

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук

На правах рукописи

Мокроусова Дарья Вадимовна

**ВЛИЯНИЕ РЕЗЕРВУАРА ЭНЕРГИИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ
ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В РЕЖИМЕ
ФИЛАМЕНТАЦИИ ВБЛИЗИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО ФОКУСА**

01.04.21 - Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук, профессор

Ионин Андрей Алексеевич

Научный консультант
доктор физико-математических наук, доцент

Селезнев Леонид Владимирович

МОСКВА – 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Научная новизна.....	9
Практическая значимость.....	9
Защищаемые положения	10
Апробация результатов работы	10
Личный вклад автора	13
Глава 1. Филаментация ультракоротких лазерных импульсов.....	14
1.1 Физические принципы филаментации.....	18
1.1.1 Самофокусировка и плазмообразование при филаментации.....	18
1.1.2 Динамическая модель движущихся фокусов.....	23
1.1.3 Лазерная плазма в филаменте.....	25
1.1.4 Резервуар энергии.....	28
1.1.5 Фазовая самомодуляция и самоукручение импульса	30
1.1.6 Ограничение интенсивности	32
1.1.7 Множественная филаментация и взаимодействие филаментов	34
1.1.8 Сложение филаментов	37
1.1.9 Энерговклад импульса в среду.....	39
1.1.10 Постфиламентационные каналы	40
1.2 Применения филаментации	43
1.2.1 Филаментация в атмосфере	43
1.2.2 Управление высоковольтными разрядами и молниезащита	45
1.2.3 Поддержание плазмы в канале	48
1.3 Филаментация в условиях геометрической фокусировки	51
1.4 Выводы.....	52
Глава 2. Экспериментальная методика	53
2.1 Источник фемтосекундных лазерных импульсов	53
2.1.1 Титан-сапфировая фемтосекундная лазерная система	53
2.1.2 Генератор третьей гармоники	56

2.1.3 Масштабы величин.....	57
2.2 Экспериментальные методы исследования филаментации.....	58
2.2.1 Характеристики использованных в работе приборов.....	58
2.2.2 Электрические системы измерения линейной плотности плазмы.....	59
2.3 Определение параметров импульсов.....	61
2.3.1 Измерение длительности импульса.....	61
2.3.2 Измерение критической мощности самофокусировки.....	62
2.3.3 Измерение поперечных профилей плотности энергии.....	65
Глава 3. Распространение резервуара энергии при филаментации вблизи геометрического фокуса.....	71
3.1 Влияние диафрагмирования сфокусированного излучения на филаментацию.....	71
3.1.1 Схема эксперимента по исследованию влияния диафрагмы.....	71
3.1.2 Сравнение экспериментальных и численных результатов.....	72
3.1.4 Влияние диафрагмирования на филаментацию импульсов ИК и УФ спектральных диапазонов.....	79
3.2 Поперечные профили излучения при двух различных фокусировках.....	83
3.3 Выводы по главе.....	85
Глава 4 Исследование сложения нескольких филаментов.....	87
4.1 Экспериментальное исследование сложения нескольких ИК пучков и сравнение с численным моделированием.....	88
4.1.1 Визуализация плазменного канала.....	88
4.2 Взаимодействие нескольких пучков ИК и УФ спектральных диапазонов.....	92
4.2.1 Поперечные профили пучка после геометрического фокуса.....	92
4.2.2 Поперечные профили вблизи фокуса.....	95
4.3 Выводы по главе.....	99
Глава 5 Исследование параметров постфиламентационных каналов при геометрической фокусировке.....	101
5.1 Описание эксперимента и результаты.....	101
5.2 Выводы по главе.....	109
Заключение.....	110

Благодарности	111
Список литературы.....	113

ВВЕДЕНИЕ

Филаментация фемтосекундных лазерных импульсов – явление, заключающееся в локализации энергии лазерного излучения. Название явления образовано от латинского слова «filamentum» (нить), поскольку в режиме одиночной филаментации излучение при распространении имеет практически постоянный диаметр (в воздухе около 100 мкм на длине волны 800 нм [1]) на протяженных трассах (до десятков метров). Филаментация наблюдается при превышении мощности ультракороткого лазерного импульса порогового значения, называемого критической мощностью самофокусировки, и обусловлена самофокусировкой излучения, дифракцией и его рефракцией на ионизованном веществе. Стоит сразу отметить, что термин «filament» (в русскоязычных работах «нить») применялся во второй половине XX века к плазменным образованиям, появляющимся вследствие оптического пробоя среды. В данной работе будет использоваться терминология, согласно которой процессом филаментации называется только самолокализация энергии ультракоротких лазерных импульсов, сопровождающаяся образованием плазменного канала за счет полевой ионизации.

Явление самофокусировки было впервые теоретически предсказано Г. А. Аскарьяном [2] в Физическом институте им. П. Н. Лебедева. Достаточно общее теоретическое объяснение этого явления появилось в 1963 году в работах В. И. Таланова [3] и группы Ч. Таунса [4]. Экспериментально явление впервые наблюдалось Н. Ф. Пилипецким и А. Р. Рустамовым при фокусировке наносекундных лазерных импульсов в кювету с органическими жидкостями [5]. В работах [3] и [6] проведены первые расчеты самофокусировки пучков. С. А. Ахмановым, А. П. Сухоруковым и Р. В. Хохловым в работе [7] была развита теория стационарной самофокусировки, расширенная на случай нестационарной самофокусировки в средах с керровской и тепловой нелинейностями. Наблюдения нестационарной самофокусировки наносекундных импульсов выполнены в работах [8] и [9]. Самофокусировка мощного пикосекундного лазерного импульса впервые наблюдалась Н. Г. Басовым и его коллегами в 1969 г. в ФИАН [10]. Филаментация фемтосекундных импульсов впервые наблюдалась группой Ж. Муру в 1995 г. [11].

Изучением филаментации ультракоротких импульсов занимается множество научных групп по всему миру. По результатам исследований опубликовано большое количество обзорных статей [1, 12-16], несколько монографий [17-19] и множество других публикаций. Раз в два года проводится конференция по филаментации “International Conference on Laser Filamentation” (COFIL), кроме того, на некоторых международных конференциях (ICONO/LAT, UltrafastLight и др.) организуют секции, целиком посвященные филаментации. Существует интернет-ресурс filamentation.org, созданный и поддерживаемый проф. С. Тзортзакисом (University of Crete, Heraklion, Greece), в котором собраны публикации по филаментации с 1995 года по настоящее время, информация о конференциях и симпозиумах, посвященных изучению филаментации, а также информация об основных научных группах, исследующих это явление по всему миру.

Возможные применения филаментации, такие как дистанционное детектирование загрязнений в атмосфере, молниезащита, спектроскопия плазмы на расстоянии, требуют получения как можно более удаленного от лазерной системы и протяженного филамента и сопутствующего ему плазменного канала. Проведение лабораторных экспериментов по управлению параметрами филаментов для последующего масштабирования результатов на полевые применения актуально и в настоящий момент. В случае турбулентной атмосферы и режима множественной филаментации, множество эффектов вносят свой вклад, что делает невозможным выделение одного из них для исследования. Эксперименты с геометрически сфокусированными импульсами, распространяющимися в режиме одиночной филаментации, позволяют исследовать влияние одного выбранного параметра (например, внесенной аберрации [20, 21] или проходной оптики [22]). Изначально филаментация геометрически сфокусированного излучения использовалась только для проведения лабораторных экспериментов с перспективой последующего масштабирования на атмосферные применения. На первый взгляд, вследствие самосогласованности явления, при геометрической фокусировке (то есть линейной фокусировке оптическим элементом) излучения должна изменяться только длина филамента и положение его начала, но это неверно. В работе [23] было показано, что при геометрической фокусировке параметры филамента: радиус, длина, пиковая интенсивность, плотность лазерной плазмы – в значительной степени зависят от числовой апертуры. Повышение плотности и времени

жизни плазмы является важной задачей для разработки системы молниезащиты, поскольку наличие лазерной плазмы и локальный нагрев среды вследствие ее рекомбинации позволяют создать предпочтительный путь для развития молнии.

Для некоторых применений важно использование сфокусированного излучения, например, для генерации высоких гармоник либо терагерцового излучения, наноструктурирования на поверхности и в объеме образцов. В этом случае важно знать распределение плотности энергии в области фокальной перетяжки для подбора необходимых условий воздействия. Поэтому для корректного применения таких пучков необходимо понимать процесс распространения излучения вблизи фокуса, в частности, условия распространения низкоинтенсивного резервуара энергии, который окружает высокоинтенсивный филамент. Для коллимированного излучения резервуар энергии имеет миллиметровые размеры и содержит около 90% всей энергии излучения [24, 25]. Именно за счет подпитки филамента энергией из резервуара возможно существование протяженных плазменных каналов [26, 27]. При этом интенсивность излучения в филаменте ограничена: когда вклады самофокусировки и плазменной дефокусировки сравниваются, рост интенсивности останавливается на уровне примерно $4 \cdot 10^{13}$ Вт/см² для длины волны 800 нм в воздухе [28]. Кроме того, взаимодействие различных частей пучка вблизи геометрического фокуса может приводить к появлению постфиламентационных каналов - узконаправленных световых структур, образующихся в пучке после окончания филаментации [29-32], часто наблюдаемых в случае коллимированного излучения и увеличивающих расстояние, на которых существует область высокой интенсивности в лазерном пучке. Высокоинтенсивное излучение постфиламентационных каналов также может осуществлять структурирование среды, поэтому должно приниматься во внимание для предотвращения нежелательного повреждения образцов. При этом параметры постфиламентационных каналов зависят от распространения резервуара энергии вблизи и после геометрического фокуса пучка.

С увеличением интенсивности лазерного излучения растет эффективность нелинейных процессов (генерации гармоник и ТГц импульсов), поэтому возможность повышения интенсивности излучения вблизи геометрического фокуса является важным направлением исследования. В последнее время привлекает большой интерес возможность

увеличения лазерной интенсивности при взаимодействии филаментов [33]. Однако большинство работ рассматривают взаимодействие пары филаментов [34], либо сотен филаментов, образованных при множественной филаментации ТВт лазерного импульса [35]. При этом более репрезентативным как часть картины множественной филаментации и одновременно простым для компьютерного моделирования является взаимодействие нескольких (3, 4 или 6) филаментов. Во взаимодействии филаментов и образовании дочерних филаментов вблизи геометрического фокуса резервуар энергии играет важную роль [36].

Таким образом, в настоящее время *актуально* понимание роли резервуара энергии в протекании процессов, происходящих вблизи геометрического фокуса лазерного пучка, распространяющегося в условиях сильной нелинейности, в том числе сложение в фокальной области нескольких филаментов и формирование постфиламентационных каналов.

Поэтому *целью* данной диссертационной работы являлось изучение тех особенностей распространения сходящихся пучков вблизи геометрического фокуса в режиме филаментации фемтосекундных импульсов, которые обусловлены влиянием резервуара энергии.

Для достижения цели были поставлены и решены следующие *задачи*:

1. Исследование распространения резервуара энергии вблизи фокуса при филаментации сфокусированного излучения;
2. Определение влияния апертурной диафрагмы, внесенной вблизи геометрического фокуса системы, на филаментацию сфокусированного ультракороткого импульса;
3. Анализ взаимодействия нескольких пучков ультракоротких лазерных импульсов при геометрической фокусировке;
4. Исследование влияния числовой апертуры на параметры постфиламентационных каналов, образующихся при фокусировке лазерного излучения;
5. Определение влияния начальной энергии импульса на параметры постфиламентационных каналов, образующихся при филаментации сфокусированных импульсов.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА

1. Экспериментально установлено, что периферия пучка вблизи фокуса испытывает геометрическую фокусировку, при этом в перетяжке линзы нет четкого деления излучения на филамент и окружающий его резервуар энергии;
2. Экспериментально наблюдалось, что ИК филаменты при фокусировке и взаимодействии образуют протяженный аксиальный суммарный филамент, в то время как в случае УФ филаментов взаимодействие не наблюдалось;
3. Экспериментально установлено, что при филаментации сходящихся пучков расходимость образующегося постфиламентационного канала меньше, чем у основной части излучения, и чем у пучка с теми же параметрами, распространяющегося в линейном режиме;
4. Экспериментально зарегистрировано уменьшение приведенной угловой расходимости постфиламентационного канала (расходимости, отнесенной к расходимости в линейном случае) при увеличении энергии лазерного импульса и числовой апертуры пучка.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ

Результаты и закономерности, полученные в данной работе, могут быть использованы для решения следующих задач:

1. Управление высоковольтными разрядами, в том числе для осуществления молниезащиты;
2. Передача высокоинтенсивного излучения на протяженных атмосферных трассах для осуществления удаленного экологического мониторинга;
3. Лазерная обработка материалов излучением ультракороткой длительности;
4. Удаленное детектирование разливов нефтепродуктов на поверхности воды;
5. Генерация высоких гармоник и терагерцового излучения при филаментации ультракоротких импульсов.

Описанные в работе результаты были получены экспериментально на фемтосекундной титан-сапфировой лазерной системе, оснащенной генератором третьей гармоники. Центральные длины волны импульсов длительностью 90 фс составляли 744 нм

(основное излучение) и 248 нм (третья гармоника). В качестве среды распространения использовался воздух при нормальных условиях.

Экспериментальные результаты вызывали интерес у ведущих теоретических российских групп, изучающих филаментацию излучения, поэтому многие эксперименты сопровождалось численным моделированием. Компьютерное моделирование экспериментов было выполнено в МГУ им. М.В. Ломоносова группами под руководством проф. В. П. Кандидова (Глава 3) и проф. О. Г. Косаревой (Глава 4) и в ИОА СО РАН проф. Ю. Э. Гейнцем и проф. А. А. Земляновым (Глава 5).

ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. При распространении сходящихся лазерных пучков в режиме филаментации фемтосекундных импульсов вблизи геометрического фокуса отсутствует явное разделение пучка на высокоинтенсивный филамент и резервуар энергии, что обеспечивает сохранение филаментационного режима распространения после прохождения диафрагмы, размещенной вблизи геометрического фокуса.
2. При фокусировке нескольких пучков мощного фемтосекундного ИК лазерного импульса в результате их нелинейного взаимодействия вблизи геометрического фокуса образуется протяженный аксиальный филамент с плотностью плазмы в плазменном канале, превышающей соответствующие значения для одиночных филаментов.
3. При фокусировке фемтосекундных импульсов, распространяющихся в режиме филаментации, вблизи геометрического фокуса происходит формирование интенсивного постфиламентационного канала, в распространении которого основную роль играет его резервуар энергии. Угловая расходимость такого канала меньше расходимости лазерного пучка, распространяющегося в линейном режиме, и уменьшается с увеличением энергии лазерного импульса.

АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ

Вошедшие в диссертационную работу положения и результаты были представлены на следующих международных и всероссийских научных конференциях:

- 1) III молодежная научная школа «Современные проблемы физики и технологий» (10-13 апреля 2014, Москва, Россия);
- 2) Международная конференция 16th International Conference “Laser Optics - 2014” (30 июня – 4 июля 2014 г., Санкт-Петербург, Россия);
- 3) 57-я научная конференция МФТИ с международным участием, посвященная 120-летию со дня рождения П.Л. Капицы (24–29 ноября 2014 года, г. Долгопрудный, Россия);
- 4) IX Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика – 2015» (12-16 октября 2015, Санкт-Петербург, Россия);
- 5) VI Всероссийская молодежная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики (15-20 ноября 2015 г., Москва, Россия);
- 6) 22 Всероссийская научная конференция студентов физиков и молодых ученых "ВНКСФ-22" (21-28 апреля 2016, Таганрог, Ростов-на-Дону, Россия);
- 7) Международная конференция 17th International Conference «Laser Optics 2016» (27 июня – 1 июля 2016г., Санкт-Петербург, Россия);
- 8) XIX Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана» (1-6 июля 2013 г., г. Барнаул, Россия);
- 9) 18^a Международная школа по Квантовой электронике “Laser physics and applications” (23 September – 03 October 2014, Созополь, Болгария);
- 10) 25^{bi} ежегодный семинар 25th Annual International Laser Physics Workshop “LPhys’16” (11-15 июля 2016, Ереван, Армения);
- 11) Международная конференция «ICONO/LAT» (26-30 сентября 2016 года);
- 12) XXI Международный симпозиум «International Symposium on High Power Laser Systems and Applications» (6–9 сентября 2016, Гмунден, Австрия);
- 13) XIII Международная конференция «AMPL-2017» (10-15 сентября 2017 года, г. Томск, Россия);
- 14) 26^{oi} ежегодный семинар 26th Annual International Laser Physics Workshop “LPhys’17” (17-21 июля 2017 года, г. Казань, Россия);
- 15) Международная конференция 18th International Conference on Laser Optics "ICLO-2018" (4-8 июня 2018 года, г. Санкт-Петербург, Россия).

Основные научные результаты работы были опубликованы в 4 статьях в рецензируемых научных журналах:

1. A. A. Dergachev, A. A. Ionin, V. P. Kandidov, D. V. Mokrousova, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, E. S. Sunchugasheva, S. A. Shlenov, “The influence of the energy reservoir on the plasma channel in focused femtosecond laser beams”, *Laser Physics* **25** (6), 065402 (2015).
2. D. E. Shipilo, N. A. Panov, E. S. Sunchugasheva, D. V. Mokrousova, V. A. Andreeva, O. G. Kosareva, L. V. Seleznev, A. B. Savel'ev, A. A. Ionin, S. L. Chin, «Fusion of regularized femtosecond filaments in air: far field on-axis emission», *Laser Physics Letters* **13**, 116005 (2016).
3. Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, А. А. Ионин, Д. В. Мокроусова, Л. В. Селезнев, Е. С. Сунчугашева “Исследования характеристик интенсивных световых каналов на постфиламентационной стадии эволюции ультракороткого лазерного излучения”, *Оптика атмосферы и океана* **29** (12), 1023 (2016).
4. Yu. E. Geints, A. A. Ionin, D. V. Mokrousova, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, E. S. Sunchugasheva, A. A. Zemlyanov «High intensive light channel formation in the post-filamentation region of ultrashort laser pulses in air », *Journal of Optics* **18** (9), 095503 (2016).

Вошедшие в диссертационную работу результаты также представлены в 11 публикациях в материалах конференций.

Отдельные результаты, представленные в диссертационной работе и объединенные в цикл работ под названием «Филаментация сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов и управление параметрами образующихся при этом плазменных каналов» были удостоены II Премии на конкурсе молодежных научных работ по оптике и лазерной физике (2015 г.) в составе научного коллектива: Д. В. Мокроусова и Е. С. Сунчугашева; объединенные в циклы работ под названием «Распространение сфокусированных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе и управление протяженностью плазменных каналов, образующихся при из филаментации» и «Увеличение зоны действия и пиковой интенсивности мощных ультракоротких лазерных импульсов для задач удаленного зондирования среды» были удостоены Премии им. Н. Г. Басова молодежного

конкурса молодежных научных работ ФИАН в 2015 г. и в 2017 г. соответственно в составе научного коллектива: Д. В. Мокроусова и Е. С. Сунчугашева.

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА

Все используемые в диссертации экспериментальные результаты были получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор участвовал в постановке задач исследований, создании и разработке большинства используемых в работе оптических схем. Автор непосредственно производил обработку и анализ полученных экспериментальных данных, участвовал в обсуждении и интерпретации полученных результатов, написании статей, выступал на конференциях с полученными научными результатами. Результаты численных расчетов, приведенные в диссертации, получены В. П. Кандидовым, С. А. Шленовым и А. А. Дергачевым; О. Г. Косаревой, Н. А. Пановым и Д. Е. Шипило (МГУ им. М.В. Ломоносова); Ю. Э. Гейнцем и А. А. Земляновым (ИОА СО РАН).

ГЛАВА 1. ФИЛАМЕНТАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В данной главе пойдет речь о явлении филаментации. Будет затронута история вопроса, приведены теоретические модели филаментации и обзор публикаций, связанных с работой автора в рамках данной диссертации.

В настоящее время технологии позволяют получать ультракороткие импульсы, обладающие огромными пиковыми мощностями (ПВт и выше). При таких мощностях нельзя использовать приближение линейной оптики, в котором поляризация вещества является линейной функцией напряженности электрического поля – появляется необходимость переходить к нелинейной оптике. Первое исследование по нелинейной оптике (как и сам термин) связано с именем С. И. Вавилова. В 1923 г. в ФИАН С. И. Вавилов совместно с В. И. Левшиным провел эксперимент по исследованию отклонения поглощения света, создаваемого искрой, от линейного в урановом стекле (ЖС19) [37]. Кроме того, С. И. Вавилов угадал основу будущего математического аппарата для описания нелинейно оптических явлений. Его рассуждение о нарушении принципа суперпозиции привело в дальнейшем к рассмотрению нерезонансных процессов с точки зрения разложения поляризации по степеням суммарного вектора напряженности электрического поля, что является очень действенным методом и широко применяется в настоящее время.

В истории филаментации важную роль сыграла работа Г. А. Аскарьяна 1962 г. [2], в которой он теоретически предсказал эффект самофокусировки излучения. Если нелинейность третьего порядка вносит положительный вклад, то так как в поперечном сечении интенсивность не постоянна, влияние нелинейности аналогично внесению собирающей линзы. Явление самофокусировки имеет место, когда сходимостью пучка из-за нелинейности превышает дифракционную расходимость, что происходит при превышении мощности пучка над критической мощностью самофокусировки. Понятие критической мощности самофокусировки было введено в статье Ч. Таунса 1964 г. [4], теоретически описавшей явление самофокусировки с точки зрения самоканалирования излучения. Согласно этой модели при достижении критической мощности самофокусировки нелинейная добавка к показателю преломления уравновесит дифракцию излучения, и свет

будет распространяться, не изменяя своего поперечного профиля. В этой же статье были отмечены экспериментальные результаты, которые по предположению авторов объяснялись самофокусировкой. Эти результаты были доложены на конференции в 1964 г. Было сообщено о повреждении оптических элементов рубиновым лазером с модуляцией добротности [38]: в прозрачных средах наблюдались протяженные области из тонких нитей, которые, в свою очередь, состояли из множества маленьких пузырьков и являлись следствием самофокусировки излучения.

Однако первым направленным наблюдением самофокусировки наносекундных импульсов считается эксперимент, проведенный Н. Ф. Пилипецким и А. Р. Рустамовым в 1965 г. в МГУ [5]. В эксперименте использовался лазер с модуляцией добротности мощностью около 20 МВт, излучение которого фокусировалось короткофокусной линзой в кювету с различными органическими жидкостями. Результаты показали, что эффект самофокусировки является пороговым (что подтвердило результат работы [4]), через образовавшийся канал может транспортироваться только около 1% энергии пучка и, кроме того, возможно образование нескольких каналов от одного импульса.

Практически одновременно с этим (1964 г.) Л. В. Келдыш (ФИАН) предложил теоретическое описание ионизации в поле сильной электромагнитной волны [39]. Его статья объединила выражения для вероятности многофотонной и туннельной ионизации среды излучением, энергия кванта которого недостаточна для однофотонной ионизации вещества, и позволила описывать случаи, когда эти два механизма вносят сопоставимый вклад.

Поскольку модель самоканалирования не позволяла описать все наблюдаемые в экспериментах явления [40], в 1968 г. В. Н. Луговым и А. М. Прохоровым [41] была предложена альтернативная модель, впоследствии названная моделью движущихся фокусов, развитая в дальнейшем Джулиано и Марбургером в [42]. Согласно этой теории лазерный пучок можно мысленно разбить на временные слои, каждый из которых фокусируется в точку пространства в зависимости от своей пиковой мощности. И вся совокупность этих фокусов образует нити самофокусировки. В рамках этой теории легко было объяснить образование нескольких нитей вместо одной, поскольку отклонение

временного слоя пучка от осесимметричности приводит к отклонению соответствующего фокуса от оси пучка и, соответственно, к образованию дополнительной нити.

В то же время В. В. Коробкиным и А. Дж. Алкоком (Alcock) было экспериментально доказано, что образование оптического пробоя в воздухе под воздействием наносекундных [43] и пикосекундных импульсов [44] обусловлено самофокусировкой излучения. В экспериментах при фокусировке излучения короткофокусными линзами (фокальное расстояние 2-10 см) наблюдалась искра оптического пробоя диаметром заметно меньше, чем диаметр ослабленного излучения в отсутствие пробоя. Таким образом, было показано, что излучение дополнительно к геометрической фокусировке испытывает самофокусировку. В 1969 году в ФИАН наблюдалась самофокусировка коллимированного пикосекундного излучения в воздухе [10]. В 1975 г. Марбургером была выведена полуэмпирическая формула, связывающая расстояние самофокусировки z_{sf} с параметрами импульса [45].

Первый лазер с модуляцией добротности и пассивной синхронизацией мод был создан Мокером и Коллинзом [46]. Они использовали в эксперименте несколько вариантов дискриминаторов и пассивных модуляторов добротности, и минимальная длительность импульса, которую им удалось достичь, была 10 нс. Импульсы длительностью менее 100 фс были впервые получены в 1981 г. [47]. Лазерные импульсы в задающем генераторе, как правило, имеют высокую частоту повторения (десятки МГц) и маленькую энергию (до 10 нДж), поэтому для многих применений полученные импульсы необходимо усиливать. При этом в твердотельных активных средах высокие пиковые интенсивности приводят к самофокусировке излучения и повреждению среды. Для решения этой проблемы обычно используется технология усиления оптических чирпированных (chirped) импульсов, предложенная и осуществленная в 1985 г. Д. Стрикланд и Ж. Муру [48]. В 2018 году за метод генерации высокоинтенсивных ультракоротких лазерных импульсов они были удостоены Нобелевской премии по физике.

В течение долгого времени считалось, что пиковая интенсивность ультракоротких лазерных импульсов при распространении в прозрачной среде будет резко падать: из-за их широкого спектра дисперсия групповых скоростей будет играть большую роль, и вместе с дифракцией они будут способствовать расплыванию импульса как в пространстве, так и во

времени [1]. Однако в эксперименте, проведенном группой проф. Муру, наблюдался совершенно противоположный эффект. На расстоянии 10 метров от лазера импульс повредил поверхность зеркала, хотя вблизи лазера такого явления не наблюдалось. Этот эксперимент стал началом изучения явления филаментации [11]. В этой статье также предлагалось теоретическое объяснение наблюдаемого эффекта, было замечено, что при множественной филаментации энергия в одном филаменте практически постоянна, так же как и радиус и пиковая интенсивность - диаметр филамента был оценен в 80 мкм. Кроме того, при филаментации импульсов ближнего ИК диапазона (длина волны 775 нм) наблюдалась генерация белого излучения на оси – суперконтинуума, и колец конической эмиссии. Достоверно измеренная длина существования филаментации составила 20 м.

Через некоторое время была получена филаментация УФ лазерных импульсов (длина волны 248 нм) [49]. Было установлено, что диаметр УФ филаментов (около 220 мкм) превышает диаметр ИК филаментов (около 80 мкм) практически в три раза. Кроме того, отмечено, что при распространении УФ импульса большую роль играет дисперсионное распыление, которое в ИК импульсе не так существенно.

В том же году было предложено использовать фемтосекундные УФ импульсы для управления молниями [50]. За счет большой энергии кванта (5 эВ при длине волны 248 нм) эффективность многофотонной ионизации достаточно высока. За счет этого при распространении излучения образуется протяженный плазменный канал. Хотя эта работа не имеет прямого отношения к филаментации (в эксперименте самофокусировка умышленно избегалась), она обозначила одно из возможных применений этого явления – поджиг и управление высоковольтными электрическими разрядами (в том числе – молниями).

Таким образом, параметры световых и плазменных структур, образующихся при филаментации, могут отличаться для ИК и УФ импульсов. При этом филаментация УФ излучения может быть интересна для некоторых применений (таких как молниезащита [50], транспортировка микроволнового излучения на большие расстояния в плазменном волноводе [51, 52] и экологический мониторинг [53]). Поэтому в данной диссертации эксперименты проводились как с ИК, так и с УФ лазерными импульсами.

1.1 ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ФИЛАМЕНТАЦИИ

1.1.1 Самофокусировка и плазмообразование при филаментации

Если частоты, присутствующие в лазерном импульсе, далеки от резонансных частот переходов в веществе, то поляризацию среды можно разложить в ряд по степеням напряженности электрического поля:

$$P = \chi_1 : E + \chi_2 : EE + \chi_3 : EEE + \dots, \quad (1)$$

Здесь $\chi_n : \underbrace{EE \dots E}_{n \text{ раз}}$ обозначает общий вид функции степени n от полного вектора

напряженности электрического поля E с тензором коэффициентов пропорциональности χ_n . Поскольку воздух – изотропная среда, то из соображений симметрии относительно преобразования инверсии все коэффициенты при четных степенях напряженности равны нулю $\chi_{2k} = 0$. Таким образом, третий порядок нелинейности играет наибольшую роль в нелинейном распространении излучения в изотропной среде. Влияние более высоких порядков нелинейной восприимчивости [54] спорно, и в данной работе оно не будет рассматриваться в рамках классического подхода к описанию филаментации (аналогично обзорам [1] и [14]).

Существует ряд механизмов, приводящих к нелинейности третьего порядка: ангармонизм электронного и колебательного откликов атомов и молекул, переориентация молекул среды, изменение плотности вследствие электрострикции и нагрева, вынужденное комбинационное рассеяние излучения на вращательных переходах молекул среды [55]. Каждый из упомянутых выше механизмов характеризуется своим временем установления, и его необходимо учитывать, если время установления нелинейности меньше или порядка длительности импульса.

Для лазерных импульсов фемтосекундной длительности основной вклад вносит нелинейность, связанная с перераспределением электронной плотности в атомах и молекулах среды, которую можно считать безынерционной (характерное время отклика несколько фс). Кроме того, в молекулярных газах может также происходить вынужденное комбинационное рассеяние излучения на вращательных переходах, также приводящее к изменению показателя преломления (эффект инерционный, характерное время в воздухе ~ 70 фс [56]). Влияние электрострикции (характерное время около 1 нс) мало для

субпикосекундных импульсов, при этом влияние ориентационного механизма Керровской нелинейности (характерное время 1 пс) может расти при увеличении длительности импульса [57].

Рассмотрим влияние Керровской электронной нелинейности, связанное с перераспределением электронной плотности в атомах и молекулах среды. Его можно представить как вклад в показатель преломления, зависящий от интенсивности:

$$\Delta n_k = n_2 \cdot I, \quad (2)$$

где $n_2 = \left(\frac{2\pi}{n_0}\right)^2 \chi_3$ – константа, определяемая свойствами среды, здесь n_0 – линейная часть показателя преломления среды.

Для большинства случаев распространения волн оптического диапазона в средах коэффициент $n_2 > 0$. В этом случае из-за большей интенсивности в центре поперечного сечения пучка, фазовая скорость центральной части пучка оказывается меньше, чем на краях, что приводит к изгибу волнового фронта пучка и самофокусировке излучения. Уменьшение радиуса пучка и увеличение его пиковой интенсивности повышает вероятность ионизации среды, вследствие чего образуется лазерная плазма. Следует заметить, что энергия квантов излучения (~1.6 эВ для длины волны 744 нм и 5 эВ для 248 нм) меньше потенциала ионизации молекул воздуха: потенциал ионизации молекулярного кислорода 12.2 эВ, молекулярного азота 15.6 эВ, поэтому однофотонная ионизация не происходит. Согласно теории Келдыша [39] полевая ионизация имеет два предельных случая: многофотонная и туннельная ионизации.

Граница между этими двумя режимами определяется адиабатическим параметром (или параметром Келдыша) γ :

$$\gamma = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{m_e c n_0 \epsilon_0 U_i}{I}}, \quad (3)$$

здесь ω_0 – частота лазерного излучения, m_e – масса электрона, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, U_i – потенциал ионизации атома или молекулы, I – интенсивность лазерного излучения. При $\gamma \gg 1$ реализуется многофотонная ионизация, при $\gamma \ll 1$ – туннельная. Процесс многофотонной ионизации (рис. 1.1а) заключается в поглощении одновременно нескольких квантов излучения общей энергией превышающей энергию ионизации. Число

$$m = \left[\frac{U_i}{h\omega_0} \right] + 1 \quad (4)$$

называется порядком многофотонности процесса и является минимальным числом квантов, необходимым для реализации ионизации [58]. Квадратные скобки в формуле (4) означают взятие целой части числа.

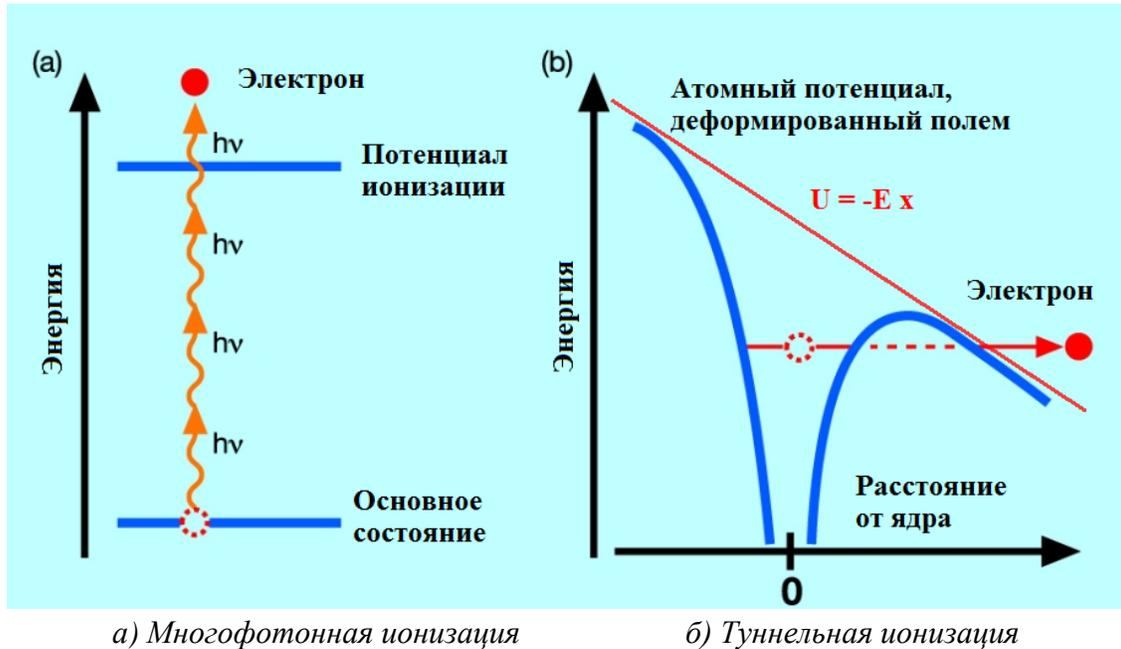


Рис. 1.1 схематичное представление полевой ионизации

Туннельная (или надбарьерная ионизация) происходит вследствие сложения кулоновского поля, удерживающего электрон, и лазерного поля (рис. 1.1б). При сложении образуется потенциальный барьер, через который электрон туннелирует. При характеристиках для филаментации титан-сапфирового фемтосекундного лазера в воздухе параметрах: длина волны 800 нм, интенсивность 10^{13} Вт/см² - параметр Келдыша γ порядка 1, значит, при филаментации играют роль оба механизма ионизации. В случае УФ лазерных импульсов реализуется только многофотонная ионизация. Вследствие ионизации в центральной части филаментирующего пучка образуется низкотемпературная электронная плазма.

В соответствии с моделью Друде диэлектрическая проницаемость плазмы

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (5)$$

где ω – частота падающего излучения,

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi\rho e^2}{m_e}} - \quad (6)$$

– плазменная частота, физический смысл которой в том, что это минимальная частота излучения, которое может распространяться в плазме данной плотности. Если перейти к формализму плотностей плазмы, выражение (5) приобретает вид:

$$\varepsilon(\rho) = 1 - \frac{\rho}{\rho_{cr}}, \quad (7)$$

где ρ – плотность плазмы в филаменте,

$$\rho_{cr} = \frac{m_e\omega^2}{4\pi e^2} - \quad (8)$$

– критическая плотность плазмы для заданной длины волны лазерного излучения, то есть максимальная плотность плазмы, при которой излучение данной длины волны может в ней распространяться. Для $\lambda = 744\text{нм}$ величина критической плотности плазмы составляет $\rho_{cr} \sim 10^{21}\text{см}^{-3}$, для $\lambda = 248\text{нм}$ – $\rho_{cr} \sim 10^{22}\text{см}^{-3}$. Для сравнения число молекул воздуха при комнатной температуре в единице объема (постоянная Лошмидта) $\rho_{air} \sim 2.5 \cdot 10^{19}\text{см}^{-3}$, то есть даже в случае полной однократной ионизации воздуха выполнено соотношение $\rho \ll \rho_{cr}$. Поскольку показатель преломления связан с диэлектрической проницаемостью по закону $n = \sqrt{\varepsilon}$, добавку к показателю преломления за счет плазменного канала можно представить в виде

$$\Delta n_{pl} = -\frac{\rho}{2\rho_{cr}} < 0. \quad (9)$$

Поскольку добавка отрицательна, то происходит рефракция излучения на плазме, препятствующая дальнейшей самофокусировке излучения.

