Two-dimensional pattern and energy characteristics of terahertz emission during single-color laser filamentation». *Physics Letters A*, 517, 129664 (2024).

Глава в коллективной монографии:

Б1. А. В. Балакин, Я. В. Грудцын, А. А. Ионин, О. Г. Косарева, Вейвей Лиу, Д. В. Мокроусова, И. А. Николаева, Н. А. Панов, Д. В. Пушкарев, Г. Э. Ризаев, А. М. Салецкий, Л. В. Селезнев, Д. Е. Шипило, А. П. Шкуринов «Широкополосное терагерцовое излучение фемтосекундного филамента для удаленного зондирования», глава в коллективной монографии «Терагерцовая фотоника» под ред. В. Я. Панченко, А. П. Шкуринова. М.: РАН, с. 712 (2023). ISBN 978-5-907645-40-0, с. 30 – 109.

Благодарности

В заключении хотелось бы выразить глубокую благодарность моему научному руководителю Селезневу Леониду Владимировичу за неоценимую помощь и поддержку на протяжении всей моей работы в лаборатории. Я очень рад, что рядом был человек открытый для общения, к которому я всегда мог обратиться за советом.

Хотелось бы поблагодарить Мокроусову Дарью Вадимовну, пригласившую меня в лабораторию, когда я был студентом, научившей меня многому на первых порах. Для студента, начинающего путь в науке, наличие рядом человека, с которого хочется брать пример, было очень важным.

Выражаю благодарность Ольге Григорьевне Косаревой, Николаю Андреевичу Панову, Даниилу Евгеньевичу Шипило, Ирине Алексеевне Николаевой и Юрию Эльмаровичу Гейнцу за проведение численного моделирования к экспериментальным результатам, представленным в диссертации, и плодотворное сотрудничество.

Благодарю Пушкарева Дмитрия Владимировича за помощь в проведении экспериментов, обработке данных, обсуждении результатов и в целом за продуктивную совместную работу. Благодарю и всех остальных сотрудников Ла-

боратории фемтосекундной нелинейной оптики ОКРФ ФИАН за созданную в коллективе благоприятную рабочую атмосферу.

Я глубоко признателен Петухову Владимиру Андреевичу за ценные замечания, которые помогли существенно улучшить качество диссертации. Также отмечу, что семинары Владимира Андреевича по общей физике на младших курсах института стимулировали мой интерес к науке.

Также хочу поблагодарить моих родителей Ризаевых Эдуарда Элдусовича и Елену Николаевну, а также брата Ризаева Артема Эдуардовича за поддержку в течение работы над диссертацией.

Список литературы

1. Г. А. Аскарьян. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 42(6):1567, 1962.
2. A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air. *Optics letters*, 20(1):73–75, 1995.
3. S. L. Chin, S. A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Aközbek, A. Becker, V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, and H. Schröder. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges. *Canadian journal of physics*, 83(9):863–905, 2005.
4. Arnaud Couairon and André Mysyrowicz. Femtosecond filamentation in transparent media. *Physics reports*, 441(2-4):47–189, 2007.
5. L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf. Ultrashort filaments of light in weakly ionized, optically transparent media. *Reports on progress in physics*, 70(10):1633, 2007.
6. В. П. Кандидов, С. А. Шленов, and О. Г. Косарева. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения. *Квантовая электроника*, 39(3):205–228, 2009.
7. 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. *Laser Physics*, 22:1–53, 2012.
8. Aurélien Houard and André Mysyrowicz. Femtosecond laser filamentation and applications. *Light Filaments: Structures, challenges and applications*, pages 11–30, 2021.
9. Г. А. Аскарьян. Черенковское и переходное излучение от электромагнитных волн. *ЖЭТФ*, 42(5):1360, 1962.

