

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

На правах рукописи

Сунчугашева Елена Сергеевна

**ФИЛАМЕНТАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРИ ЖЕСТКОЙ ФОКУСИРОВКЕ В ВОЗДУХЕ**

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
кандидат физико-математических наук, доцент
Селезнев Леонид Владимирович

Москва – 2016

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ	7
ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ.....	7
ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ.....	8
АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ	8
ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА.....	10
ГЛАВА 1. ФИЛАМЕНТАЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ. 11	11
1.1. ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ САМОФОКУСИРОВКИ И ФИЛАМЕНТАЦИИ	11
1.2. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ	12
1.2.1. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ	12
1.2.2. ИОНИЗАЦИЯ И ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ УКИ.....	15
1.2.3. ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ САМОФОКУСИРОВКИ И ФИЛАМЕНТАЦИИ	17
1.2.4. СУПЕРКОНТИНУУМ И КОНИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ.....	18
1.2.5. ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ	23
1.3. СОСТОЯНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ.....	24
1.3.1. ПАРАМЕТРЫ ФИЛАМЕНТАЦИИ КОЛЛИМИРОВАННОГО И СЛАБОСФОКУСРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	24
1.3.2. ФИЛАМЕНТАЦИЯ ПРИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ...	26
1.3.3. ОГРАНИЧЕНИЕ ПИКОВОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ.....	28
1.3.4. УШИРЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ..	29
1.3.5. САМОФОКУСИРОВКА И ФИЛАМЕНТАЦИЯ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ	31
1.4. ВЫВОДЫ.....	32
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА	33
2.1. ИСТОЧНИК ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ	33
2.1.1. ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА	33
2.1.2. ГЕНЕРАТОР ВТОРОЙ И ТРЕТЬЕЙ УФ ГАРМОНИК.....	35
2.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЛАМЕНТАЦИИ	36
2.2.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИБОРОВ	36
2.2.2. РЕГИСТРАЦИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОДНОЙ СИСТЕМОЙ	38
ГЛАВА 3. ФИЛАМЕНТАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ЖЕСТКОЙ ФОКУСИРОВКЕ.....	40

3.1. ИНТЕНСИВНОСТЬ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЖЕСТКОЙ ФОКУСИРОВКЕ	40
3.2. ПЛАЗМЕННЫЕ КАНАЛЫ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ЖЕСТКОСФОКУСИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	44
3.2.1. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА.	44
3.2.2. ПЛОТНОСТЬ ПЛАЗМЫ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ СФОКУСИРОВАННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА	49
3.3. ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ И УШИРЕНИЕ СПЕКТРА ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	55
3.4. ФИЛАМЕНТАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ УФ И ИК ДИАПАЗОНОВ ДЛИН ВОЛН	64
3.5. ВЫВОДЫ.....	71
ГЛАВА 4. ФИЛАМЕНТАЦИЯ АМПЛИТУДНО- И ФАЗОВОМОДУЛИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ.....	73
4.1. АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ.....	73
4.2. ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА	83
4.2.1. ВНЕСЕНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ.....	83
4.2.2. ВНЕСЕНИЕ АСТИГМАТИЗМА В ВОЛНОВОЙ ФРОНТ ИМПУЛЬСА.....	89
4.2.3. ВЛИЯНИЕ ПРОХОДНОЙ ОПТИКИ НА ИСКАЖЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА.....	97
4.3. ВЫВОДЫ.....	104
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	106
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	110
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	112

ВВЕДЕНИЕ

Распространение мощного лазерного излучения в прозрачной среде сопровождается филаментацией лазерного излучения – пространственно-временной локализацией энергии излучения и образованием плазменных каналов. Филаментация происходит вследствие самофокусировки излучения, также называемой керровской самофокусировкой. Явление самофокусировки было предсказано Г.А. Аскарьяном в 1962 году в Физическом институте им. П.Н.Лебедева Академии наук СССР [1], а первое теоретическое объяснение этого явления появилось в 1964 году в работах В.И. Таланова [2] и Ч.Х Таунса (С.Н. Townes) с сотрудниками [3]. При высоких значениях интенсивности лазерного излучения поляризация вещества нелинейно зависит от напряженности поля, а когда мощность импульса превышает критическое значение для данной среды, самофокусировка лазерного пучка преобладает над его дифракцией, поэтому пучок начинает сходиться. За счет этого происходит увеличение его интенсивности, которое приводит к возникновению плазменного канала в области распространения лазерного пучка. Ионизованная среда вносит отрицательную поправку к показателю преломления и дефокусирует излучение. Распространение импульса в условиях такого динамического баланса между керровской самофокусировкой и дефокусировкой на плазме и называется филаментацией лазерного излучения. Первое экспериментальное подтверждение самофокусировки излучения было зафиксировано в 1965 году в работе Н.Ф. Пилипецкого и А.Р. Рустамова, когда при фокусировке лазерных импульсов наносекундной длительности в кювету с органическими жидкостями наблюдалась плазменная нить [4]. Самофокусировка коллимированного пикосекундного излучения в неодимовом стекле и воздухе была впервые получена сотрудниками ФИАН Н.Г. Басовым, П.Г. Крюковым, Ю.В. Сенатским, С.В.Чекалиным в 1969 году [5].

До середины 1990х годов самофокусировка коллимированного излучения исследовалась в основном в конденсированных средах, но появление лазерных систем, генерирующих импульсы большой мощности и фемтосекундной длительности, позволило широко исследовать филаментацию коллимированного излучения и в воздухе. Первое наблюдение филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе было зарегистрировано в работе Ж. Муру (G. Mourou) с коллегами в 1995 году [6], в которой они показали, что инфракрасный лазерный импульс с пиковой мощностью в несколько ГВт распространяется на расстояние более 20 метров, образуя структуру в поперечном сечении с высокоинтенсивным центром 100 мкм в диаметре.

Филаментация коллимированного и слабосфокусированного излучения исследовалась многими теоретическими научными группами. Были предложены несколько моделей процесса и методов численного решения задачи распространения лазерного импульса (см. обзоры [7] - [8]). Как теоретически, так и экспериментально исследовались параметры распространения коллимированного и слабосфокусированного излучения в условиях филаментации (см. там же). Экспериментально определялись геометрические размеры филаментов и образуемых плазменных каналов, плотность плазмы, интенсивность излучения, спектральный состав излучения. При этом основное внимание уделялось протяженным филаментам, распространяющимся на десятки и более метров. В данной диссертации предметом исследования являются менее протяженные мини-филаменты, которые формируются при распространении жесткосфокусированного излучения. Исследования жесткосфокусированного излучения в воздухе начали проводиться сравнительно недавно. Жесткой геометрической фокусировкой в данной диссертационной работе называется фокусировка пучка оптическим элементом на расстоянии много меньшем (как минимум на порядок), чем расстояние до коллапса пучка при распространении коллимированного излучения. В 2000 году были опубликованы две работы, в которых определялись интенсивность излучения при его филаментации в разных газах при разных давлениях [9] и плотность образованной при филаментации плазмы в воздухе [10] при прохождении импульсов положительной линзы с фокусным расстоянием 1 м. В более поздних работах исследовались параметры филаментации сфокусированных лазерных импульсов. Например, в работе [11] утверждается, что при филаментации сфокусированных импульсов происходит ограничение интенсивности, так же как и при филаментации коллимированного излучения. Тогда как в работе [12] при фокусировке были получены значения интенсивности, превышающие интенсивность в случае коллимированного излучения. Также полученные значения плотности плазмы для различных фокусировок отличались друг от друга на несколько порядков: от 10^{15} см^{-3} [13] до $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [14]. В этих работах авторы не пришли к единому мнению о том, что происходит при филаментации сфокусированного излучения. Более того, в работе [15] утверждалось, что при жесткой фокусировке филаментации не происходит, а образуется только плотная плазма в фокальной области.