В вышеприведенных рассуждениях мы пренебрегли дифракцией и дисперсией групповых скоростей, поскольку их вклад во многих случаях сравнительно незначителен. Однако для правильного понимания условий, при которых происходит филаментация, необходимо учесть вклад дифракционной расходимости. Помимо самофокусировки, на распространение любого реального пучка из-за конечного поперечного сечения оказывает влияние дифракция. Для того чтобы пучок самофокусировался, необходимо, чтобы дифракционная расходимость была меньше сходимости, обусловленной нелинейным показателем преломления [59]. Отсюда мы приходим к существованию некоторой

пороговой мощности – критической мощности самофокусировки P_{cr} , только при превышении которой пучок будет самофокусироваться [4]. Для Гауссова пучка

$$P_{cr}(\lambda_0) = \frac{3.77\lambda_0^2}{8\pi^2 n_2(\lambda_0) n_0}, \quad (10)$$

где λ_0 – длина волны в вакууме [45,1]. Критическая мощность зависит от центральной длины волны излучения, среды распространения и длительности импульса (поскольку от этого зависит, какие нелинейные эффекты вносят свой вклад в n_2) [60].

Расстояние, которое пройдет коллимированный пучок до своей самофокусировки z_{sf} , определяется полуэмпирической формулой Марбургера [45]:

$$z_{sf} = \frac{0.367 ka^2}{((\sqrt{P/P_{cr}} - 0.852)^2 - 0.0219)^{1/2}}, \quad (11)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновой вектор, a – радиус пучка по уровню $1/e$ от интенсивности, P – пиковая мощность пучка. Стоит отметить, что формула Марбургера в приведенном виде применима только для небольшого превышения над критической мощностью самофокусировки (до ~ 10 раз), поскольку в противном случае происходит мелкомасштабная самофокусировка на неоднородностях пучка и/или среды и характер зависимости меняется.

В случае наличия дополнительной геометрической фокусировки линзой либо зеркалом с фокусным расстоянием f , расстояние до начала филаментации z_{fil} (нелинейный фокус) определяется формулой [61]:

$$\frac{1}{z_{fil}} = \frac{1}{f} + \frac{1}{z_{sf}}, \quad (12)$$

откуда мы можем видеть критерий жесткости фокусировки. При $z_{sf} \ll f$ влияние геометрической фокусировки мало по сравнению с самофокусировкой и излучение можно считать коллимированным, если же выполнено условие $z_{sf} \gg f$, то линейная геометрическая фокусировка во многом определяет дальнейшее распространение излучения.

В диссертации будет использоваться понятие числовой апертуры пучка $NA = \frac{r_0}{f}$, где r_0 – начальный радиус пучка, f – фокусное расстояние фокусирующего элемента.

1.1.2 Динамическая модель движущихся фокусов

Обычно используется одна из двух моделей филаментации: модель самоканалирования (self-channeling), то есть достижения равновесия между самофокусировкой и рассеянием на лазерной плазме, вследствие которого импульс образует для себя волновод в среде, описанная выше, и динамическая модель движущихся фокусов, применяемая по аналогии с моделью для самофокусировки наносекундных лазерных импульсов, для которой эта модель имела экспериментальные доказательства [8] и была признана достоверной [62]. Согласно этой модели филамент представляет собой непрерывную последовательность нелинейных фокусов различных временных слоев импульса [63]. Эта модель позволяет объяснять экспериментально измеренную длину филамента и маленькое содержание энергии пучка в филаменте.

Согласно этой модели, в приближении медленных амплитуд и бездисперсионной среды, импульс может быть рассмотрен как непрерывная последовательность временных слоев, для каждого из которых может быть применена теория самофокусировки. Согласно формуле Марбургера (11), расстояние самофокусировки зависит от мощности временного слоя, из-за чего центральный наиболее мощный слой фокусируется ближе всего и определяет начало филамента. При достижении дифракционной длины излучения

$$z_{dif} = ka^2 \quad (13)$$

расстояние между нелинейными фокусами возрастает, а энергия в слоях уменьшается, из-за чего филамент заканчивается.

В случае дополнительной геометрической фокусировки все слои с мощностью $P \leq P_{cr}$ фокусируются в геометрическом фокусе излучения. Слои, пиковая мощность которых превышает P_{cr} , фокусируются до геометрического фокуса, исходя из формул (11) и (12). Из этого следует, что филамент заканчивается за геометрическим фокусом, поскольку в импульсе обязательно присутствуют маломощные слои, а пиковая мощность влияет только на начало филамента.

Динамическая модель движущихся фокусов позволяет определить некоторые параметры филамента, но она применима только для переднего фронта импульса, распространяющегося в среде без наведенной плазмы. При более подробном изучении

динамики филаментации необходимо рассматривать влияние наведенной лазерной плазмы на самофокусировку «хвоста» и центральной части импульса.

Влияние самофокусировки носит, в основном, мгновенный характер, а лазерная плазма, напротив, накапливается в течение импульса. Поэтому передний фронт импульса испытывает, в основном, самофокусировку, тогда как для центра и «хвоста» импульса большую роль играет взаимодействие с лазерной плазмой. Таким образом, филаментация является существенно нестационарным процессом, что затрудняет проведение простых аналитических оценок (например, для ограничения интенсивности).

Также при филаментации может наблюдаться распад одного ультракороткого импульса на несколько импульсов во времени [27]. При этом, когда один из образовавшихся импульсов истощается, следующий может продолжить самофокусироваться (модель сменяющегося лидера). В этой же статье отмечено влияние рамановского рассеяния и проведена параллель кольцеобразных дифракционных структур с конической эмиссией.

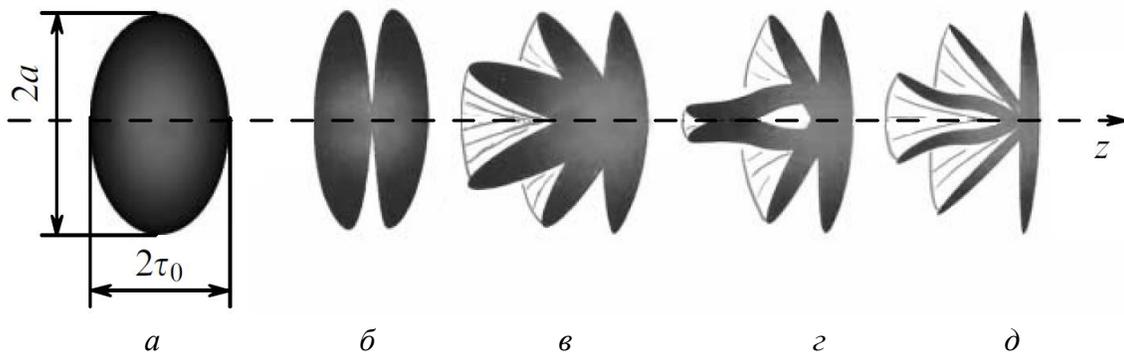


Рис. 1.2а-д Качественная картина изменения распределения интенсивности в плоскости, параллельной направлению распространения импульса, при распространении импульса (на рисунке показаны поверхности одинаковой интенсивности); здесь a – радиус пучка, τ_0 – начальная длительность импульса [14, 18]. Импульс распространяется слева направо.

Пространственно-временная эволюция лазерного импульса при одиночной филаментации качественно показана на рис. 1.2а-д [14,18]. Здесь можно видеть начальный гауссов импульс (а), самофокусировку наиболее мощного центрального слоя (б), самофокусировку более ранних слоев импульса и дифракцию последующих временных слоев (в), которые затем рефокусируются (г). Когда фокусируется самый ранний слой,

имеющий надкритическую мощность, все последующие после дифракции на плазменном канале образуют кольцеобразные структуры (д).

При распространении высокоинтенсивного излучения, оно испытывает множество нелинейных эффектов. Например, вынужденное комбинационное рассеяние на молекулах среды приводит к значительному сдвигу центральной длины волны излучения в филаменте в длинноволновую область [64, 29]. Это позволяет отделить излучение, входящее в состав филамента (сдвинутое в ИК область), от окружающего дифрагирующего излучения (на исходной длине волны) при помощи спектральных фильтров. Выделенные таким образом кольца дифракции, образованные при взаимодействии центральной части и хвоста импульса с плазмой, можно видеть на рис. 1.3.

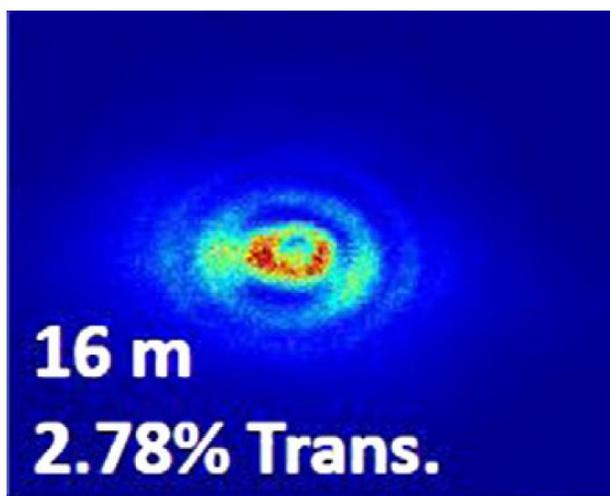


Рис. 1.3 Распределение плотности излучения, прошедшего через спектральный фильтр с центральной длиной волны, соответствующей исходной длине волны 800 нм, и шириной полосы пропускания 10 нм. Это распределение показывает наличие дифракции конечных временных слоев импульса на плазменном канале [29].

1.1.3 Лазерная плазма в филаменте

Доказательство присутствия лазерной плазмы в филаменте являлось важной задачей для проверки теоретических представлений о том, как происходит филаментация. При этом нужно было установить не просто факт наличия или отсутствия плазмы, но и дать количественные оценки её плотности.

Впервые наличие проводящего плазменного канала было показано в 1999 году [65] (до этого времени существование плазмы хотя и предполагалось, но не было доказано

напрямую). Метод состоял в следующем: лазерный импульс с центральной длиной волны 800 нм и мощностью около 1 ТВт, распространявшийся в режиме множественной филаментации, проходил между двумя электродами, образующими конденсатор. При наличии плазменного канала внутри воздушного конденсатора изменяется его емкость, появляется ток перезарядки, по величине которого можно оценить плотность плазмы в канале (метод аналогичен используемому нами, описанному в Главе 2.2.2). Приведенная в работе оценка плотности плазмы в филаменте составляла $n_e \geq 6 \cdot 10^{11} \text{см}^{-3}$. Это значение является усредненным по пучку, содержащим множество филаментов, стохастически распределенных в поперечном сечении. Примерно в то же время вышла работа по определению параметров плазменного канала [66], в которой плотность плазмы была оценена как $n_e \geq 3 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$, что близко к последующим оценкам. Время жизни плазменного канала, указанное в статье, составляло около 5 нс. При этом его длина достигала 1.5 м. Другая оценка, приведенная в [67] для более жесткой фокусировки импульса длиной волны 526.5 нм (числовая апертура 0.006), составляла $n_e \geq 6 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$. В этой же работе была экспериментально и численно исследована динамика развития высоковольтного разряда: определено место образования и скорость движения отрицательного и положительного стримеров. Кроме того отмечено, что на наносекундных временах с момента прихода лазерного импульса неоднородности в распределении плазмы в канале выравниваются, если начальная плотность лежала в промежутке $n_e \sim (10^{14} - 10^{18}) \text{см}^{-3}$.

Еще одно доказательство существования плазмы в филаменте представлено в [68]. По спектру и интенсивности люминесценции ионов азота в филаменте было получено распределение интенсивности этой люминесценции (пропорциональной линейной плотности плазмы) вдоль пути распространения излучения. В работе было показано, что при филаментации ИК излучения наблюдаются рефокусировки.

В работе [69] был предложен и реализован метод для измерения плотности плазмы с разрешением около 10 фс. Зависимость плазмы от времени при ионизации хорошо совпала с предсказанием теории Келдыша. Измеренная плотность плазмы достигала в максимуме почти $n_e \sim 4 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$.

В последующих работах предлагалось несколько непрямых способов измерения плотности плазмы в канале (в относительных единицах). Один из них основан на детектировании звуковых волн, которые образуются за счет энерговыклада импульса в среду [70]. Звуковая волна, появляющаяся из-за быстрого локального нагрева воздуха, детектировалась микрофоном, при этом её интенсивность пропорциональна плотности лазерной плазмы в филаменте. Вторым методом основан на детектировании электромагнитного излучения, генерируемого мультиполями в филаменте, осциллирующими с частотой, близкой к плазменной [71].

В статье [23] было показано, что при геометрической фокусировке плотность плазмы существенно зависит от числовой апертуры. Жесткая фокусировка может приводить к увеличению плотности плазмы более чем на порядок по сравнению со случаем филаментации коллимированного пучка.

Эволюция плазмы во времени на пикосекундных и наносекундных масштабах времени была описана в работе [72]. В общем случае эволюция плотности плазмы во времени задается не только полевой ионизацией среды (туннельной или многофотонной), но и лавинной ионизацией (которой для субпикосекундных импульсов от УФ до ближнего ИК диапазона можно пренебречь). Кроме того, необходимо учитывать электрон-ионную и ион-ионную рекомбинации, прилипание электронов к нейтральным молекулам. Для исследования долговременной динамики плазмы можно считать генерацию плазмы начальным ультракоротким лазерным импульсом мгновенной. Тогда эволюция плотности электронов в воздушной плазме ρ_e во времени будет иметь вид [1, 72]:

$$\rho_e(t) = \frac{\rho_e(0) \cdot e^{-\eta t}}{1 + \rho_e(0) \cdot \beta_{ei} \cdot t}, \quad (15)$$

где η - коэффициент прилипания электронов к нейтральному кислороду, β_{ei} - коэффициент электрон-ионной рекомбинации (по порядку величины составляет 10^{-13} м³/с). С увеличением времени слагаемое $\rho_e(0) \cdot \beta_{ei} \cdot t$ становится сравнимо с единицей (для $\rho_e(0) \sim 10^{16}$ см⁻³ при $t \sim 1$ ns), и при больших временах плотность электронов в плазме может быть записана как $\rho_e(t) \approx \frac{e^{-\eta t}}{\beta_{ei} \cdot t}$, то есть плотность практически не зависит от начальной. Поэтому на больших временах увеличение плотности плазмы, полученной при

филаментации, не приводит к увеличению времени существования электронной плазмы заданной плотности в канале.

За время порядка нескольких наносекунд плотность электронной плазмы сильно падает, и остается ион-ионная плазма: электроны прилипают к нейтральному кислороду. Характерное время прилипания электронов к нейтральному кислороду, измеренное по изменению сопротивления плазменного канала, составляет 150 нс согласно [73] и 10-55 нс по результатам работы [74]. Авторы второй статьи предложили объяснение такого различия в результатах: при большой начальной плотности плазмы наблюдаются как прилипание электронов к нейтральным атомам, так и электрон-ионная рекомбинация, и разделить эти эффекты довольно сложно. За счет изначально маленькой плотности плазмы ($\rho_e(0) \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$) во второй статье вклад рекомбинации сведен к минимуму.

Таким образом, при филаментации ультракоротких лазерных импульсов образуется плазменный канал, время жизни которого имеет наносекундные масштабы.

1.1.4 Резервуар энергии

При распространении мощного коллимированного излучения в режиме филаментации помимо высокоинтенсивной приосевой области (филамента), внутри которой происходит образование плазменного канала, вокруг неё существует область излучения сравнительно низкой интенсивности – резервуар энергии. При этом высокоинтенсивный центр образован временными слоями импульса, фокус которых находится в данной точке или вблизи нее, а резервуар энергии образован остальными слоями импульса, с фокусами, далекими от заданной точки, или с мощностями, которых не хватает для самофокусировки.

Поперечный профиль пучка, на котором различимы филамент и резервуар энергии представлен, например, в [75] (рис. 1.4). Там же замечено, что при попадании филамента на зеркало происходило повреждение отражающего покрытия зеркала. Из-за этого небольшая часть пучка, содержащая филамент, практически полностью поглощалась или рассеивалась, что, однако, не приводило к прекращению последующей филаментации, поскольку влияние на резервуар энергии за счет малого размера филамента было невелико. Далее в коллимированный пучок, распространявшийся в режиме филаментации, была

помещена диафрагма размером 500 мкм, пропускавшая филамент, но поглощавшая большую часть пучка (диаметр 12 мм). Энергия за диафрагмой не превышала 7% от начальной энергии в пучке. Дальнейшие исследования подтвердили, что в резервуаре энергии содержится ~80-90% [24, 25] всей энергии излучения.

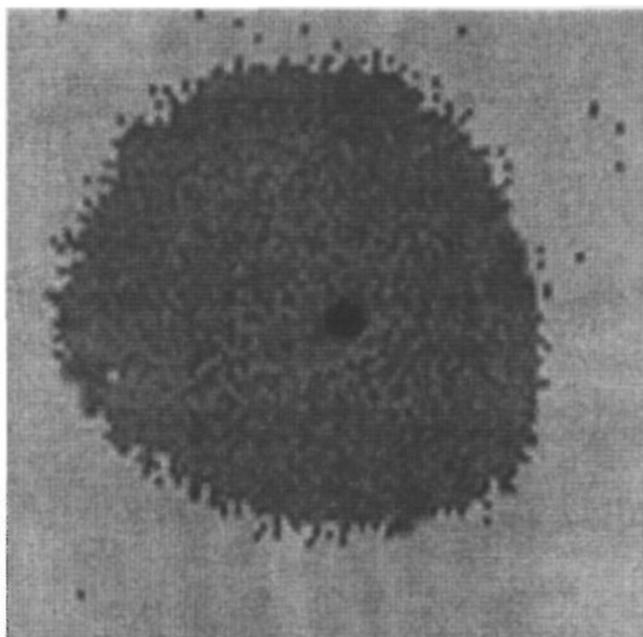


Рис. 1.4 Ожог на фотобумаге, полученный при воздействии импульса титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 800 нм, длительностью 200 фс, энергией около 30 мДж и диаметром 12 мм [75]. Большое пятно соответствует резервуару энергии, маленькое темное вблизи центра – филаменту.

Важно заметить, что общепринятой границы, что считать филаментом, а что – резервуаром, нет. В различных работах размер диафрагмы, отделяющей филамент от резервуара энергии, соответствует ширине по уровню от $\sim 1/5$ до $\sim 1/60$ от максимума плотности энергии [75]. Наиболее часто встречающаяся оценка соответствует $\sim 1/10$ от максимального уровня плотности энергии в филаменте [24, 25].

При филаментации световая энергия постоянно тратится на ионизацию среды, поэтому существование протяженного филамента возможно только за счет подпитки энергией из резервуара [26]. В работах [24, 25] проводились эксперименты, в которых излучение проходило через диафрагму, пропускающую филамент, но поглощающую окружающий его резервуар энергии (как в [75]). Сразу за диафрагмой филаментация прекращалась. Если же поглощалась центральная часть (филамент) при небольшом

воздействии на резервуар энергии, на некотором расстоянии филаментация возобновлялась. Эти эксперименты продемонстрировали важнейшую роль резервуара энергии при филаментации коллимированного излучения, которая может быть легко объяснена с использованием модели движущихся фокусов. Филаментация прекращается за диафрагмой, поскольку слои, нелинейные фокусы которых находятся за диафрагмой и которые входят в резервуар в месте нахождения диафрагмы, ею поглощаются. Если же наоборот закрывать филамент, воздействие на резервуар недостаточно для подавления самофокусировки слоев, чьи нелинейные фокусы находятся за местом установки диафрагмы.

Внесение в коллимированный пучок диафрагмы позволяет прекратить филаментацию в необходимой точке и измерить зависимость какой-либо величины от длины филамента (например, энергии третьей гармоники или спектра суперконтинуума), не меняя при этом остальных параметров. Это очень удобный способ, особенно, с учетом того, что не происходит воздействия высокоинтенсивного излучения на диафрагму. Однако экстраполяция этого метода на случай сфокусированного излучения может быть неправомерна, хотя и имеет место в некоторых работах, например, в [76].

Поскольку резервуар энергии содержит различные временные слои импульса, то интересен вопрос, будет ли он фокусироваться вблизи геометрического фокуса. Изучению влияния диафрагмы на филаментацию сфокусированных импульсов и поведения резервуара энергии в условиях внешней геометрической фокусировке посвящена Глава 3.

1.1.5 Фазовая самомодуляция и самоукручение импульса

При распространении высокоинтенсивного ультракороткого лазерного импульса в среде происходит неравномерное изменение фазы – фазовая самомодуляция. Причиной фазовой самомодуляции является изменение показателя преломления во времени, что приводит к уширению частотного спектра. Для спектра импульса, распространяющегося в режиме филаментации, показатель преломления состоит из постоянного линейного члена n_0 , добавки из-за самофокусировки пучка Δn_k , задаваемой формулой (2), и плазменного вклада Δn_{pl} по формуле (9). В простейшем случае получаем [77]:

$$\omega = -\frac{\partial \varphi}{\partial t} \sim \omega_0 + \frac{\omega_0}{c} z \left(-n_2 \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{1}{2n_0 \rho_{cr}} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \quad (14)$$

Уширение спектра в красную область происходит вследствие самофокусировки (первое слагаемое в скобке в формуле (14)). Как было отмечено выше, самофокусировку испытывает, в основном, передний фронт импульса, для него нелинейная добавка к показателю преломления положительна, и начало импульса замедляется. Плазменная нелинейность и дефокусировка излучения отвечают за антистоксовы компоненты спектра в соответствии с формулой (14), то есть дают отрицательный вклад в коэффициент преломления, что приводит к увеличению скорости движения хвоста импульса, когда количество плазмы наибольшее. Таким образом, наблюдается уменьшение длительности импульса – самокомпрессия. Кроме того, за счет синего сдвига частот в хвосте импульса, задний фронт импульса становится резче, этот эффект носит название самообострения или самоукручения.

Широкополосное излучение, образующееся в процессе филаментации, называется суперконтинуумом. При филаментации мощного коллимированного ИК излучения суперконтинуум имеет вид практически белого пятна, распространяющегося вдоль оси распространения начального импульса (рис. 1.5). Поскольку спектрально уширенные компоненты являются частью распространяющегося лазерного импульса, длительность суперконтинуума не превышает длительности исходного филаментирующего импульса.

Изменение показателя преломления в пространстве по аналогии (и одновременно) с генерацией суперконтинуума приводит к генерации конической эмиссии. Она представляет собой излучение, генерируемое в филаменте, волновой вектор которого неколлинеарен оси распространения начального пучка. При этом длина волны связана с углом раствора конуса, в который распространяется коническая эмиссия. В поперечном сечении коническая эмиссия имеет вид концентрических колец, длина волны света которых при удалении от оси уменьшается (рис. 1.5).

Первое исследование конической эмиссии при филаментации фемтосекундных импульсов приведено в статье [78]. Авторами была найдена зависимость угла распространения от длины волны, которая хорошо объясняется антигайдинговыми модами «волновода», образуемого в области существования филамента, либо черенковским излучением. Эта зависимость обратна нормальной дифракционной. Было отмечено, что излучение конической эмиссии есть только в антистоксовой области, поскольку стоксовые

компоненты распространяются вместе с начальным излучением вдоль образованного «волновода».

В УФ спектральном диапазоне нелинейные добавки к показателю преломления значительно ниже, чем в случае ИК импульсов, поэтому процессы генерации суперконтинуума и конической эмиссии не так выражены [79].

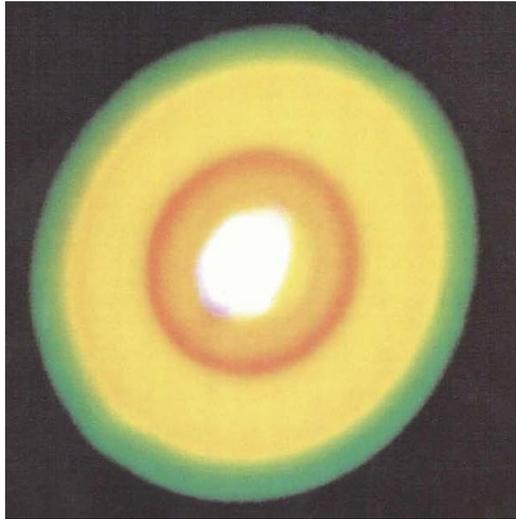


Рис. 1.5 Фотография поперечного сечения пучка после области филаментации УКИ с центральной длиной волны 800 нм и энергией около 30 мДж [78]: суперконтинуум (в центре) и коническая эмиссия (разноцветные кольца).

Здесь хочется еще раз отметить принципиальную нестационарность филаментации. При распространении импульса его спектр, длительность и форма импульса изменяются, поэтому теоретическим оценкам предпочтительнее численное моделирование, позволяющее учитывать эти эффекты.

1.1.6 Ограничение интенсивности

При филаментации коллимированного излучения имеет место ограничение его интенсивности [1, 11]. Оно проявляется в стабилизации пиковой интенсивности в филаменте на определенном уровне при увеличении энергии в импульсе (например, для излучения титан-сапфирового лазера длиной волны 800 нм и длительностью импульса 100 фс максимальная интенсивность в воздухе оценена как $4 \cdot 10^{13}$ Вт/см² [28]), что верно также для случая множественной филаментации.

Поскольку интенсивность в филаменте намного превышает порог разрушения всех регистрирующих приборов [28], в работе [77] был использован метод определения пиковой интенсивности в конденсированных средах по ширине спектра суперконтинуума, образующегося при филаментации. Путем преобразования уравнения (14) в статье [77] было установлено, что уширение спектра в синюю область пропорционально $\Delta\omega_{+,max} \propto I_{max}$, где I_{max} – максимальная (ограниченная) интенсивность, если определяющую роль в уширении играет керровская нелинейность, или $\Delta\omega_{+,max} \propto I_{max}^m$, где m - порядок многофотонности, если вклад наведенной лазерной плазмы является решающим. После чего по спектру суперконтинуума было определено, что в случае распространения в конденсированных средах коллимированного ультракороткого импульса, при увеличении энергии пиковая интенсивность остается постоянной как для множественной филаментации, так и в случае одного филамента.

Помимо ограничения интенсивности из-за прекращения дальнейшей самофокусировки излучения, уменьшения поперечного сечения пучка также не происходит. Это приводит к тому, что радиус филамента практически постоянен на всей длине распространения.

Ограничение интенсивности также наблюдается при геометрической фокусировке пучка. Однако следует отметить, что ограничение интенсивности при наличии геометрической фокусировки немного отличается от случая коллимированного излучения. При увеличении энергии импульса, пиковая интенсивность в филаменте может возрасти, но значительно медленнее, чем в случае линейного распространения (например, в условиях вакуума). При фокусировках с числовыми апертурами до 0.05 значение ограниченной интенсивности не превышает 30% от значения ограниченной интенсивности для случая коллимированного филамента в той же газовой среде [33].

В работе [26] впервые осуществлено моделирование, в котором было получено ограничение интенсивности. Это было достигнуто за счет расширения области расчетов в поперечном сечении. Она охватывала не только высокоинтенсивный филамент, но и окружающий его резервуар энергии. Таким образом, резервуар энергии оказывает большое влияние на эволюцию распределения интенсивности в пучке.

1.1.7 Множественная филаментация и взаимодействие филаментов

Как было сказано выше, при увеличении энергии коллимированного пучка не наблюдается увеличения пиковой интенсивности излучения в филаменте. При этом если превышение мощности коллимированного пучка фемто или субпикосекундного импульса над критической существенно (~ 10 или более), то так же, как и в случае наносекундных импульсов, наблюдается распад пучка в поперечном сечении на множество горячих точек – филаментов (рис. 1.6а). Это происходит из-за того, что локальная самофокусировка на неоднородностях пучка развивается быстрее, чем самофокусировка пучка как целого, что препятствует образованию одного филамента. Неоднородности пучка могут быть обусловлены, например, неидеальностью поперечного распределения исходного лазерного пучка, турбулентностью воздуха или дефектами в конденсированных средах распространения. Впервые множественная филаментация в условиях случайной модуляции показателя преломления среды (турбулентности) была численно рассмотрена в работе [80]. При расчете на некоторых расстояниях от лазерной системы вносились случайные распределения показателя преломления, и определялось расстояние до начала плазмообразования. Было показано, что плазмообразование в среднем начинается раньше, чем в регулярной среде, поскольку флуктуации могут приводить к локальному увеличению поля, и увеличению нелинейного взаимодействия со средой, следовательно, ускорять самофокусировку. За счет несимметричности временных слоев импульса относительно оси распространения и турбулентности положение нелинейного фокуса может сдвигаться в поперечной плоскости и прочерчивать «кривой» филамент.

В случае ещё более значительного превышения мощности над критической (в 35 раз по сравнению с примерно шестикратным превышением [80]) в различных временных слоях импульса положение филаментов может меняться (рис. 1.6б) [81].

В отсутствие специально внесённой амплитудной или фазовой модуляции пучка, положение филаментов при множественной филаментации случайно в пространстве. Максимальная интенсивность в каждом филаменте практически одинакова (и примерно равна ограниченной), мощность, содержащаяся в одном филаменте $\approx P_{cr}$ [1]. При этом в процессе распространения импульса филаменты взаимодействуют между собой, что может

приводить к их слиянию. В работе [82] наблюдался распад исходного пучка на два филамента, которые впоследствии объединялись в один филамент.

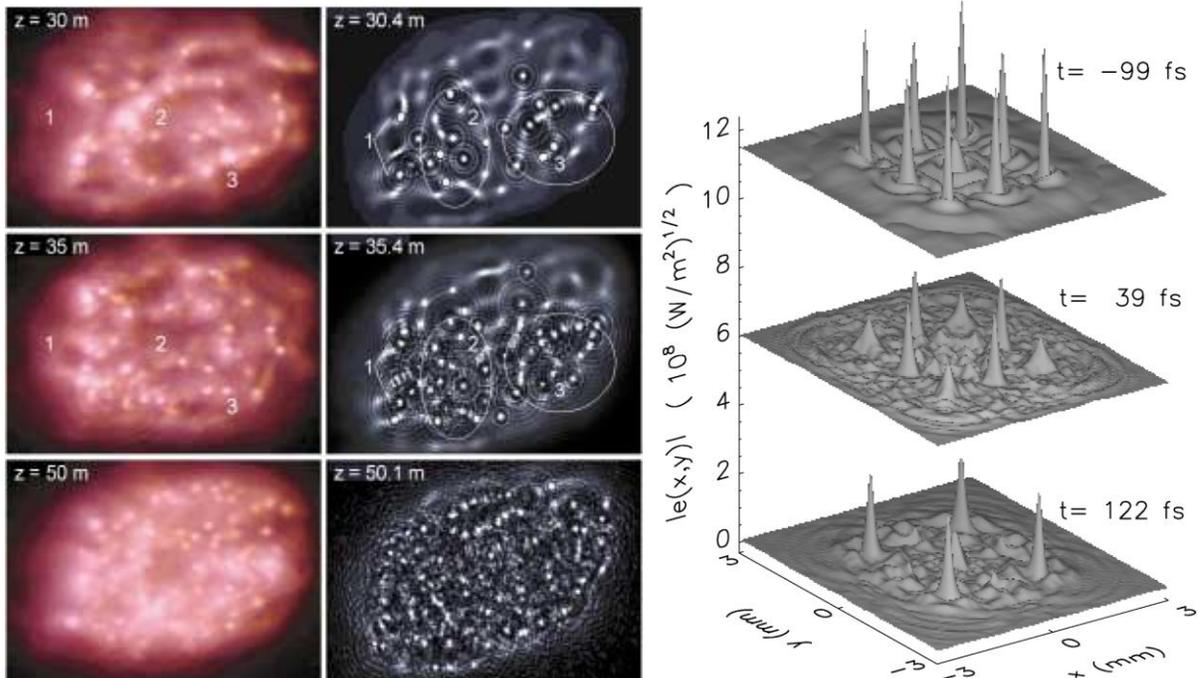


Рис. 1.6 а) Поперечный профиль излучения при филаментации лазерного импульса системы «Терамобиль» с превышением критической мощности самофокусировки в 700 раз на различных расстояниях: эксперимент (слева) и моделирование (справа)[83]; б) Полученное в численном моделировании поперечное распределение интенсивности различных временных слоев импульса: переднего фронта (-99 фс), центральной части (39 фс) и «хвоста» (122 фс) на расстоянии 9.9 м от лазерной системы, исходная мощность импульса $35 P_{cr}$, длительность 200 фс [81].

В статье [36] утверждается, что множественная филаментация испытывает несколько стадий: зарождение первичных филаментов, появление дочерних филаментов в максимумах интерференции кольцевых структур, распространяющихся вокруг существующих филаментов, уменьшения количества филаментов из-за временной трансформации пучка и уменьшения энергии и выживание одного филамента. Кроме того, отмечено, что множественная филаментация носит существенно случайный, стохастический характер, который не может быть объяснен исходной неоднородностью лазерного пучка.

Следует отметить, что резервуар энергии играет существенную роль во взаимодействии филаментов, поскольку именно дифракция резервуара энергии на

плазменных каналах существующих филаментов (как на рис. 1.3) приводит к образованию кольцеобразных световых структур, при интерференции которых образуются дочерние филаменты.

Исследование множественной филаментации довольно сложно как с точки зрения эксперимента, так и с точки зрения компьютерного моделирования. В эксперименте высокая нелинейность и интерференция взаимодействующих резервуаров энергии приводит к тому, что распределение филаментов в поперечном сечении быстро становится случайным [1]. Такой стохастический характер множественной филаментации делает невозможным проведение измерений, подразумевающих набор статистики при близких условиях (например, использование электродов для измерения распределения линейной плотности плазмы вдоль филамента). В численных расчетах отсутствие цилиндрической симметрии, необходимость внесения случайных флуктуаций и широкая апертура пучка (требующая большого количества ячеек расчетной сетки) делают моделирование весьма ресурсоемким.

Для преодоления стохастичности картины распределения филаментов в поперечном сечении при сохранении их значительного числа в работе [84] было предложено использовать амплитудную диафрагму (в форме трилистника или пятилистника), либо фазовую модуляцию (абберации, например, астигматизм). При этом удалось достичь повторяющейся от выстрела к выстрелу регулярной и контролируемой картины филаментации, хорошо согласующейся с моделированием.

Регуляризация картины множественной филаментации посредством внесения маски с регулярными отверстиями была предложена и показана численно и экспериментально в [85]. Исследование показало, что при внесении амплитудной регулярной маски количество филаментов увеличивается (при той же энергии на входе в нелинейную среду) по сравнению со случаем стохастической филаментации.

В работе [86] было замечено, что эволюция картины множественной филаментации может быть рассмотрена с точки зрения взаимодействия группы отдельных филаментов. Поэтому авторы статьи провели численное моделирование взаимодействия пары филаментов, сходящихся под разными углами с разными фазами. Было показано, что филаменты могут испытывать (в зависимости от этих параметров) взаимное притяжение

(если их фазы примерно совпадают) либо отталкивание (если разность фаз приблизительно π), а также сливаться в единый филамент (при небольших углах схождения в фазе). Похожие результаты были получены в работе [87]. Экспериментальное наблюдение описанных эффектов было впервые опубликовано в [34].

Для исследования сложения филаментов в экспериментах, описанных в Главе 4, были взяты амплитудные маски с тремя или четырьмя отверстиями, которые можно рассматривать как части стохастического или регуляризованного распределения. В этом смысле законы и закономерности, верные для небольших рассмотренных масок, должны быть верны и для случая множества филаментов.

1.1.8 Сложение филаментов

Ограничение интенсивности является серьезной помехой в получении высоких интенсивностей излучения и плотностей плазмы, важных для потенциальных применений филаментации (см Главу 1.2). Одним из способов повышения интенсивности излучения и плотности лазерной плазмы является геометрическая фокусировка [23]. Однако при увеличении числовой апертуры наблюдается не только повышение интенсивности, но и уменьшение длины филамента, а значит, и длины нелинейного взаимодействия света со средой. Кроме того, жесткая фокусировка не позволяет сколько-нибудь удаленно получать превышение ограниченной интенсивности.