10. Г. А. Аскарьян. Излучение радиоволн при модуляции интенсивного луча света в среде. *ЖЭТФ*, 45(2):643, 1964.
11. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcone. Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction. *Physical review letters*, 71(17):2725, 1993.
12. D. J. Cook and R. M. Hochstrasser. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air. *Optics letters*, 25(16):1210–1212, 2000.
13. T. Löffler, F. Jacob, and H. G. Roskos. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air. *Applied Physics Letters*, 77(3):453–455, 2000.
14. S. Tzortzakis, G. Méchain, G. Patalano, Y.-B. André, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, J.-M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin, and P. Encrenaz. Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air. *Optics Letters*, 27(21):1944–1946, 2002.
15. 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. *Physical review letters*, 98(23):235002, 2007.
16. 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 Journal of Physics*, 10(1):013015, 2008.
17. Aurélien Houard. *Filamentation Laser Femtoseconde dans l’Air et Application au Guidage de Decharges Electriques et à la Generation de Rayonnement Terahertz*. PhD thesis, Ecole Polytechnique X, 2008.
18. 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. *Physical Review Letters*, 99(13):135002, 2007.
19. A. P. Shkurinov, A. S. Sinko, P. M. Solyankin, A. V. Borodin, M. N. Esaulkov, V. V. Annenkov, I. A. Kotelnikov, I. V. Timofeev, and X.-C. Zhang. Impact of

- the dipole contribution on the terahertz emission of air-based plasma induced by tightly focused femtosecond laser pulses. *Physical Review E*, 95(4):043209, 2017.
20. R. A. Akhmedzhanov, I. E. Ilyakov, V. A. Mironov, E. V. Suvorov, D. A. Fadeev, and B. V. Shishkin. Plasma mechanisms of pulsed terahertz radiation generation. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 52(7):482–493, 2009.
 21. E. Suvorov, R. Akhmedzhanov, D. Fadeev, I. Ilyakov, V. Mironov, and B. Shishkin. On the peculiarities of THz radiation generation in a laser induced plasmas. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 32:1243–1252, 2011.
 22. G. E. Rizaev, D. V. Pushkarev, A. V. Koribut, M. V. Levus, Y. V. Grudtsyn, D. V. Mokrousova, and L. V. Seleznev. Unimodal distribution of terahertz emission from single-color filament plasma. *Laser Physics Letters*, 20(11):115401, 2023.
 23. Л. В. Селезнев, Г. Э. Ризаев, Д. В. Пушкарев, М. В. Левусь, А. В. Корибут, and А. А. Ионин. Управление поляризацией терагерцового излучения, генерируемого при одноцветной филаментации, с помощью амплитудной модуляции лазерного пучка. *Оптика и спектроскопия*, 132(2):137–141, 2024.
 24. 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. *Optics Express*, 16(20):15483–15488, 2008.
 25. 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. *Applied Physics Letters*, 99(16), 2011.
 26. Y. Minami, T. Kurihara, K. Yamaguchi, M. Nakajima, and T. Suemoto. Longitudinal terahertz wave generation from an air plasma filament induced by a femtosecond laser. *Applied Physics Letters*, 102(15), 2013.

27. H.-W. Du, H. Hoshina, C. Otani, and K. Midorikawa. Terahertz waves radiated from two noncollinear femtosecond plasma filaments. *Applied Physics Letters*, 107(21), 2015.
28. Y. Zhang, W. Sun, and Y. Zhang. Spectra modulation of terahertz radiation from air plasma. In *Infrared, Millimeter-Wave, and Terahertz Technologies IV*, volume 10030, pages 335–340. SPIE, 2016.
29. G. E. Rizaev, Ya. V. Grudtsyn, A. A. Ionin, O. G. Kosareva, A. V. Koribut, Yu. A. Mityagin, D. V. Mokrousova, N. A. Panov, S. A. Savinov, L. V. Seleznev, and D. E. Shipilo. Comparison of terahertz radiation spectra emitted from single-color IR and UV filaments. In *XIV International Conference on Pulsed Lasers and Laser Applications*, volume 11322, pages 504–508. SPIE, 2019.
30. D. V. Mokrousova, S. A. Savinov, L. V. Seleznev, G. E. Rizaev, A. V. Koribut, Yu. A. Mityagin, A. A. Ionin, I. A. Nikolaeva, Shipilo D. E., N. A. Panov, A. A. Ushakov, A. B. Savel'ev, O. G. Kosareva, and A. P. Shkurinov. Tracing air-breakdown plasma characteristics from single-color filament terahertz spectra. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 41(9):1105–1113, 2020.
31. C.-C. Cheng, E. M. Wright, and J. V. Moloney. Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings. *Physical Review Letters*, 87(21):213001, 2001.
32. P. Sprangle, J. R. Penano, B. Hafizi, and C. A. Kapetanacos. Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces. *Physical Review E*, 69(6):066415, 2004.
33. N. A. Zharova, V. A. Mironov, and D. A. Fadeev. Anisotropic effects of terahertz emission from laser sparks in air. *Physical Review E*, 82(5):056409, 2010.
34. N. A. Panov, O. G. Kosareva, V. A. Andreeva, A. B. Savel'ev, D. S. Uryupina, R. V. Volkov, V. A. Makarov, and A. P. Shkurinov. Angular distribution of the terahertz radiation intensity from the plasma channel of a femtosecond filament. *JETP letters*, 93:638–641, 2011.