Целью данной диссертационной работы являлось экспериментальное исследование распространения в воздухе фемтосекундного излучения и образующихся в процессе филаментации плазменных каналов при жесткой фокусировке лазерного излучения.

Явление филаментации лазерного излучения в условиях жесткой фокусировки, а также недостаточность информации о происходящих при этом физических процессах, привлекли

научный интерес не только нашей экспериментальной группы, но и ведущих теоретических российских групп. Для многих экспериментов, результаты которых представлены в данной диссертации, проводилось численное моделирование, выполненное нашими коллегами из МГУ им. М.В. Ломоносова и ИОА СО РАН.

Поскольку интерес к филаментации жесткофокусированного фемтосекундного излучения достаточно высок, стоит отметить, что экспериментальные работы, направленные на изучение этого процесса, проводились практически одновременно или несколько позже работ автора в ряде других лабораторий (см. [8], [16], [17], [18], а также раздел 1.3).

Понимание процессов, характерных для филаментации сфокусированного излучения, а также определение параметров излучения и образованных плазменных каналов может иметь прикладное применение. Например, для наноструктурирования нужна большая плотность энергии излучения, которая достигается при жесткой фокусировке излучения. При этом необходимо знать не только уровень интенсивности и размеры области концентрации энергии, но и понимать, образуется ли плазма до поверхности образца, чтобы подбирать необходимый режим воздействия излучения. Кроме того, сведения о параметрах образованных при филаментации плазменных каналов могут быть полезны в задаче коммутации высоковольтных электрических разрядов.

ЗАДАЧИ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

В целях изучения самофокусировки и филаментации жесткофокусированных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе были поставлены и решены следующие конкретные задачи:

1. Исследование влияния числовой апертуры фокусировки лазерного излучения на его интенсивность и параметры плазменных каналов, образующихся при филаментации.
2. Определение спектрально-угловых характеристик генерации конической эмиссии и третьей гармоники фундаментального ИК излучения.
3. Проведение сравнительного анализа процесса филаментации импульсов в ультрафиолетовом (УФ, 248 нм) и инфракрасном (ИК, 744 нм) спектральных диапазонах.
4. Исследование влияния модуляций волнового фронта различных типов на самофокусировку и образование плазменных каналов.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА РАБОТЫ

1. Экспериментально обнаружено, что при увеличении жесткости фокусировки фемтосекундного лазерного излучения выше значений числовой апертуры $2-4 \times 10^{-2}$ в процессе филаментации происходит стабилизация как интенсивности излучения, так и электронной плотности и поперечного размера плазменного канала.
2. Для широкого набора числовых апертур фокусирующих оптических систем определены значения электронной концентрации и геометрические параметры плазменных каналов, образующихся при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов.
3. Экспериментально зарегистрировано распространение третьей гармоники, полученной при филаментации лазерного излучения, в угол, не превосходящий геометрическую расходимость пучка.
4. Экспериментально обнаружен и исследован факт влияния апертурных диафрагм разного профиля, внесенных в область распространения пучка, на протяженность образованного при филаментации плазменного канала.
5. Установлено, что сферические aberrации и астигматизм пучка приводят к удлинению плазменного канала при филаментации лазерных импульсов УФ и ИК оптических диапазонах.
6. Экспериментально исследована динамическая модуляция волнового фронта фемтосекундного лазерного импульса излучения путем внесения прозрачного твердого диэлектрика в оптический путь системы.

ПРАКТИЧЕСКАЯ ЗНАЧИМОСТЬ РАБОТЫ

Полученные результаты и установленные закономерности могут быть использованы для решения следующих задач:

1. Эффективная передача мощности излучения на заданное расстояние.
2. Лазерная обработка материалов фемтосекундными импульсами большой интенсивности.
3. Формирование излучения ультракороткой длительности в ультрафиолетовом диапазоне в малом объеме среды при филаментации сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения в инфракрасном диапазоне.
4. Управление протяженностью образованных при филаментации лазерного излучения плазменных каналов для задач коммутации высоковольтных разрядов.

ЗАЩИЩАЕМЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

1. Увеличение числовой апертуры оптической системы выше значений $2-4 \times 10^{-2}$ приводит к стабилизации значения интенсивности ИК фемтосекундных лазерных импульсов, а также электронной плотности и поперечного размера плазменного канала, образованного при филаментации излучения.
2. Генерация третьей гармоники при филаментации сфокусированного лазерного излучения происходит с расходимостью, существенно меньшей угловой расходимости конической эмиссии и не превышает геометрическую расходимость основного излучения после фокусировки (NA). При этом, в отличие от коллимированного излучения, на оптической оси не наблюдается распространение суперконтинуума.
3. Амплитудная или фазовая модуляция пространственного профиля фемтосекундного лазерного импульса приводит к увеличению длины плазменного канала, образующегося при филаментации. Такое поведение характерно как для ИК, так и для УФ излучения.
4. Динамическая модуляция волнового фронта фемтосекундного импульса излучения путем внесения в лазерный пучок плоскопараллельной прозрачной пластинки приводит к удлинению плазменного канала. При этом смещение положения начала филаментации в направлении, противоположном распространению излучения, происходит ввиду динамического нелинейного набега фазы в оптически более плотной среде (динамическая керровская линза), а положение окончания плазменного канала остается неизменным.

АПРОБАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ

Вошедшие в диссертационную работу положения и результаты были опубликованы в 11 научных статьях в реферируемых журналах, включенных в Перечень рецензируемых научных изданий ВАК (16 публикаций в WoS). Полный перечень статей представлен на стр. 110. Полученные результаты были представлены автором лично на следующих международных и всероссийских научных конференциях:

- 1) IV Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (26-29 апреля 2010 г., Саров, Россия)
- 2) International Conference ICONO/LAT 2010 (August 23-27 2010, Kazan, Russia)

- 3) XIII школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики» и IV школа–семинар «Инновационные аспекты фундаментальных исследований» (14-19 ноября 2010 г., Звенигород – Москва, Россия)
- 4) 53-я научная конференция МФТИ (24-29 ноября 2010 г., Долгопрудный, Московская обл., Россия)
- 5) IV Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (26-29 апреля 2011 г., Саров, Россия)
- 6) International Conference "Nonlinear Optics: East-West Reunion" (September 21-23 2011, Suzdal, Russia)
- 7) ISTC-GSI Young Scientists School "Ultra-High Intensity Light Science and Applications" (October 10-15 2011, Darmstadt, Germany) (при финансовой поддержке Международного научно-технического центра и Института тяжёлых ионов GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH)
- 8) VII Международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика-2011» (17-21 октября 2011 г., Санкт – Петербург, Россия)
- 9) 54 научная конференция МФТИ (22-26 ноября 2011 г., Долгопрудный, Московская обл., Россия)
- 10) 4 Всероссийская молодежная конференция «Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики» (14-16 ноября 2011 г., Москва, Россия)
- 11) XIV школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики» (11-15 ноября 2012 г., Звенигород – Москва, Россия)
- 12) 55 научная конференция МФТИ (19-25 ноября 2012 г., Долгопрудный, Московская обл., Россия)
- 13) International Conference ICONO/LAT (June 18-22 2013, Moscow, Russia)
- 14) OPTO Meeting for Young Researchers 2013 & IONS-14 (July 3-6 2013, Torun, Poland)
- 15) 5 Всероссийская молодежная конференция «Инновационные аспекты фундаментальных исследований по актуальным проблемам физики» (10-15 ноября 2013 г., Москва, Россия)
- 16) 56 научная конференция МФТИ (25-30 ноября 2013 г., Долгопрудный, Московская обл., Россия)
- 17) 16th International Conference on Laser Optics 2014 (June 30-July 4 2014, Saint-Petersburg, Russia)
- 18) XV школа молодых ученых «Актуальные проблемы физики» (16-20 ноября 2014 г., Москва, Россия)

- 19) 57 научная конференция МФТИ (24–29 ноября 2014 г., Долгопрудный, Московская обл., Россия)

Полученные результаты были представлены автором на научных семинарах Отделения квантовой радиофизики ФИАН. Циклы работ отмечались наградами на конкурсах научных работ: Премия молодежного конкурса им. академика Н.Г. Басова Учебно-научного комплекса ФИАН (2013 г.), Премия молодёжного конкурса научных работ по оптике и лазерной физике Отделения квантовой радиофизики ФИАН (2013 г.), Премия Физического института им. П. Н. Лебедева РАН в составе научного коллектива: В. Д. Зворыкин, А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, А. О. Левченко, Л. В. Селезнев, Д. В. Сеницын, И. В. Сметанин, Е. С. Сунчугашева, Н. Н. Устиновский, А. В. Шутов (2013 г.), Именная стипендия Президента Российской Федерации (2014 г.), Стипендия Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (2015-2017 гг.), Премия им. Н. Г. Басова молодежного конкурса молодежных научных работ ФИАН совместно с Д.В. Мокроусовой (2015 г.), Премия на конкурсе молодежных научных работ по оптике и лазерной физике совместно с Д.В. Мокроусовой (2015 г.).

ЛИЧНЫЙ ВКЛАД АВТОРА

Все используемые в диссертации экспериментальные результаты были получены лично автором, в том числе при участии научного руководителя и научного консультанта. Автор участвовал в формулировании задач исследований, обсуждении и интерпретации полученных результатов. Автор непосредственно участвовал в создании и разработке большинства используемых в работе оптических схем, производил обработку и анализ полученных экспериментальных данных, участвовал в написании статей, выступал на конференциях и семинарах с полученными научными результатами. Результаты численных расчетов, приводимые в диссертации, получены В.П. Кандидовым, С.А. Шленовым и А.А. Дергачевым или О.Г. Косаревой и Н.А. Пановым из МГУ им. М.В. Ломоносова, или Ю.Э. Гейнцем и А.А. Земляновым из ИОА СО РАН.

ГЛАВА 1. ФИЛАМЕНТАЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПРОЗРАЧНЫХ СРЕДАХ

В данной главе приведена общая информация о явлениях филаментации и самофокусировки лазерного излучения: история их открытия, основные физические механизмы, обуславливающие процесс филаментации мощного лазерного излучения при его распространении в прозрачных средах, а так же приведен обзор литературы, непосредственно относящейся к работе автора.

1.1. ИСТОРИЯ ОТКРЫТИЯ САМОФОКУСИРОВКИ И ФИЛАМЕНТАЦИИ

Исследование явления самофокусировки и других самовоздействий электромагнитных волн началось довольно давно – более 50 лет назад, когда в 1961 году американские ученые сделали прорыв в исследовании нелинейной оптики: Т. Майман (T. Maiman) создал первый лазер, а П. Франкен (P. Franken) с сотрудниками обнаружил эффект удвоения частоты света в кристаллах [19]. Явление самофокусировки электромагнитных волн было предсказано в 1962 году в Физическом институте Академии наук СССР Г.А. Аскарьяном [1], а первое теоретическое объяснение этого явления появилось в 1964 году в работе В.И. Таланова [2]. Тогда же в работе Р.Ю. Чао (R.Y. Chiao), Е. Гармира (E. Garmire) и Ч.Х. Таунса (C.H. Townes) было сделано предположение, что самофокусировка начинается в пучках, мощность которых превышает пороговую, называемую критической мощностью [3].

Впервые явление самофокусировки было зарегистрировано Н.Ф. Пилипецким и А.Р. Рустамовым в 1965 году при фокусировке наносекундных лазерных импульсов мощностью 20 МВт в кювету с органическими жидкостями [4]. Именно эта работа считается первым экспериментальным подтверждением явления самофокусировки [17], несмотря на то, что в некоторых работах авторы ссылаются на статью М. Хершера (M. Hercher) 1964 года [20]. В этой статье сообщалось о повреждении оптического стекла сфокусированным лазерным излучением. Позже научной группой Ч.Х. Таунса [21] было предложено рассматривать этот экспериментальный факт как следствие волноводного распространения излучения. В этой же работе были получены физические параметры плазменного образования и критическая мощность самофокусировки лазерного излучения в сероуглероде. Самофокусировка в воздухе сфокусированных наносекундных импульсов впервые наблюдалась В.В. Коробкиным и А.Дж. Алкоком (A.J. Alcock) в 1968 году [22], сфокусированных пикосекундных импульсов в 1969 году [23], а коллимированного пикосекундного излучения в неодимовом стекле и воздухе – сотрудниками ФИАН Н.Г. Басовым, П.Г. Крюковым, Ю.В. Сенатским, С.В. Чекалиным в 1969 году, результаты исследований опубликованы в работе [5].

Возрождение интереса к явлению самофокусировки света в последние два десятилетия связано непосредственно с прогрессом в создании мощных фемтосекундных лазерных установок. Широкое исследование филаментации коллимированного излучения в воздухе стало возможным после изобретения Ж.Муру (G. Mourou) и Д. Стрикланд (D. Strickland) в 1985 году метода усиления chirпированных импульсов для получения лазерных импульсов пикосекундной длительности [24]. Этот метод применяется и для получения импульсов фемтосекундной длительности (далее - ультракоротких лазерных импульсов, УКИ). О первом наблюдении филаментации коллимированного фемтосекундного излучения в воздухе сообщалось в статье Ж. Муру с коллегами в 1995 году [6]. Почти одновременно эксперименты по филаментации фемтосекундных импульсов в воздухе были проведены во Франции [25] под руководством профессора А. Мизировича (A. Mysyrowicz), и совместной канадско-российской группой под руководством профессоров В.П. Кандидова и С.Л. Чина (S.L. Chin) [26], [27].