Еще одним вариантом повышения интенсивности стало взаимодействие филаментов. В статье [33] численное моделирование показало увеличение пиковой интенсивности в 1.3 раза при сложении двух филаментов, полученных из одного филамента путем внесения амплитудной маски с двумя одинаковыми отверстиями и последующей фокусировкой.

В статье [88] также отмечено, что при сложении двух филаментов нельзя пользоваться правилами сложения, верными для линейной оптики, поскольку ограничение интенсивности присутствует и в случае сложения двух филаментов. Увеличение интенсивности по сравнению со случаем одного пучка оценено сверху в 40%.

Стоит заметить, что основным препятствием для увеличения интенсивности является резкая зависимость скорости плазмообразования w от интенсивности излучения I (для 800 нм в кислороде $w \sim I^8$). Поэтому даже при незначительном увеличении интенсивности

плотность плазмы может возрасти в разы, что приведет к усилению плазменной дефокусировки, препятствующей дальнейшему росту интенсивности.

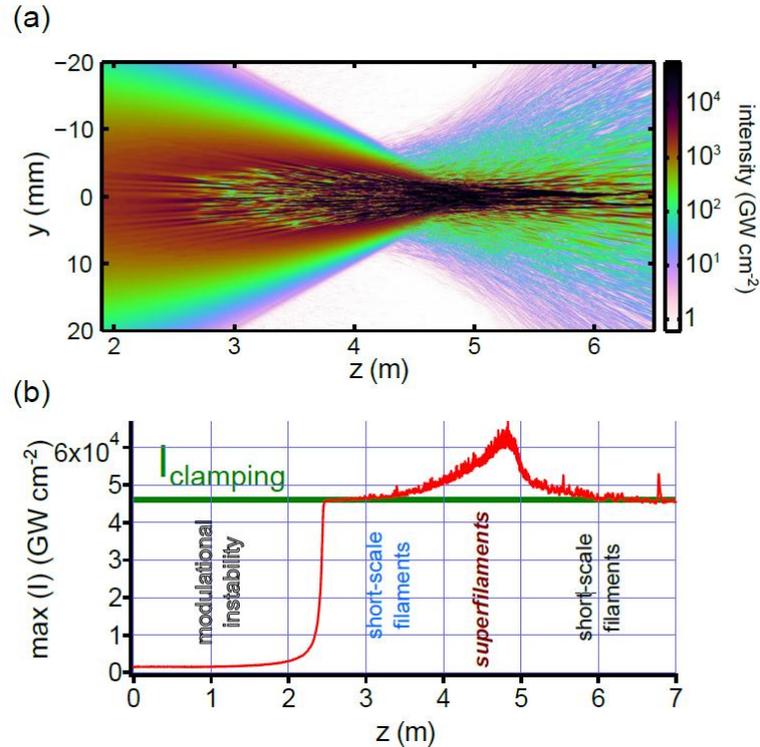


Рис. 1.7 а) Распределение интенсивности при взаимодействии филаментов (компьютерное моделирование); б) увеличение интенсивности в суперфиламенте [35]

Дальнейшее развитие сложение филаментов получило в работе [35]. Было предложено складывать большое количество филаментов при помощи мягкой геометрической фокусировки. Получаемая в области взаимодействия филаментов структура была названа суперфиламентом (рис. 1.7). Эта структура характеризуется более высокой интенсивностью и плотностью плазмы по сравнению с одиночными филаментами и имеет негомогенную структуру, далекую от цилиндрической симметрии. Эксперимент в этой работе был проведен с излучением на длине волны 800 нм при мощности пучка около $230 P_{cr}$. Получено превышение интенсивности примерно в 1.4 раза, плотности плазмы в 16 раз по сравнению с одиночными филаментами. Длина полученного суперфиламента составляла около 2 м, что превышает длины сопоставимых по интенсивности филаментов при более жесткой геометрической фокусировке.

1.1.9 Энерговклад импульса в среду

Образование низкоплотной области на пути распространения филамента было отмечено еще в статье [89], в которой оно позиционируется как причина снижения порогового напряжения пробоя и управления разрядом посредством филаментации лазерных ИК УКИ.

В статье [90] было отмечено, что при фокусировке ультракоротких импульсов ближнего ИК диапазона образуется локализованная цилиндрическая область низкой плотности газа даже при малых энергиях (порядка 100 мкДж). Максимальное уменьшение плотности нейтрального газа в цилиндрической области составляло 20% и наблюдалось на временах около 200 нс (считая от пролета импульса). При этом от канала распространялась звуковая волна, которая не позволяла воздуху вне канала проникать внутрь. Разница в плотностях постепенно снижалась и к 1 мс не превышала 1%. Отмечено, что если лазерный импульс попадает в низкоплотную область от предыдущего лазерного импульса, он дефокусируется, что ухудшает условия для филаментации.

Плазма, образованная филаментом, в процессе рекомбинации нагревает среду. Энергия электронов переходит во вращательные, колебательные, трансляционные степени свободы образующих воздух молекул, в том числе за счет комбинационного канала возбуждения. В конце концов, энергия свободных электронов плазмы переходит в тепло за времена наносекундного масштаба. Из-за низкой теплопроводности воздуха система релаксирует, испуская звуковую волну, уносящую часть вещества из нагретого канала. Таким образом образуется низкоплотный канал, размер которого изначально практически совпадает с размером образованного филаментом плазменного канала. При этом время жизни низкоплотного канала пропорционально ширине исходного плазменного канала, а глубина модуляции плотности среды тем больше, чем выше плотность плазмы в канале [90].

Время жизни низкоплотного канала и влияние длины волны на его параметры были исследованы в [91]. Время жизни низкоплотного канала превышало 90 мс, что практически позволяет получать постоянное уменьшение плотности в области филаментации при распространенной и легко достижимой частоте следования импульсов в 10 Гц.

Для случая тераваттных ИК импульсов была получена зависимость энерговклада от энергии в импульсе в режиме как одиночной, так и множественной филаментации. [92]. Максимальная вложенная в среду энергия достигала 60% от начальной энергии лазерного пучка. Повышение плотности плазмы при сложении филаментов в суперфиламент позволило увеличить энерговклад в среду, что может быть использовано для управления высоковольтными разрядами и лазерной молниезащиты. Например, в работе по управлению высоковольтным разрядом, при создании напряжения катушкой Тесла, наличие суперфиламента приводило к увеличению длины разряда в 5 раз [93].

Поскольку энерговклад излучения в основном осуществляется за счет передачи энергии от электронов среде, линейная плотность плазмы, по сути, пропорциональна энерговкладу на единицу длины распространения излучения. При этом, чем больше радиус и плотность плазмы в исходном плазменном канале, тем больше время существования и изменение показателя преломления в низкоплотном канале.

1.1.10 Постфиламентационные каналы

Задача доставки высокоинтенсивного излучения на большие расстояния актуальна по настоящее время. Одним из путей ее решения может быть использование постфиламентационных каналов – специфических световых структур в пучке, обладающих большей интенсивностью и меньшей расходимостью по сравнению с основной частью пучка.

В статье [94] описаны эксперименты, в которых было замечено, что на расстояниях, превышающих рэлеевскую длину излучения наблюдались филаменты (что противоречит динамической модели движущихся фокусов). Однако, параметры этих «филаментов» отличались от общепринятых, например, их радиус был миллиметрового масштаба. По сути, эти световые структуры и являлись тем, что мы сейчас называем постфиламентационными каналами.

В работе [95] при внесении большого отрицательного чирпа обнаружили протяженные «филаменты» (существующие на расстоянии нескольких км от лазерной системы), обладающие низкой интенсивностью и, соответственно, пренебрежимо низкой плотностью плазмы, в которых плазма не может быть механизмом, ограничивающим

коллапс пучка. При этом экспериментальные данные хорошо совпадали с результатами компьютерного моделирования. Это свидетельствовало о том, что все значимые эффекты учтены в моделировании. При этом если убрать из рассмотрения лазерную плазму, результаты расчета не сильно изменялись. Приведенное в статье объяснение связывало столь странный вид «филаментов» с их конкуренцией: притягивание резервуара энергии каждым филаментом препятствовало самофокусировке до филамента с обычно наблюдаемыми параметрами.

В последующих экспериментах [96] при помощи внесения отрицательного chirpa в тераваттные ИК импульсы системы Teramobile [97], были получены длинные филаменты на больших расстояниях. Максимальное расстояние, на котором наблюдалась ионизация составляло 370 м от компрессора. Экспериментально была подтверждена теоретическая догадка, что при увеличении расстояния до начала филаментации, длина филамента также увеличивается. Световые каналы миллиметрового диаметра низкой расходимости наблюдались на расстоянии до нескольких километров.

Объяснение различия в параметрах наблюдаемых «филаментов» (диаметр от 80 мкм до нескольких мм, наличие или отсутствие плазмы) было дано в работе [30]: при филаментации в нелинейном фокусе наблюдается сильная ионизация, при приближении к рэлеевской длине ионизация слабеет. За рэлеевской длиной в пучке наблюдается самоочищенная мода, которая распространяется с маленькой расходимостью, но не ионизует среду.

В статье [29] приведено теоретическое объяснение и экспериментальное исследование наблюдавшихся после филаментации в статье [95] не ионизирующих воздух световых каналов. Указано, что они образуются за счет дифракции резервуара энергии на плазме, сопровождающей филамент. Плазма, влияющая на резервуар практически как небольшой непрозрачный экран кругового сечения, приводит к образованию симметричной бессель-гауссовой моды, которая затем испытывает керровскую нелинейность, препятствующую линейной дифракции. Отключение в моделировании керровской нелинейности после области филаментации приводило к значительному повышению диаметра постфиламентационного канала, что показывает ее влияние на расходимость этого канала. Исследования проводились для коллимированного

излучения. Полученная расходимость исследуемых световых каналов составила 0.03 мрад. Кроме того, было показано, что самофокусировка оказывает заметное влияние на расходимость пучков с мощностями, существенно меньшими чем критическая мощность самофокусировки (от 1 МВт и более).

Последующее исследование постфиламентационных каналов проводилось в работе [31]. Коллимированный пучок после области филаментации (где он образовывал одиночный филамент) распался на несколько постфиламентационных каналов. При этом согласно результатам численного моделирования, расходимость каналов была существенно ниже расходимости пучков с таким же радиусом и энергией, что было объяснено влиянием окружающего резервуара энергии.

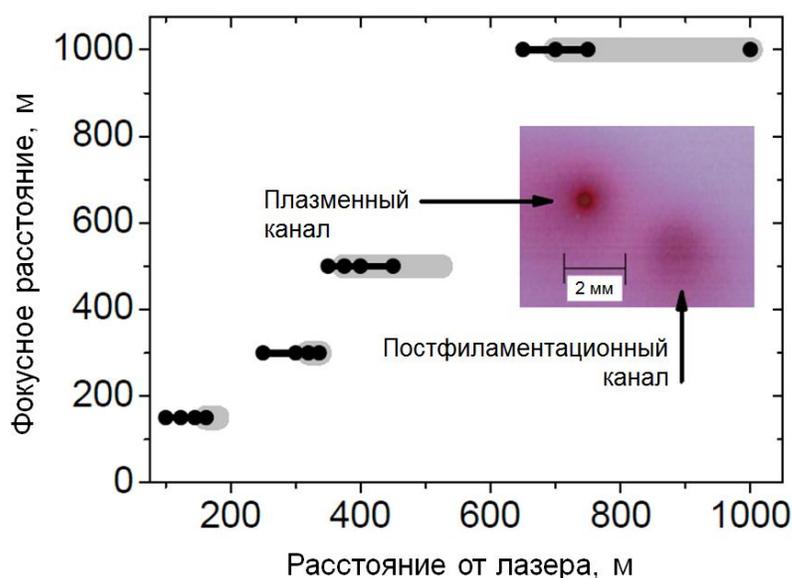


Рис. 1.8 Область существования плазменных каналов (черные точки) и постфиламентационных каналов (серые линии) в эксперименте [32], на вставке ожог на фотобумаге, на котором видны следы от филамента и постфиламентационного канала.

Постфиламентационные каналы наблюдались также и в экспериментальной работе [32]. Канадская лазерная система «Тераватт и терагерц» («Т&Т») позволила экспериментально наблюдать филаментацию на расстоянии 1 км от лазера. Для получения такого результата импульс был чирпирован, расстояние между зеркалами выходного лазерного телескопа было немного изменено, что добавило небольшую геометрическую фокусировку. Соответствующая длина области филаментации составляла до 350 м, увеличиваясь с увеличением расстояния до начала филаментации. За областью

филаментации наблюдались постфиламентационные каналы, которые позволяли увеличить расстояние, на котором наблюдается высокая интенсивность лазерного излучения (рис. 1.8).

Несмотря на то что постфиламентационные каналы наблюдались во многих работах, систематического исследования их характеристик не проводилось. В Главе 5 данной работы представлены проведенные автором экспериментальные исследования расходимости постфиламентационных каналов при геометрической фокусировке излучения в ИК и УФ спектральных диапазонах.

1.2 ПРИМЕНЕНИЯ ФИЛАМЕНТАЦИИ

1.2.1 Филаментация в атмосфере

Пространственно-временная локализация излучения, энерговыход в среду и существование световых структур высокой интенсивности на больших расстояниях, присущие филаментации, открывают возможности ее использования для многих применений, некоторые из которых описаны ниже.

Одно из потенциальных применений связано с возможностью осуществления экологического мониторинга с использованием лазерных импульсов, распространяющихся в режиме филаментации. При филаментации, как уже говорилось, имеет место генерация суперконтинуума. Это приводит к возникновению широкополосного ультракороткого излучения, распространяющегося вместе с исходным импульсом. Оно может быть использовано для детектирования различных загрязняющих веществ сразу в широком диапазоне длин волн. Малая длительность импульса обеспечивает хорошее пространственное разрешение. При этом генерация излучения происходит вдоль всего филамента, и чем длиннее филамент, тем более интенсивное широкополосное излучение будет наблюдаться. Подробнее использование суперконтинуума в качестве ЛИДАРа описано, например, в [14, 75].

Еще одним методом экологического мониторинга является лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС). Принцип действия ЛИЭС основан на образовании плазмы на мишени, спектроскопия которой осуществляется, с последующим детектированием спектра свечения этой плазмы. Филаментация в данном случае выступает

как способ доставки высокоинтенсивного излучения на большие расстояния. Для данного применения важно получение большой интенсивности в заданной удаленной точке. Для этой цели можно использовать постфиламентационные каналы, о которых речь шла в Главе 1.1.10.

Помимо ЛИЭС для удаленной диагностики веществ может быть использована спектроскопия методом возбуждения люминесценции (флуориметрия насыщения [98]). При использовании мишеней с известным спектром люминесценции может быть осуществлен мониторинг газовой среды между мишенью и спектроанализатором [99]. Кроме того, детектирование люминесценции пленок нефтепродуктов на водной поверхности, возбужденной ультракоротким УФ импульсом, может позволить оперативно обнаружить разлив нефтепродуктов [53].

Еще одним актуальным направлением исследований является получение безрезонаторного «лазера» в атмосферном воздухе, позволяющего осуществлять спектроскопию загрязнений в направлении, обратном направлению распространения исходного лазерного излучения. Принцип действия такого лазера в оптической накачке молекул среды (например, азота) с последующим усилением спонтанного излучения в одном проходе полученной активной среды. Параметры такого воздушного «лазера» также зависят от параметров филамента, создающего инверсную населенность: плотности плазмы (чем она выше, тем больше инверсная населенность), длины и времени жизни плазменного канала (влияющей на расходимость и энергию полученного излучения). Для этого применения также важно поддержание плазменного канала в течение длительного времени и повышение интенсивности в нем. Повышенный интерес научного сообщества к теме создания безрезонаторного лазера подтверждается множеством статей и недавним выходом книги под редакцией П. Полынкина [100].

Другое применение связано с управлением молниями и молниезащитой. Использование филаментации для предотвращения повреждения важных объектов ударом молнии представляется более удобным, чем запуск небольшой заземленной ракеты во время грозы, являющийся распространенной практикой в настоящее время (метод обсуждается, например, в [101]). Запуск ракеты с большой частотой повторения достаточно затруднителен, в то время, как в случае лазерных импульсов такой проблемы практически

нет [50]. Актуальность данной тематики подтверждается тем, что в настоящее время запущен проект по осуществлению управления молниями «Лазерный молниеотвод» («Laser lightning rod», 2017-2021 гг.) [102]. В проекте принимает участие множество европейских институтов совместно с производящей лазеры высокомошных ультракоротких импульсов компанией «TRUMPF», координатором проекта является доктор О. Уард (A. Houard). Проект направлен на определение оптимальных параметров лазерного излучения для осуществления молниезащиты посредством филаментации УКИ и создание лазерной системы, обладающей необходимыми свойствами. Протяженный канал, вдоль которого будет осуществляться управление молнией, будет образован за счет комбинации протяженных филаментов, высокой частоты повторения лазерных импульсов (достижимой в последнее время за счет лазеров с диодной накачкой) и использования низкоплотной области в среде, образующейся на месте плазменного канала. Таким образом, для реализации этого проекта помимо технической составляющей (ТВт транспортируемый лазер с частотой повторения 1 кГц) необходимо исследовать энергозатраты в среду и образование протяженных плазменных каналов, в том числе, с помощью цуга последовательных ультракоротких импульсов.

Таким образом, для использования филаментации в атмосферных применениях перед исследователями стоят следующие задачи: получение высокой интенсивности на значительном расстоянии от лазерной системы, создание и поддержание долго живущего плотного протяженного плазменного канала, увеличение энергозатраты в среду, увеличение плотности плазмы и интенсивности в филаменте. Остановимся подробнее на осуществлении молниезащиты с использованием лазерного излучения.

1.2.2 Управление высоковольтными разрядами и молниезащита

Возможность осуществления молниезащиты при помощи лазера обсуждается уже много лет, практически с момента появления лазеров [103]. Мощные наносекундные лазеры считались хорошими кандидатами для управления молниями [104]. Комбинация из лазеров наносекундной длительности: CO₂ лазера, лазера на неодимовом стекле и лазера на иттрий-алюминиевом гранате – и выбор времени создания плазмы по сигналам от предварительных пробоев внутри облака позволили успешно инициировать молнию [105].

С появлением УКИ с мощностями, достаточными для развития самофокусировки, стало понятно, что они обладают рядом преимуществ (например, создают протяженный практически непрерывный плазменный канал) по сравнению с наносекундными импульсами. Однако, несмотря на то что плотности плазмы, создаваемой современными лазерами, значительно превышают необходимую плотность для осуществления управления разрядом [50], до настоящего момента об успешных полевых экспериментах по управлению молниями при помощи ультракоротких лазеров не сообщалось. Тем не менее, некоторых успехов удалось достичь.

Управление разрядами в лабораторных условиях успешно осуществляется при помощи фемтосекундных импульсов. Впервые оно было показано в [89]. С тех пор было проведено множество модельных экспериментов, однако в большинстве их них длина разрядного промежутка не превышала 1 м, что как раз соответствует времени жизни плазмы согласно статье [72].

Время образования лидеров, способствующих возникновению проводящего канала для развития разряда, по результатам лабораторных экспериментов оценивается как десятки мкс [103]. После этого лидерам необходимо время для развития разряда. Таким образом, для использования плазменного канала в качестве среды для образования и развития лидеров необходимо, чтобы он существовал с плотностью электронов не ниже $\rho_e(0) \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ на мкс масштабах времени.

При попытке создать протяженный плазменный канал, живущий долгое время, возникает множество препятствий.

Во-первых, поскольку филамент является нестационарным явлением, то максимальная протяженность непрерывного плазменного канала будет ограничиваться не длиной филамента, а временем жизни плазмы. Если использовать для получения протяженного канала длинные лазерные импульсы, то самофокусировка может приводить к лавинной ионизации среды, и нарушению непрерывности канала. Возможным вариантом может служить цуг УКИ (например, как в [106]). Использование цуга импульсов может позволить поддерживать концентрацию плазмы в среднем за время существования цуга на необходимом уровне. Кроме того, длина плазменного канала в каждый момент времени

может быть увеличена за счет большой длительности цуга. Таким образом, получается достаточно протяженный единовременно существующий в течение характерной длительности цуга плазменный канал. Однако получение цугов ультракоротких импульсов микросекундной длительности является достаточно сложной задачей. Более подробно исследования с использованием последовательности импульсов описаны ниже в Главе 1.2.3.

Эксперименты по управлению молниями при помощи филаментирующих УКИ, проводимые в полевых условиях, описаны в [107]. В этих экспериментах была получена статистически значимая корреляция между радиочастотными импульсами, являющимися индикаторами электрических событий в грозовом облаке, и лазерными выстрелами тераватной титан-сапфировой системы «Терамобиль». В статье [107] было отмечено, что время жизни плазмы в 1 мкс практически соответствует 1 м распространения лидера. При этом несколько десятков метров проводника при запуске ракеты оказываются достаточны, чтобы инициировать молнию. Таким образом, для того чтобы инициировать молнию с помощью плазменного канала, необходимо продлить время жизни плазмы по меньшей мере до нескольких десятков мкс.

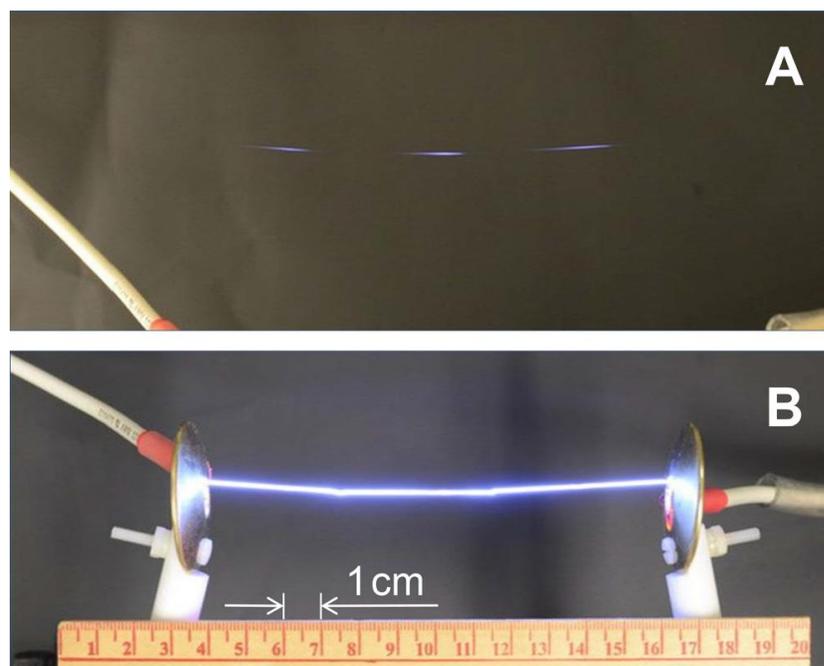


Рис. 1.9 А) Плазменные каналы от трех филаментов, посредством которых осуществляется управление разрядом; В) Высоковольтный разряд, представляющий собой ломаную линию [108]

Лабораторные эксперименты отличаются от полевых, в том числе, тем, что в них наблюдается нагрев лазерной плазмы постоянным полем, который способствует развитию разряда. В статье [108] было проведено лабораторное исследование, в котором этот нагрев намеренно избегался за счет разделения во времени филаментации и приложения поля к электродам. Кроме того, было предложено использовать несколько УКИ с различными параметрами для создания протяженного канала за счет сложения каналов, образованных каждым отдельным импульсом. Таким образом можно получать, например, плазменные каналы, представляющие собой ломаную линию (рис. 1.9). В статье отмечена огромная роль энерговклада лазерных импульсов в среду для поджига разряда.

1.2.3 Поддержание плазмы в канале

Группа проф. Дилса задавалась вопросом о возможности масштабирования модельных экспериментов по управлению разрядами на молниезащиту [109]. Ими было предложено использовать добавочный лазерный импульс. Поскольку энергия связи электрона в отрицательном ионе атомарного или молекулярного кислорода не сильно высока (соответствует 860 нм), и плазма, созданная УФ импульсом, прозрачна для ближнего ИК диапазона, лазер на александрите (750 нм, 5 Дж, 10 мкс) был назван хорошим кандидатом для поддержания плотности плазмы в необходимом диапазоне.

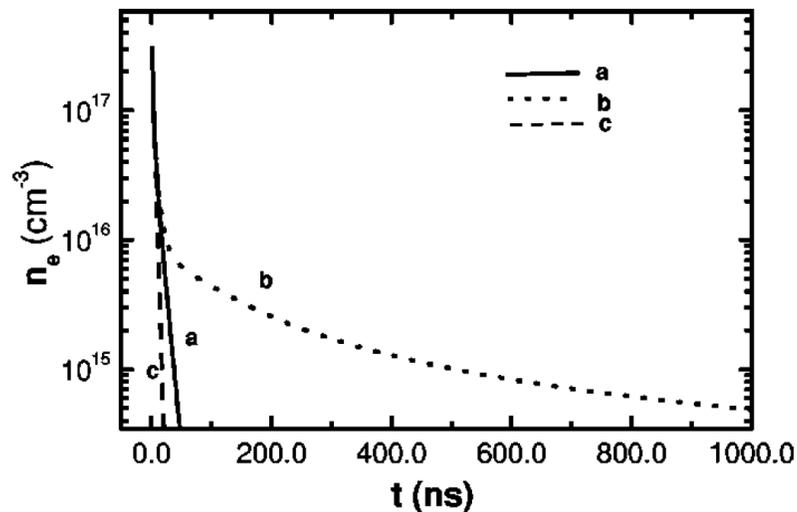


Рис. 1.10 Зависимость плотности плазмы от времени (a) – при ионизации одиночным ультракоротким импульсом (b) – при совместном воздействии УКИ и нс лазерного импульса, (c) – экспоненциальная аппроксимация [110]

В вышедшей чуть позже статье [110] была измерена плотность и размер плазменного канала, образованного при филаментации ИК ультракороткого импульса. Кроме того, в численном моделировании добавление длинного лазерного импульса приводило к значительному увеличению жизни электронной плазмы (падение плотности плазмы на 3 порядка относительно начальной происходило за десятки наносекунд в одиночном ультракоротком импульсе и за время порядка мкс в присутствии длинного импульса (рис. 1.10)) за счет фотоотрыва электронов от отрицательных ионов O_2^- , образовавшихся за счет прилипания в исходной лазерной плазме.

Экспериментальное исследование продления жизни плазмы было продемонстрировано в статье [111]. В данной работе к импульсу фемтосекундного лазера, распространяющегося в режиме филаментации, добавлялся с задержкой 10 нс субнаносекундный импульс, следующий по тому же оптическому пути. Время жизни плазмы оценивалось по зависимости флюоресценции ионов азота от времени. Было показано, что при наличии суб-нс импульса время жизни плазмы увеличилось примерно в 10 раз по сравнению со случаем одиночного фс импульса.

Эксперименты по влиянию длинного импульса на управление высоковольтным разрядом описаны в [112]. Было установлено, что наличие импульса второй гармоники лазера на иттрий-алюминиевом гранате (532 нм) наносекундной длительности позволяет существенно повысить вероятность пробоя при фиксированном напряжении (по сравнению со случаем одиночного фс импульса), а также снизить напряжение пробоя.

В статье [113] было исследовано влияние реионизации воздуха вторым фс импульсом на эффективность управления высоковольтными разрядами. При этом сравнивались импульсы основной гармоники титан-сапфирового лазера (800 нм) энергией 15 мДж, следующие с задержкой 7 нс, одиночный импульс с энергией 15 мДж и одиночный импульс с суммарной энергией 30 мДж. При этом измерение акустического сигнала от филаментов показало, что максимальные линейные плотности плазмы для пары импульсов и одиночного импульса примерно одинаковы, и они значительно меньше, чем для одного импульса суммарной энергии. В случае пары импульсов время жизни плазмы было эффективно продлено вторым импульсом за счет реионизации воздуха. Эффективность поджига и управления разрядами для пары импульсов и одиночного импульса суммарной

энергии очень близка. Был сделан вывод о перспективности применения последовательности импульсов.

Сравнение эффективности управления высоковольтными разрядами импульсов первой и второй гармоники титан-сапфирового лазера (800 нм и 400 нм соответственно) привело авторов работы [114] к выводу, что более коротковолновое излучение предпочтительнее. В статье сравнивались длины межэлектродного промежутка, на котором наблюдался разряд, при фиксированном приложенном напряжении для УФ импульсов и ИК импульсов различной энергии. При этом длина разряда в случае УФ импульса практически сравнивалась с длиной для ИК импульса, энергия которого в 10 раз больше, несмотря на значительно меньшую плотность плазмы в УФ филаменте. Это исследование может свидетельствовать о перспективности использования УФ УКИ для молниезащиты.

В последующих работах применение цуга ИК импульсов позволило значительно увеличить время жизни плазмы до мкс масштабов времени по сравнению с наносекундными временами для случая одного импульса [115]. Использование двух последовательных импульсов также может приводить к увеличению свечения плазмы, как показано в [116]. Изменение задержки между импульсами (в пикосекундном диапазоне времен) позволило увеличить интенсивность флюоресценции плазмы вдвое по сравнению с одним импульсом суммарной энергии.

В то же время нашей группой было продемонстрировано успешное применение цуга УФ ультракоротких импульсов для управления электрическими разрядами [106, 117]. Было показано, что при применении цуга УФ импульсов, наложенных на длинный (100 нс) импульс свободной генерации, пороговое напряжение пробоя для выбранного межэлектродного промежутка уменьшается с 80 кВ для самопробоя до 28 кВ.

Поскольку интерес к осуществлению молниезащиты при помощи лазера высок, то продолжаются работы по управлению высоковольтными разрядами при помощи цуга импульсов [118].

Измерения плотности плазмы и времени жизни плазменного канала позволяют сделать вывод, что на микросекундных временах плазма, образованная при филаментации одиночного ультракороткого импульса, практически полностью рекомбинирует. Вероятно, что плазма как таковая играет роль агента, позволяющего передать энергию

электромагнитного поля лазерного импульса среде для локального нагрева и последующего образования низкоплотного канала. При этом увеличение энерговклада излучения приводит к увеличению разницы в плотности газа в низкоплотном канале и в окружающей среде, а увеличение радиуса начального плазменного канала может приводить к увеличению времени жизни низкоплотного канала. Значит, одной из важных задач для осуществления молниезащиты является повышение энерговклада в среду.

1.3 ФИЛАМЕНТАЦИЯ В УСЛОВИЯХ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ

Многие эксперименты по филаментации проводятся в условиях геометрической фокусировки. Использование геометрической фокусировки позволяет управлять началом филаментации, повышать интенсивность и плотность плазмы в филаменте. Помимо исследования процессов, эффективность которых увеличивается при использовании геометрической фокусировки, она используется также для модельных экспериментов: многие закономерности были проверены на примере сфокусированных пучков, прежде чем масштабироваться на распространение в атмосфере.

Сфокусированные пучки высокомоощных ультракоротких импульсов имеют множество применений. Среди них, например, наноструктурирование поверхностей. Оно позволяет получать наноструктуры для множества применений, включая биологические [119], и требует не только высоких плотностей излучения и малого размера пятна на образце, но и понимания особенностей распространения мощного излучения вблизи фокуса. Сфокусированные пучки УКИ также используются, например, для объемной обработки образцов [120]. Увеличение интенсивности в филаменте при внешней фокусировке приводит к увеличению эффективности многих нелинейных процессов. Среди них, например, генерация гармоник [121] и терагерцового излучения [122].

Таким образом, для эффективного применения сфокусированных импульсов, распространяющихся в режиме филаментации, необходимо учитывать поперечное распределение пучка вблизи геометрического фокуса. Кроме того возможность продления зоны, в которой происходят нелинейные взаимодействия, за счет использования постфиламентационных каналов при геометрической фокусировке, также вызывает интерес. Например, при объемном структурировании образцов высокая интенсивность в

постфиламентационном канале может приводить к нежелательному повреждению среды после области геометрического фокуса.

1.4 Выводы

Применения филаментации жестко сфокусированного излучения требуют понимания особенностей распространения филаментов вблизи фокуса и их поперечного распределения. Исследованию распространения резервуара энергии вблизи фокуса посвящена Глава 3. Кроме того, для увеличения эффективности различных нелинейных процессов (например, генерации гармоник) необходимо увеличивать интенсивность света, не уменьшая эффективную длину взаимодействия со средой, например, используя сложение филаментов, описанное в Главе 4.

Применения филаментации в атмосфере для экологического мониторинга, молниезащиты и создания безрезонаторного лазера, ставят перед научным сообществом ряд задач. Одна из них связана с доставкой высокоинтенсивного излучения на большие расстояния, в том числе, в виде постфиламентационных каналов. Исследование параметров таких каналов, проведенное автором, описано в Главе 5.

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

2.1 ИСТОЧНИК ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Титан-сапфировая лазерная система, созданная компанией «Авеста-Проект», состоит из задающего генератора, регенеративного усилителя и многопроходного усилителя. Рабочая длина волны 744 нм (ближний ИК). Генератор третьей гармоники позволяет получить излучение в УФ спектральном диапазоне с центральной длиной волны 372 нм (вторая гармоника) и 248 нм (третья гармоника). Частота следования импульсов 10 Гц, длительность импульса 90 фс (FWHM), энергия в импульсе на рабочей длине волны может достигать 5 мДж. Столь нетипичная для титан-сапфировой лазерной установки длина волны была выбрана для усиления третьей гармоники в K₂F-усилителях.

2.1.1 Титан-сапфировая фемтосекундная лазерная система

Накачка задающего генератора осуществляется второй гармоникой непрерывного излучения лазера на иттрий-алюминиевом гранате (YAG) с длиной волны 532 нм и выходной мощностью 3,2 Вт (Finesse 532, Laser Quantum Ltd.). Импульсы на выходе из задающего генератора имеют спектр шириной до 30 нм (рис. 2.1) и частоту следования около 80 МГц. Центральная длина волны немного меньше рабочей (744 нм), поскольку при дальнейшем усилении длинноволновые компоненты усиливаются более эффективно, и центральная длина волны смещается в красную область. Это связано с тем, что спектр лазерного излучения находится на крыле линии усиления кристалла титан-сапфира (Ti:Al₂O₃).

Во избежание повреждения оптики и активной среды перед усилением импульсы чирпируются [48]. Это позволяет понизить пиковую мощность излучения, сохранив энергию в импульсе неизменной. По определению чирп – линейная частотная модуляция [123]. То есть чирпированным называется импульс, различные спектральные компоненты которого разнесены во времени. Если длинноволновые компоненты находятся в начале импульса, то такой чирп называется положительным, в противном случае – отрицательным. Устройство для внесения чирпа называется стретчером (или эспандером), его принцип действия основан на том, что различные спектральные компоненты проходят

разные оптические пути. В нашем случае импульс растягивается примерно до 300 пс. Устройство, обращающее действие стретчера, называется компрессором.

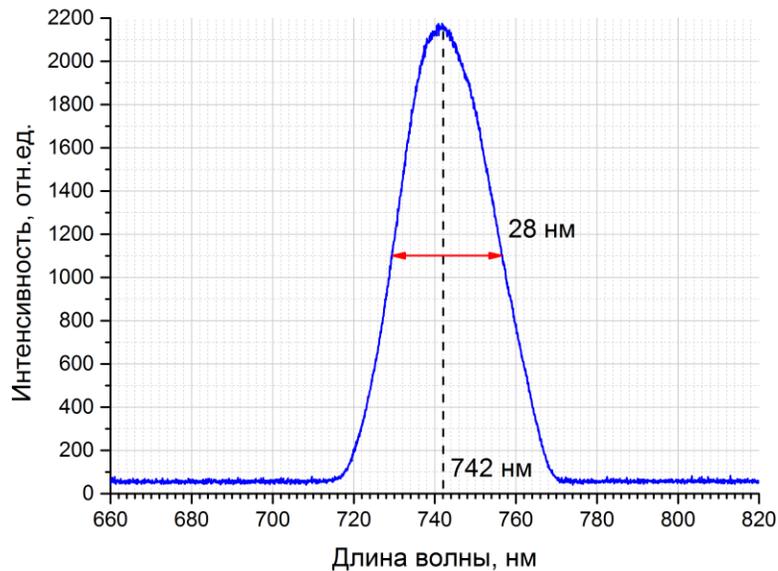


Рис. 2.1 Спектр фемтосекундного импульса на выходе из задающего генератора

После стретчера лазерный импульс направляется в регенеративный усилитель (рис. 2.2), который представляет собой оптический резонатор, где помещены электрооптический затвор (ячейка Поккельса), два пленочных поляризатора, пропускающих горизонтально поляризованный свет и отражающий вертикально поляризованный, и активный элемент (кристалл титан-сапфира). Накачка активного элемента осуществляется второй гармоникой импульсного (длительность около 15 нс) лазера на Nd:YAG (Lotis ТП LS2134D) на длине волны 532 нм.