35. Н. Ф. Пилипецкий and А. Р. Рустамов. Наблюдение самофокусировки света в жидкостях. *Письма в ЖЭТФ*, 2(2):88–90, 1965.
36. P. Lallemand and N. Bloembergen. Self-focusing of laser beams and stimulated raman gain in liquids. *Physical Review Letters*, 15(26):1010, 1965.
37. Yuen-Ron Shen. *Principles of nonlinear optics*. Wiley-Interscience, New York, NY, USA, 1984.
38. E. T. J. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco, B. S. Prade, and A. Mysyrowicz. Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses. *JOSA B*, 14(3):650–660, 1997.
39. A. C. Bernstein, J.-C. Diels, T. S. Luk, T. R. Nelson, A. McPherson, and S. M. Cameron. Time-resolved measurements of self-focusing pulses in air. *Optics letters*, 28(23):2354–2356, 2003.
40. A. A. Ionin, D. V. Mokrousova, D. A. Piterimov, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, and E. S. Sunchugasheva. Influence of dispersion stretching of ultrashort uv laser pulse on the critical power for self-focusing. *Laser Physics*, 28(4):045405, 2018.
41. R. Y. Ciao, E. Garmire, and C. H. Townes. Self-trapping of optical beams. *Physical Review Letters*, 13(15):479, 1964.
42. J. H. Marburger. Self-focusing: theory. *Progress in Quantum Electronics*, 4:35–110, 1975.
43. В. Н. Гольдберг, В. И. Таланов, and Р. Э. Эрм. Самофокусировка аксиально-симметричных волновых пучков. *Изв. вузов Радиофизика*, 10(5):674–685, 1967.
44. Л. В. Келдыш. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 47(5):1945–1958, 1964.
45. Donna Strickland and Gérard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics communications*, 55(6):447–449, 1985.

46. J. Kasparian, R. Sauerbrey, and S. L. Chin. The critical laser intensity of self-guided light filaments in air. *Applied Physics B*, 71:877–879, 2000.
47. A. Becker, N. Aközбек, K. Vijayalakshmi, Ethem Oral, C. M. Bowden, and S. L. Chin. Intensity clamping and re-focusing of intense femtosecond laser pulses in nitrogen molecular gas. *Applied physics B*, 73:287–290, 2001.
48. Гурген Ашотович Аскарьян. Эффект самофокусировки. *Успехи физических наук*, 111(10):249–260, 1973.
49. В. Н. Луговой and А. М. Прохоров. О возможном объяснении мелкомасштабных нитей самофокусировки. *Письма в ЖЭТФ*, 7(5):153–155, 1968.
50. В. В. Коробкин, А. М. Прохоров, Р. В. Серов, and М. Я. Щелев. Нити самофокусировки как результат движения фокальных точек. *Письма в ЖЭТФ*, 11(3):153–157, 1970.
51. C. R. Giuliano and J. H. Marburger. Observations of moving self-foci in sapphire. *Physical Review Letters*, 27(14):905, 1971.
52. A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, and V. P. Kandidov. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air. *Optics Letters*, 22(5):304–306, 1997.
53. 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. *Optics Communications*, 247(1-3):171–180, 2005.
54. H. Schillinger and R. Sauerbrey. Electrical conductivity of long plasma channels in air generated by self-guided femtosecond laser pulses. *Applied Physics B: Lasers & Optics*, 68(4), 1999.
55. S. L. Chin, S. Petit, W. Liu, A. Iwasaki, M.-C. Nadeau, V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, and K. Yu. Andrianov. Interference of transverse rings in multifilamentation of powerful femtosecond laser pulses in air. *Optics communications*, 210(3-6):329–341, 2002.