Явления самофокусировки и филаментации исследовались в огромном числе работ, результаты которых стали предметом обсуждения многих обзоров [8] - [16], [28], [29], монографий [30], [31] и других публикаций. Была издана международная коллективная монография [7]. В 2009 году был организован интернет-ресурс filamentation.org, на котором собраны публикации, посвященные филаментации лазерного излучения начиная с 1995 года и продолжающие обновляться в настоящий момент. В 2016 году в Канаде пройдет шестой международный симпозиум COFIL 2016 (6th International Symposium on Filamentation), посвященный филаментации мощных ультракоротких импульсов и ее приложениям. Такой интерес научного сообщества к самофокусировке и филаментации лазерного излучения подтверждает актуальность и важность научных исследований в этой области.

1.2. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ФИЛАМЕНТАЦИИ

1.2.1. НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

При распространении лазерного излучения в среде ее поляризация зависит от приложенного поля и может быть представлена степенным рядом при условии удаленности частоты излучения от резонансных частот переходов среды:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots], \quad (1)$$

где $\chi^{(n)}$ – n-порядок нелинейной восприимчивости.

При низких интенсивностях излучения основной вклад вносит первый член ряда (1), что соответствует распространению лазерного излучения в линейном режиме. Для полей, при которых происходит процесс филаментации, интенсивности излучения таковы, что степенной ряд (1) обычно можно закончить на третьем члене, то есть основной вклад в нелинейность вносит параметр $\chi^{(3)}$. Недавно в научной среде поднимался вопрос влияния более высоких порядков нелинейной восприимчивости [32], но в данной работе используется классический подход к этому вопросу (аналогично обзорам [16], [17]).

При исследовании нелинейных процессов распространения излучения в веществе, сопровождающих явление филаментации, обычно рассматривается коллимированный лазерный пучок с поперечным гауссовым распределением интенсивности. Показатель преломления в воздухе в сильных электромагнитных полях, ввиду керровской нелинейности, зависит не только от частоты, но и от интенсивности поля $I(r, t)$, по следующему закону:

$$n = n_0 + n_2 I(r, t), \quad (2)$$

где n_0 – линейный коэффициент преломления среды, n_2 – коэффициент кубической нелинейности среды, который зависит от нелинейной восприимчивости третьего порядка как

$$n_2 = \frac{3 \chi^{(3)}}{4 \varepsilon_0 c n_0^2}, \quad (3)$$

а $I = c n_0 |E|^2 / (8\pi)$ – интенсивность (E – напряженность светового поля, c – скорость света в вакууме). Такая зависимость нелинейного показателя преломления среды от интенсивности может объяснить явления самофокусировки и фазовой самомодуляции.

При распространении мощного лазерного излучения с пространственным гауссовым профилем интенсивность пучка максимальна на оси, поэтому показатель преломления в центре пучка больше, чем по краям, и скорость распространения центральной части пучка будет меньше, чем периферийной. Возникает искривление волнового фронта, действующее аналогично линзе, за исключением того, что при распространении он будет все сильнее фокусироваться (см. Рис. 1 а). Этот эффект называется самофокусировкой. Если начальная пиковая мощность гауссового лазерного пучка P_{in} превышает некоторую критическую величину, то пучок начнет самофокусироваться. Такая критическая мощность P_{cr} самофокусировки рассчитывается по формуле [33]:

$$P_{cr} = \frac{3,77 \lambda^2}{8 \pi n_0 n_2},$$

где λ – длина волны.

Согласно экспериментальным данным, критическая мощность самофокусировки в воздухе составляет 1,72 – 5 ГВт для излучения на длине волны 800 нм по разным оценкам [17], [16], [34], [35]. Такая разница в значениях критической мощности самофокусировки может быть объяснена различными экспериментальными условиями, например, длительностью импульсов. Время ориентации молекулы, определяющее инерционность ориентационного механизма Керровского эффекта, составляет около 10^{-12} с. Поэтому при ультракоротких длительностях самофокусировка происходит в нестационарном режиме, распространение передней части импульса влияет на распространение задней части импульса, в отличие от квазистационарного режима распространения существенно более длинного импульса. Если импульс существенно меньше 10^{-12} с, то передняя часть тоже мало влияет на заднюю.

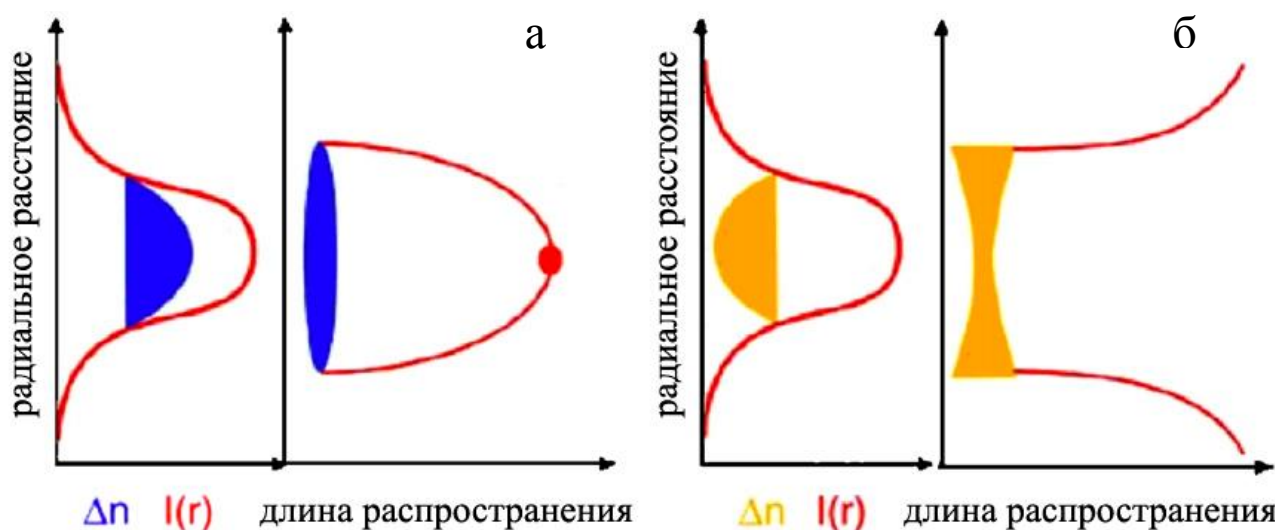


Рис. 1. (а) Самофокусировка пучка при оптическом эффекте Керра. (б) Дефокусировка пучка на образующейся плазме [16].