После стретчера свет поляризован в вертикальной плоскости и, попадая на один из поляризаторов, он направляется в ячейку Поккельса. В отсутствие напряжения на ячейке Поккельса, импульс отражается от второго поляризатора и выходит из резонатора, не усилившись. Инжекция излучения в резонатор осуществляется подачей короткого (~ 10 нс) импульса высокого напряжения, синхронизированного с импульсом накачки, на ячейку Поккельса, который меняет поляризацию излучения на горизонтальную, для которой поляризаторы прозрачны. Горизонтально поляризованное излучение усиливается при нескольких обходах резонатора. Усиление регенеративного усилителя примерно 10^6 . После

подачи второго импульса на ячейку Погкельса, лазерный импульс покидает резонатор, вновь имея вертикальную поляризацию.

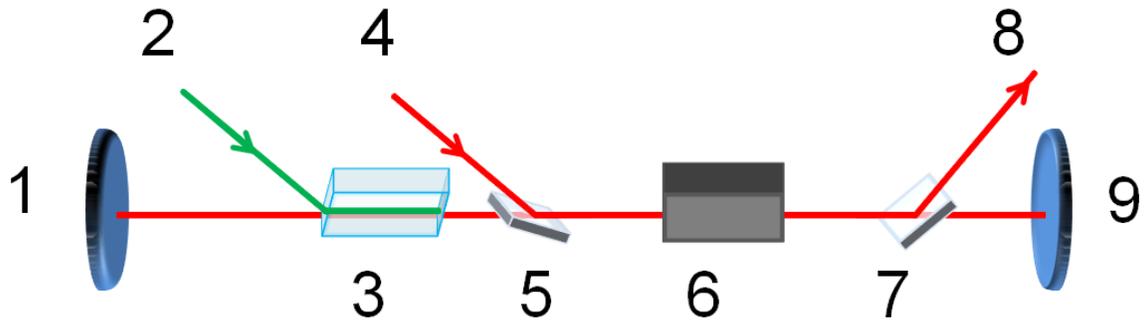


Рис. 2.2 Принципиальная оптическая схема регенеративного усилителя: 1, 9 – зеркала, 2 – излучения накачки активной среды, 3 – Ti:Сапфировый кристалл, 4 – лазерное излучение, 5, 7 – тонкоплёночный поляризатор, 6 – ячейка Погкельса, 8 – усиленное лазерное излучение

После регенеративного усилителя лазерный импульс направляется в многопроходный усилитель. Многократное пропускание света через активный элемент в многопроходном усилителе осуществляется по схеме «бабочка» (рис. 2.3): при помощи плоских зеркал осуществляются проходы через активную среду под малыми углами.

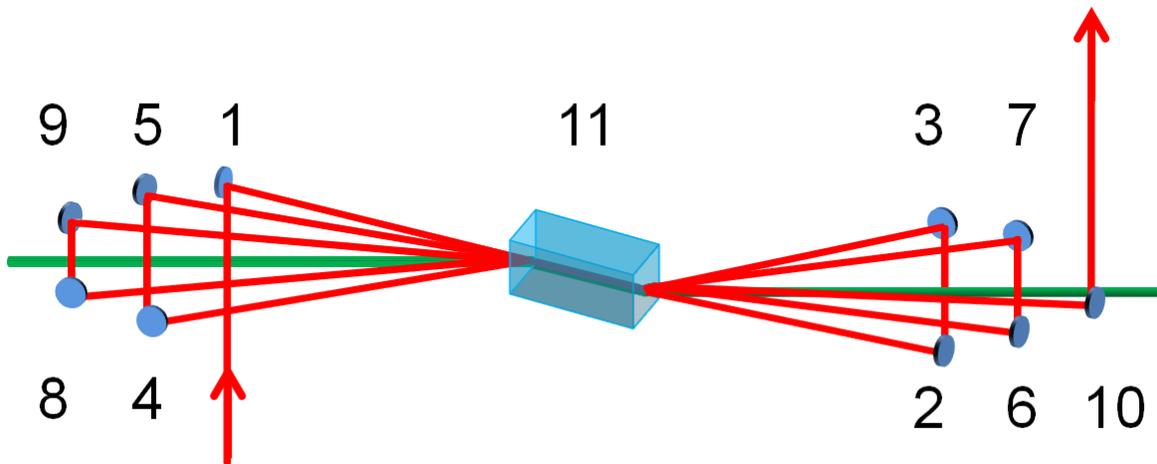


Рис. 2.3 Принципиальная оптическая схема многопроходного усилителя: 1 – 10 – зеркала, 11 – кристалл титан-сапфира

Многопроходный усилитель позволяет увеличить энергию лазерного импульса примерно в 100 раз. После усилителя импульс попадает в компрессор, где сжимается до длительности (95 ± 5) фс. Соответствующая ширина спектра около 10 нм (рис. 2.4).

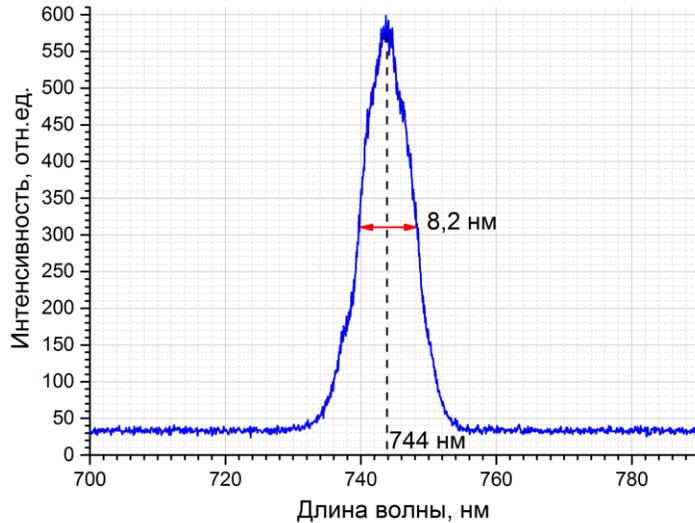


Рис. 2.4 Спектр импульса после регенеративного и многопроходного усилителя

2.1.2 Генератор третьей гармоники

В ряде экспериментов применялось излучение второй и третьей гармоник, получаемых в генераторе третьей гармоники (ГТГ). Оптическая схема ГТГ представлена на рис. 2.5. При прохождении излучения титан-сапфировой лазерной системы с центральной длиной волны 744 нм через кристалл ВВО (1) образуется излучение второй гармоники (ВГ) длиной волны 372 нм. Эффективность данного преобразования составляет до 30% (в зависимости от падающей на кристалл энергии и юстировки). Далее двухцветное излучение попадает на дихроичное зеркало (2), отводящее вторую гармонику на высокоотражающие диэлектрические зеркала (4) и (5). Излучение первой гармоники проходит через зеркало (2) и попадает в геометрический вращатель поляризации (3), состоящий из трех высокоотражающих зеркал. Вращатель поляризации (3) соединен с микрометрическим винтом, позволяющим регулировать линию задержки для временного сведения первой и второй гармоники. Пространственное сведение этих двух пучков осуществляется на дихроичном зеркале (6), также пропускающем ИК и отражающем вторую гармонику. В кристалле ВВО (7) осуществляется генерация суммарной частоты первой и второй гармоники, то есть третьей гармоники длиной волны 248 нм. Дихроичное зеркало-подъемник (8) отделяет третью гармонику от остального излучения.

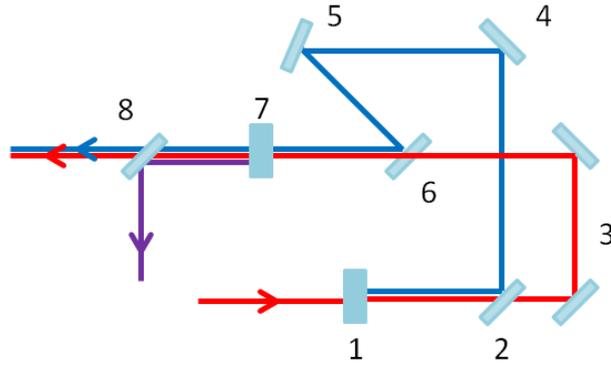


Рис. 2.5 Принципиальная схема генератора третьей гармоники
 1 – кристалл ВВО $d = 150$ мкм; 2,6 – Дихроичное зеркало (сепаратор);
 3 – Геометрический вращатель поляризации; 4,5 – Зеркало на 372 нм;
 7 – кристалл ВВО $d = 100$ мкм; 8 – Дихроичное зеркало (подъемник);

Эффективность преобразования основного излучения в третью гармонику составляет до 8%, получаемая энергия до 400 мкДж, длительность не более 90 фс. Соответствующая ширина спектра около 1 нм. Поляризация излучения третьей гармоники на выходе из ГТГ линейно-горизонтальная, поляризация излучения второй гармоники линейно-вертикальная.

2.1.3 Масштабы величин

Характерная энергия лазерного импульса первой гармоники титан-сапфировой лазерной системы в настоящих экспериментах не превышала 5 мДж, радиус пучка по уровню $1/e$ от интенсивности составлял $a = 3$ мм, соответствующая дифракционная длина $z_{dif}(\lambda = 744 \text{ нм}) = ka^2 = 76$ м. Критическая мощность самофокусировки в воздухе для длины волны 744 нм принимается равной $P_{cr} = 3.2$ ГВт [1]. Непосредственное экспериментальное измерение расстояния до начала филаментации при энергии излучения 2.2 мДж показало $z_{sf} \approx 14$ м. Расчетное значение z_{sf} по формуле Марбургера (11) для этой энергии составило 14.3 м.

Характерная энергия импульса 3й гармоники в экспериментах не превышала 400 мкДж, радиус пучка по уровню $1/e$ от интенсивности $a = 2$ мм, дифракционная длина $z_{dif}(\lambda = 248 \text{ нм}) = ka^2 \approx 100$ м. Критическая мощность самофокусировки $P_{cr} = 0.13$ ГВт. При максимальной энергии расчетное значение расстояния до начала филаментации z_{sf} по

формуле Марбургера (11) $z_{sf} = 7.5$ м, при более часто используемой энергии 200 мкДж $z_{sf} = 10.5$ м.

2.2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЛАМЕНТАЦИИ

2.2.1 Характеристики использованных в работе приборов

В экспериментах для измерения энергии импульса, спектра, длительности и др. применялись различные приборы. Для измерения энергии лазерного излучения использовался калориметр Ophir, состоящий из монитора Nova II Display и датчиков 10A-V1.1-SH и PE50-SH-V2, позволявший измерять энергию в диапазоне от 15 мкДж до 2 Дж.

Ослабление энергии пучка проводилось с помощью ступенчатых и плавных дифракционных ослабителей для трех длин волн: 248 нм, 372 нм, 744 нм, произведенных в ИАиЭ СО РАН г. Новосибирск. Энергия максимально ослабленного излучения после каждого из аттенюаторов составляла до 1-5% от начальной.

В экспериментах по исследованию спектральных характеристик использовался спектрометр Avesta ASP-150, позволявший детектировать излучение длиной волны 190 - 1100 нм, имеющий спектральное разрешение до 0,017 нм.

Фокусировка излучения осуществлялась тонкими линзами или сферическими зеркалами с фокусными расстояниями от 15 см до 3 м. Поскольку в большинстве экспериментов расстояние, рассчитанное по формуле Марбургера, превышало 10 м, то при фокусировке оптическим элементом с фокусным расстоянием 1 м геометрическая фокусировка вносила значительный вклад в распространение излучения.

Для измерения размеров диафрагм использовался оптический микроскоп Levenhook BioView 630 с ПЗС камерой DCM 130.

Детектирование профилей лазерных пучков и люминесценции проводилось ПЗС матрицей Ophir Spiricon SP620U. Спектральный диапазон ее чувствительности составляет 190 - 1100 нм, разрешение 1600 x 1200 пикселей, линейный размер пикселя 4.4 мкм. Камера использовалась с набором нейтральных фильтров, ослабляющих импульсы с длиной волны 372 нм и 744 нм и поглощающих импульсы с длиной волны 248 нм.

Электрические сигналы измерялись четырехканальными осциллографами Tektronix TDS 3054C с полосой пропускания 500 МГц и Tektronix TDS 2024B и TDS 2024C с полосой

пропускания 200 МГц. В некоторых экспериментах синхронизация осциллографа проводилась по оптическому импульсу с фотодиода Thorlabs.

2.2.2 Электрические системы измерения линейной плотности плазмы

Для получения распределения линейной плотности плазмы, образованной при филаментации, мы использовали одну из двух электрических систем: с поперечной или продольной конфигурацией электродов. Поперечная система представляет собой два полусферических электрода диаметром 20 мм, с минимальным расстоянием 4 мм друг от друга, составляющих конденсатор. Лазерный пучок, образующий плазму, проходит между электродами на равном расстоянии от них. Продольная система состоит из двух дисков (толщина 3 мм) с внешним диаметром 25 мм и отверстиями диаметром 3 мм, через которые проходит лазерный пучок. Расстояние между дисками до 5 мм, и они также образуют конденсатор. Принцип работы обеих схем одинаков, он будет описан на примере поперечной системы.

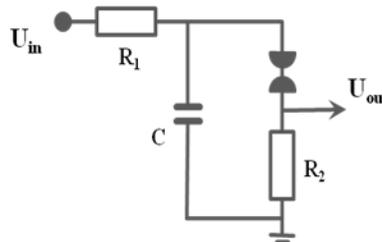


Рис. 2.6 Параметры поперечной схемы: $U_{in} = 2700 \text{ В}$, $R_1 = 1 \text{ МОм}$, $R_2 = 50 \text{ Ом}$, $C = 6,8 \text{ нФ}$

Электрическая схема регистрирующей системы показана на рис. 2.6. Напряжение U_{out} пропорционально току перезарядки полусферических электродов, который, в свою очередь, пропорционален изменению их емкости. В соответствии с моделью Друде изменение диэлектрической проницаемости среды в присутствии плазмы пропорционально плотности плазмы. Изменение емкости пропорционально интегралу от плотности плазмы по поперечному сечению плазменного канала. Поскольку вдоль распространения излучения длина плазменного канала всё время одинакова, то измеряемая величина является линейной плотностью плазмы (то есть интегралом плотности плазмы по поперечному сечению), усредненной по длине регистрируемой части канала (далее - линейной плотности плазмы). Таким образом, напряжение U_{out} , регистрируемое при

помощи осциллографа, рассматривалось как линейная плотность лазерной плазмы, выраженная в относительных единицах. Постоянное напряжение U_{in} генерировалось высоковольтным блоком и достигало 2.7 кВ для поперечной схемы и 5 кВ для продольной.

2.3 ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСОВ

2.3.1 Измерение длительности импульса

Длительность является важным параметром лазерного импульса, поскольку позволяет корректно описывать его взаимодействие со средой. Например, зная длительность, можно оценить среднюю мощность излучения, если известна его энергия, понять, какие из эффектов необходимо рассматривать, а какие при такой длительности не играют роли. Измерение длительности ультракороткого импульса обычно проводится при сложении импульса со своей копией (автокоррелятор) или с другим УКИ с известными свойствами (кросскоррелятор) в среде, дающей нелинейный отклик на поле световой волны. Например, довольно распространенным методом является генерация второй гармоники в нелинейном кристалле. В случае присутствия двух копий импульса одновременно, сигнал второй гармоники увеличивается, поскольку он зависит от суммарного электромагнитного поля, поэтому по форме и ширине автокорреляционной функции можно узнать длительность исходного импульса.

Для измерения длительности ИК лазерного импульса мы использовали коммерческий автокоррелятор (ASF 20 CrossCorrel, Авеста-Проект) на основе явления генерации второй гармоники в тонком кристалле ВВО. Диапазон измеряемых длительностей 20-200 фс, возможные длины волн 700-900 нм. Характерная автокорреляционная функция представлена на рис. 2.7.

Для измерения длительности УФ импульсов использование автокоррелятора, работающего на основе принципа генерации второй гармоники, не представлялось возможным, поскольку вторая гармоника УФ излучения на длине волны 248 нм сильно поглощается практически в любой среде. Для измерения длительности импульсов третьей гармоники описанный выше автокоррелятор использовался в качестве кросскоррелятора. В кристалле импульсы первой и третьей гармоники преобразовывались в разностную частоту с длиной волны 372 нм. Измеренная таким образом длительность импульсов третьей гармоники практически соответствовала длительности импульсов первой гармоники.

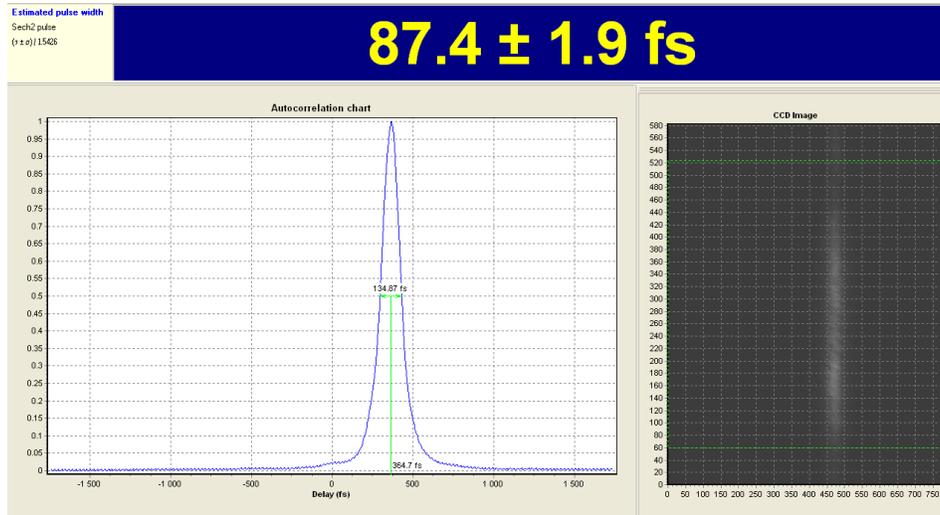


Рис. 2.7 Автокорреляционная функция ИК импульса и её изображение на ПЗС-матрице

2.3.2 Измерение критической мощности самофокусировки

При исследовании филаментации важным параметром взаимодействия пучка со средой является критическая мощность самофокусировки. Для ИК излучения с длиной волны 744 нм и длительностью 90 фс критическая мощность известна и составляет 3.2 ГВт [1]. Для УФ излучения (248 нм) при длительности 90 фс критическая мощность составляет около 100 МВт, однако, в литературе представлен большой разброс значений, обусловленный, вероятно, различными длительностями импульса (при увеличении длительности вклад медленного ориентационного эффекта Керра в нелинейный показатель преломления возрастает [124], что в свою очередь ведет к уменьшению критической мощности самофокусировки). Поэтому мы измерили напрямую критическую мощность самофокусировки лазерного импульса третьей гармоники нашей системы.

Длительность импульсов на выходе генератора третьей гармоники составляла 90 фс, как было упомянуто выше. Энергия импульсов достигала 200 мкДж и могла варьироваться с помощью дифракционного ослабителя. Лазерный пучок фокусировался сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 1 м. Для определения критической мощности было измерено распределение линейной плотности плазмы вдоль оптической оси с помощью перемещаемой системы полусферических электродов, описанной в Главе 2.2.2.

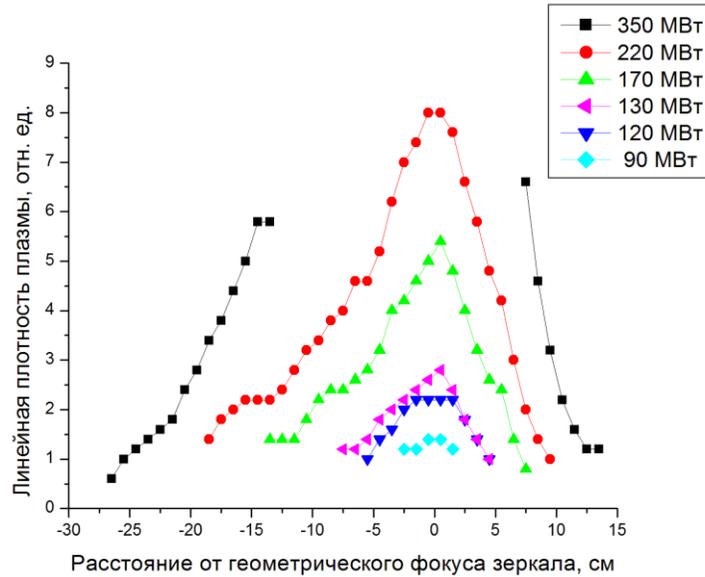


Рис. 2.8 Распределение линейной плотности плазмы вдоль оси распространения, полученные для разных мощностей УФ импульса.

На Рис. 2.8 показаны распределения линейной плотности плазмы вдоль оси распространения пучка, измеренные для разных мощностей импульса. Вследствие большой энергии УФ кванта (5 эВ) и невысокой степени многофотонности ионизации среды (3 или 4) при докритических мощностях импульса в области перетяжки может наблюдаться заметное плазмообразование. При увеличении энергии импульса, увеличивается область распространения импульса, где интенсивность излучения достаточна для эффективной ионизации воздуха. В случае докритических мощностей удлинение плазменного канала симметрично, тогда как при превышении критической мощности самофокусировки удлинение плазменного канала несимметрично относительно геометрического фокуса. В надкритическом режиме нелинейный фокус существенно смещается к фокусирующему элементу, а конец плазменного канала незначительно сдвигается в противоположную сторону. Поэтому критерием превышения критической мощности самофокусировки мы считали сдвиг центра плазменного канала.

Зависимость сдвига центра плазменного канала (средней точки между началом и концом) от мощности излучения показана на рис. 2.9. При небольших мощностях импульса удлинение плазменного канала происходило вдоль оси распространения симметрично относительно геометрического фокуса, т.е. он совпадал центром канала. При мощностях

более 130 МВт происходило смещение центра плазменного канала в сторону фокусирующего зеркала, что свидетельствовало о превышении критической мощности самофокусировки. Таким образом, критическая мощность самофокусировки для УФ импульса длительностью 90 фс составила 130 МВт. Энергия, соответствующая критической мощности самофокусировки УФ импульсов, составляла (12 ± 1) мкДж [125].

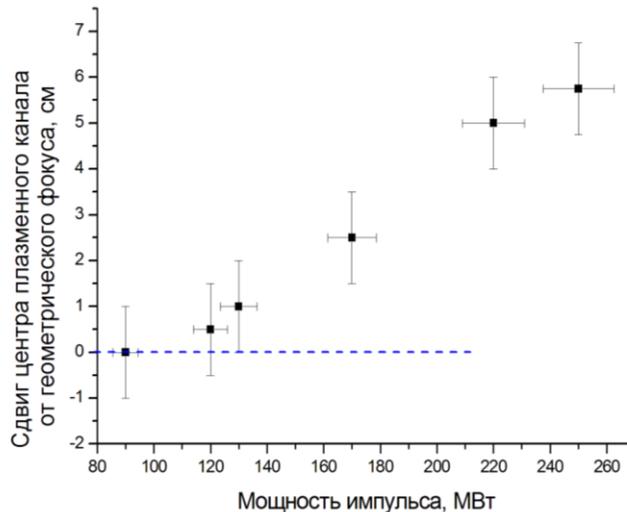


Рис. 2.9 Сдвиг центра плазменного канала в зависимости от мощности УФ импульса

Для проверки применимости метода мы с его помощью измерили критическую мощность самофокусировки для ИК импульса - в спектральном диапазоне, где больше информации о параметрах излучения. Схема измерения была такой же, результаты показаны на рис. 2.10а.

При увеличении мощности от 2.9 ГВт до 3.1 ГВт наблюдается значительное удлинение плазменного канала к фокусирующему зеркалу при неизменном его окончании, что соответствует началу самофокусировки (рис. 2.10б). Поэтому критическая мощность составляет (3.0 ± 0.1) ГВт, что достаточно хорошо согласуется с величиной, приведенной выше (3.2 ГВт [1]). Таким образом, мы считаем данный метод применимым, и полученные с его помощью результаты достойными доверия.

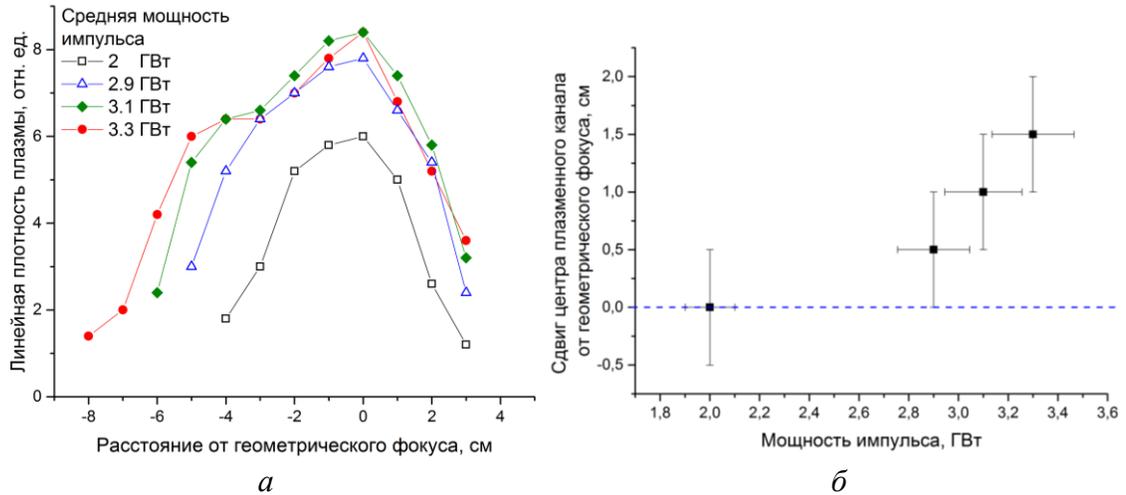


Рис. 2.10 а) распределение линейной плотности плазмы, созданной ИК импульсами различной мощности б) сдвиг центра плазменного канала в зависимости от мощности ИК импульса

2.3.3 Измерение поперечных профилей плотности энергии

Для исследования мощных ультракоротких импульсов еще одной важной задачей является измерение поперечного распределения плотности энергии.

Проблема измерения пространственного распределения УКИ высокой мощности состоит в том, что интенсивность излучения зачастую превышает порог разрушения детектирующих приборов. Одним из выходов является использование абляционной методики, когда распределение интенсивности восстанавливают по ожогам, образуемым излучением на различных материалах (например, [126]). Основным недостатком данной методики является низкий динамический диапазон таких измерений. Кроме того, при филаментации излучения интенсивность в энергетическом резервуаре, окружающем филамент, на несколько порядков ниже интенсивности в самом филаменте и может не достигать порога абляции. Другим недостатком является необходимость проведения большого числа измерений для восстановления полного профиля излучения, что не всегда возможно в условиях стохастических нелинейных процессов, таких как множественная филаментация, когда профиль излучения случайно меняется от импульса к импульсу.

Альтернативный подход, использованный в некоторых описанных экспериментах, заключается в ослаблении излучения перед детектирующим прибором (например, отражением от клина). Но в таком случае могут изменяться условия распространения

излучения, и, следовательно, поперечный профиль излучения может отличаться от чисто нелинейного случая за счет пути распространения в линейном режиме.

Еще один подход, использованный для визуализации поперечного профиля пучка, основан на конверсии лазерного излучения в люминесценцию экрана, регистрируемую с помощью ПЗС-матрицы (рис. 2.11а). Это позволяет осуществлять измерение поперечного профиля мощного ультракороткого высокоинтенсивного лазерного излучения в моноимпульсном режиме. Профиль люминесценции представляет собой качественную картину распределения плотности энергии исходного пучка. Кроме того, зная распределение люминесценции экрана и зависимость интенсивности люминесценции от плотности энергии падающего излучения, можно восстановить количественный исходный профиль излучения, и измерить такие параметры как, например, диаметр филамента.

Преимуществом данного метода является возможность использования люминесцирующих экранов любых размеров (до десятков см), что позволяет работать с ближней зоной пучков широкоапертурных лазеров. Кроме того, простая схема регистрации позволяет изменять размеры видимой области, что дает возможность работать с пучками различного поперечного сечения (например, в коллимированном и сфокусированном случае).

Недостатком данной методики является нелинейная зависимость люминесценции от плотности энергии падающего излучения, что требует калибровки люминесценции с последующим восстановлением истинных профилей излучения. С другой стороны, насыщение зависимости люминесценции при увеличении плотности энергии приводит к расширению динамического диапазона регистрирующей системы.

Принципиальная схема проведения калибровки, одинаковая для импульсов первой и третьей гармоники, показана на рис. 2.11б. Излучение лазера (1) проходило через дифракционный ослабитель (2), позволявший варьировать энергию в широких пределах, и фокусировалось линзой (3) на экран (4), люминесценция которого объективом (5) проецировалась на ПЗС-матрицу (6). Эксперимент проводился в моноимпульсном режиме, поскольку при высоких плотностях энергии наблюдалось повреждение экрана и во

избежание накопления дефектов необходимо было сдвигать его перпендикулярно оси распространения излучения между измерениями.

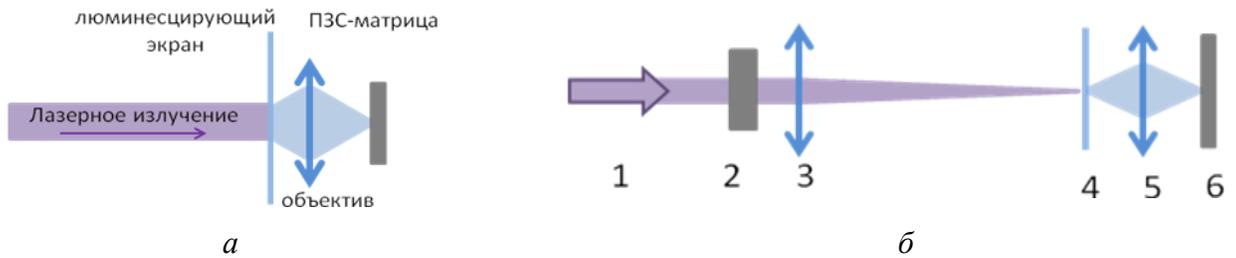


Рис. 2.11 а) регистрация поперечного профиля излучения; б) Схема калибровки люминесценции экрана: 1 – лазерное излучение, 2 – дифракционный ослабитель, 3 – линза $f=1\text{м}$, 4 – люминесцирующий экран, 5 – объектив, 6 – ПЗС-матрица

Для осуществления калибровки был получен набор поперечных профилей люминесценции при различной энергии лазерных импульсов, падающей на экран. Из полученных профилей были найдены максимальные значения сигналов на ПЗС-матрице. При калибровке предполагалось, что форма пучка не изменяется с изменением энергии, то есть что максимальная интенсивность пропорциональна энергии импульса. Для случая инфракрасных импульсов калибровка проводилась в вакуумированной (до ≈ 0.1 Торр) ячейке во избежание проявления нелинейных эффектов распространения. Для УФ импульсов зависимости, полученные в воздухе и вакуумированной ячейке совпали с хорошей точностью, поэтому предположение о сохранении формы пучка достаточно правомерно.

Таким образом, предполагалось, что энергия и максимум плотности связаны линейно и, следовательно, зависимость энергии от максимального сигнала люминесценции аналогична с точностью до домножения на константу зависимости падающей на экран плотности энергии от интенсивности люминесценции. При построении калибровочной функции средние шумы камеры усреднялись (по участкам матрицы, куда не попадало излучение) и вычитались.

По полученным данным была построена зависимость энергии пучка (или пиковой плотности энергии в относительных единицах) от максимального сигнала люминесценции на ПЗС-матрице, которая далее была аппроксимирована аналитической кривой. Кривая подбиралась из соображений минимальности отклонения экспериментальных данных от

аппроксимирующей кривой при сохранении гладкости и неотрицательности используемой функции. Она и являлась калибровочной кривой для обработки результатов.

Данные с ПЗС-матрицы представляют собой числовую матрицу напряжений на пикселях-фотодиодах, пропорциональных интенсивности падающего на пиксель света. С использованием найденной калибровки создавалась матрица со значениями, пропорциональными интенсивности исходного пучка, которая использовалась в дальнейшем по тем же принципам, что и данные, полученные в прямых измерениях профилей. Перед калибровкой из значений матрицы вычитался средний уровень шума.

Визуализация профилей излучения первой гармоники

Для визуализации профилей излучения первой (744 нм) гармоники титан-сапфировой лазерной системы в качестве экрана использовалась офисная бумага. Энергия в импульсе при калибровке варьировалась от 20 мкДж до 2.2 мДж. Фокусировка импульсов осуществлялась тонкой линзой из плавленого кварца с фокусным расстоянием 107 см.

Для аппроксимации данных была использована степенная калибровка (рис. 2.12) с аппроксимирующей функцией $E = C \cdot I_{max}^{2.2}$, где E – энергия, I_{max} – максимальное значение на матрице. Установлено, что ошибка приближения не превышает 10% (погрешности определения энергии и погрешность приближения 10% указана на рис. 2.12).

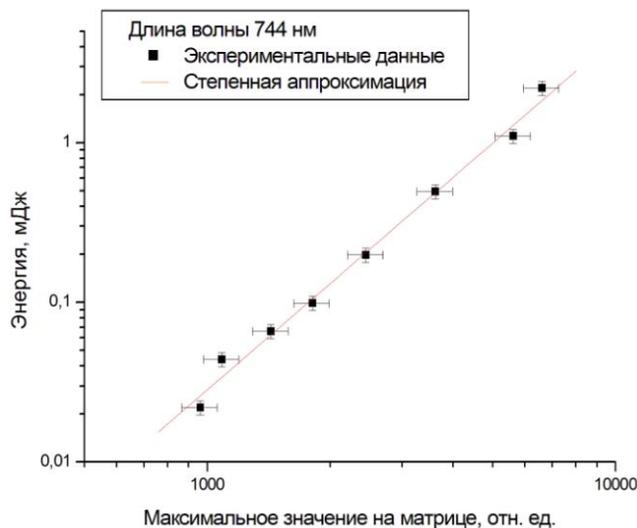


Рис. 2.12 Зависимость энергии E от максимального значения на матрице I_{max}
аппроксимирующая функция: $E = C \cdot I_{max}^{2.2}$

Критерием достоверности калибровки мы считали линейность зависимости интеграла калиброванных значений матрицы (что, по сути, представляет собой полную энергию импульса в относительных единицах) от энергии (рис. 2.13). Как можно видеть, экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую в пределах погрешности, что позволяет сделать вывод о правомерности использования данной калибровки люминесценции экрана. Удобство данной аллометрической калибровки также в ее универсальности – в дальнейшем при использовании степенной зависимости нет необходимости использовать различные калибровки при изменении электронного усиления сигналов на ПЗС-матрице либо при изменении масштаба регистрирующей системы. Оба этих изменения означают домножение всех сигналов на константу, которая сокращается при нормировке на суммарный сигнал на матрице (то есть энергию).