56. Y. Sivan, G. Fibich, S. Eisenmann, E. Louzon, Y. Katzir, T. Palchan, and A. Zigler. Control of the filamentation distance and pattern in long-range atmospheric propagation. *Optics express*, 15(6):2779–2784, 2007.
57. M. Durand, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Durécu, B. Moreau, D. Fleury, O. Vasseur, H. Borchert, K. Diener, R. Schmitt, F. Théberge, M. Chateauneuf, J.-F. Daigle, and J. Dubois. Kilometer range filamentation. *Optics express*, 21(22):26836–26845, 2013.
58. K. Lim, M. Durand, M. Baudelet, and M. Richardson. Transition from linear-to nonlinear-focusing regime in filamentation. *Scientific reports*, 4(1):1–8, 2014.
59. В. И. Таланов. О фокусировке света в кубичных средах. *Письма в ЖЭТФ*, 116(6):303–305, 1970.
60. D. Reyes, M. Baudelet, M. Richardson, and S. Rostami Fairchild. Transition from linear- to nonlinear-focusing regime of laser filament plasma dynamics. *Journal of Applied Physics*, 124(5), 2018.
61. D. V. Pushkarev, G. E. Rizaev, D. V. Mokrousova, S. Yu. Gavrilov, M. V. Levus, E. S. Mitricheva, L. V. Seleznev, and A. A. Ionin. Focused beam self-cleaning during laser filamentation. *Optical and Quantum Electronics*, 55(7):577, 2023.
62. R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Electronics & Electrical. Academic Press, 2003.
63. Jérôme Kasparian. Some properties of femtosecond laser filamentation relevant to atmospheric applications part ii. large-scale filamentation. *Progress in Ultrafast Intense Laser Science II*, pages 301–318, 2007.
64. V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, I. S. Golubtsov, W. Liu, A. Becker, N. Akozbek, C. M. Bowden, and S. L. Chin. Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation). *Applied Physics B*, 77:149–165, 2003.
65. K. Yamanouchi, S. L. Chin, P. Agostini, G. Ferrante, and J. Kasparian. Some properties of femtosecond laser filamentation relevant to atmospheric applications part I. the robustness of filamentation. *Progress in Ultrafast Intense Laser Science II*, pages 281–300, 2007.

66. O. Kosareva, N. Panov, D. Shipilo, D. Mokrousova, I. Nikolaeva, E. Mitina, A. Koribut, A. Reutov, G. Rizaev, A. Couairon, A. Houard, D. Skryabin, A. Saletskiy, A. Savel'ev, L. Seleznev, A. Ionin, and S. L. Chin. Postfilament supercontinuum on 100 m path in air. *Optics letters*, 46(5):1125–1128, 2021.
67. F. Théberge, W. Liu, P. T. Simard, A. Becker, and S. L. Chin. Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: Strong dependence on external focusing. *Physical Review E*, 74(3):036406, 2006.
68. Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, Л. В. Селезнев, Д. В. Сеницын, and Е. С. Сунчугашева. Особенности филаментации острорасфокусированных ультракоротких лазерных импульсов в воздухе. *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 138(5):822–829, 2010.
69. J. Kasparian, M. Rodríguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Woste. White-light filaments for atmospheric analysis. *Science*, 301(5629):61–64, 2003.
70. P. Béjot, L. Bonacina, J. Extermann, M. Moret, J.-P. Wolf, R. Ackermann, N. Lascoux, R. Salamé, E. Salmon, J. Kasparian, L. Bergé, S. Champeaux, C. Guet, N. Blanchot, O. Bonville, A. Boscheron, P. Canal, M. Castaldi, O. Hartmann, C. Lepage, L. Marmande, E. Mazataud, G. Mennerat, L. Patissou, V. Prevot, D. Raffestin, and J. Ribolz. 32 TW atmospheric white-light laser. *Applied Physics Letters*, 90(15), 2007.
71. H. Wille, M. Rodríguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, and L. Woste. Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system. *The European Physical Journal-Applied Physics*, 20(3):183–190, 2002.
72. P. Qi, W. Qian, L. Guo, J. Xu, N. Zhang, Y. Wang, Z. Zhang, L. Lin, C. Sun, L. Zhu, and W. Liu. Sensing with femtosecond laser filamentation. *Sensors*, 22(18):7076, 2022.