Расстояние до начала филаментации z_{fil} в рамках данной модели достаточно хорошо аппроксимируется полуэмпирической формулой Марбургера [33]:

$$z_{fil} = \frac{0,367L_{DF}}{\left\{ \left[(P/P_{cr})^{\frac{1}{2}} - 0,852 \right]^2 - 0,0219 \right\}^{\frac{1}{2}}}, \quad (5)$$

где L_{DF} – дифракционная длина для лазерного излучения, $L_{DF} = \frac{ka_0^2}{2}$, a_0 – радиус перетяжки коллимированного пучка, λ_0 – длина волны лазера в вакууме, n_0 – показатель преломления

среды на этой длине волны, $k = \frac{2\pi n_0}{\lambda_0}$ – волновое число в среде, P – пиковая мощность слоя. Однако, при больших начальных мощностях (порядка десятков критической), выражение (5) теряет актуальность в связи с изменением картины филаментации ввиду образования множественных филаментов [36].

В случае со сходящимся пучком, точка начала филаментации (нелинейный фокус пучка, расстояние z') движется от геометрического фокуса линзы в противоположную сторону распространению излучения сторону в соответствии с формулой [37]:

$$\frac{1}{z'} = \frac{1}{z_{fil}} + \frac{1}{f}, \quad (6)$$

где f – фокусное расстояние линзы, а z_{fil} – расстояние до начала филаментации без линзы (5). Как уже было сказано выше, в диссертационной работе геометрическая фокусировка считается жесткой, если расстояние до коллапса коллимированного пучка z_{fil} намного превышает фокусное расстояние линзы или зеркала.

Стоит отметить, что теоретические и экспериментальные исследования филаментации ультракоротких импульсов в большинстве работ проводились для коллимированных и слабосфокусированных пучков [8] - [16], [28], [38].

1.2.2. ИОНИЗАЦИЯ И ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ УКИ

Процесс филаментации начинается с обусловленной керровской нелинейностью самофокусировки лазерных импульсов. В прозрачных средах не происходит линейного поглощения энергии излучения, однако, при достаточных интенсивностях возможна реализация нелинейного поглощения и фотоионизации среды. После этого следует дефокусировка пучка на образованной плазме.

В зависимости от частоты и интенсивности излучения возможны два режима фотоионизации: многофотонный и туннельный. При больших частотах (но не достаточно больших, чтобы один фотон мог выбить электрон) и не очень больших интенсивностях нелинейная ионизация обычно происходит в условиях одновременного поглощения электроном нескольких фотонов (Рис. 2 а). Например, для $\lambda = 248$ нм энергия фотона $\hbar\omega_0 = 5$ эВ, а потенциал ионизации для воздуха $U_i \approx 12$ эВ (потенциал ионизации воздуха принимают равным минимальному из его компонент, то есть потенциалу ионизации кислорода $U_i \approx 12$ эВ). Поэтому для нелинейного поглощения потребуется $U_i/\hbar\omega_0 = 3$ фотона.

Для сильных лазерных полей и более низких частот лазерного излучения (соответственно, более низких энергий кванта) реализуется туннельный режим. При туннельной ионизации электрическое поле подавляет кулоновское, удерживающее электрон. Достаточно сильное электрическое поле позволяет электрону туннелировать через небольшой потенциальный барьер и оторваться от атома, как показано на Рис. 2 б.

Критерий перехода от многофотонного к туннельному механизму ионизации был получен Л.В. Келдышем [39]. Адиабатический параметр, также называемый параметром Келдыша, γ выражается как

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[\frac{m_e c n \varepsilon_0 U_i}{I} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

где ω – частота лазерного излучения, I – интенсивность, m_e и e – приведенные масса и заряд электрона, c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды, U_i – потенциал ионизации атома, ε_0 – диэлектрическая проницаемость.

Когда параметр Келдыша $\gamma \gg 1$, реализуется многофотонный режим фотоионизации, соответственно, когда $\gamma \ll 1$, то реализуется туннельный режим.

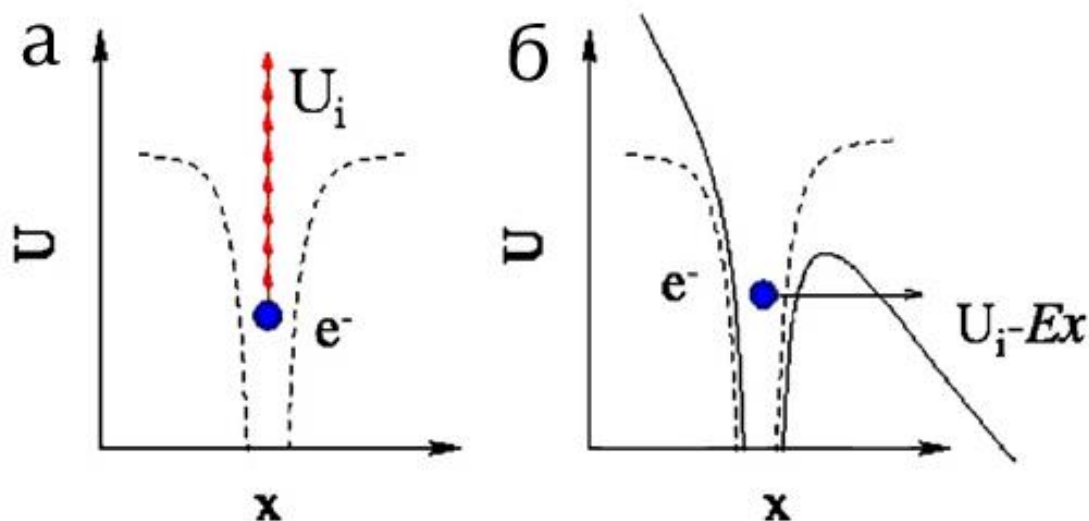


Рис. 2. Схематичное изображение (а) многофотонной ионизации, (б) туннельной ионизации

Образование плазмы влечет за собой локальное уменьшение показателя преломления [40] по закону:

$$n = n_0 - \frac{\rho(r, t)}{2\rho_c}, \quad (8)$$

где $\rho(r, t)$ – плотность свободных электронов, а критическая плотность плазмы ρ_c выражается следующим образом:

$$\rho_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2}, \quad (9)$$

где ω – частота лазерного излучения, m_e и e – масса и заряд электрона, ε_0 – диэлектрическая проницаемость, $\rho_c \approx 1,5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ для 744 нм.

Уменьшение показателя преломления действует как рассеивающая линза, ограничивающая самофокусировку светового пучка. Этот эффект схематически представлен на Рис. 1 б. Следует заметить, что при филаментации преимущественно передняя часть импульса образует электронную плазму, которая дефокусирует заднюю часть импульса.