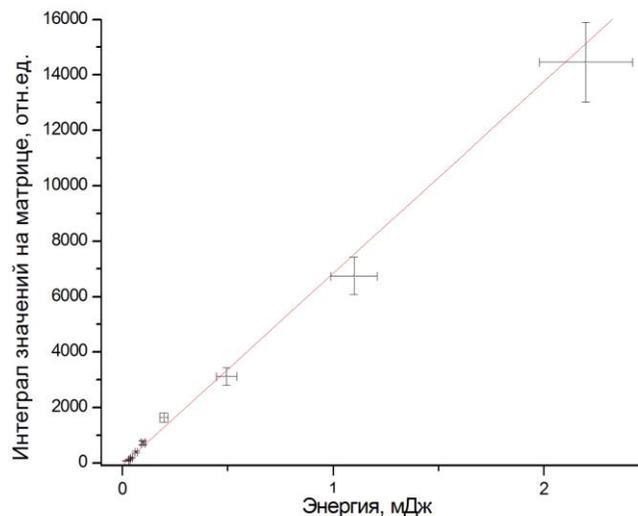


Рис. 2.13 Зависимость суммы сигналов на ПЗС-матрице от энергии (проверка калибровки)

Визуализация профилей излучения третьей гармоники

Аналогичная калибровка сигналов люминесценции была проведена для УФ лазерных импульсов. Для визуализации профилей УФ излучения использовалось оптическое стекло К8. Это было обусловлено тем, что, во-первых, используемое в работе стекло имеет высокий порог абляции, что позволяет проводить измерения даже в режиме филаментации. Во-вторых, излучение люминесценции лежит в видимом диапазоне и имеет низкую интенсивность, что делает его удобным для регистрации с использованием стеклянной

оптики и ослабителей на основе нейтральных стекол. В-третьих, стекло прозрачно для люминесценции, но непрозрачно для самого УФ излучения, поэтому при детектировании люминесценции на просвет исключена засветка прошедшим лазерным излучением. Кроме того, типичная толщина слоя, в которой происходит поглощение, составляет около 30 мкм что, с одной стороны, способствует высокому порогу абляции, поскольку лазерное излучение поглощается в объеме, а с другой стороны, достаточно мало и не приводит к размытию получаемых профилей.

ГЛАВА 3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РЕЗЕРВУАРА ЭНЕРГИИ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ВБЛИЗИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО ФОКУСА

3.1 ВЛИЯНИЕ ДИАФРАГМИРОВАНИЯ СФОКУСИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФИЛАМЕНТАЦИЮ

Значительное влияние резервуара энергии на существование протяженного филамента в случае коллимированного излучения хорошо известно. В [24, 25] было показано, что при внесении на пути распространения пучка диафрагмы, пропускающей филамент и поглощающей большую часть резервуара энергии, сразу за диафрагмой филаментация прекращается. При этом, если поставить поглощающий экран только на пути высокоинтенсивного филамента, на некотором расстоянии филаментация возобновляется. Для сфокусированного излучения подобных экспериментов не проводилось. Поэтому нами было решено исследовать, будет ли наблюдаться аналогичный эффект в случае филаментации сфокусированного излучения и что происходит с резервуаром энергии при наличии внешней геометрической фокусировки.

В данной главе представлены описание и результаты экспериментов по исследованию распространения резервуара энергии вблизи геометрического фокуса при фокусировке излучения, жесткой по сравнению с длиной самофокусировки. Эксперимент был проведен для пучков импульсов с центральными длинами волн 744 нм и 248 нм, сфокусированных зеркалами с фокусными расстояниями ~25 см, ~50 см или ~1 м. Пучок диафрагмировался вблизи фокуса при помощи диэлектрических (непроводящих непрозрачных) диафрагм различного размера. В этом эксперименте контролировалась линейная плотность плазмы, по распределению которой делался вывод о наличии или отсутствии филаментации.

3.1.1 Схема эксперимента по исследованию влияния диафрагмы

В экспериментах по исследованию влияния диэлектрической диафрагмы на филаментацию сфокусированного излучения (принципиальная схема показана на рис. 3.1) использовалось излучение первой и третьей гармоники титан-сапфировой лазерной системы (1). Пучок при помощи плоского зеркала (2) направлялся на сферическое зеркало (3), после чего сфокусированное излучение проходило через диэлектрическую

диафрагму (4). Линейная плотность плазмы измерялась системой электродов (5), описанной в главе 2.2.2, сигнал с которой регистрировался осциллографом (6). Контроль энергии, прошедшей через диафрагму, осуществлялся при помощи калориметра (7).

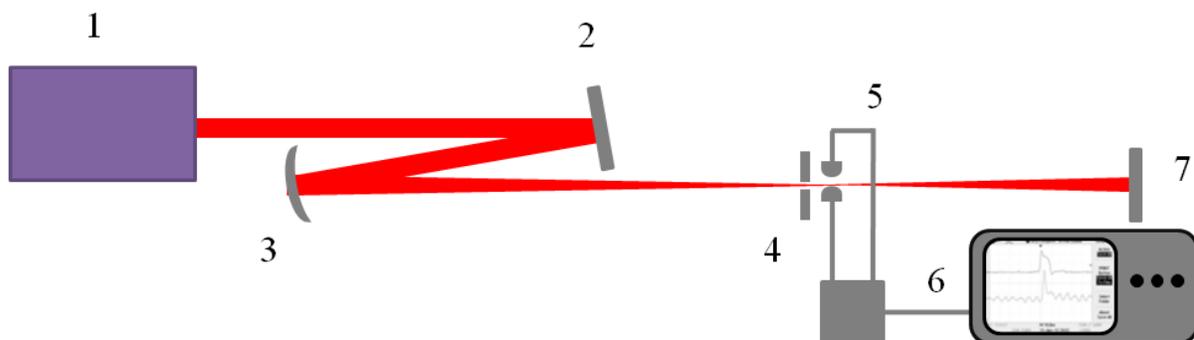
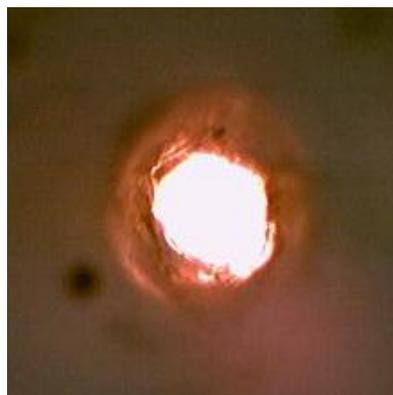
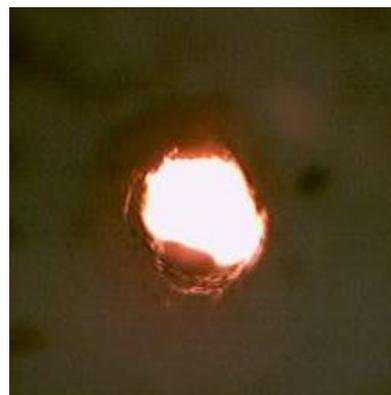


Рис.3.1 Принципиальная схема эксперимента по определению линейной плотности лазерной плазмы в филаменте при внесении апертурной диафрагмы

Размеры диафрагмы определялись при помощи оптического микроскопа. Из-за высокой пиковой интенсивности излучения после проведения эксперимента проводился контроль изменения профиля диафрагмы. В случае прожигания краев диафрагмы и, соответственно, увеличения ее размера, полученные данные не учитывались, и проводилась дополнительная серия измерений.



а) Диафрагма №1, 270x300мкм



б) Диафрагма №2, 320x270мкм

*Рис. 3.2 Изображение диэлектрических диафрагм (размер рисунков 1мм*1 мм)*

3.1.2 Сравнение экспериментальных и численных результатов

Для проведения эксперимента с первой гармоникой титан-сапфировой лазерной системы были выбраны две диэлектрические диафрагмы (рис. 3.2а,б) диаметром около

300 мкм, что превышает характерный размер филамента (менее 100 мкм), но меньше характерного размера резервуара энергии для коллимированного излучения (порядка 1 мм).

Фокусное расстояние сферического зеркала составляло 51 см, энергия в исходном ИК импульсе (1.2 ± 0.1) мДж. При внесении диафрагмы энергия в импульсе уменьшалась в зависимости от положения диафрагмы (рис. 3.3).

Когда диафрагма находилась вблизи фокуса (49–51 см), основная часть излучения (до 75%, 0.9 мДж) проходила сквозь нее. Иная ситуация наблюдалась при размещении диафрагмы ближе к фокусирующему зеркалу (47 см): из-за большего поперечного сечения излучения пучка, его значительная часть поглощалась и прошедшая энергия падала вплоть до 0.35 мДж (примерно 30% исходной энергии). Аналогично наблюдалось падение доли прошедшей энергии при внесении диафрагмы за фокусом.

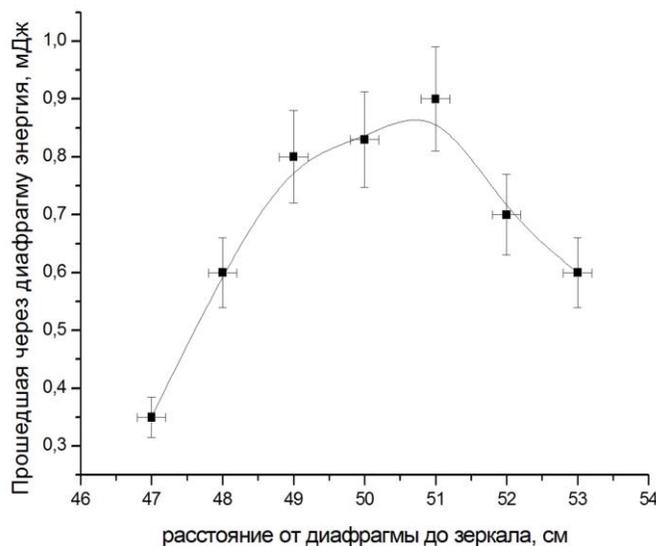


Рис. 3.3 Зависимость энергии в импульсе от положения диафрагмы

При фиксированном положении диафрагмы энергия, прошедшая через нее, сохранялась в пределах погрешности 10% от импульса к импульсу на протяжении всего эксперимента.

Экспериментальные результаты

В эксперименте измерялась плотность плазмы без внесения диафрагмы (рис. 3.4, черные круги) и при внесении диафрагмы №1 (рис. 3.2а) на различных расстояниях от зеркала (47-53 см). При этом расстояние между диафрагмой и электродами было постоянным и составляло 2.5 см. Положения диафрагмы отмечены вертикальными

линиями, соответствующие измеренные данные обозначены треугольниками того же цвета (рис. 3.4). При размещении диафрагмы на минимальном (из рассмотренных) расстоянии 47 см наблюдалось резкое падение амплитуды линейной плотности плазмы за диафрагмой (рис. 3.4), сопровождавшееся падением энергии более чем в 3 раза (рис. 3.3). Для остальных рассмотренных расстояний сильного изменения сигнала не наблюдалось.

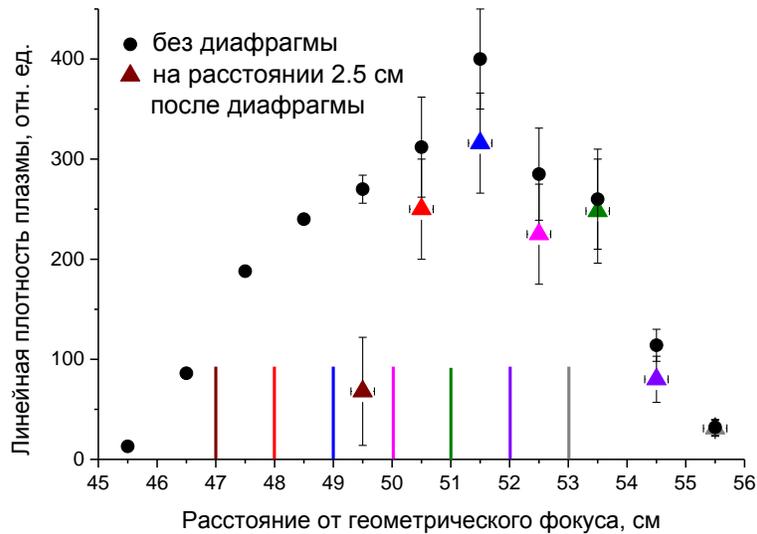


Рис. 3.4 Плотность плазмы без диафрагмы и в ближайшей точке за диафрагмой (Минимальное расстояние от диафрагмы до электродов – 2.5 см)

В последующих экспериментах распределение линейной плотности плазмы измерялось за диафрагмой №2 (рис. 3.2б), помещенной перед геометрическим фокусом (48 см или 50 см) или за ним (52 см) (рис. 3.5). При положении диафрагмы в 50 см и 52 см от зеркала длина образованного плазменного канала практически не изменялась по сравнению со случаем недиафрагмированного излучения (рис. 3.5). Несмотря на то что значения линейной плотности плазмы в присутствии диафрагмы уменьшались, они оставались гораздо выше порога детектирования, то есть плазмообразование вследствие филаментации за диафрагмой продолжалось. При внесении диафрагмы на расстоянии 48 см от зеркала, значительная часть резервуара энергии поглощалась, что подтверждается уменьшением энергии в импульсе на 50% после прохождения диафрагмы (рис. 3.3). Это, в свою очередь, приводило к уменьшению длины плазменного канала на 3 см при общей длине канала, образованного недиафрагмированным излучением, около 10 см. Тем не менее, резкого прекращения филаментации за диафрагмой не наблюдалось.

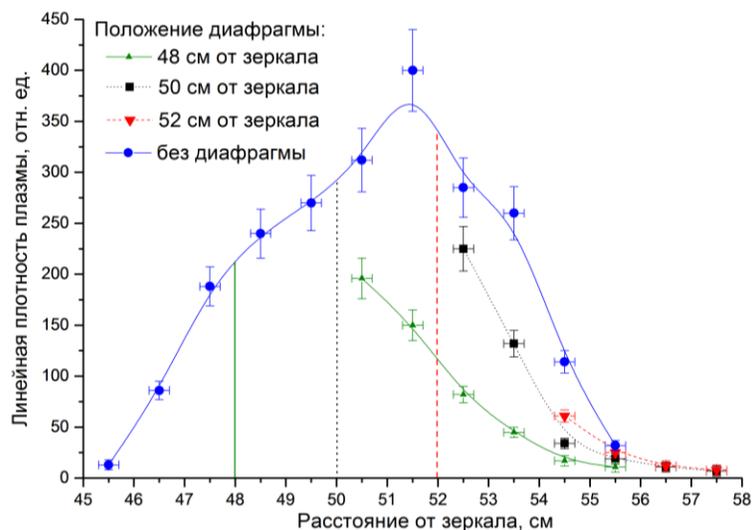


Рис. 3.5 Распределение линейной плотности плазмы без диафрагмы и при различных её положениях

Таким образом, в проведенных экспериментах внесение диафрагмы вблизи геометрического фокуса не приводило к резкому прекращению дальнейшей филаментации.

Для дальнейшего исследования наблюдаемого эффекта был проведен такой же эксперимент со сферическими зеркалами с фокусными расстояниями 108 см ($NA \approx 3 \cdot 10^{-3}$) и 26 см ($NA \approx 1.2 \cdot 10^{-2}$).

На рис. 3.8а представлена зависимость линейной плотности плазмы от расстояния до сферического зеркала $f=108$ см для трех положений диафрагм и случая недиафрагмированного излучения. Цветные вертикальные пунктирные прямые обозначают положение диафрагмы для зависимости того же цвета. Наблюдаемые закономерности те же, что и для 51 см зеркала. При внесении диафрагмы вблизи геометрического фокуса (108,5 см) область существования плазмы остается практически неизменной, энергия в импульсе близка к изначальной (0.7 мДж по сравнению с 0.8 мДж). В случае, когда диафрагма расположена до геометрического фокуса, наблюдается увеличение плотности плазмы при распространении излучения после диафрагмы (красные круги и зеленые треугольники), несмотря на значительное уменьшение энергии (вдвое при положении 98 см) и заметное снижение длины плазменного канала. Этот результат хорошо качественно коррелирует с результатами расчетов (рис. 3.7), в которых также зависимость амплитуды линейной плотности плазмы от расстояния после прохождения диафрагмы не является монотонно убывающей. Поскольку жесткость фокусировки уменьшилась по

сравнению со случаем зеркала с фокусным расстоянием 52 см, а размер диафрагмы остался неизменным, уменьшение области заметного плазмообразования более выражено, чем при более жесткой фокусировке, за счет поглощения большей части пучка.

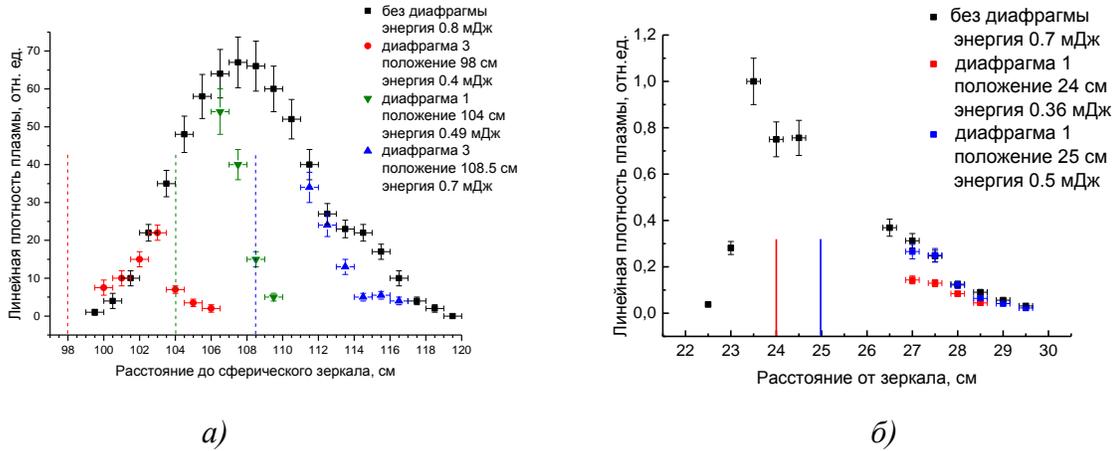


Рис. 3.8 Распределения линейной плотности плазмы для различного положения диафрагмы и без нее при фокусировке пучка сферическим зеркалом а) $f=108$ см б) $f=26$ см

Согласно формуле (12) и теории движущихся фокусов вблизи геометрического фокуса должна происходить фокусировка наименее интенсивных слоев импульса, которые до перетяжки должны составлять резервуар энергии вместе с наиболее мощными слоями, которые уже прошли через свой нелинейный фокус. Наблюдавшаяся в отсутствие диафрагмы рефокусировка в области 114-116 см (то есть повторная фокусировка наиболее мощных временных слоев импульса после геометрического фокуса [127]) пропадает при внесении диафрагмы вблизи геометрического фокуса пучка (рис. 3.8а). По-видимому, это связано с поглощением диафрагмой прошедших свой нелинейный фокус и не успевших рефокусироваться временных слоев.

Результаты измерения зависимости линейной плотности плазмы от расстояния до сферического зеркала $f=26$ см представлены на рис. 3.8б. В случае, когда диафрагма располагалась в 1 см перед фокусом зеркала, её влияние на плазменный канал незначительно, хотя прошедшая энергия составляла около 70% от исходной. При большем сдвиге диафрагмы относительно фокуса энергия за ней падала почти вдвое и канал укорачивался на ~ 1 см.

Результаты компьютерного моделирования

Экспериментальное исследование сопровождалось компьютерным моделированием влияния диафрагмы на филаментацию. Моделирование проводилось А.А. Дергачевым под руководством С.А. Шленова и В.П. Кандидова (МГУ).

При численном расчете использовалась самосогласованная система уравнений для медленно меняющейся амплитуды светового поля (нелинейное уравнение Шредингера) и концентрации свободных электронов. В модели учтено влияние дифракции, дисперсии, Керровской и плазменной нелинейности и потеря энергии на ионизацию молекул кислорода и азота. При моделировании использовался метод Фурье (split-step), в котором каждый шаг по времени линейная и нелинейная части уравнений решаются отдельно. Расчет проводился на суперкомпьютерах Чебышев и Ломоносов (МГУ).

Исходные данные компьютерного моделирования (длина волны, начальный радиус пучка, фокусное расстояние зеркала и энергия в импульсе) совпадали с параметрами экспериментальных исследований для случая сферического зеркала $f=51$ см, расчет проводился для двух круговых диафрагм различных диаметров (200 мкм и 300 мкм) и трех их положений и случая отсутствия диафрагмы. Функция пропускания каждой диафрагмы равнялась 1 в ее центре и спадала по супергауссовому закону до нуля по краям, радиусом диафрагмы считалась точка, на которой пропускание равно $1/2$.

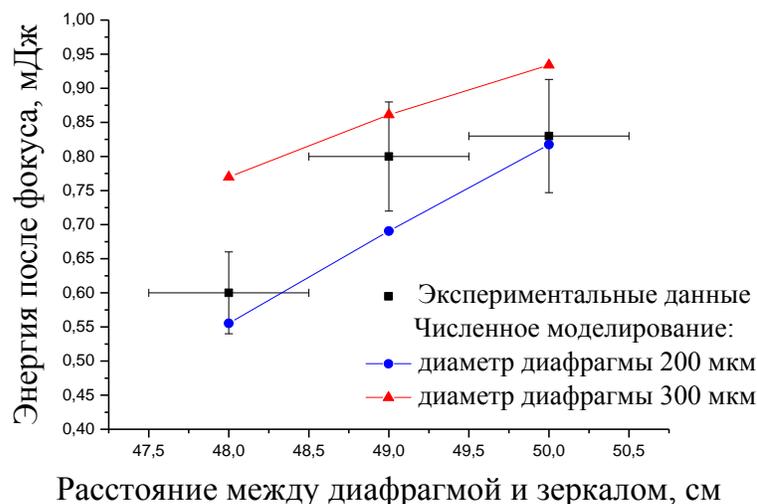


Рис. 3.6 Зависимость энергии в импульсе после прохождения геометрического фокуса от положения диафрагмы

Зависимость энергии, содержащейся в импульсе после геометрического фокуса линзы и области филаментации (с учетом потерь на ионизацию среды), от положения диафрагмы для двух различных диаметров диафрагмы представлена на рис. 3.6. На график для сравнения добавлены экспериментальные данные для диафрагмы №1 (рис. 3.2а, размер 270x300 мкм). Теоретический расчет и экспериментальные результаты находятся в качественном и количественном согласии. Потери энергии на ионизацию в компьютерном моделировании не превышают 5% во всех рассмотренных случаях.

Зависимость линейной плотности плазмы от расстояния при различных положениях диафрагмы, полученная в численном моделировании, представлена на рис. 3.7а,б. Результаты для диафрагмы диаметром 300 мкм (рис. 3.7б) находятся в хорошем качественном согласии с экспериментальными результатами (рис. 5): при положении диафрагмы вблизи фокуса (49, 50 см) значительных изменений длины плазменного канала не наблюдается. При этом линейная плотность плазмы после диафрагмы меньше, чем без неё, но незначительно. При помещении диафрагмы в 48 см от зеркала длина плазменного канала сокращается почти на 3 см по сравнению со случаем недиафрагмированного излучения.

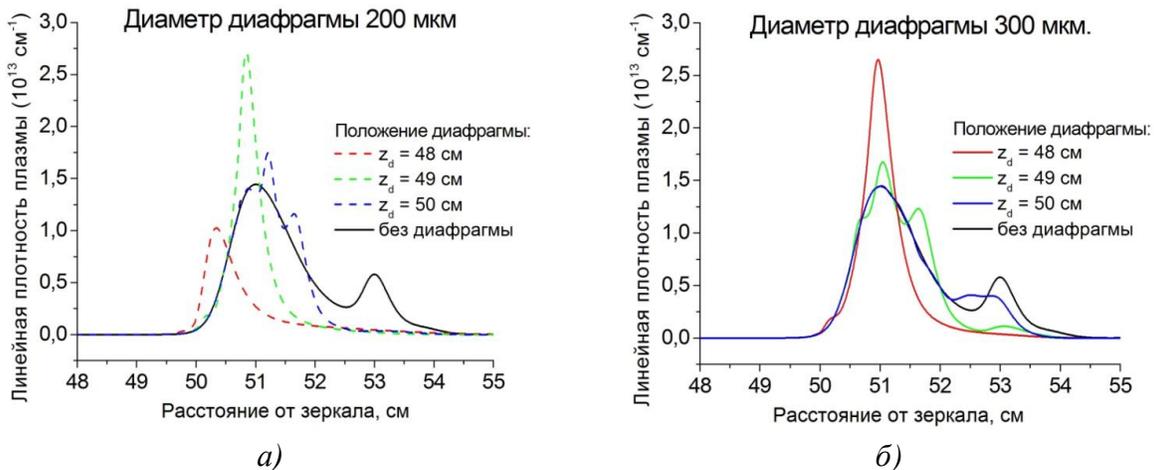


Рис. 3.7 Зависимость линейной плотности плазмы от расстояния для различных положений диафрагмы диаметром а) 200 мкм, б) 300 мкм.

При диаметре диафрагмы 200 мкм (рис. 3.7а) для всех положений диафрагмы происходит уменьшение длины плазменного канала, а для положений вблизи фокуса (49,

50 см) наблюдается повышение пиковой линейной плотности плазмы как по сравнению со случаем без диафрагмы, так и по сравнению с диафрагмой диаметром 300 мкм.

Следует отметить, что использованная в эксперименте система электродов усредняет линейную плотность плазмы вдоль оси распространения (из-за конечных размеров электродов). Вследствие этого экспериментальные зависимости гораздо более сглажены по сравнению с полученными численно.

Из полученных экспериментальных и расчетных данных сделан вывод, что только приосевая часть пучка (диаметром менее 300 мкм) – резервуар энергии и филамент, содержащие до 65% энергии, участвуют в эффективном образовании плазменного канала. При этом блокирование диафрагмой периферии пучка (не входящей в резервуар энергии) не влияет на протяженность плазменного канала.

3.1.4 Влияние диафрагмирования на филаментацию импульсов ИК и УФ спектральных диапазонов

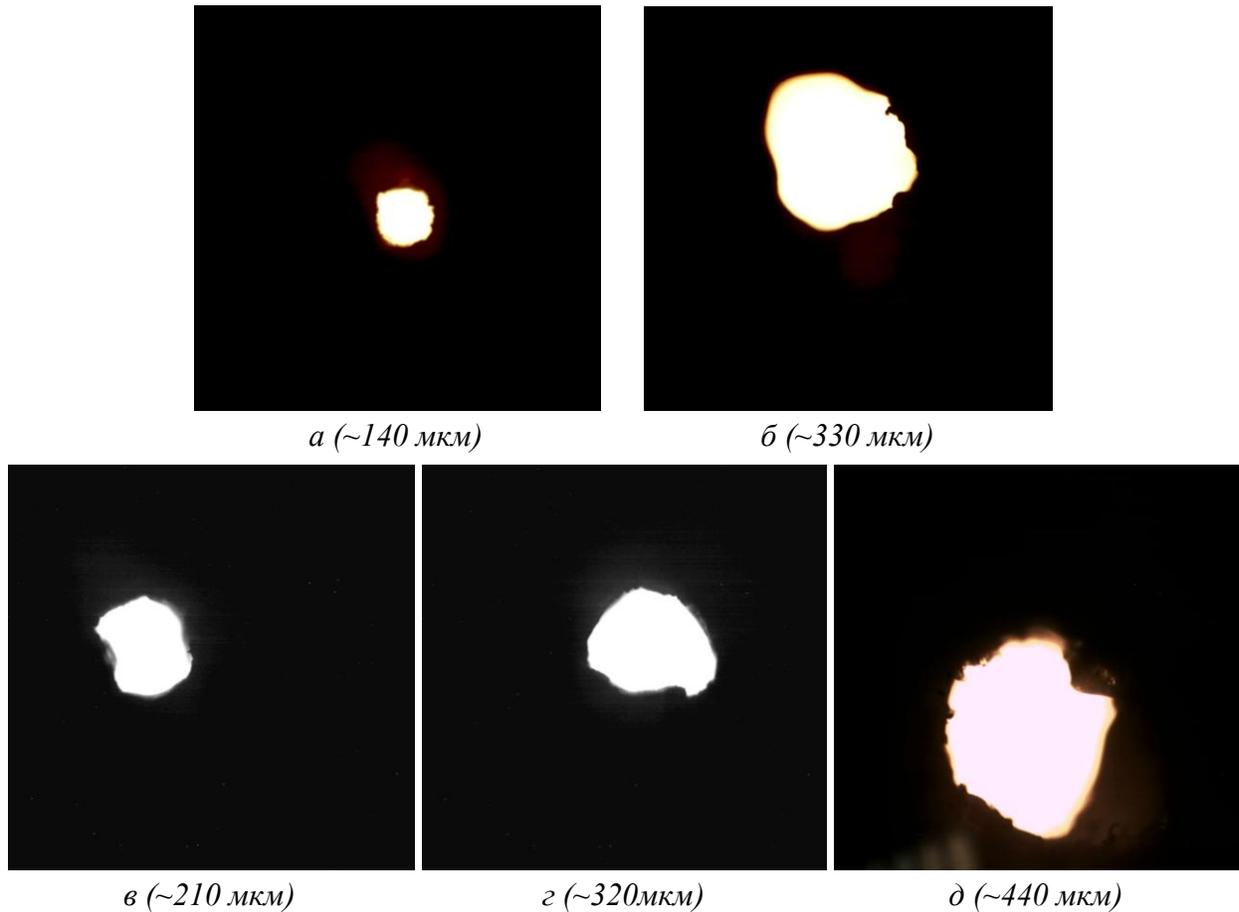
В продолжение описанных выше экспериментов проводилось сравнение влияния диафрагмирования (роли резервуара энергии) на филаментацию сфокусированного ИК и УФ излучения.

Схема эксперимента совпадала с описанной выше. Энергия импульса на основной частоте без диафрагмы составляла 1 мДж, энергия в третьей гармонике 50 мкДж. Фокусное расстояние сферических зеркал составляло 52 см и 48 см для ИК и УФ импульсов соответственно.

На пути распространения пучка вблизи геометрического фокуса вносились диафрагмы. Изображения диафрагм, полученные на оптическом микроскопе, представлены на рис. 3.9а-д. Характерный размер диафрагм составлял 140 мкм (а) и 310 мкм (б) для ИК излучения и 210 мкм (в), 320 мкм (г), 440 мкм (д) для УФ. Диафрагмы находились в нескольких точках до геометрического фокуса системы, и для каждого положения измерялась зависимость линейной плотности плазмы от расстояния, затем проводилось сравнение со случаем недиафрагмированного излучения.

Выбор размеров диафрагм для помещения в ИК пучок был ограничен из-за высокой плотности энергии: при малых размерах диафрагмы наблюдалось изменение ее размеров

под действием лазерного импульса. Диффрагма размером 140 мкм была получена путем помещения «заготовки» (пластика с полусферическим углублением, соосным с оптической осью системы) на некоторое время в ИК пучок на расстоянии 10 см перед геометрическим фокусом. Затем без сдвига диффрагмы проводились измерения в этом положении, после чего диффрагма была внесена в 5 см перед фокусом зеркала.



*Рис. 3.9 Изображения диэлектрических диффрагм (размер изображений 1 мм * 1 мм)*

За счет меньшей плотности энергии в УФ излучении (даже в режиме филаментации) свобода в выборе размеров диффрагм была больше. Общепринято, что размер ИК филамента составляет около 100 мкм. Для случая УФ филамента точки зрения расходятся: в статье [127] указано, что УФ филаменты тоньше, чем их ИК аналоги, в то время как в [128] полученный поперечный размер УФ филамента вдвое превышает размер ИК филамента. Поэтому мы использовали диффрагму большего (440 мкм), примерно такого же (320 мкм) и меньшего (210 мкм) размера, по сравнению с выбранной для ИК излучения (330 мкм).

Полученные распределения для ИК импульса показаны на рис. 3.10. Сквозь диафрагму с характерным размером 330 мкм, помещенную в геометрический фокус зеркала, проходит подавляющая часть энергии излучения, при этом сигналы за диафрагмой не изменялись по сравнению со случаем недифрагмированного излучения. Это доказывает, что в геометрическом фокусе линзы нет четкого деления излучения на резервуар энергии и филамент, поскольку резервуар испытывает геометрическую фокусировку. Следует отметить, что при энергии после диафрагмы в 240 мкДж (меньшей, чем энергия, соответствующая критической мощности самофокусировки) за диафрагмой 330 мкм, помещенной в 10 см перед геометрическим фокусом, филаментация не прекращается, что выражается в продолжении плазмообразования и увеличении сигналов при движении за диафрагму. Длина филамента в этих условиях заметно сокращается, но остается не меньше половины длины исходного филамента. За диафрагмой размером 140 мкм филаментация прекращается практически сразу: при размещении диафрагмы в 42 см от зеркала на минимальном расстоянии между диафрагмой и электродами 1,5 см сигнал отсутствовал, при размещении этой же диафрагмы в 47 см сигнал резко уменьшился и пропал через 3 см от диафрагмы. Результаты при помещении данной диафрагмы в фокус не приведены, поскольку высокая плотность энергии приводила к прожигу диафрагмы и увеличению ее размеров.

Расчетный диаметр ИК гауссова пучка, распространяющегося в линейном режиме в той же оптической схеме, составляет около 1200 мкм на расстоянии 42 см от зеркала, 600 мкм на расстоянии 47 см и 40 мкм в фокусе. Следовательно, размеры любой диафрагмы меньше, чем диаметр пучка по уровню $1/e$ во всех положениях, кроме геометрического фокуса зеркала.

Зависимости линейной плотности плазмы от расстояния вдоль оптической оси УФ излучения при различных положениях диафрагм показаны на рис. 3.11. Разными цветами представлены зависимости для различных положений диафрагмы (вертикальные прямые соответствующего цвета). Треугольные символы соответствуют случаю большой диафрагмы (440 мкм), круглые – средней (320 мкм), полые квадраты – маленькой диафрагме (210 мкм). Заполненные черные квадраты показывают зависимость для недифрагмированного излучения. Погрешности по оси абсцисс составляют не более 1 мм,

по оси ординат $\sim 10\%$ от сигнала, на рисунке они не указаны, чтобы не загромождать график.

При диафрагмировании излучения в геометрическом фокусе (48 см) сигналы для всех диафрагм (рис. 3.11, синие символы) практически не отличаются от случая недиафрагмированного излучения. (рис. 3.11, черные символы).

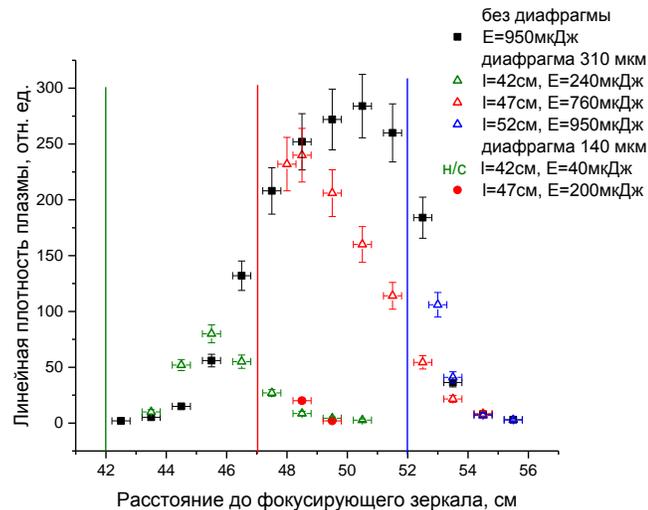


Рис. 3.10 Зависимость распределения линейной плотности ИК плазмы от положения диафрагмы (в легенде указаны: размер диафрагмы, расстояние от зеркала l и энергия, прошедшая через диафрагму E).

Для других положений диафрагмы сигналы сильно зависят от размера диафрагмы, но во всех случаях наблюдается увеличение сигналов за диафрагмой при приближении к геометрическому фокусу зеркала (рис. 3.11 красные и зеленые символы). Это означает, что, несмотря на наличие диафрагмы, происходит дальнейшее развитие филаментации, выраженное в повышении плотности плазмы. Длина плазменного канала заметно уменьшается по сравнению со случаем недиафрагмированного излучения, но составляет не менее 8 см после диафрагмы при полной длине филамента в отсутствие диафрагмы около 20 см. Можно заметить, что при диафрагмировании излучения до геометрического фокуса в самом фокусе наблюдалось резкое падение сигнала по сравнению со случаем отсутствия диафрагмы. Это коррелирует с представлением о большом вкладе фокусирующейся периферии пучка в плазмообразование в геометрическом фокусе системы [125].

Расчетный диаметр УФ гауссова пучка, распространяющегося в линейном режиме в той же оптической схеме, составляет около 880 мкм на расстоянии 37 см от зеркала, 480 мкм на расстоянии 42 см и 40 мкм в фокусе. Следовательно, размер любой диафрагмы меньше, чем диаметр пучка по уровню $1/e$ во всех положениях, кроме фокуса зеркала.