73. S. Backus, J. Peatross, Z. Zeek, A. Rundquist, G. Taft, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn. 16-fs, 1- μ J ultraviolet pulses generated by third-harmonic conversion in air. *Optics letters*, 21(9):665–667, 1996.
74. D. S. Steingrube, E. Schulz, T. Binhammer, M. B. Gaarde, A. Couairon, U. Morgner, and M. Kovačev. High-order harmonic generation directly from a filament. *New Journal of Physics*, 13(4):043022, 2011.
75. В. В. Стрелков, В. Т. Платоненко, А. Ф. Стержантов, and М. Ю. Рябикин. Аттосекундные электромагнитные импульсы: генерация, измерение и применение. Генерация высоких гармоник интенсивного лазерного излучения для получения аттосекундных импульсов. *Успехи физических наук*, 186(5):449–470, 2016.
76. J. Li, J. Lu, A. Chew, S. Han, J. Li, Y. Wu, H. Wang, S. Ghimire, and Z. Chang. Attosecond science based on high harmonic generation from gases and solids. *Nature Communications*, 11(1):2748, 2020.
77. S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, S. Hüller, and P. Mora. Femtosecond laser-guided electric discharge in air. *Physical review E*, 64(5):057401, 2001.
78. M. Rodríguez, R. Sauerbrey, H. Wille, L. Woeste, T. Fujii, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, and J.-P. Wolf. Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments. *Optics letters*, 27(9):772–774, 2002.
79. O. G. Kosareva, D. V. Mokrousova, N. A. Panov, I. A. Nikolaeva, D. E. Shipilo, E. V. Mitina, A. V. Koribut, G. E. Rizaev, A. Couairon, A. Houard, A. B. Savel'ev, L. V. Seleznev, A. A. Ionin, and S. L. Chin. Remote triggering of air-gap discharge by a femtosecond laser filament and postfilament at distances up to 80 m. *Applied Physics Letters*, 119(4), 2021.
80. A. Houard, P. Walch, T. Produit, V. Moreno, B. Mahieu, A. Sunjerga, C. Herkommer, A. Mostajabi, U. Andral, Y.-B. André, M. Lozano, L. Bizet, M. C. Schroeder, G. Schimmel, M. Moret, M. Stanley, W. A. Rison, O. Maurice, B. Esmiller, K. Michel, W. Haas, T. Metzger, M. Rubinstein, F. Rachidi,

- V. Cooray, A. Mysyrowicz, J. Kasparian, and J.-P. Wolf. Laser-guided lightning. *Nature Photonics*, 17(3):231–235, 2023.
81. P.-Q. Elias, N. Severac, J.-M. Luysen, Y.-B. André, I. Doudet, B. Wattellier, J.-P. Tobeli, S. Albert, B. Mahieu, R. Bur, A. Mysyrowicz, and A. Houard. Improving supersonic flights with femtosecond laser filamentation. *Science Advances*, 4(11):eaau5239, 2018.
82. G. G. Borg, J. H. Harris, N. M. Martin, D. Thorncraft, R. Milliken, D. G. Miljak, B. Kwan, T. Ng, and J. Kircher. Plasmas as antennas: Theory, experiment and applications. *Physics of Plasmas*, 7(5):2198–2202, 2000.
83. Y. Brelet, A. Houard, G. Point, B. Prade, L. Arantchouk, J. Carbonnel, Y.-B. André, M. Pellet, and A. Mysyrowicz. Radiofrequency plasma antenna generated by femtosecond laser filaments in air. *Applied Physics Letters*, 101(26), 2012.
84. В. Д. Зворыкин, А. О. Левченко, Н. Н. Устиновский, and И. В. Сметанин. Транспортировка СВЧ излучения в плазменных волноводах скользящих мод. *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*, 91(5):244–248, 2010.
85. H. Zang, H. Li, W. Zhang, Y. Fu, S. Chen, H. Xu, and R. Li. Robust and ultralow-energy-threshold ignition of a lean mixture by an ultrashort-pulsed laser in the filamentation regime. *Light: Science & Applications*, 10(1):49, 2021.
86. W. Zhang, H. Zang, S. Wang, J. Chen, H. Li, H. Xu, and R. Li. Non-resonant photochemical ignition of lean methane/air mixtures by femtosecond laser filamentation. *Combustion and Flame*, 266:113542, 2024.
87. G.-S. Park, Y. H. Kim, H. Han, J. K. Han, J. Ahn, J.-H. Son, W.-Y. Park, and Y. U. Jeong. *Convergence of terahertz sciences in biomedical systems*. Springer, 2012.
88. T. Amini, F. Jahangiri, Z. Ameri, and M. A. Hemmatian. A review of feasible applications of THz waves in medical diagnostics and treatments. *Journal of Lasers in Medical Sciences*, 12, 2021.