1.2.3. ФИЗИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ САМОФОКУСИРОВКИ И ФИЛАМЕНТАЦИИ

Долгое время в научном мире существовали две модели, объясняющие образование филаментов в твердых телах и жидкостях: самоограничение (self-trapping) лазерного излучения и модель движущихся фокусов. В первой модели филаментация является следствием точного совпадения вкладов дифракции пучка и керровской самофокусировки, эта модель была предложена в работах [3], [21] и [2], [41]. При этом лазерный импульс, как было показано позднее, вне зависимости от начального профиля ([42], [43], [44]), распространяется в моде Таунса, которая является стационарным решением уравнения самофокусировки пучка [3], [45]. В дальнейшем эта модель была расширена до самоканалирования (self-channeling) излучения, учитывающего дефокусировку импульса на наведенной плазме [6].

Другая модель - модель движущихся фокусов - объясняет многие эксперименты с наносекундными длительностями импульсов ([46], [47]) и заключается в том, что лазерный импульс можно разбить на независимые друг от друга временные слои, для каждого из которых применяется теория самофокусировки. Наибольшая пиковая мощность соответствует центральным слоям импульса, поэтому, согласно формуле (5), они фокусируются на минимальном расстоянии от текущего положения импульса. Чем меньше превышение мощности слоя над критическим значением, тем дальше фокусируется соответствующий слой. Слои с мощностью меньшей критической – дифрагируют. В этом случае филамент представляет собой непрерывную последовательность нелинейных фокусов, соответствующих временным слоям с мощностью, большей критической мощности самофокусировки. На Рис. 3 схематично представлен процесс такой самофокусировки импульса. Этот метод не учитывает ионизацию среды.

В настоящий момент широко применяют *динамическую* модель движущихся фокусов [26]. Эта модель учитывает образование плазмы при распространении излучения. Кроме того, в ней совмещены обе предыдущие модели – самоканалирование излучения и модель движущихся фокусов. Для различных временных частей импульса, которые уже нельзя считать независимыми друг от друга, дифракция, а также керровская и плазменная нелинейности влияют на распространение излучения по-разному. Так, на переднем фронте импульса почти не сказывается влияние плазменной нелинейности, поэтому в этом случае применима классическая модель движущихся фокусов. Однако центральная и хвостовая части импульса испытывают сильное влияние плазменной нелинейности, которая вносит в распространение импульса больший вклад, чем керровская нелинейность.

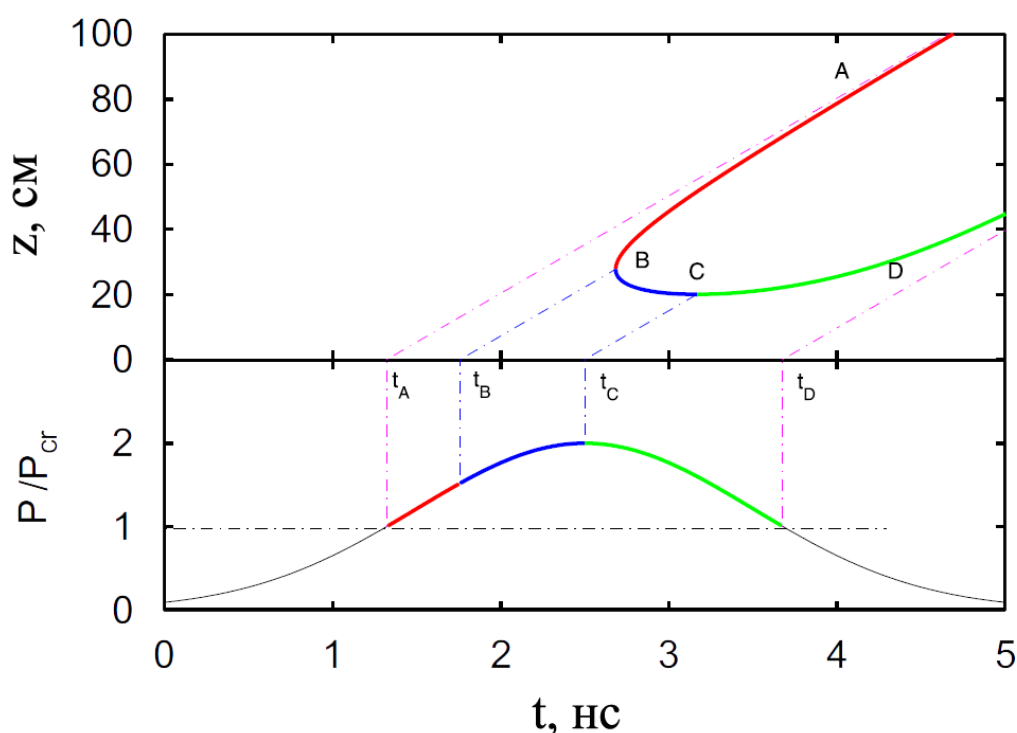


Рис. 3. Положения фокусов временных слоев импульса (пространственная координата z соответствует положению фокуса временного слоя импульса с соответствующей мощностью), имеющего гауссово распределение мощности (адаптировано из работы [47]).

1.2.4. СУПЕРКОНТИНУУМ И КОНИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ

Ввиду взаимодействия высокоинтенсивных самофокусирующихся областей импульса с нейтральным газом, сопровождающегося образованием плазмы, происходит модуляция фазы импульса (фазовая самомодуляция) [48]. Этот эффект влечет за собой сильное спектральное уширение в обе (синюю и красную) части спектра, поэтому при исходном импульсе в ближнем ИК диапазоне такое излучение выглядит как белый свет (Рис. 4) и называется

суперконтинуумом. Суперконтинуум может перекрывать широкую область спектра (Рис. 5). При распространении импульса с центральной длиной волны 800 нм в воздухе при слабой фокусировке генерация континуума наблюдалась от 300 нм в ультрафиолетовой области до 5 мкм в инфракрасной части спектра [49]. Коэффициент преобразования энергии филаментирующего импульса в суперконтинуум меняется от нескольких десятых процента для коллимированного пучка до значительной части первоначальной энергии при сфокусированном излучении [16].

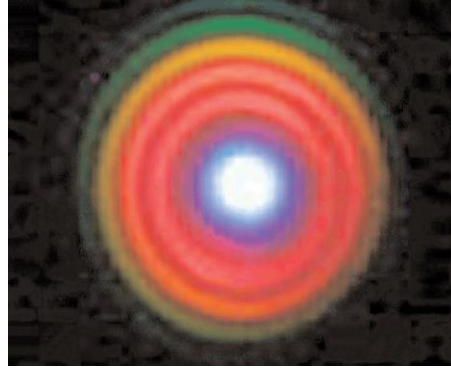


Рис. 4. Коническая эмиссия (концентрические кольца) и суперконтинуум (центральное пятно) при филаментации УКИ на расстоянии 25 метров, 5 мДж, 45 фс, 800 нм [50].