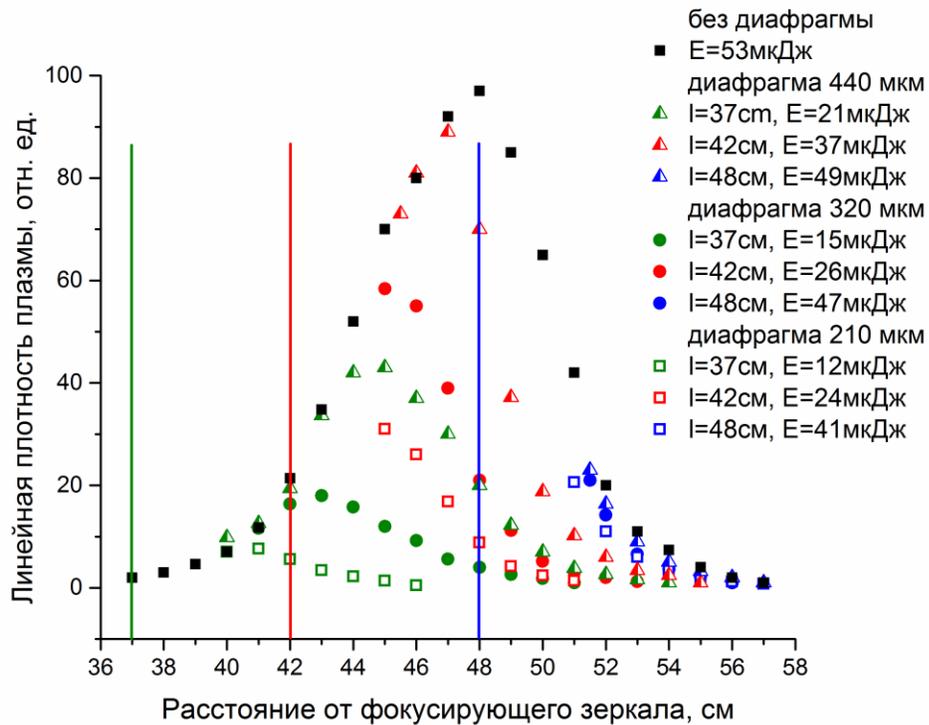


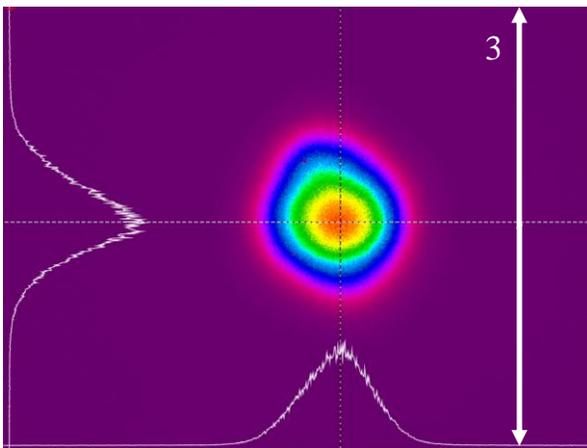
Рис. 3.11 Зависимость распределения линейной плотности УФ плазмы от положения диафрагмы (в легенде указаны: размер диафрагмы, расстояние от зеркала l и энергия, прошедшая через диафрагму E).

Таким образом, экспериментально показано, что при филаментации сфокусированного излучения, в отличие от филаментации коллимированного излучения, вблизи геометрического фокуса отсутствует явное разделение излучения на филамент и резервуар энергии, что, предположительно, связано с геометрической фокусировкой последнего.

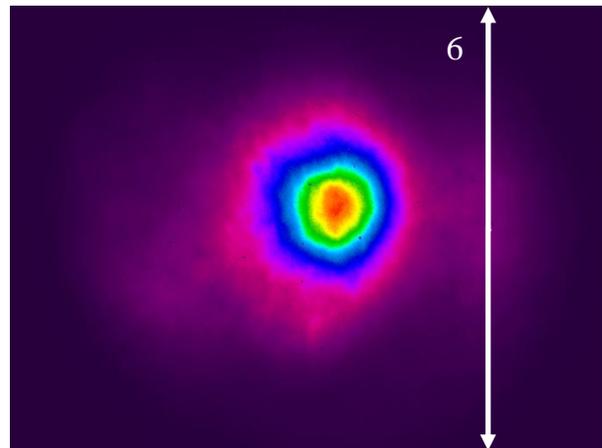
3.2 ПОПЕРЕЧНЫЕ ПРОФИЛИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ДВУХ РАЗЛИЧНЫХ ФОКУСИРОВКАХ

Для визуализации резервуара энергии ИК пучок фокусировался зеркалом с фокусным расстоянием около 5 м, сравнимым с расстоянием самофокусировки (около 13 м для энергии 2.3 мДж), на детектирующую систему (Глава 2.3.4). Излучение проходило

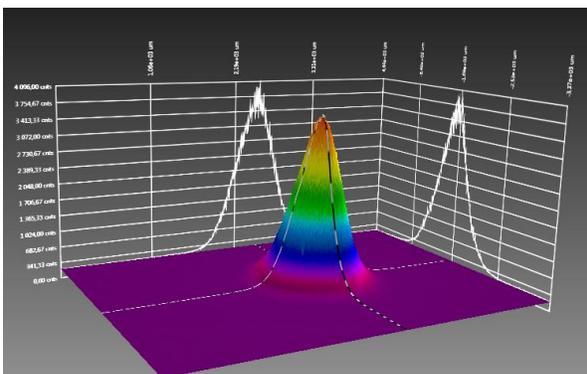
6.5 метров от компрессора до фокусирующего зеркала по воздуху, что сдвигало положение нелинейного фокуса ближе к фокусирующему элементу (расстояние до нелинейного фокуса по формуле тонкой линзы ~ 3 м). Для сравнения были взяты профили, полученные при более жесткой фокусировке пучка в фокусе линзы с фокусным расстоянием 118 см (фокусное расстояние линзы много меньше длины самофокусировки). Поперечные профили излучения при более жесткой ($f = 118$ см) и более мягкой ($f = 5$ м) фокусировках в двухмерном и трехмерном виде представлены на рис. 3.12а-г.



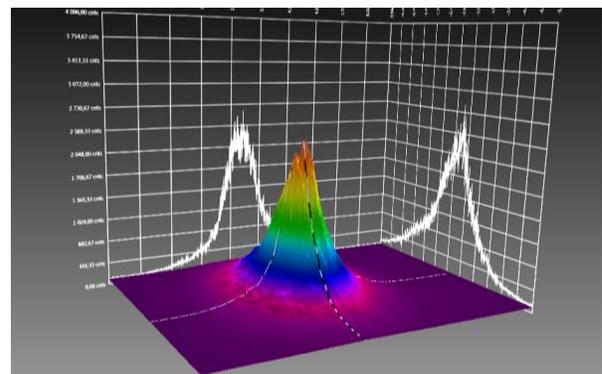
а) $f=118$ см, 118 см от линзы



б) $f=500$ см, 268 см от зеркала



в) $f=118$ см, 118 см от линзы



г) $f=500$ см, 268 см от зеркала

Рис. 3.12 Поперечные профили плотности энергии лазерного пучка в двухмерном (а, б) и трехмерном (в, г) виде в фокусе линзы $f=118$ см (а, в) и на расстоянии 268 см от сферического зеркала $f=500$ см (б, г)

На рис. 3.12б видна широкая низкоинтенсивная область, окружающая центральный пик - резервуар энергии, в то время как на рис. 3.12а и 3.12в видно, что переход от максимума в шумы происходит достаточно быстро. На рис. 3.12г можно заметить более

плавное спадание пьедестала по сравнению со случаем большей числовой апертуры (рис. 3.12в).

Для более наглядной демонстрации наличия резервуара энергии была построена зависимость количества энергии, содержащейся в частях пучка, имеющих плотность энергии больше заданной (рис. 3.13а), в зависимости от заданной энергии. Наличие выраженного резервуара энергии, значительно отличающегося по своим свойствам от излучения филамента, приводит к наличию перегиба в этой зависимости. Так, при более мягкой фокусировке такой перегиб наблюдается (рис. 3.13б), в то время как при более жесткой он отсутствует (рис. 3.13в).

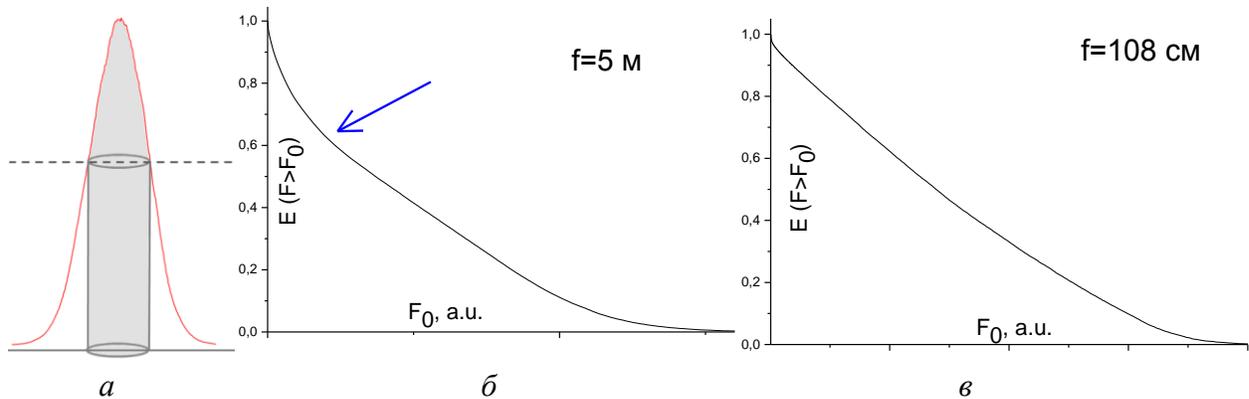


Рис. 3.13 а) Схематичное изображение энергии, содержащейся в частях пучка, имеющих плотность энергии больше заданной (выделено серым) б) слабофокусированный пучок в) более жестко сфокусированный пучок

3.3 ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ

При фокусировке лазерного импульса, распространяющегося с надкритической мощностью в воздухе, вблизи геометрического фокуса в поперечном сечении пучка отсутствует четкое разделение излучения на низкоинтенсивный резервуар и высокоинтенсивный филамент. Это связано с геометрической фокусировкой резервуара энергии и периферии пучка. При внесении диафрагмы вблизи геометрического фокуса (на расстоянии $f/5$ от фокуса и ближе) для диафрагм, пропускающих высокоинтенсивный центр, не наблюдается резкого прекращения филаментации за диафрагмой, в отличие от случая коллимированного излучения. Обозначенные выше закономерности верны как для ИК (744 нм), так и для УФ (248 нм) лазерных импульсов.

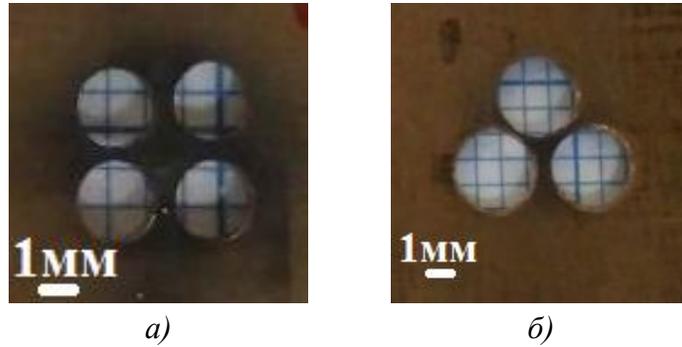
Резервуар и филамент составляют около 65% по энергии от полной энергии импульса. Периферия пучка (оставшиеся ~35%) в плазмообразовании не участвует. При всех рассмотренных фокусировках резервуар энергии локализован в области около 300 мкм. Таким образом, диаметры филамента и резервуара сравнимы. Поскольку четкое разделение пучка на филамент и резервуар отсутствует, их диаметры и энергии сравнимы, то и интенсивности в филаменте и резервуаре также сравнимы.

ГЛАВА 4 ИССЛЕДОВАНИЕ СЛОЖЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ФИЛАМЕНТОВ

Явление ограничения интенсивности препятствует получению высоких пиковых интенсивностей и высоких концентраций плазмы в филаменте. Одним из способов увеличить максимальную интенсивность является сложение филаментов. В работе [35] предлагалось сложение большого числа (сотни и тысячи) филаментов в ИК пучке, распространяющемся в режиме множественной филаментации, требующее больших мощностей излучения и использования широкоапертурных пучков. При этом сравнение экспериментальных результатов с теоретическими моделями и компьютерным моделированием затруднительно, поскольку для расчета необходимы большие вычислительные мощности из-за нарушения цилиндрической симметрии и огромных размеров вычислительной сетки в поперечном сечении, необходимости вносить случайные искажения фронта и учитывать влияния резервуара. В то же время основные закономерности взаимодействия филаментов могут быть исследованы при сложении небольшого количества (3-6) лазерных пучков. В этом случае небольшие масштабы энергий и сечений пучка позволяют сравнить экспериментальные данные с результатами компьютерного моделирования.

В данной главе описаны проведенные модельные эксперименты по сложению нескольких лазерных пучков в ИК и УФ спектральных диапазонах. Также в главе приведено сравнение экспериментальных результатов с данными теоретических расчетов, проведенных Д.Е. Шипило под руководством Н.А. Панова и проф. О.Г. Косаревой.

При изучении взаимодействия высокоинтенсивных лазерных пучков использовалась первая или третья гармоника титан-сапфировой лазерной системы. Для изучения взаимодействия нескольких пучков излучение пропусклось через амплитудные маски (рис. 4.1а,б). Амплитудная маска состоит из четырех отверстий (рис. 4.1а) диаметром около 2 мм, расстояние между центрами диагонально расположенных отверстий 4 мм. Диаметр отверстий маски с тремя отверстиями (рис. 4.1 б) составляет около 3 мм, расстояние между центрами соседних отверстий около 4 мм. Прошедший через маску (с тремя или четырьмя отверстиями) пучок далее фокусировался линзой или сферическим зеркалом.



*Рис. 4.1 амплитудные маски для исследования сложения филаментов:
а) маска с 4 отверстиями; б) маска с 3 отверстиями*

В случае внесения амплитудной диафрагмы, положение филаментов в распределении пучка определяется формой маски и не является стохастическим, в отличие от случая множественной филаментации. Далее пучок, прошедший через маску с четырьмя отверстиями, будет называться регуляризованным.

4.1 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЛОЖЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ИК ПУЧКОВ И СРАВНЕНИЕ С ЧИСЛЕННЫМ МОДЕЛИРОВАНИЕМ

Для изучения взаимодействия ИК пучков была выбрана маска с четырьмя отверстиями, фокусировка пучка осуществлялась линзами. В экспериментах энергия за маской составляла около 1.7 мДж, что соответствует небольшому превышению мощности, прошедшей через одно отверстие диафрагмы, над критической мощностью самофокусировки. Фокусное расстояние фокусирующих элементов было различным и указано отдельно для каждого эксперимента.

В компьютерном моделировании фокусное расстояние линзы составляло 10 см. Размер отверстия маски в моделировании 0.5 мм, расстояние между центрами диагональных отверстий 1 мм. Прошедшая через каждое отверстие мощность составляет около $2P_{\text{ср}}$.

4.1.1 Визуализация плазменного канала

Начиная с некоторой числовой апертуры пучка при достаточной энергии в импульсе плазма, образованная ИК филаментом, становится достаточно плотной, чтобы детектировать её свечение с помощью ПЗС матрицы. В экспериментах сбоку от филамента

ставился объектив, который строил изображение свечения плазмы на ПЗС-матрице. Фокусировка ИК пучка, прошедшего через маску с четырьмя отверстиями, осуществлялась линзой с фокусным расстоянием 7.5 см, люминесценция плазменного канала имела вид, показанный на рис. 4.2. На рисунке 4.2 можно видеть 2 одиночных филамента (два задних филамента находятся в тени двух передних), складывающихся в один аксиальный филамент перед геометрическим фокусом системы (фокус отмечен вертикальной полосой). Яркость свечения, а соответственно и плотность плазмы, и интенсивность излучения в аксиальном «суммарном» филаменте выше, чем в каждом из одиночных филаментов.

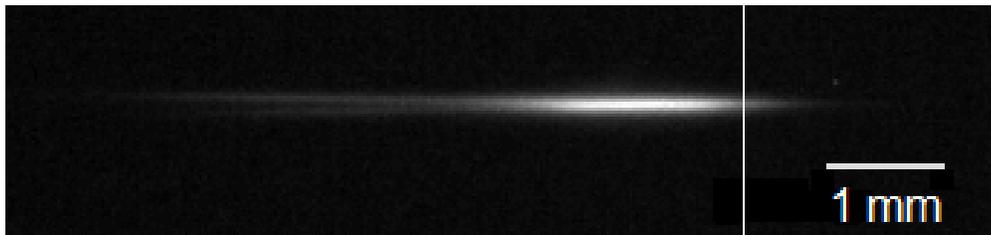


Рис. 4.2 Изображение плазменного канала при фокусировке regularизованного импульса с энергией 1.7 мДж линзой с фокусным расстоянием 7.5 см

Оцифровка профилей, полученных при помощи ПЗС-матрицы, позволяет получить распределение линейной плотности плазмы вдоль оси распространения (рис. 4.3б). В численном моделировании (рис. 4.3а) были выбраны более благоприятные условия для развития филаментации до перетяжки (меньший поперечный размер пучка и большая мощность). Это может объяснить полученный в расчетах меньший контраст между отдельными филаментами (которые успевают развиться и почти закончиться до области сложения пучков) и суммарным аксиальным, чем в эксперименте (где отдельные филаменты только образуются, когда происходит сложение). Однако, и в моделировании (рис. 4.3а), и в эксперименте (рис. 4.3б) наблюдается плазма от четырех филаментов по отдельности и плазма, образованная благодаря сложению четырех филаментов, с большей линейной плотностью перед перетяжкой.

Таким образом, при фокусировке regularизованного пучка наблюдается образование суммарного аксиального филамента, характеризующегося большей интенсивностью излучения и большей плотностью наведенной лазерной плазмы, по сравнению с одиночными филаментами. Плотность плазмы в суммарном филаменте в численном

моделировании в 3 раза превышает плазму для случая одного филамента. По экспериментальным данным точную оценку дать затруднительно, но, исходя из рис. 4.3, разница будет еще более существенна, чем в моделировании.

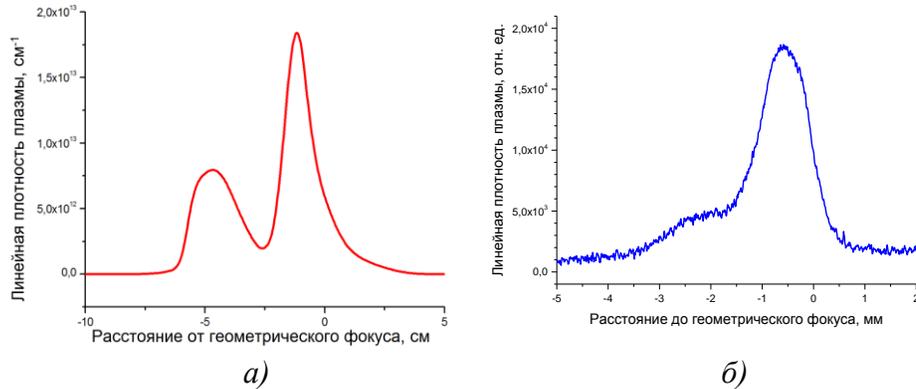


Рис. 4.3 Распределение линейной плотности плазмы вдоль оси распространения пучка
а) численное моделирование б) эксперимент

На рис. 4.4 представлено сравнение полученных экспериментально (а) и численно (б) распределений плотности энергии (флюенса) в фокальной плоскости линзы. В эксперименте фокусировка излучения осуществлялась линзой с фокусным расстоянием 85 см. Можно заметить, что распределения качественно совпадают. Наблюдается аксиальная область высокого флюенса (филамент), окруженная дифракционным «крестом» и множеством слабых побочных максимумов. То есть в фокусе наблюдается образование одного суммарного филамента, находящегося на оси излучения.

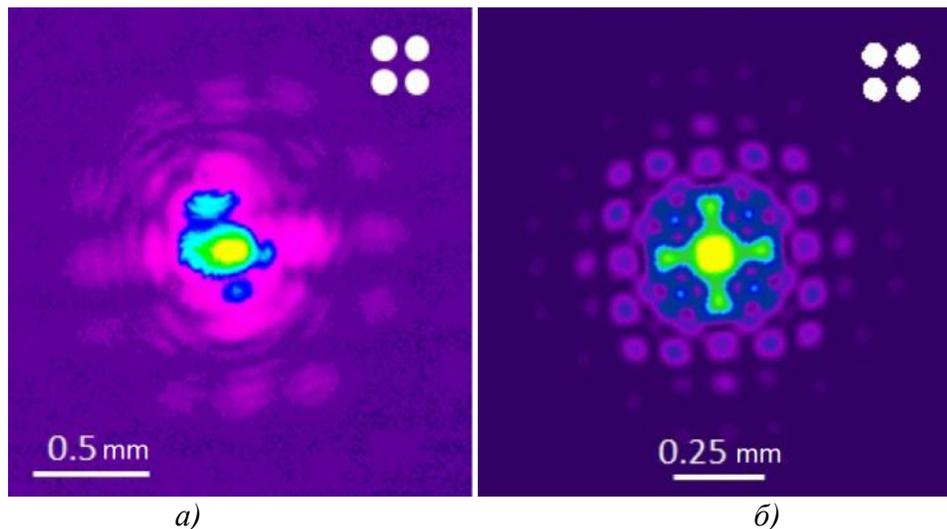


Рис. 4.4 Распределение плотности энергии в фокальной плоскости линзы
а) эксперимент б) численное моделирование

Поскольку интенсивность в филаменте значительно превышает интенсивность в окружающей его части пучка, за геометрическим фокусом линзы должно наблюдаться образование постфиламентационного канала. Для наблюдения этого эффекта за фокусом оптической системы импульс детектировался с помощью люминесцирующего экрана, изображение люминесценции которого строилось объективом на ПЗС-матрице.

Для разделения эффектов дифракции (которые, несомненно, присутствуют из-за ограниченной апертуры маски) и нелинейного взаимодействия было проведено сравнение профиля пучка, распространявшегося в линейном докритическом режиме, с профилем пучка, энергия которого была достаточна для образования филамента в каждом из меньших пучков. Для этого энергия варьировалась дифракционным ослабителем, находившимся до амплитудной маски.

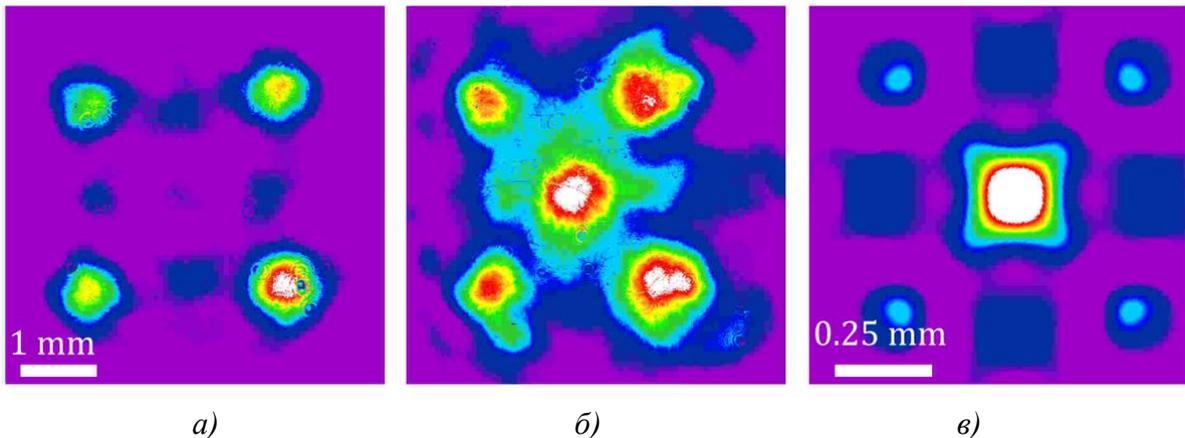


Рис. 4.5 Распределения плотности энергии на расстоянии двойного фокуса от линзы
 а) эксперимент, $P < P_{cr}$; б) эксперимент, $P > 4P_{cr}$; в) моделирование $P > 4P_{cr}$

На рис. 4.5а,б показаны экспериментальные данные, полученные для регуляризованного пучка, сфокусированного линзой с фокусным расстоянием 110 см, и в моделировании (в). Для сравнения приведен профиль пучка, распространяющегося в линейном режиме (рис. 4.5а) и в нелинейном режиме (рис. 4.5б). На рис. 4.5а хорошо различимы четыре максимума, соответствующие четырем исходным пучкам, и несколько побочных; центральный максимум значительно меньше, чем четыре дифракционных. Данная картина является следствием дифракции и фокусировки излучения, поскольку получена в линейном режиме распространения импульса. В случае нелинейного распространения (рис. 4.5б) центральный максимум ярко выражен и превышает по

амплитуде четыре дифракционных. Яркий центральный максимум, наблюдаемый в нелинейном режиме распространения, является, по сути, постфиламентационным каналом от центрального аксиального суммарного филамента вблизи фокуса линзы. В результатах численного расчета (рис. 4.5в) превышение амплитуды центрального максимума над амплитудой четырех дифракционных выражено более ярко.

Возможности используемой нами титан-сапфировой лазерной системы не позволяют получать большие критические мощности в регуляризованном пучке. Однако, последующие эксперименты с тераваттным титан-сапфировым лазером, проведенные группой проф. А.Б. Савельева (МГУ), подтвердили образование суммарного цилиндрически симметричного аксиального филамента при фокусировке регуляризованного пучка при мощности, прошедшей через одно отверстие маски, на порядок превышающей критическую мощность самофокусировки в воздухе [129].

Таким образом, в экспериментах при сложении четырех филаментов наблюдается образование центрального аксиального суммарного филамента вблизи геометрического фокуса, что влияет на характер дальнейшего распространения лазерного пучка. Численное моделирование находится в хорошем качественном согласии с экспериментом и подтверждает этот результат.

4.2 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕСКОЛЬКИХ ПУЧКОВ ИК И УФ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДИАПАЗОНОВ

4.2.1 Поперечные профили пучка после геометрического фокуса

Для сравнения взаимодействия пучков ИК и УФ спектрального диапазона были проведены эксперименты по сложению филаментов при фокусировке излучения, прошедшего через одну из масок (рис. 4.1), сферическими зеркалами с различными фокусными расстояниями. Поскольку образование постфиламентационных каналов наблюдается как для ИК, так и для УФ излучения, наличие или отсутствие максимума в распределении регуляризованного излучения за геометрическим фокусом линзы является критерием наличия или отсутствия взаимодействия пучков.

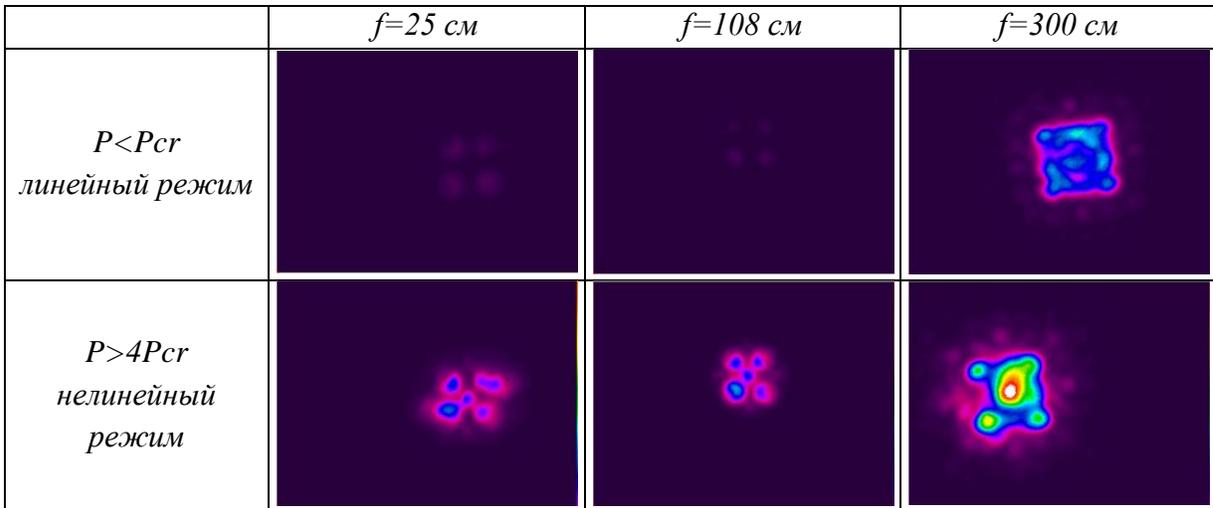


Рис. 4.6 Поперечные профили регуляризованного ИК пучка на расстоянии примерно $2.3 f$ от фокусирующего зеркала

На рис. 4.6 и 4.7 представлены результаты взаимодействия ИК пучков, прошедших через маску с четырьмя и тремя отверстиями соответственно. Можно заметить, что во всех случаях при взаимодействии филаментов появляется центральный максимум в распределении, которого нет в линейном режиме.

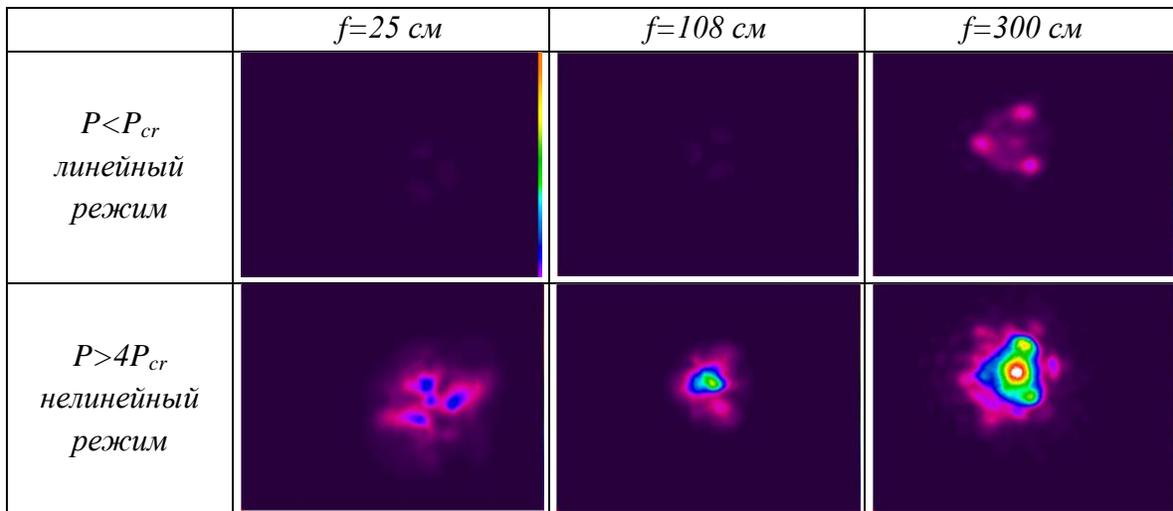


Рис. 4.7 Поперечные профили ИК пучка, прошедшего через диафрагму с 3 отверстиями, на расстоянии примерно $2.3 f$ от фокусирующего зеркала

Результаты для УФ пучка, прошедшего через диафрагму с 4 или 3 отверстиями представлены на рис. 4.8 и рис. 4.9 соответственно. Энергия после диафрагмы с четырьмя отверстиями составляла 110 мкДж, что соответствует примерно $2P_{cr}$ в каждом пучке.

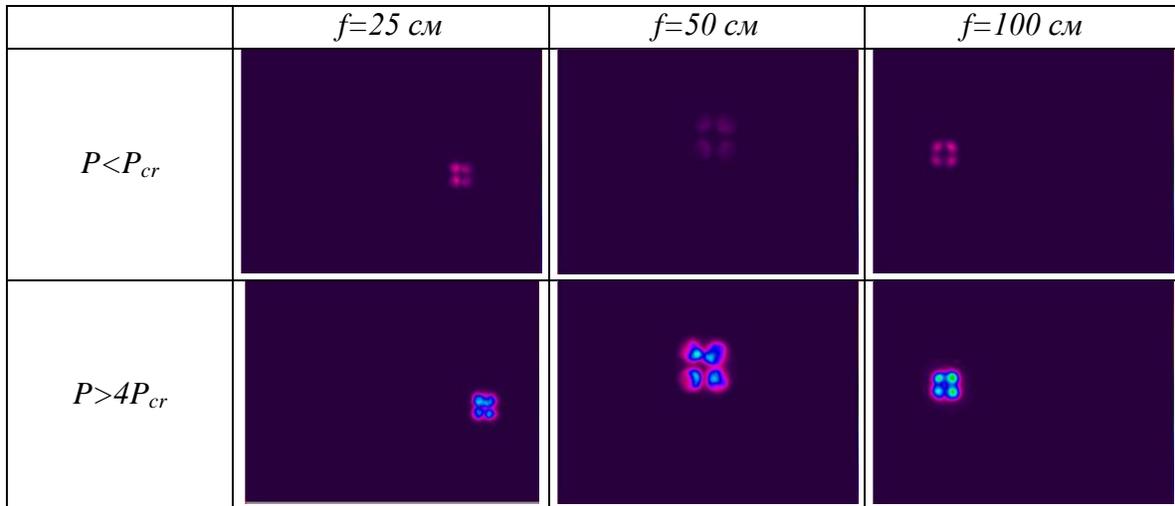


Рис. 4.8 Поперечные профили УФ пучка, прошедшего через диафрагму с 4 отверстиями, на расстоянии примерно $1.5 f$ от фокусирующего зеркала

Энергия в трех пучках составляла около 130 мкДж, то есть сквозь каждое отверстие проходило около $2,5P_{cr}$. Как мы видим, центрального максимума в распределении не появляется, что свидетельствует об отсутствии взаимодействия УФ филаментов.

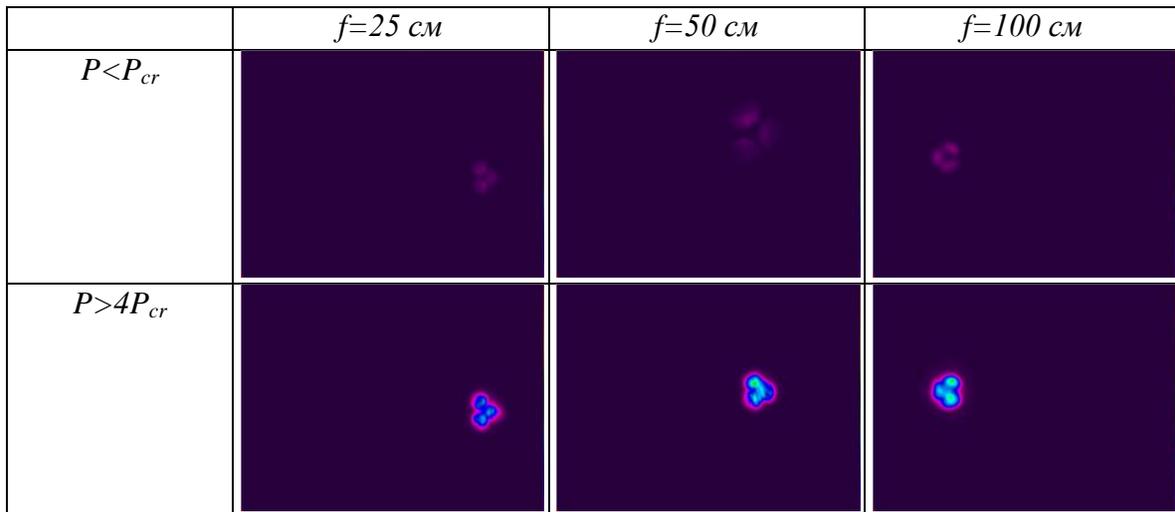


Рис. 4.9 Поперечные профили УФ пучка, прошедшего через диафрагму с 3 отверстиями, на расстоянии примерно $1.5 f$ от фокусирующего зеркала

Отсутствие яркого максимума в распределении плотности энергии регуляризованного УФ пучка за геометрическим фокусом наблюдалось также в последующих экспериментах в случае существенно надкритического пучка. Излучение третьей гармоники титан-сапфировой лазерной системы после усиления в активной среде (смеси Kr и F) эксимерного газового лазера Lambda Physik EMG Model TMS 150,

прошедшее через диафрагму с четырьмя отверстиями, имело энергию 0.9 мДж, что соответствует превышению критической мощности в каждом пучке примерно на порядок. После геометрического фокуса наблюдался слабый центральный максимум на расстоянии $1.4 f$ от линзы с фокусным расстоянием 1 м, при этом амплитуда центрального максимума была практически равна амплитуде в четырех дифракционных максимумах при изменении энергии в 5 раз (до 0.17 мДж). В случае шести пучков (6 отверстий радиусом 2 мм, расположенных в отверстиях шестиугольника) при мощности каждого пучка $5 P_{cr}$ центральный максимум в распределении плотности энергии отсутствовал. Таким образом, поперечное распределение плотности энергии УФ лазерного пучка повторяло случай линейного распространения в той же геометрии. Из приведенных результатов был сделан вывод, что взаимодействие УФ пучков происходит гораздо слабее, чем взаимодействие ИК пучков. Описанные выше эксперименты по исследованию распространения усиленного в активной среде KrF излучения были проведены совместно с А. В. Шутовым, Н. Н. Устиновским и В. Д. Зворыкиным (ФИАН).