89. Jason B Baxter and Glenn W Guglietta. Terahertz spectroscopy. *Analytical chemistry*, 83(12):4342–4368, 2011.
90. J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars. Thz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs. *Semiconductor science and technology*, 20(7):S266, 2005.
91. S. Wietzke, C. Jansen, C. Jördens, N. Krumbholz, N. Vieweg, M. Scheller, M. K. Shakfa, D. Romeike, T. Hochrein, M. Mikulics, and M. Koch. Industrial applications of THz systems. In *International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2009: Terahertz and High Energy Radiation Detection Technologies and Applications*, volume 7385, pages 56–68. SPIE, 2009.
92. Z. Chen, X. Ma, B. Zhang, Y. Zhang, Z. Niu, N. Kuang, W. Chen, L. Li, and S. Li. A survey on terahertz communications. *China Communications*, 16(2):1–35, 2019.
93. Xi-Cheng Zhang and Jingzhou Xu. *Introduction to THz wave photonics*, volume 29. Springer, 2010.
94. H. A. Hafez, X. Chai, A. Ibrahim, S. Mondal, D. Férachou, X. Ropagnol, and T. Ozaki. Intense terahertz radiation and their applications. *Journal of Optics*, 18(9):093004, 2016.
95. A. Leitenstorfer, A. S. Moskalenko, T. Kampfrath, J. Kono, E. Castro-Camus, K. Peng, N. Qureshi, D. Turchinovich, K. Tanaka, A. G. Markelz, M. Havenith, C. Hough, H. J. Joyce, W. J. Padilla, B. Zhou, K.-Y. Kim, X.-C. Zhang, P. U. Jepsen, S. Dhillon, M. Vitiello, E. Linfield, A. Giles Davies, M. C. Hoffmann, R. Lewis, M. Tonouchi, P. Klarskov, T. S. Seifert, Y. A. Gerasimenko, D. Mihailovic, R. Huber, J. L. Boland, O. Mitrofanov, P. Dean, B. N. Ellison, P. G. Huggard, S. P. Rea, C. Walker, D. T. Leisawitz, J. Rong Gao, C. Li, Q. Chen, G. Valusis, V. P. Wallace, E. Pickwell-MacPherson, X. Shang, J. Hesler, N. Ridler, C. C. Renaud, I. Kallfass, T. Nagatsuma, J. Axel Zeitler, D. Arnone, M. B. Johnston, and J. Cunningham. The 2023 terahertz science and technology roadmap. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 56(22):223001, 2023.

96. D. H. Auston. Subpicosecond electro-optic shock waves. *Applied Physics Letters*, 43(8):713–715, 1983.
97. D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis, and D. A. Kleinman. Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media. *Physical Review Letters*, 53(16):1555, 1984.
98. G. A. Askar'yan. Cherenkov radiation from optical pulses. *Physical Review Letters*, 57(19):2470, 1986.
99. H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, and R. W. Falcone. Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas. *Physical Review E*, 49(1):671, 1994.
100. W.-F. Sun, Y.-S. Zhou, X.-K. Wang, and Y. Zhang. External electric field control of THz pulse generation in ambient air. *Optics express*, 16(21):16573–16580, 2008.
101. 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. *Physical review letters*, 100(25):255006, 2008.
102. Y. Chen, T.-J. Wang, C. Marceau, F. Théberge, M. Châteauneuf, J. Dubois, O. Kosareva, and S. L. Chin. Characterization of terahertz emission from a DC-biased filament in air. *Applied Physics Letters*, 95(10):101101, 2009.
103. Torsten Löffler and Hartmut G. Roskos. Gas-pressure dependence of terahertz-pulse generation in a laser-generated nitrogen plasma. *Journal of applied physics*, 91(5):2611–2614, 2002.
104. T. Fukuda, T. P. Otsuka, Y. Sentoku, H. Nagatomo, H. Sakagami, R. Kodama, and N. Yugami. Experiments of forward thz emission from femtosecond laser created plasma with applied transverse electric field in air. *Japanese Journal of Applied Physics*, 59(2):020902, 2020.
105. Д. М. Лубенко, В. Е. Прокопьев, С. В. Алексеев, М. В. Иванов, and В. Ф. Лосев. Управление расходимостью ТГц-излучения, возникающего в лазерной плазме филамента. *Оптика атмосферы и океана*, 32(4):285–288, 2019.