Фазовая самомодуляция в оптической среде возникает ввиду временных изменений интенсивности пучка, которые вносят изменения в показатель преломления $n = n_0 + \Delta n_k + \Delta n_p$, где n_0 – линейный коэффициент преломления среды, Δn_k и Δn_p – керровская и плазменная добавки к коэффициенту преломления среды, соответственно. Показатель преломления среды, в свою очередь, отвечает за появление новых частот в спектре импульса. Простейшая модель, учитывающая связь эволюции фазы импульса во времени и частот с интенсивностью, а также вклад зависимости от плотности плазмы, описывается следующей формулой:

$$\omega(r, t) = -\frac{\partial \varphi}{\partial t} \sim \omega_0 + \frac{\omega_0 z}{c} \left(-n_2 \frac{\partial I(r, t)}{\partial t} + \frac{1}{2n_0 \rho_c} \frac{\partial \rho(r, t)}{\partial t} \right), \quad (10)$$

где φ – фаза импульса, ω_0 – основная частота лазерного излучения, z – длина распространения в среде, c – скорость света в вакууме, n_2 – коэффициент кубической нелинейности среды, I – интенсивность, $\rho_c = \frac{m_e \omega_0^2}{e^2}$ – критическая плотность плазмы (e , m_e – заряд и масса электрона), ρ – плотность свободных электронов. Генерация новых частот зависит от изменения интенсивности излучения $\partial I / \partial t$ (самофокусировка) и плотности свободных электронов $\partial \rho / \partial t$ (дефокусировка на плазме).

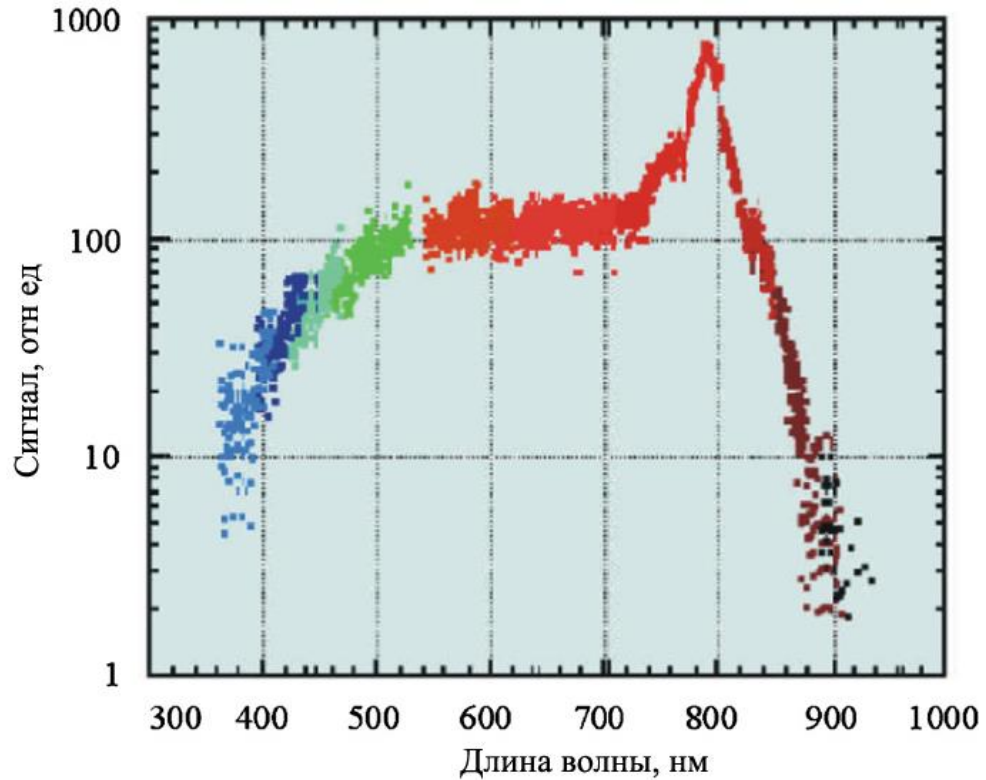


Рис. 5. Спектр лазерного излучения ($\lambda_0 = 800$ нм; $\tau_{\text{FWHM}} = 70$ фс, $P = 3$ ТВт) после распространения в воздухе на протяжении 10 м [49]. Резкий спад между 800 и 900 нм связан с ограничением регистрирующего оборудования.

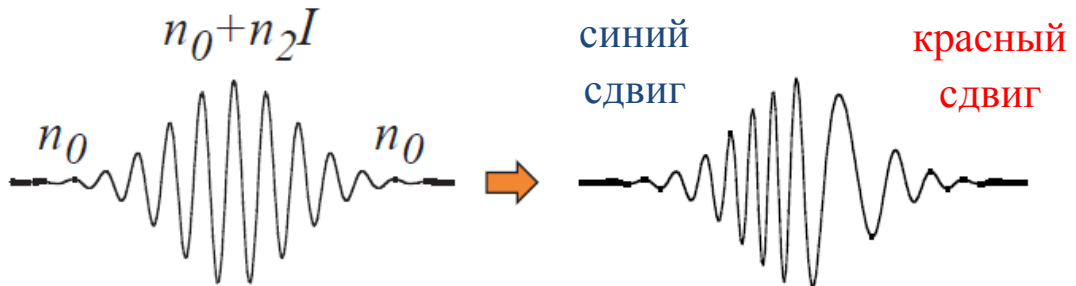


Рис. 6. Схематичное представление фазовой самомодуляции [38].

Фазовая самомодуляция схематично представлена на Рис. 6. Рассмотрим зависимость фазовой скорости света импульса от его интенсивности во времени. При фазовой самомодуляции временная зависимость импульса от интенсивности приводит к временной зависимости показателя преломления от интенсивности. То есть, скорость распространения максимума огибающей колебаний поля в импульсе замедляется ввиду большего по сравнению с краями огибающей нелинейного показателя преломления среды. Поэтому колебания электрического поля сжимаются во времени на заднем фронте импульса, приводя к уширению спектра в синюю область оптического диапазона, а на переднем фронте наоборот, растягиваются, при этом спектр уширяется в красную область.

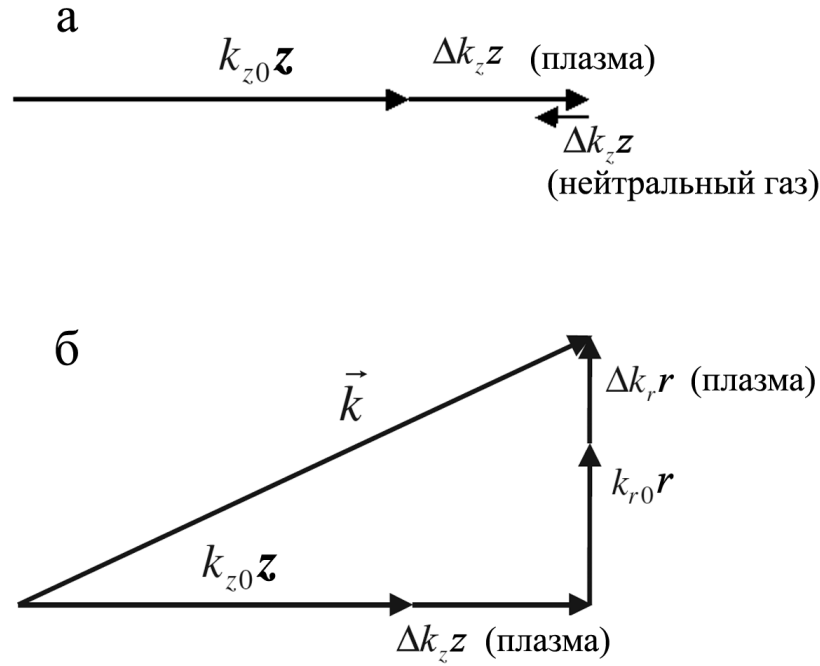


Рис. 7. Иллюстрация вариантов сложения векторов сферического волнового фронта в области самофокусировки. а) Все возможные волновые векторы вдоль оси распространения импульса. б) Поперечная составляющая волнового вектора. [8]