При фокусировке регуляризованного пучка второй гармоники титан-сапфировой лазерной системы (372 нм) образование яркого центрального максимума также не наблюдалось. Поперечное распределение плотности энергии за геометрическим фокусом для пучка с надкритической энергией в каждом из отверстий практически совпадало со случаем линейного распространения.

4.2.2 Поперечные профили вблизи фокуса

Для отслеживания эволюции сложения пучков вблизи геометрического фокуса линзы с фокусным расстоянием 85 см были проведены эксперименты по регистрации поперечных профилей излучения для регуляризованных УФ (энергия 50 мкДж) и ИК (0.85 мДж) импульсов. Для этого излучение в различных местах области филаментации отводилось плоскопараллельной пластиной или клином на ПЗС, ослабляясь перед камерой нейтральными фильтрами.

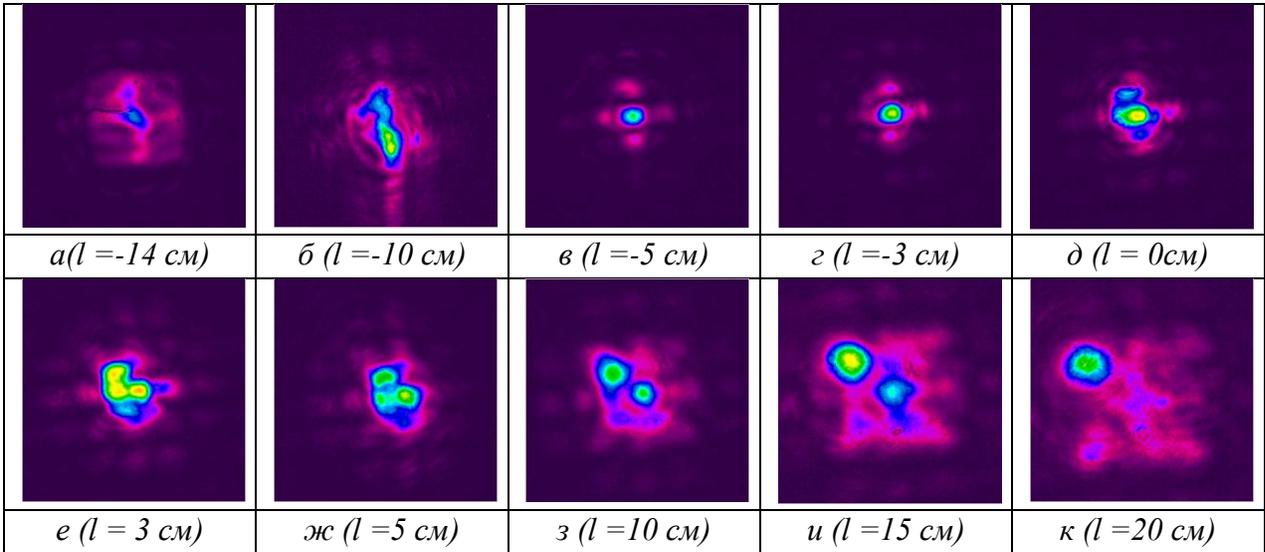


Рис. 4.10 а-к Поперечные профили регуляризованного ИК излучения, сфокусированного линзой с $f = 85$ см, на различных расстояниях l от фокуса (размер изображений 2×2 мм)

На рис. 4.10а-к показаны полученные поперечные профили плотности энергии ИК излучения. Можно видеть, что уже за 14 см до фокуса (рис. 4.10а) образуется аксиальный филамент, который существует как минимум до 10 см за фокусом (рис. 4.10з).

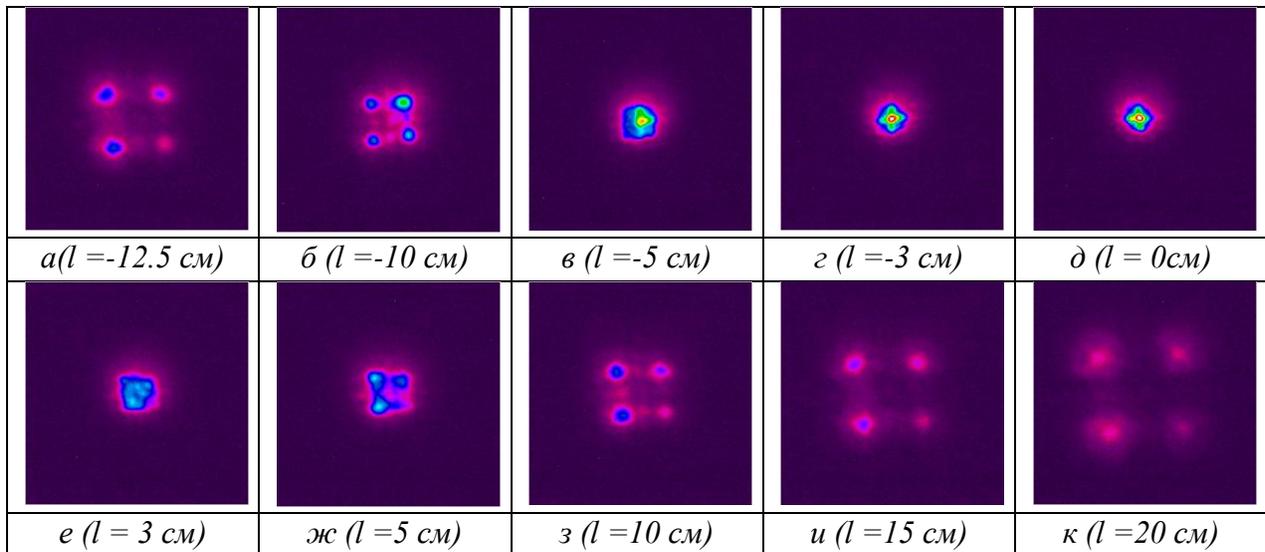


Рис. 4.11 а-к Поперечные профили регуляризованного УФ излучения, сфокусированного линзой с $f = 85$ см, на различных расстояниях l от фокуса (размер изображений 2×2 мм)

В случае УФ излучения (рис. 4.11а-к) также образуется центральный максимум на оси за счет геометрической фокусировки пучка как целого, однако, он существует в гораздо меньшем диапазоне расстояний: наблюдается при $l = -5$ см и $l = 0$ см (рис. 4.11в,д).

Таким образом, как при филаментации ИК, так и при филаментации УФ излучения вблизи фокуса наблюдается область повышенной интенсивности на оси распространения пучка. Однако, длина суммарного филамента в случае ИК излучения более чем в 1,5 раза превышает длину филамента в случае УФ излучения. Пространственное разрешение метода регистрации не позволяет достоверно утверждать, наблюдается ли в фокусе один филамент, или несколько параллельно сосуществующих световых структур. Кроме того, приведенные распределения усреднены по времени импульса, что не позволяет отслеживать динамическую конкуренцию между филаментами.

Сомнения в формировании одного филамента обусловлены тем, что при жесткой фокусировке может не происходить образования одного аксиального филамента вблизи фокуса. На рис. 4.12 показано изображение плазменного канала, сформированного при фокусировке нерегуляризованного ИК импульса с энергией 1.7 мДж линзой с фокусным расстоянием 2 см. Изображение плазменного канала было получено при помощи оптического микроскопа. На рисунке видны практически параллельные друг другу отдельные филаменты, стохастически переходящие друг в друга, и их сложения в один аксиальный филамент не наблюдается. Сильно неомогенная структура пучка в области сложения филаментов была отмечена также и в работе [35].



Рис. 4.12 Изображение плазменных каналов при фокусировке импульса с энергией 1.7 мДж линзой с фокусным расстоянием 2 см, полученное при помощи микроскопа (ширина изображения 1.2 мм)

Объяснение приведенных выше результатов может быть дано с использованием компьютерного моделирования, проведенного Д.Е. Шипило, Н.А. Пановым и О.Г. Косаревой (МГУ, ФИАН). Пространственно-временное распределение (сечение плоскостью, проходящей через оптическую ось) интенсивности в ИК импульсе,

прошедшем через маску с 4 отверстиями и сфокусированном линзой, показано на рис. 4.13. перед (a,b) и после (c,d) слияния филаментов.

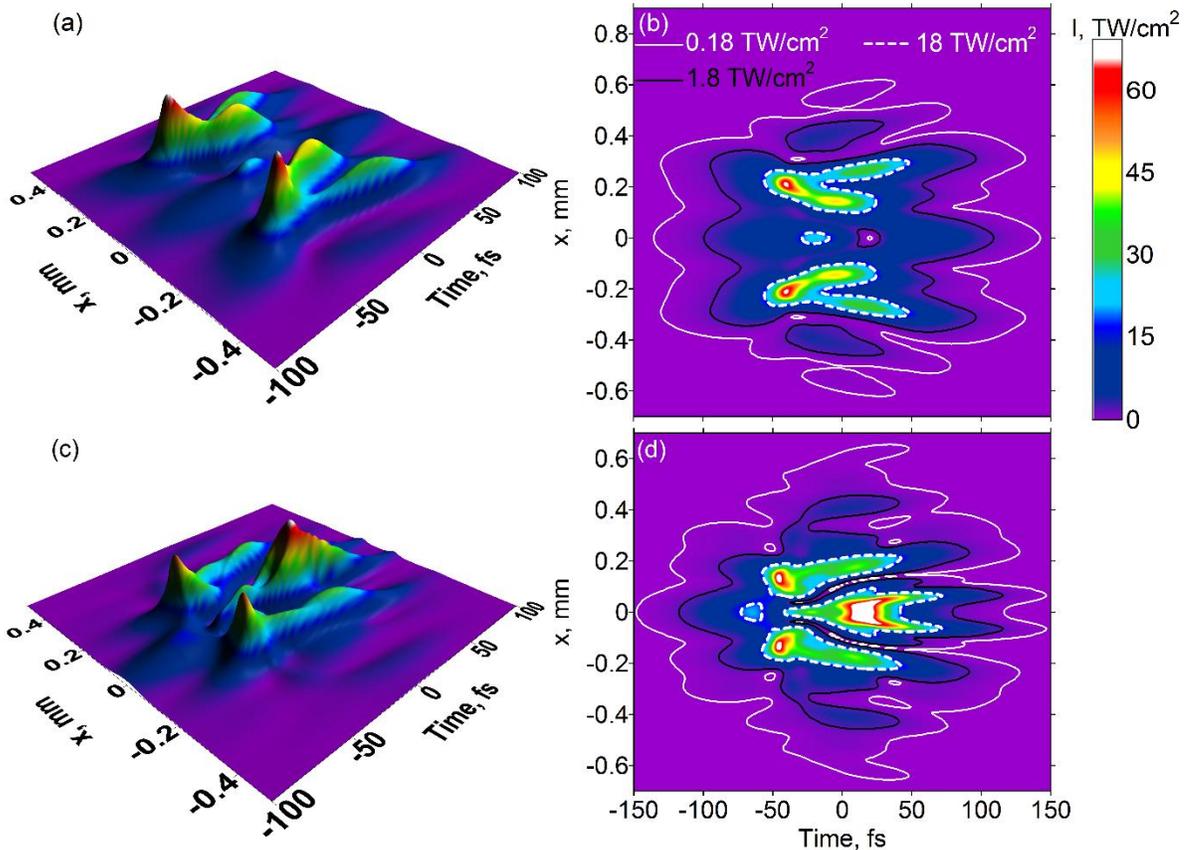


Рис. 4.13 Пространственно-временное распределение (сечение плоскостью, проходящей через оптическую ось) интенсивности в ИК импульсе перед (a,b) и после (c,d) слияния филаментов, образованных после прохождения пучком маски с четырьмя отверстиями.

Полученные численно профили излучения при филаментации показывают, что в случае ИК излучения вокруг филамента образуется система колец, через которую происходит взаимодействие между пучками. Кольца обусловлены взаимодействием излучения с плазмой, наведенной более ранними временными слоями импульса. В плоскости распространения кольца дифракции выглядят как V-образные структуры (рис. 4.13а, b). При интерференции колец от соседних филаментов образуется максимум, соответствующий аксиальному суммарному филаменту (рис. 4.13с, d). Следует отметить, что образование суммарного филамента происходит в более поздних слоях импульса, чем образование начальных филаментов. Поэтому такое слияние филаментов принципиально

не может быть сведено к геометрическому сложению четырех пучков. Взаимодействие с плазмой, приводящее к образованию колец дифракции, тем больше, чем больше отношение плотности плазмы к критической. В УФ филаменте линейная плотность плазмы меньше, чем в ИК импульсе, а критическая плотность, напротив, выше. Таким образом, взаимодействие УФ излучения с плазмой идет гораздо менее активно, чем в ИК спектральном диапазоне. В расчете это проявляется отсутствием заметных колец в распределении. Суммируя всё вышесказанное, взаимодействие УФ филаментов гораздо слабее, чем взаимодействие ИК филаментов.

В случае нерегуляризованного ИК пучка отсутствие центрально-симметричного суммарного аксиального филамента может быть связано с тем, что при множественной филаментации центральная часть пучка за счет более высокой интенсивности самофокусируется раньше, и интерференция формирующихся филаментов с кольцами, расходящимися от образованного филамента, препятствует дальнейшему схождению излучения к оси, что приводит к формированию филаментов вне оси. Тогда как при регуляризации условия для самофокусировки каждого из пучков примерно одинаковы, развитие филаментации происходит одновременно и согласованно. Кольца, образующиеся вокруг каждого филамента, интерферируют и образуют цилиндрически симметричную картину, что приводит к сложению.

Таким образом, регуляризация множественной филаментации ИК излучения перед последующей фокусировкой пучка может приводить к образованию суммарного филамента с более высокой интенсивностью и плотностью плазмы.

4.3 ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ

При фокусировке мощного регуляризованного ИК пучка наблюдается взаимодействие резервуаров энергии, окружающих отдельные филаменты, приводящее к их сложению и образованию центрального аксиального филамента. Интенсивность в суммарном филаменте превышает соответствующее значение для отдельных филаментов, что приводит к увеличению плотности плазмы в суммарном филаменте в 3 или более раз по сравнению с одиночным филаментом. За геометрическим фокусом системы в поперечном распределении пучка наблюдается яркий центральный максимум,

отсутствующий в линейном режиме распространения и являющийся постфиламентационным каналом от аксиального филамента. При фокусировке УФ излучения взаимодействие филаментов происходит значительно слабее из-за меньшей выраженности колец дифракции в резервуаре энергии, что проявляется в отсутствии яркого постфиламентационного канала в поперечном распределении пучка за геометрическим фокусом.

ГЛАВА 5 ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОСТФИЛАМЕНТАЦИОННЫХ КАНАЛОВ ПРИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКЕ

После прекращения филаментации в пучке при его распространении в прозрачной среде могут оставаться световые структуры, называемые постфиламентационными каналами. Они интересны тем, что позволяют передавать высокую плотность энергии лазерного излучения на большие расстояния. Когда мощности импульса становится недостаточно для поддержания филаментации (то есть вклада керровской нелинейности не хватает для превышения геометрической расходимости и дифракции), керровская нелинейность, тем не менее, продолжает оказывать влияние на распространение пучка. При этом более интенсивные области расходятся гораздо медленнее из-за присутствия керровской линзы, чем пучок как целое. В таких каналах на плазмообразование тратится гораздо меньшая энергия, чем при филаментации, и пучок распространяется на большие расстояния, имея в поперечном распределении высокоинтенсивные области, соответствующие постфиламентационным каналам.

Все теоретические расчеты, представленные в данной главе, выполнены проф. Ю.Э. Гейнцем и проф. А.А. Земляновым из ИОА СО РАН.

5.1 ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Для проведения эксперимента по исследованию постфиламентационных каналов использовались импульсы первой и третьей гармоники титан-сапфировой лазерной системы. Они фокусировались сферическими зеркалами с различными фокусными расстояниями, после чего исследовалось распространение излучения за геометрическим фокусом, а именно поперечные распределения плотности энергии на различных расстояниях от фокусирующего элемента. Для регистрации поперечных профилей был использован метод преобразования излучения в люминесценцию экрана с последующей калибровкой, описанный в главе 2.3.3. По результатам экспериментов были рассчитаны радиусы постфиламентационных каналов и пучка в целом, их угловая расходимость, в зависимости от энергии и числовой апертуры пучка.

На рис. 5.1а,б показаны поперечные профили ИК излучения с начальной энергией 3.9 мДж, сфокусированного зеркалом с фокусным расстоянием 52 см, на расстоянии

125 см (а) и 230 см (б) от зеркала. Отчетливо прослеживаются 4 постфиламентационных канала, размер которых увеличивается с распространением импульса. Размер пучка как целого также увеличивается.

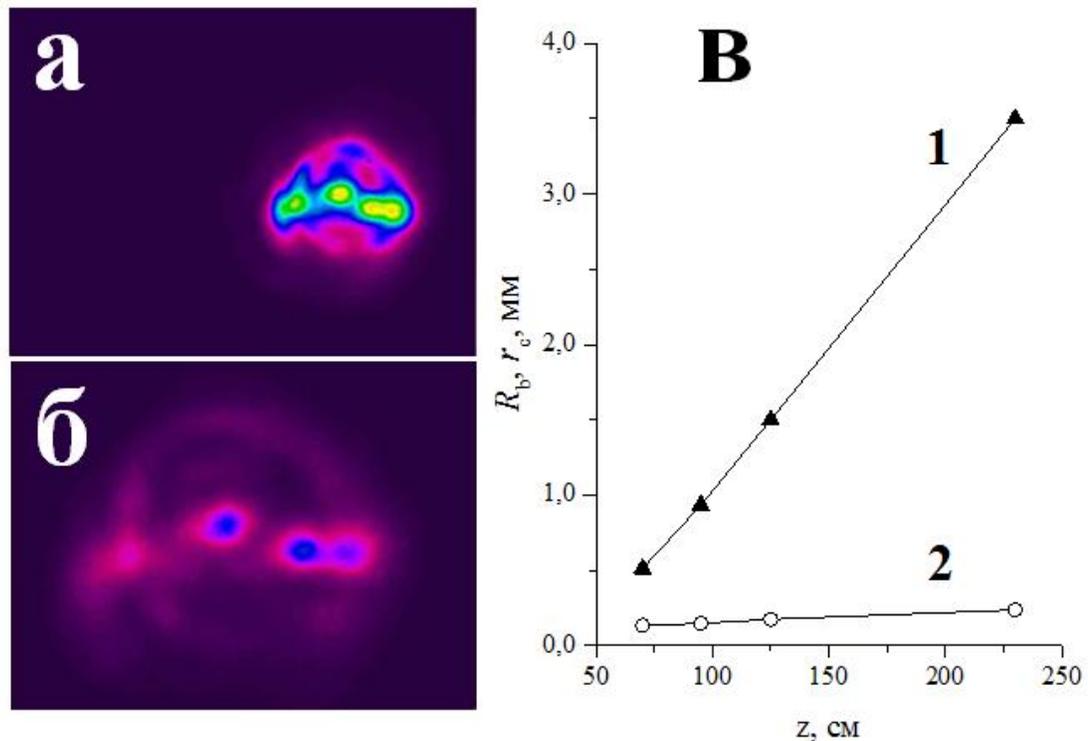


Рис. 5.1 Профиль пучка на расстоянии а) 125 см и б) 230 см от зеркала с фокусным расстоянием 52 см (размер изображений 25*18 мм)
в) изменение радиуса пучка как целого (1) и среднего радиуса постфиламентационных каналов (2) вдоль оси распространения

Зависимость характерного радиуса пучка как целого и усредненного радиуса постфиламентационных каналов от расстояния представлена на рис. 5.1в. Можно видеть, что зависимость практически линейна для обеих величин, то есть можно охарактеризовать пучок и постфиламентационные каналы углами расходимости. При этом угол расходимости пучка как целого составлял $2 \cdot 10^{-3}$, что значительно превышает угол расходимости постфиламентационных каналов $6 \cdot 10^{-5}$. Влияние кубической нелинейности среды (в нашем случае, воздуха) не является пороговым эффектом, и даже в случае, когда ее вклад меньше вклада дифракции и геометрической расходимости излучения, она может оказывать значительное влияние на поперечное распределение плотности энергии (флюенса). Численный эксперимент, проведенный Ю.Э. Гейнцем и А.А. Земляновым, показал, что если убрать из рассмотрения керровскую нелинейность сразу после окончания

филаментации, то расходимость постфиламентационного канала и пучка как целого сравниваются. Однако, в поддержании существования постфиламентационных каналов участвует не только керровская нелинейность.

На рис. 5.2а-в показаны профили излучения при фокусировке сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 110 см на расстоянии 385 см от зеркала. Начальная энергия составляла (а) 0.4 мДж, (б) 1 мДж, (в) 3.9 мДж. Зависимость радиуса пучка и среднего радиуса постфиламентационных каналов от начальной энергии импульса представлена на рис. 5.2г.

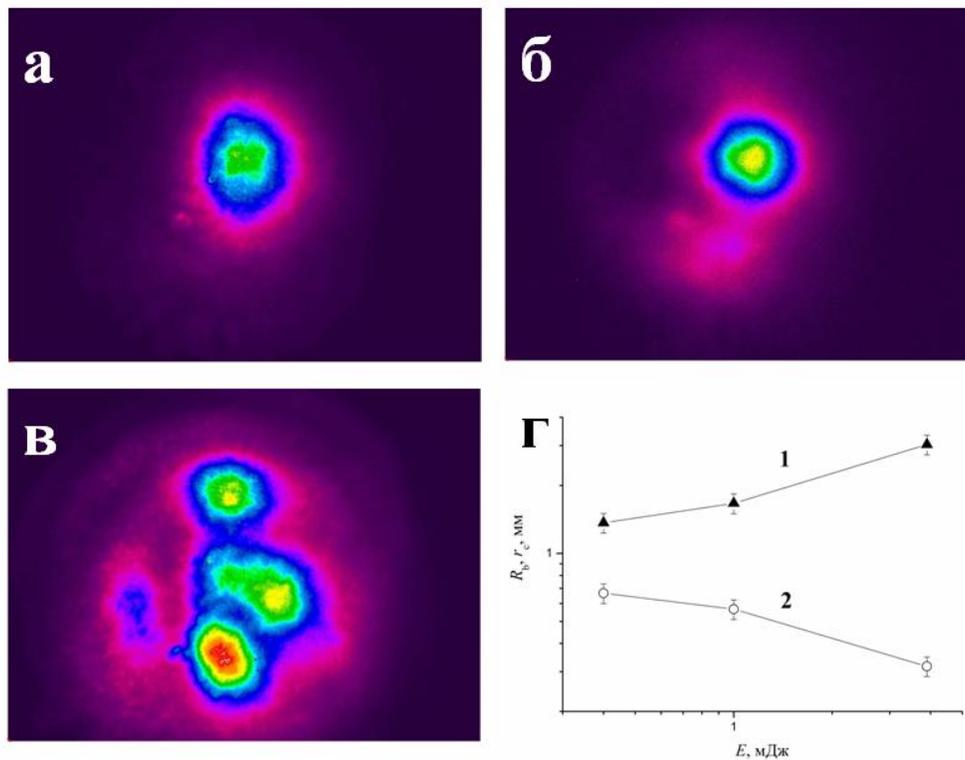


Рис. 5.2 Профиль ИК пучка при различных энергиях при фокусировке зеркалом с фокусным расстоянием 110 см на расстоянии 385 см от зеркала: а) 0.4 мДж б) 1 мДж в) 3.9 мДж (размер изображений 25*18 мм) г) зависимость радиуса пучка (1) и постфиламентационных каналов (2) от энергии в импульсе

Следует отметить, что для случаев (а) и (б) реализовывался режим одиночной филаментации, тогда как в случае (в) имела место множественная. Визуально заметно, что при увеличении энергии размер постфиламентационных каналов уменьшается. Это же

подтверждается и обработкой результатов ($\gamma(2)$). При этом размер пучка как целого при увеличении энергии увеличивается ($\gamma(1)$).

Увеличение размера пучка при увеличении энергии связано, по-видимому, с повышением количества плазмы в филаменте, приводящей к большей дефокусировке излучения. Постфиламентационные каналы при этом испытывают уменьшение радиуса, что, по-видимому, связано с изменением распределения энергии в резервуаре, «поджимающем» постфиламентационный канал. На рис. 5.3 показаны полученные численно срезы распределений плотности энергии при двукратном (1) и десятикратном (2) превышении мощности импульса над критической. Распределения нормированы, в обоих случаях реализуется одиночная филаментация. При увеличении энергии увеличивается количество колец, окружающих центральный максимум, при этом, по-видимому, они более эффективно осуществляют дифракционное удержание высокоинтенсивной части пучка в небольшом диаметре.

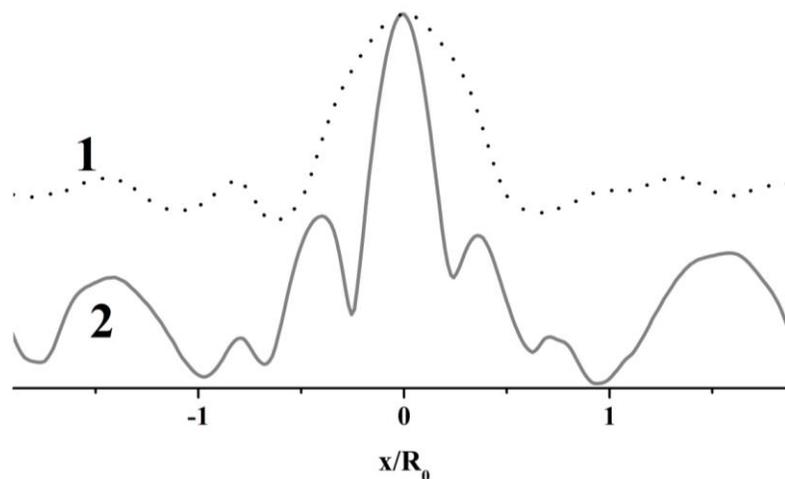


Рис. 5.3 Поперечный профиль нормированной плотности энергии при (1) $P/P_{cr}=2$ и (2) $P/P_{cr}=10$

Для определения влияния резервуара энергии и «колец» в распределении плотности энергии нами был проведен следующий эксперимент. После окончания филаментации в пучок была внесена диафрагма, свободно пропускавшая постфиламентационный канал, но обрезавшая окружающее его излучение. Результаты данного эксперимента (рис. 5.4) показали, что при внесении диафрагмы (1) диаметр пучка при тех же начальных условиях увеличивается почти вдвое быстрее, чем в случае ее отсутствия (2). Это подтверждает

влияние окружающего постфиламентационный канал излучения на его расходимость. При этом, в отличие от случая филаментации, при которой энергия излучения постоянно тратится на ионизацию среды, плазмообразование в постфиламентационном канале отсутствует. Тем не менее, существование протяженной узконаправленной структуры – ПФК, возможно благодаря специфическому распределению энергии в резервуаре энергии.

Таким образом, установлено, что на расходимость постфиламентационного канала оказывает влияние как керровская нелинейность, так и распределение энергии в окружающей постфиламентационный канал низкоинтенсивной части пучка.

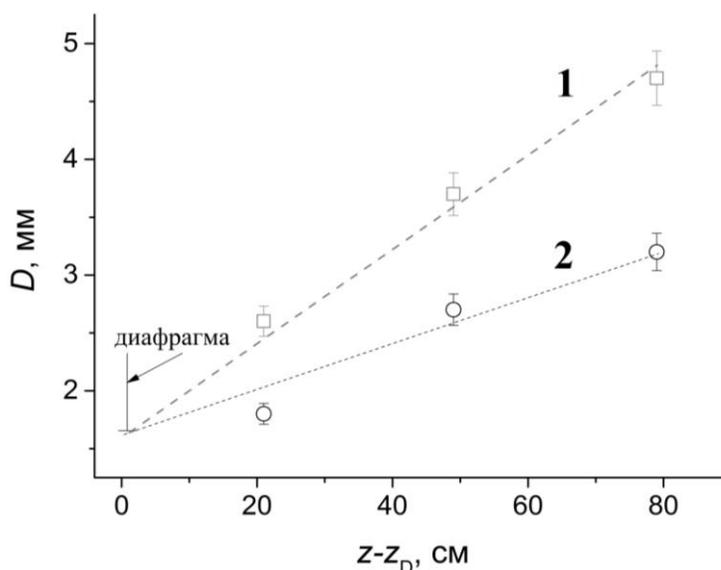


Рис. 5.4 Зависимость диаметра постфиламентационного канала D от расстояния до места установки диафрагмы в присутствии диафрагмы (1) и без нее (2)

Числовая апертура пучка также оказывает влияние на угловую расходимость постфиламентационных каналов. Для удобства сравнения результатов при различных числовых апертурах угловые расходимости γ поделены на расчетную угловую расходимость γ_0 пучка с теми же параметрами, распространяющегося в линейном режиме. Полученные экспериментально зависимости приведенных угловых расходимостей пучка как целого и постфиламентационных каналов от энергии при различных фокусных расстояниях фокусирующего элемента представлены на рис. 5.5 и рис. 5.6 соответственно. Рассмотренные фокусные расстояния 18 см–295 см соответствуют числовым апертурам 0,001–0,0167.

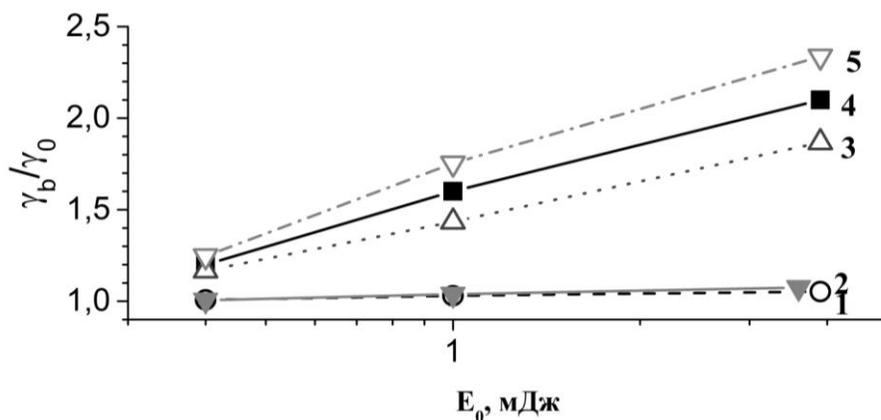


Рис. 5.5 Экспериментальные зависимости приведенных угловых расходимостей всего пучка от начальной энергии импульса.

(1) $f=18$ см (2) $f=25$ см (3) $f=52$ см (4) $f=108$ см (5) $f=295$ см

Расходимость пучка как целого при увеличении энергии растет для всех рассмотренных фокусировок (см. рис. 5.5). При этом приведенная угловая расходимость тем выше и рост тем заметнее, чем более мягкая фокусировка осуществлялась. Это объясняется тем, что линейная угловая расходимость γ_0 тем выше, чем жестче фокусировка, и относительная добавка из-за плазмообразования не так заметна, как в случае более мягкой фокусировки. При этом для всех рассмотренных фокусировок угловая расходимость пучка как целого превышает расходимость пучка в линейном режиме.

Зависимости приведенной угловой расходимости постфиламентационных каналов от энергии импульса при различной геометрической фокусировке представлены на рис. 5.6. Можно видеть, что во всех случаях угловая расходимость меньше угловой расходимости в линейном режиме γ_0 . Кроме того, при увеличении как жесткости фокусировки, так и энергии угловая расходимость уменьшается. При увеличении энергии, как было сказано выше, дифракция постфиламентационных каналов ограничивается кольцами, окружающими каждый канал. И этих колец тем больше, чем выше энергия в импульсе. Кроме того, при увеличении жесткости фокусировки увеличивается интенсивность в филаменте, что, в свою очередь, приводит к усилению влияния керровской линзы.

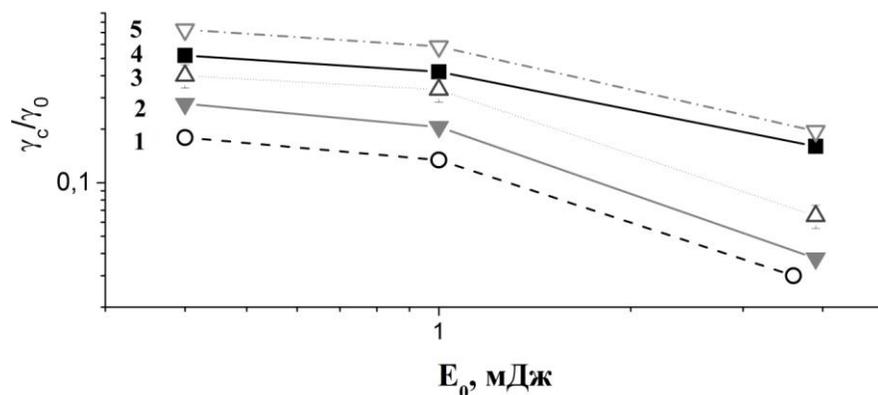


Рис. 5.6 Экспериментальные зависимости приведенных угловых расходимостей постфиламентационных каналов от начальной энергии импульса.
(1) $f=18$ см (2) $f=25$ см (3) $f=52$ см (4) $f=108$ см (5) $f=295$ см

Сравнение экспериментальной и численной зависимости угловой расходимости постфиламентационных каналов γ_c от числовой апертуры представлено на рис. 5.7. Энергия в импульсах составляла 3.9 мДж. Можно видеть, что данные находятся в хорошем количественном согласии, что подтверждает правильность теоретической модели описания формирования и эволюции постфиламентационных каналов.

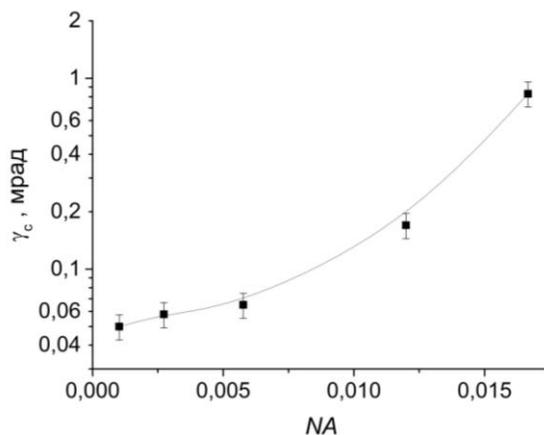


Рис. 5.7 Зависимость угловой расходимости постфиламентационных каналов γ_c от числовой апертуры NA сфокусированного пучка (точки – эксперимент, кривая – численное моделирование)

Эксперимент по исследованию постфиламентационных каналов проводился также для случая УФ излучения. Была рассмотрена фокусировка зеркалами с фокусными расстояниями 50 см и 100 см.

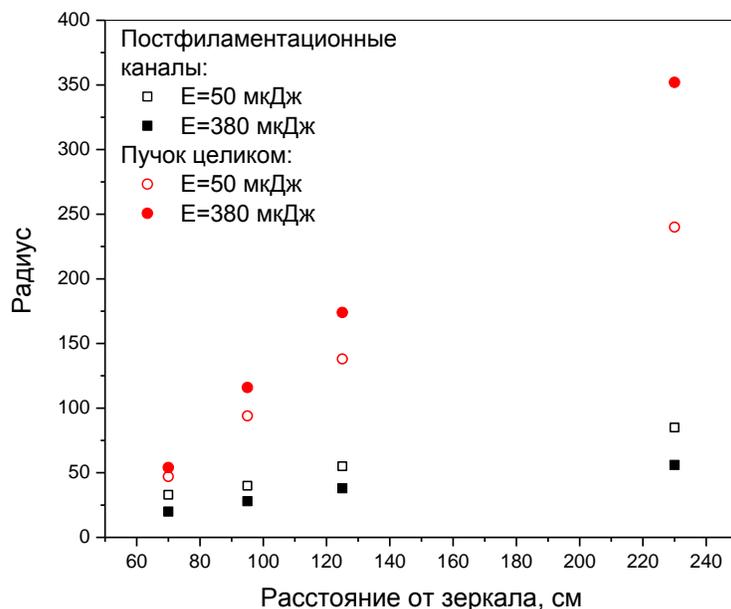


Рис. 5.8 Зависимость радиуса УФ пучка (красные символы) и постфиламентационных каналов (черные символы) от расстояния до зеркала с $f=50$ см и энергией 50 мкДж (пустые символы) или 380 мкДж (заполненные символы)

На рис. 5.8 представлена зависимость радиуса пучка от расстояния при фокусировке зеркалом с фокусным расстоянием 50 см и для двух энергий импульса: 50 мкДж (пустые символы) и 380 мкДж (заполненные символы). Красные маркеры соответствуют радиусу пучка как целого, черные – радиусу постфиламентационных каналов. Можно заметить, что, как и в случае ИК излучения, при увеличении энергии радиус пучка увеличивается (заполненные красные круги расположены выше, чем пустые). Радиус же постфиламентационных каналов при увеличении энергии уменьшается (заполненные черные квадраты идут ниже, чем пустые).