106. 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. *Optics letters*, 29(10):1120–1122, 2004.
107. J.-F. Daigle, F. Théberge, M. Henriksson, T.-J. Wang, S. Yuan, M. Châteauneuf, J. Dubois, M. Piché, and S. L. Chin. Remote THz generation from two-color filamentation: long distance dependence. *Optics Express*, 20(6):6825–6834, 2012.
108. W. Sun, X. Wang, and Y. Zhang. Terahertz generation from laser-induced plasma. *Opto-Electronic Science*, 1(8):220003–1, 2022.
109. V. T. Tikhonchuk. Comment on “Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings”. *Physical review letters*, 89(20):209301, 2002.
110. G. Shvets, I. Kaganovich, and E. Startsev. Comment on “Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings”. *Physical review letters*, 89(13):139301, 2002.
111. C.-C. Cheng, E. M. Wright, and J. V. Moloney. Cheng, Wright, and Moloney reply. *Physical Review Letters*, 89(13):139302, 2002.
112. G. Méchain, S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, and B. Leriche. Calorimetric detection of THz radiation from femtosecond filaments in air. *Applied Physics B*, 77:707–709, 2003.
113. S. Tzortzakis, G. Méchain, G. Patalano, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz. Concatenation of plasma filaments created in air by femtosecond infrared laser pulses. *Applied Physics B*, 76:609–612, 2003.
114. C. D’Amico, A. Houard, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz. Coherent and incoherent radial thz radiation emission from femtosecond filaments in air. *Optics express*, 15(23):15274–15279, 2007.
115. A. Houard, Y. Liu, A. Mysyrowicz, and B. Leriche. Calorimetric detection of the conical terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air. *Applied Physics Letters*, 91(24), 2007.

116. R. A. Akhmedzhanov, I. E. Ilyakov, V. A. Mironov, E. V. Suvorov, D. A. Fadeev, and B. V. Shishkin. Generation of terahertz radiation by the axicon focusing of ionizing laser pulses. *JETP letters*, 88:569–573, 2008.
117. A. M. Bystrov, N. V. Vvedenskii, and V. B. Gildenburg. Generation of terahertz radiation upon the optical breakdown of a gas. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 82:753–757, 2005.
118. V. B. Gildenburg and N. V. Vvedenskii. Optical-to-THz wave conversion via excitation of plasma oscillations in the tunneling-ionization process. *Physical Review Letters*, 98(24):245002, 2007.
119. V. A. Kostin and N. V. Vvedenskii. Ionization-induced conversion of ultrashort bessel beam to terahertz pulse. *Optics Letters*, 35(2):247–249, 2010.
120. F. Jahangiri, M. Hashida, S. Tokita, T. Nagashima, K. Ohtani, M. Hangyo, and S. Sakabe. Directional terahertz emission from air plasma generated by linearly polarized intense femtosecond laser pulses. *Applied Physics Express*, 5(2):026201, 2012.
121. Hai-Wei Du. Investigation on angular distribution of terahertz radiation from two noncollinear plasma filaments. *Optik*, 195:163164, 2019.
122. N. Panov, V. Andreeva, O. Kosareva, A. Shkurinov, V. Makarov, L. Bergé, and S. L. Chin. Directionality of terahertz radiation emitted from an array of femtosecond filaments in gases. *Laser Physics Letters*, 11(12):125401, 2014.
123. S. I. Mitryukovskiy, Y. Liu, B. Prade, A. Houard, and A. Mysyrowicz. Coherent synthesis of terahertz radiation from femtosecond laser filaments in air. *Applied Physics Letters*, 102(22), 2013.
124. S. I. Mitryukovskiy, Y. Liu, B. Prade, A. Houard, and A. Mysyrowicz. Coherent interaction between the terahertz radiation emitted by filaments in air. *Laser Physics*, 24(9):094009, 2014.
125. S. Mou, A. D’Arco, L. Tomarchio, M. Di Fabrizio, A. Curcio, S. Lupi, and M. Petrarca. Simultaneous elliptically and radially polarized thz from one-color laser-induced plasma filament. *New Journal of Physics*, 23(6):063048, 2021.

126. D. V. Mokrousova, S. A. Savinov, G. E. Rizaev, D. E. Shipilo, N. A. Panov, L. V. Seleznev, Yu. A. Mityagin, A. A. Ionin, A. P. Shkurinov, and O. G. Kosareva. Terahertz emission from a single-color ultraviolet filament. *Laser Physics Letters*, 16(10):105403, 2019.
127. 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. *Physical Review A*, 76(6):063819, 2007.
128. Д. В. Апексимов, О. А. Букин, Е. Е. Быкова, Ю. Э. Гейнц, С. С. Голик, А. А. Землянов, А. М. Кабанов, and Г. Г. Матвиенко. Длина филаментации мощного острогофокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе. Влияние размера светового пучка. *Оптика атмосферы и океана*, 26(3):247–252, 2013.
129. Y. Chen, F. Théberge, C. Marceau, H. Xu, N. Aközbek, O. Kosareva, and S. L. Chin. Observation of filamentation-induced continuous self-frequency down shift in air. *Applied Physics B*, 91:219–222, 2008.
130. Юрий Петрович Райзер. *Физика газового разряда*. Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987.
131. И. А. Каплунов, Г. И. Кропотов, В. Е. Рогалин, and А. А. Шахмин. Пропускание кристаллов CsI, AgCl, КРС-5, КРС-6 в терагерцовой области спектра. *Оптика и спектроскопия*, 129(6):773–777, 2021.
132. G. W. Kentwell and D. A. Jones. The time-dependent ponderomotive force. *Physics Reports*, 145(6):319–403, 1987.
133. В. И. Павлов. К дискуссиям по проблеме пондеромоторных сил. *Успехи физических наук*, 174(2):345–349, 1978.
134. K. Y. Bliokh, Y. P. Bliokh, and F. Nori. Ponderomotive forces, stokes drift, and momentum in acoustic and electromagnetic waves. *Physical Review A*, 106(2):L021503, 2022.
135. 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. *Optics Express*, 16(20):15483–15488, 2008.
136. A. Englesbe, J. Elle, R. Schwartz, T. Garrett, D. Woodbury, D. Jang, K.-Y. Kim, H. Milchberg, R. Reid, A. Lucero, D. Gordon, R. Phillips, S. Kalmykov, and A. Schmitt-Sody. Ultrabroadband microwave radiation from near- and mid-infrared laser-produced plasmas in air. *Physical Review A*, 104(1):013107, 2021.
137. A. Englesbe, J. Elle, R. Reid, A. Lucero, H. Pohle, M. W. Domonkos, S. Kalmykov, K. Krushelnick, and A. Schmitt-Sody. Gas pressure dependence of microwave pulses generated by laser-produced filament plasmas. *Optics Letters*, 43(20):4953–4956, 2018.
138. A. Janicek, E. Thornton, T. Garrett, A. Englesbe, J. Elle, and A. Schmitt-Sody. Length dependence on broadband microwave emission from laser-generated plasmas. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 48(6):1979–1983, 2020.
139. A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, M. M. Nazarov, A. A. Voronin, M. V. Rozhko, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov. Coherently enhanced microwave pulses from midinfrared-driven laser plasmas. *Optics Letters*, 46(5):1081–1084, 2021.
140. A. V. Mitrofanov, A. A. Voronin, M. V. Rozhko, D. A. Sidorov-Biryukov, M. M. Nazarov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov. Polarization and spatial mode structure of mid-infrared-driven terahertz-to-microwave radiation. *ACS Photonics*, 8(7):1988–1996, 2021.
141. Miroslav Kolesik and Jerome V. Moloney. Nonlinear optical pulse propagation simulation: From Maxwell’s to unidirectional equations. *Physical Review E*, 70(3):036604, 2004.
142. D. E. Shipilo, I. A. Nikolaeva, D. V. Pushkarev, G. E. Rizaev, D. V. Mokrousova, A. V. Koribut, Ya. V. Grudtsyn, N. A. Panov, L. V. Seleznev, W. Liu, A. A. Ionin, and O. G. Kosareva. Balance of emission from THz sources in DC-biased and unbiased filaments in air. *Optics Express*, 29(25):40687–40698, 2021.