Зависимость приведенной расходимости УФ пучка и постфиламентационных каналов от энергии (рис. 5.9) имеет такой же вид, как и в случае ИК излучения (рис. 5.5, 5.6) - чем больше энергия и чем мягче фокусировка, тем больше приведенная расходимость пучка. Чем больше энергия и чем жестче фокусировка, тем меньше расходимость постфиламентационных каналов.

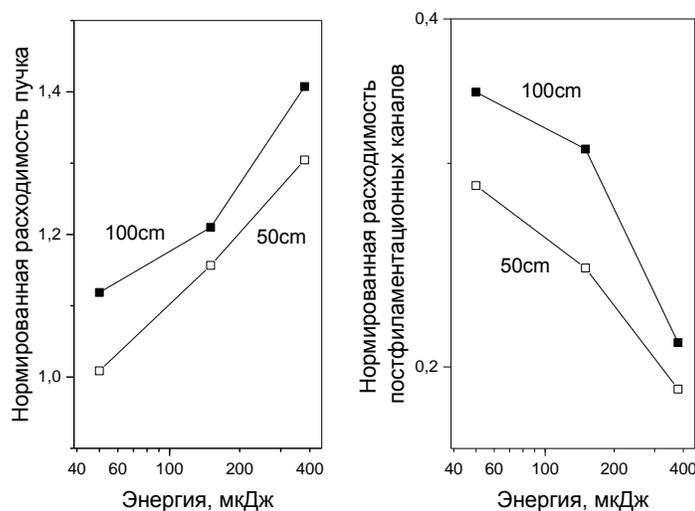


Рис. 5.9 Расходимости пучка как целого и постфиламентационных каналов для УФ пучка

5.2 ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ

Таким образом, была впервые экспериментально измерена угловая расходимость постфиламентационных каналов в зависимости от энергии при различных числовых апертурах пучка в ИК и УФ спектральных диапазонах. Для ИК импульсов экспериментальные результаты хорошо согласуются с численным моделированием. Отключение керровской нелинейности сразу после филаментации в численном моделировании приводило к уравниванию расходимостей пучка и постфиламентационного канала, что доказывает существенное влияние самофокусировки на сохранение небольшого радиуса канала. Было показано, что расходимость постфиламентационных каналов меньше, чем пучка как целого, и меньше, чем пучка с такими же параметрами, распространяющегося в линейном режиме. Впервые было экспериментально исследовано влияние окружающего резервуара энергии на расходимость постфиламентационных каналов. Диафрагмирование постфиламентационного канала показало, что окружающее постфиламентационные каналы низкоинтенсивное излучение значительно уменьшает расходимость канала, несмотря на отсутствие потерь энергии на плазмообразование.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной диссертационной работе при экспериментальном исследовании филаментации сходящихся пучков фемтосекундных лазерных импульсов вблизи геометрического фокуса было изучено распространение резервуара энергии, окружающего филамент, и его влияние на взаимодействие нескольких филаментов и параметры узконаправленных световых структур, образующихся в пучке после окончания филаментации - постфиламентационных каналов.

Основные **научные результаты**, полученные в рамках данного исследования филаментации фемтосекундных (90 фс) импульсов:

1. При фокусировке лазерных пучков с числовой апертурой порядка 10^{-2} , распространяющихся в воздухе с мощностью, превышающей критическую мощность самофокусировки в 4 раза, вблизи геометрического фокуса диаметры и интенсивности резервуара энергии и филамента сопоставимы, в отличие от случая филаментации коллимированного излучения, что связано с локализацией резервуара энергии вблизи оптической оси излучения.
2. Путем внесения диафрагмы вблизи геометрического фокуса на оптической оси лазерных пучков с числовой апертурой порядка 10^{-2} , распространяющихся в режиме одиночной филаментации, установлено, что резервуар энергии имеет поперечный масштаб ~ 300 мкм и содержит $\sim 65\%$ энергии лазерного импульса. Для диафрагм с аналогичным и бóльшим размером в указанных условиях не наблюдается заметного уменьшения длины плазменного канала после диафрагмы.
3. При геометрической фокусировке лазерного пучка с центральной длиной волны 744 нм, разделенного амплитудной маской на четыре меньших пучка, в результате взаимодействия резервуаров энергии образованных филаментов образуется центральный аксиальный филамент с плотностью плазмы более чем в 3 раза превышающей соответствующие значения для отдельных филаментов. В этих условиях за геометрическим фокусом системы в поперечном распределении пучка присутствует яркий центральный максимум, отсутствующий в линейном режиме распространения и являющийся постфиламентационным каналом от аксиального филамента.

4. Угловая расходимость постфиламентационного канала, образованного при филаментации сфокусированного излучения, меньше, чем расходимость пучка как целого, и меньше, чем геометрическая расходимость, обусловленная исходной числовой апертурой, при всех реализованных параметрах эксперимента (энергия лазерного импульса от 0.4 мДж до ~4 мДж, числовая апертура от 0.001 до ~0.02). При этом, несмотря на отсутствие плазмообразования и связанных с ним потерь, существенную роль в поддержании малой угловой расходимости постфиламентационного канала играет окружающий его низкоинтенсивный резервуар энергии.
5. Отношение угловой расходимости постфиламентационного канала к исходной числовой апертуре в ИК спектральном диапазоне, уменьшается от ~0.8 до ~0.03 при увеличении энергии с 0.4 мДж до ~4 мДж и увеличении числовой апертуры с 0.001 до ~0.02.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение хотелось бы поблагодарить моего научного руководителя Андрея Алексеевича Ионина за неоценимую помощь, мотивацию, мудрое руководство и внимание к моей работе, моего научного консультанта и научного руководителя на время обучения в магистратуре Леонида Владимировича Селезнева за то, что показал и научил, как это – быть ученым, а также за постоянную помощь, поддержку, готовность к диалогу и искреннее участие.

Также я благодарю всех коллег из Лаборатории газовых лазеров ФИАН за создание рабочей и, в то же время, теплой атмосферы и за готовность прийти на помощь по любому вопросу. Отдельное спасибо Елене Сергеевне Сунчугашевой за помощь в проведении экспериментов, переданный опыт и постоянную моральную поддержку и Алексею Викторовичу Шутову за то, что научил отстаивать своё мнение, а также всем студентам, с которыми мне довелось работать в лаборатории.

Большое спасибо моим коллегам Валерию Петровичу Кандидову, Светославу Александровичу Шленову, Александру Александровичу Дергачеву, Ольге Григорьевне Косаревой, Николаю Андреевичу Панову, Даниилу Евгеньевичу Шипило, Александру

Анатолевичу Землянову и Юрию Эльмаровичу Гейнцу за проведение численного моделирования, продуктивные обсуждения и вдохновение на новые свершения.

Благодарю коллектив Кафедры квантовой радиофизики ФОПФ МФТИ за интересные лекции, переданные знания и заботу о студентах и аспирантах.

Я благодарна Анатолию Викторовичу Масалову за ценные советы и продуктивное обсуждение, которые позволили сделать настоящую диссертацию гораздо лучше.

Хочу сказать отдельное спасибо моей семье за поддержку в течение работы над диссертацией.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Couairon, A. Mysyrowicz «Femtosecond filamentation in transparent media», *Physical Reports* **441**, 47 (2007);
2. Г. А. Аскарьян «Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы». *ЖЭТФ* **42**, 1567 (1962);
3. В. И. Таланов «Самофокусировка электромагнитных волн в нелинейных средах». *Известия ВУЗов, серия радиофизика* **7**, 564 (1964);
4. R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes «Self-Trapping of Optical Beams», *Phys. Rev. Lett.* **13**, 479 (1964);
5. Р. Ф. Пилипецкий, А. Р. Рустамов «Наблюдение самофокусировки света в жидкостях», *Письма в ЖЭТФ* **2** (2), 88 (1965);
6. P. L. Kelly «Self-focusing of optical beams». *Phys. Rev. Lett.* **15**, 1005 (1965);
7. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов «Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде». *УФН* **91**, 19 (1967);
8. В. В. Коробкин, А. М. Прохоров, Р. В. Серов, М. Я. Щелев «Нити самофокусировки как результат движения фокальных точек», *Письма в ЖЭТФ* **11**, 153 (1970);
9. M. T. Loy, Y. R. Shen «Small-scale filaments in liquids and tracks of moving foci», *Phys. Rev. Lett.* **22**, 994 (1969);
10. Н. Г. Басов, П. Г. Крюков, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин «Получение мощных ультракоротких импульсов света в лазере на неодимовом стекле», *ЖЭТФ* **57**, 1175 (1969);
11. A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, G. Mourou «Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air», *Opt. Lett.* **20** (1), 73 (1995);
12. S. L. Chin, S. A. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Theberge, N. Aközbek, A. Becker, V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, H. Schroeder «The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges», *Can. J. of Phys.* **83**, 863 (2005);
13. J. Kasparian, J.-P. Wolf «Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation», *Opt. Expr.* **16**, 466 (2008);

14. В. П. Кандидов, С. А. Шлёнов, О. Г. Косарева «Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения», *Квант. Электрон.* **39**, 205 (2009);
15. X.-L. Liu, X. Lu, X. Liu, T.-T. Xi, F. Liu, J.-L. Ma, J. Zhang «Tightly focused femtosecond laser pulse in air: from filamentation to breakdown», *Opt. Expr.* **18** (25), 26007 (2010);
16. S. L. Chin, T.-J. Wang, C. Marceau, J. Wu, J. S. Liu, O. Kosareva, N. Panov, Y. P. Chen, J.-F. Daigle, S. Yuan, A. Azarm, W. W. Liu, T. Seideman, H. P. Zeng, M. Richardson, R. Li, Z. Z. Xu «Advances in intense femtosecond laser filamentation in air», *Las. Phys.* **22**, 1 (2012);
17. D. Faccio, A. Couairon, P. D. Trapani «Conical Waves, Filaments and Nonlinear Filamentation Optics», Rome: ARACNE, 2007;
18. R. W. Boyd, S. G. Lukishova, Y. R. Shen «Self-focusing: Past and Present», New York: Springer Science+Business Media, LLC, 2009;
19. S. L. Chin «Femtosecond Laser Filamentation», Springer series on atomic, optical and plasma physics, New York, Springer Science + Business Media, LLC, 2010;
20. A. A. Ionin, N. G. Iroshnikov, O. G. Kosareva, A. A. Larichev, D. V. Mokrousova, N. A. Panov, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, E. S. Sunchugasheva, «Filamentation of femtosecond laser pulses governed by variable wavefront distortions via a deformable mirror», *JOSA B* **30** (8), 2257 (2013);
21. А. А. Дергачев, А. А. Ионин, В. П. Кандидов, Д. В. Мокроусова, Л. В. Селезнев, Д. В. Сеницын, Е. С. Сунчугашева, С. А. Шленов, А. П. Шустикова «Плазменные каналы при филаментации в воздухе фемтосекундного лазерного излучения с астигматизмом волнового фронта», *Квант. электрон.* **44** (12), 1085 (2014);
22. А. А. Dergachev, А. А. Ionin, V. P. Kandidov, D. V. Mokrousova L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, E. S. Sunchugasheva, S. A. Shlenov, A. P. Shustikova, «Effect of nonlinearity in the pass-through optics on femtosecond laser filament in air», *Las. Phys. Lett.* **12** (1), 015403 (2015);
23. Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, Л. В. Селезнев, Д. В. Сеницын, Е. С. Сунчугашева «Особенности филаментации остросфокусированных ультракоротких лазерных импульсов в воздухе», *ЖЭТФ* **138** (5.11), 822 (2010);

24. A. A. Dubietis, E. Gaizauskas, G. Tamosauskas, P. Di Trapani «Light filaments without self-channeling», *Phys. Rev. Lett.* **92** (25), 253903 (2004);
25. W. Liu, J. F. Gravel, F. Théberge, A. Becker, S. L. Chin «Background reservoir: its crucial role for long-distance propagation of femtosecond laser pulses in air», *Appl. Phys. B* **80**, 857 (2005);
26. В. П. Кандидов, О. Г. Косарева, А. А. Колтун «Нелинейно-оптическая трансформация мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе» *Квант. Электрон.* **33**, 69 (2003);
27. M. Mlejnek, E. M. Wright, and J. V. Moloney, «Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air» *Opt. Lett.* **23** (5), 382 (1998);
28. J. Kasparian, R. Sauerbrey, S. L. Chin «The critical laser intensity of self-guided light filaments in air», *Appl. Phys. B* **71**, 877 (2000);
29. J.-F. Daigle, O. Kosareva, N. Panov, T.-J. Wang, S. Hosseini, S. Yuan, G. Roy, S. L. Chin «Formation and evolution of intense, post-filamentation, ionization-free low divergence beams», *Opt. Commun.* **284**, 3601 (2011);
30. Y. Chen, F. Théberge, O. Kosareva, N. Panov, V. P. Kandidov, S. L. Chin «Evolution and termination of a femtosecond laser filament in air», *Opt. Lett.* **32** (24), 3477 (2007);
31. H. Gao, W. Liu, S. L. Chin «Post-filamentation multiple light channel formation in air», *Las. Phys.* **24**, 055301 (2014);
32. M. Durand, A. Houard, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Durécu, B. Moreau, D. Fleury, O. Vasseur, H. Borchert, K. Diener, R. Schmitt, F. Théberge, M. Chateauneuf, J.-F. Daigle, J. Dubois «Kilometer range filamentation», *Opt. Expr.* **21** (22), 26836 (2013);
33. O. G. Kosareva, W. Liu, N. A. Panov, J. Bernhardt, Z. Ji, M. Sharifi, R. Li, Z. Xu, J. Liu, Z. Wang, J. Ju, X. Lu, Y. Jiang, Y. Leng, X. Liang, V. P. Kandidov, S. L. Chin «Can We Reach Very High Intensity in Air with Femtosecond PW Laser Pulses?», *Las. phys.* **19** (8), 1776 (2009);
34. B. Shim, S. E. Schrauth, C. J. Hensley, L. T. Vuong, P. Hui, A. A. Ishaaya, A. L. Gaeta "Controlled interactions of femtosecond light filaments in air", *Phys. Rev. A* **81**, 061803 (2010);
35. G. Point, Y. Brelet, A. Houard, V. Jukna, C. Milián, J. Carbonnel, Y. Liu, A. Couairon, A. Mysyrowicz «Superfilamentation in Air», *Phys. Rev. Lett.* **112**, 223902 (2014) ;

36. S. A. Hosseini, Q. Luo, B. Ferland, W. Liu, S. L. Chin, O. G. Kosareva, N. A. Panov, N. Akozbek, V. P. Kandidov «Competition of multiple filaments during the propagation of intense femtosecond laser pulses», *Phys. Rev. A* **70**, 033802 (2004);
37. А. В. Масалов, З. А. Чижикова «К 120-летию со дня рождения Сергея Ивановича Вавилова», *УФН* **181** (12), 1329 (2011);
38. M. Hercher «Laser-induced damage in transparent media», *JOSA* **54** (4), Program of the 1964 Spring meeting of OSA, WF16, 563 (1964);
39. Л. В. Келдыш «Ионизация в поле сильной электромагнитной волны», *ЖЭТФ* **47**, 1945 (1964);
40. В. В. Коробкин, Р. В. Серов «Исследование самофокусировки излучения неодимового лазера», *Письма в ЖЭТФ* **6**, 642 (1967);
41. В. Н. Луговой, А. М. Прохоров «О возможном объяснении мелкомасштабных нитей самофокусировки», *Письма в ЖЭТФ* **7**, 153 (1968);
42. C. R. Giuliano, J. H. Marburger «Observations of Moving Self-Foci in Sapphire», *Phys. Rev. Lett.* **27** (14), 905 (1971);
43. V. V. Korobkin, A. J. Alcock «Self-focusing effects associated with laser-induced air breakdown», *Phys. Rev. Lett.* **21** (20), 1433 (1968);
44. A. J. Alcock, C. DeMichelis, V. V. Korobkin, M. C. Richardson «Preliminary evidence for self-focusing in gas breakdown produced by picosecond laser pulses», *Appl. Phys. Lett.* **14**, 145 (1969);
45. J. H. Marburger «Self-focusing: theory», *Prog. Quant. Electr.* **4**, 35 (1975);
46. H. W. Mocker, R. J. Collins «Mode competition and self-locking effects in a q-switched ruby laser», *Appl. Phys. Lett.* **7**, 270 (1965);
47. R. L. Fork, B. I. Greene, C. V. Shank «Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking», *Appl. Phys. Lett.* **38**, 671 (1981);
48. D. Strickland, G. Mourou «Compression of amplified chirped optical pulses», *Opt. Commun.* **3** (56), 219 (1985);
49. X. M. Zhao, P. Rambo, J.-C. Diels «Filamentation of femtosecond UV pulses in air», *QELS* **16**, 178 (1995) (QThD2), Baltimore: MA, 1995.

50. Z. X. Miao, J. C. Diels, W. C. Yi, J. M. Elizondo «Femtosecond ultraviolet laser pulse induced lightning discharges in gases», *IEEE Quant. Electron.* **31**, 599 (1995);
51. R. R. Musin, M. N. Shneider, A. M. Zheltikov, R. B. Miles, «Guiding radar signals by arrays of laser-induced filaments: finite-difference analysis», *Appl. Opt.* **46**, 5593 (2007);
52. V. D. Zvorykin, A. A. Ionin, A. O. Levchenko, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, I. V. Smetanin, N. N. Ustinovskii, A. V. Shutov, «Directed transfer of MW radiation in sliding-mode plasma waveguides produced by UV laser in atmospheric air», *Appl. Opt.* **53** (31), 131 (2014);
53. А. А. Ионин, Д. В. Мокроусова, Л. В. Селезнев, Д. В. Синицын, Е. С. Сунчугашева, «Детектирование тонких пленок нефтепродуктов на водной поверхности с помощью филаментов УФ-излучения», *Опт. атм. и океана* **29** (3), 200 (2016);
54. P. Béjot, J. Kasparian, S. Henin, V. Loriot, T. Vieillard, E. Hertz, O. Faucher, B. Lavorel, J.-P. Wolf «Higher-Order Kerr Terms Allow Ionization-Free Filamentation in Gases», *Phys. Rev. Lett.* **104**, 103903 (2010);
55. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин «Оптика фемтосекундных лазерных импульсов». Москва: «Наука», 1988;
56. P. A. Oleinikov, V. T. Platonenko «Raman transitions between rotational levels and self-phase modulation of subpicosecond light pulses in air», *Las. Phys.* **3**, 618 (1993);
57. В. П. Кандидов, О. Г. Косарева, А. Бродер, С. Л. Чин «Состояние исследований по филаментации мощных субпикосекундных лазерных импульсов в газах», *Опт. атм. и океана* **10**, 1539 (1997);
58. В. С. Попов «Туннельная и многофотонная ионизация атомов и ионов в сильном лазерном поле (теория Келдыша)», *УФН* **174** (9), 921 (2004);
59. И. Р. Шен «Принципы нелинейной оптики» Пер. с англ./Под. ред. С.А Ахманова. Москва: «Наука», гл. ред. физ.-мат. лит., 1989;
60. V. Yu. Fedorov, V. P. Kandidov «Filamentation of laser pulses with different wavelengths in air», *Las. Phys.* **18**, 1530 (2008);
61. В. И. Таланов «О фокусировке света в кубичных средах», *Письма в ЖЭТФ* **11** (6), 199 (1970);
62. Y. Shen «Self-focusing: Experimental», *Prog. Quantum Electron* **4**, 1 (1975);

63. A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, V. P. Kandidov «Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air», *Opt. Lett.* **22** (5), 304 (1997);
64. Y. Chen, F. Theberge, C. Marceau, H. Xu, N. Akozbek, O. Kosareva, S. L. Chin «Observation of filamentation-induced continuous self-frequency down shift in air», *Appl. Phys. B* **91**, 219 (2008);
65. H. Schillinger, R. Sauerbrey «Electrical conductivity of long plasma channels in air generated by self-guided femtosecond laser pulses», *Appl. Phys. B* **68**, 753 (1999);
66. S. Tzortzakis, M. A. Franco, Y.-B. Andre', A. Chiron, B. Lamouroux, B. S. Prade, A. Mysyrowicz «Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses», *Phys. Rev. E* **60** (4), 3505 (1999);
67. B. La Fontaine, F. Vidal, D. Comtois, C. Y. Chien, A. Desparois, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, H. P. Mercure, H. Pepin, F. A. M. Rizk «The Influence of Electron Density on the Formation of Streamers in Electrical Discharges Triggered with Ultrashort Laser Pulses», *IEEE Transactions on Plasma Science* **27** (3), 688 (1999);
68. A. Talebpour, S. Petit, S. L. Chin «Re-focusing during the propagation of a focused femtosecond Ti:Sapphire laser pulse in air», *Opt. Commun.* **171**, 285 (1999);
69. C. Y. Chien, B. La Fontaine, A. Desparois, Z. Jiang, T. W. Johnston, J. C. Kieffer, H. Pepin, and F. Vidal «Single-shot chirped-pulse spectral interferometry used to measure the femtosecond ionization dynamics of air», *Opt. Lett.* **25** (8), 578 (2000);
70. J. Yu, D. Mondelain, J. Kasparian, E. Salmon, S. Geffroy, C. Favre, V. Boutou, J.-P. Wolf «Sonographic probing of laser filaments in air», *Appl. Opt.* **42** (36), 7117 (2003);
71. S. A. Hosseini, B. Ferland, S. L. Chin «Measurement of filament length generated by an intense femtosecond laser pulse using electromagnetic radiation detection», *Appl. Phys. B* **76**, 583 (2003);
72. S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz «Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air», *Opt. Commun.* **181**, 123 (2000);
73. H. D. Ladouceur, A. P. Baronavski, D. Lohrmann, P. W. Grounds, P. G. Girardi «Electrical conductivity of a femtosecond laser generated plasma channel in air», *Opt. Commun.* **189**, 107 (2001);

74. A. V. Shutov, I. V. Smetanin, A. A. Ionin, A. O. Levchenko, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, N. N. Ustinovskii, V. D. Zvorykin "Direct measurement of the characteristic three-body electron attachment time in the atmospheric air in direct current electric field", *Appl. Phys. Lett.* **103**, 034106 (2013);
75. S. L. Chin, A. Brodeur, S. Petit, O. G. Kosareva, V. P. Kandidov «Filamentation and supercontinuum generation during the propagation of powerful ultrashort laser pulses in optical media (white light laser)», *J. of Nonlinear Opt. Phys. & Mater.* **8**, 121 (1999);
76. N. Akozbek, A. Iwasaki, A. Becker, M. Scalora, S. L. Chin, C. M. Bowden «Third-Harmonic Generation and Self-Channeling in Air Using High-Power Femtosecond Laser Pulses», *Phys. Rev. Lett.* **89** (14), 143901 (2002);
77. W. Liu, S. Petit, A. Becker, N. Akozbek, C. M. Bowden, S. L. Chin «Intensity clamping of a femtosecond laser pulse in condensed matter», *Opt. Commun.* **202**, 189 (2002);
78. E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, A. Mysyrowicz "Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air", *Opt. Lett.* **21** (1), 62 (1996);
79. S. Tzortzakis, B. Lamouroux, A. Chiron, S. D. Moustazis, D. Anglos, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz «Femtosecond and picoseconds ultraviolet laser filaments in air: experiments and simulations», *Opt. Commun.* **197**, 131 (2001);
80. В. П. Кандидов, О. Г. Косарева, М. П. Тамаров, А. Бродер, С. Л. Чин «Зарождение и блуждание филаментов при распространении мощного лазерного излучения в турбулентной атмосфере», *Квант. электрон.* **29** (1), 73 (1999);
81. M. Mlejnek, M. Kolesik, J. V. Moloney, E. M. Wright «Optically Turbulent Femtosecond Light Guide in Air», *Phys. Rev. Lett.* **83** (15), 2938 (1999);
82. S. Tzortzakis, L. Bergé, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz «Breakup and Fusion of Self-Guided Femtosecond Light Pulses in Air», *Phys. Rev. Lett.* **86** (24), 5470 (2001);
83. L. Bergé, S. Skupin, F. Lederer, G. Méjean, J. Yu, J. Kasparian, E. Salmon, J.-P. Wolf, M. Rodriguez, L. Wöste, R. Bourayou, R. Sauerbrey «Multiple Filamentation of Terawatt Laser Pulses in Air», *Phys. Rev. Lett.* **92**, 225002 (2004);
84. G. Mechain, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz «Organizing Multiple Femtosecond Filaments in Air», *Phys. Rev. Lett.* **93** (3), 035003 (2004);

85. V. P. Kandidov, N. Akozbek, M. Scalora, O. G. Kosareva, A. V. Nyakk, Q. Luo, S. A. Hosseini, S. L. Chin «Towards a control of multiple filamentation by spatial regularization of a high-power femtosecond laser pulse», *Appl. Phys. B* **80**, 267 (2005);
86. T.-T. Xi, X. Lu, J. Zhang «Interaction of Light Filaments Generated by Femtosecond Laser Pulses in Air», *Phys. Rev. Lett.* **96**, 025003 (2006);
87. Y.-Y. Ma, X. Lu, T.-T. Xi, Q.-H. Gong, J. Zhang «Filamentation of interacting femtosecond laser pulses in air», *Appl. Phys. B* **93**, 463 (2008);
88. S. Xu, Y. Zheng, Y. Liu, W. Liu «Intensity Clamping during Dual-Beam Interference», *Las. Phys.* **20** (11), 1968 (2010);
89. S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, S. Hüller, P. Mora «Femtosecond laser-guided electric discharge in air», *Phys. Rev. E* **64** (5), 057401 (2001);
90. Y.-H. Cheng, J. K. Wahlstrand, N. Jhajj, H. M. Milchberg «The effect of long timescale gas dynamics on femtosecond filamentation», *Opt. Expr.* **21** (4), 4740 (2013);
91. G. Point, C. Milián, A. Couairon, A. Mysyrowicz, A. Houard «Generation of long-lived underdense channels using femtosecond filamentation in air», *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **48**, 094009 (2015);
92. G. Point; E. Thouin, A. Mysyrowicz, A. Houard «Energy deposition from focused terawatt laser pulses in air undergoing multifilamentation», *Opt. Expr.* **24** (6), 6271 (2016);
93. L. Arantchouk, G. Point, Y. Brelet, B. Prade, J. Carbonnel, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, A. Houard «Large scale Tesla coil guided discharges initiated by femtosecond laser filamentation in air», *J. of Appl. Phys.* **166** (1), 013303 (2014);
94. B. La Fontaine, F. Vidal, Z. Jiang, C. Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, H. Pépin, H. P. Mercure «Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air», *Phys. of Plasmas* **6**, 1615 (1999);
95. G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey «Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization», *Appl. Phys. B* **79**, 379 (2004);
96. G. Mechain, C. D'Amico, Y.-B. Andre, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade «Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser», *Opt. Commun.* **247**, 171 (2005);

97. H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Woste «Teramobile: A mobile femtosecond-terawatt laser and detection system», *Eur. Phys. J. AP* **20**, 183 (2002);
98. В. В. Фадеев, С. А. Доленко, Т. А. Доленко, Я. В. Увенков, Е. М. Филиппова, В. В. Чубаров «Лазерная диагностика сложных органических соединений и комплексов методом флуориметрии насыщения», *Квант. электрон.* **24** (6), 571 (1997);
99. A. A. Ionin, D. V. Mokrousova, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, E. S. Sunchugasheva, N. A. Fokina «Spectroscopy based on target luminescence caused by interaction with UV filaments», *Las. Phys. Lett.* **12** (6), 065701 (2015);
100. P. Polynkin «Air lasing», Springer Series in Optical Sciences. Springer, Cham 2017;
101. M. M. Newman «Use of triggered lightning to study the discharge process in the channel», *Problems of Atmospheric and Space Electricity*, pp. 482-492, American Elsevier Publishing Co., New York (1965)
102. <http://lr-fet.eu/>
103. Э. М. Базелян, Ю. П. Райзер «Механизм притяжения молнии и проблема лазерного управления молнией», *УФН* **170**, 753 (2000);
104. M. Miki, Y. Aihara, T. Shindo, «Development of long gap discharges guided by a pulsed CO₂ laser», *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26**, 1244 (1993);
105. S. Uchida, Y. Shimada, H. Yasuda, S. Motokoshi, C. Yamanaka, T. Yamanaka, Z.-I. Kawasaki, K. Tsubakimoto «Laser-triggered lightning in field experiments», *J. of Opt. Tech.* **66** (3), 199 (1999);
106. В. Д. Зворыкин, А. А. Ионин, А. О. Левченко, Г. А. Месяц, Л. В. Селезнев, Д. В. Сеницын, И. В. Сметанин, Е. С. Сунчугашева, Н. Н. Устиновский, А. В. Шутов «Создание протяженных плазменных каналов в атмосферном воздухе амплитудно-модулированным УФ излучением Ti : сапфир — KrF-лазера ГАРПУН-МТВ. Ч.2. Накопление электронов в плазме и управление электрическими разрядами», *Квант. Электрон.* **43** (4), 339 (2013);
107. J. Kasparian, R. Ackermann, Y.-B. André, G. Méchain, G. Méjean, B. Prade, P. Rohwetter, E. Salmon, K. Stelmazczyk, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Wöste, J.-P. Wolf «Electric events synchronized with laser filaments in thunderclouds», *Opt. Expr.* **16** (8), 5757 (2008);

108. P. Polynkin «Multi-pulse scheme for laser-guided electrical breakdown of air», *Appl. Phys. Lett.* **111**, 161102 (2017);
109. P. Rambo, J. Schwarz, J.-C. Diels «High-voltage electrical discharges induced by an ultrashort-pulse UV laser system», *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **3**, 146 (2001);
110. H. Yang, J. Zhang, Y. Li, J. Zhang, Y. Li, Z. Chen, H. Teng, Z. Wei, Z. Sheng «Characteristics of self-guided laser plasma channels generated by femtosecond laser pulses in air», *Phys. Rev. E* **66**, 016406 (2002);
111. Z. Q. Hao, J. Zhang, Y. T. Li, X. Lu, X. H. Yuan, Z. Y. Zheng, Z. H. Wang, W. J. Ling, Z. Y. Wei «Prolongation of the fluorescence lifetime of plasma channels in air induced by femtosecond laser pulses», *Appl. Phys. B* **80**, 627 (2005);
112. G. Méjean, R. Ackermann, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, J.-P. Wolf, K. Rethmeier, W. Kalkner, P. Rohwetter, K. Stelmazczyk, L. Wöste «Improved laser triggering and guiding of megavolt discharges with dual fs-ns pulses», *Appl. Phys. Lett.* **88**, 021101 (2006);
113. Z. Zhang, X. Lu, W.-X. Liang, Z.-Q. Hao, M.-L. Zhou, Z.-H. Wang, X. Liu, J. Zhang «Triggering and guiding HV discharge in air by filamentation of single and dual fs pulses», *Opt. Expr.* **17** (5), 104905 (2009);
114. X. Liu, X. Lu, Z. Zhang, X.-L. Liu, J.-L. Ma, J. Zhang «Triggering of high voltage discharge by femtosecond laser filaments on different wavelengths», *Opt. Commun.* **284**, 5372 (2011);
115. X.-L. Liu, X. Lu, J.-L. Ma, L.-B. Feng, X.-l. Ge, Y. Zheng, Y.-T. Li, L.-M. Chen, Q.-L. Dong, W.-M. Wang, Z.-H. Wang, H. Teng, Z.-Y. Wei, J. Zhang «Long lifetime air plasma channel generated by femtosecond laser pulse sequence», *Opt. Expr.* **20**, 5968 (2012);
116. A. Chen, S. Li, S. Li, Y. Jiang, J. Shao, T. Wang, X. Huang, M. Jin, D. Ding «Optimally enhanced optical emission in laser-induced air plasma by femtosecond double-pulse», *Phys. Of Plasmas* **20**, 103110 (2013);
117. A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, A. O. Levchenko, L. V. Seleznev, A. V. Shutov, D. V. Sinitsyn, I. V. Smetanin, N. N. Ustinovsky, V. D. Zvorykin «Triggering and guiding electric discharge by a train of ultraviolet picoseconds pulses combined with a long ultraviolet pulse», *Appl. Phys. Lett.* **100**, 104105 (2012);

118. E. Schubert, A. Rastegari, C. Feng, D. Mongin, B. Kamer, J. Kasparian, J.-P. Wolf, L. Arissian, J.-C. Diels «HV discharge acceleration by sequences of UV laser filaments with visible and near-infrared pulses», *New J. Phys.* **19**, 123040 (2017);
119. A. A. Ionin, A. K. Ivanova, R. A. Khmel'nitskii, Yu. V. Klevkov, S. I. Kudryashov, A. O. Levchenko, A. A. Nastulyavichus, A. A. Rudenko, I. N. Saraeva, N. A. Smirnov, D. A. Zayarny, S. A. Gonchukov, E. R. Tolordava «Antibacterial effect of the laser-generated Se nanocoatings on Staphylococcus aureus and Pseudomonas aeruginosa biofilms», *Las. Phys. Lett.* **15** (1), 015604 (2018);
120. M. Chanal, V. Yu. Fedorov, M. Chambonneau, R. Clady, S. Tzortzakis, D. Grojo «Crossing the threshold of ultrafast laser writing in bulk silicon», *Nat. Commun.* **8**, 773 (2017);
121. A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, E. S. Sunchugasheva, V. Yu. Fedorov «Third harmonic generation by ultrashort laser pulses tightly focused in air», *Las. phys.* **21** (3), 500 (2011);
122. I. Dey, K. Jana, V. Yu. Fedorov, A. D. Koulouklidis, A. Mondal, M. Shaikh, D. Sarkar, A. D. Lad, S. Tzortzakis, A. Couairon, G. R. Kumar «Highly efficient broadband terahertz generation from ultrashort laser filamentation in liquids», *Nat. Commun.* **8**, 1184 (2017);
123. П. Г. Крюков «Фемтосекундные импульсы. Введение в новую область лазерной физики». Москва: «ФИЗМАТЛИТ», 2008;
124. W. Liu, S. L. Chin «Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti: sapphire laser pulse in air», *Opt. Expr.* **13**, 5750 (2005);
125. A. A. Ionin, D. V. Mokrousova, D. A. Piterimov, L. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, E. S. Sunchugasheva «Influence of dispersion stretching of ultrashort UV laser pulse on the critical power for self-focusing», *Las. Phys.* **28**, 045405 (2018);
126. Ю. Э. Гейнц, А. А. Землянов, А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, Л. В. Селезнев, Д. В. Сеницын, Е. С. Сунчугашева, «Нелинейное распространение мощного фокусируемого фемтосекундного лазерного импульса в воздухе при атмосферном и пониженном давлении», *Квант. Электрон.* **42** (4), 319 (2012);
127. A. Couairon, L. Berge «Light Filaments in Air for Ultraviolet and Infrared Wavelengths», *Phys. Rev. Lett.* **88**, 135003 (2002);

128. J. Schwarz, P. Rambo, J.-C. Diels, M. Kolesik, E. M. Wright, J. V. Moloney «Ultraviolet filamentation in air», *Opt. Commun.* **180**, 383 (2000);
129. Д. В. Пушкарев, Е. В. Митина, Д. С. Урюпина, Р. В. Волков, Н. А. Панов, А. А. Карабутов, О. Г. Косарева, А. Б. Савельев «Нелинейный рост энерговклада в среду при слиянии регуляризованных фемтосекундных филаментов», *Письма в ЖЭТФ* **106** (9), 545 (2017).