В случае генерации суперконтинуума рассматривается излучение, распространяющееся вдоль оптической оси импульса (в приближении плоской волны) (Рис. 7 а), в то время как коническая эмиссия является проявлением фазовой самомодуляции в направлении, неколлинеарном оси распространения импульса. Поскольку в области самофокусировки волновой фронт не является плоским, то волновой вектор сферически симметричного фронта пучка может быть представлен следующим образом:

$$\mathbf{k} = k_z \mathbf{z} + k_r \mathbf{r}_\perp = k_{z0} \mathbf{z} + \Delta k_z \mathbf{z} + k_{r0} \mathbf{r}_\perp + \Delta k_r \mathbf{r}_\perp, \quad (11)$$

где у исходных волновых векторов индекс ноль, \mathbf{z} и \mathbf{r}_\perp – продольные и поперечные распространению излучения единичные векторы. Согласно формуле (10), наведенная плазма приводит к уширению спектра излучения в синюю область при его распространении вперед вдоль оси z , так же как и вдоль направлений \hat{r}_\perp . При этом, согласно Рис. 7, большие значения градиента электронной плотности приведут к большему значению $\Delta k_r \hat{r}_\perp$ и большему синему спектральному сдвигу, а значит, чем больше будет частота излучения, тем в больший угол она будет распространяться. Это заключение объясняет происхождение радужных колец на Рис. 4. Более подробно коническая эмиссия обсуждается в работах [51] - [52].

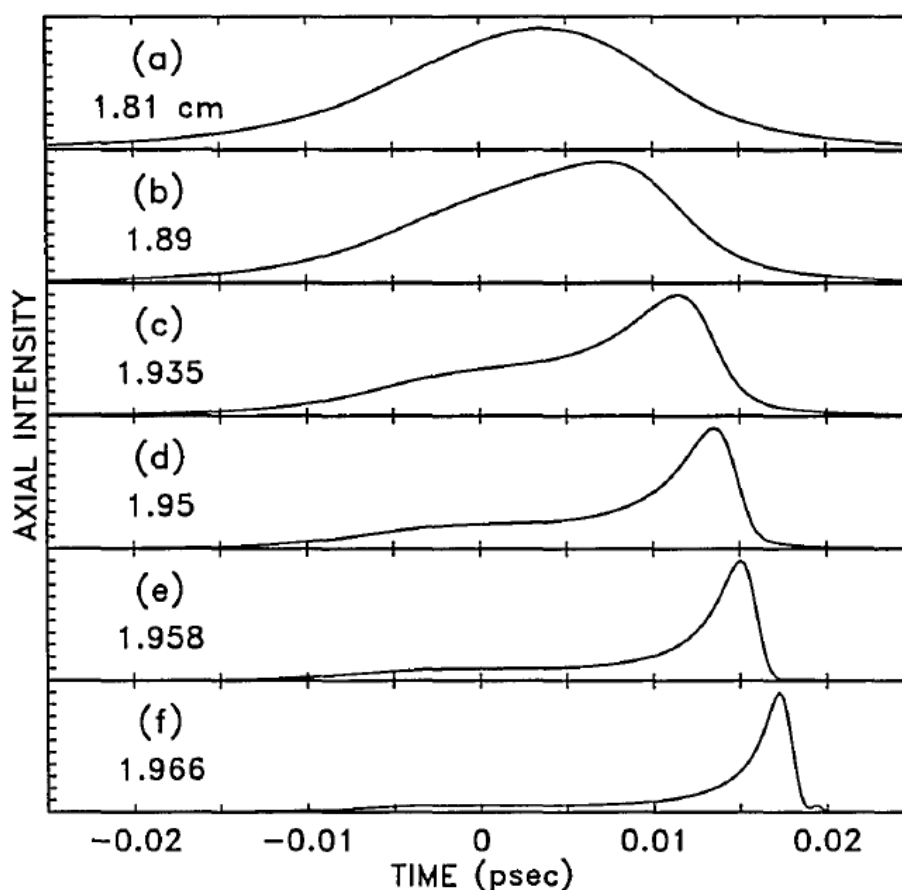


Рис. 8. Численное значение интенсивности излучения на оптической оси (нормированное значение) как функция от времени при распространении импульса в среде с нормальной дисперсией с учетом его самофокусировки и самообострения [53]. Слева указано расстояние от начала распространения.

Увеличение угла расходимости с увеличением антистоксовского сдвига спектральных компонент конической эмиссии при филаментации коллимированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе теоретически и экспериментально исследовано в ряде работ [27], [52]. Спектральные и угловые зависимости излучения в филаменте были получены в [54], согласно которым источники коротковолнового крыла спектра суперконтинуума находятся на заднем фронте импульса, крутизна которого возрастает из-за волновой нестационарности. Генерация низкочастотных компонент спектра происходит, в основном, на переднем фронте импульса. Поэтому длинноволновое крыло суперконтинуума регистрируется в виде осесимметричного распределения с максимумом на оси, а коротковолновое – в виде концентрических колец.

При распространении мощного лазерного импульса в прозрачной среде на уширение спектра влияет зависимость от интенсивности излучения не только фазовой, но и групповой скорости импульса. Групповая скорость света ниже для большей интенсивности излучения, что

приводит к изменению формы импульса: изначально гауссовый профиль становится асимметричным, более пологим в начальной и крутым в хвостовой части импульса. Этот эффект называется самообострением (*self-steepening*) импульса [53] и проиллюстрирован на Рис. 8. Такое распространение импульса приводит к более быстрой самофокусировке хвостовой части импульса, чем передней, а также к увеличению мощности генерации синих компонент спектра излучения, что происходит в области крутого спада на хвосте импульса.

1.2.5. ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ

Появление третьей гармоники при филаментации фемтосекундного излучения объясняется известным механизмом и описано, например, в [47]. Электромагнитные явления описываются материальными уравнениями Максвелла, и путём несложных преобразований получается выражение для электрической дипольной поляризации $\mathbf{P}(r, t)$, которая полностью описывает отклик среды на действие поля $\mathbf{E}(r, t)$:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(r, t) = & \int_{+\infty}^{-\infty} \chi^{(1)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt' \\ & + \int_{+\infty}^{-\infty} \chi^{(2)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - t_1; \mathbf{r} - \mathbf{r}_2, t - t_2) : \\ & \quad : \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t_2) d\mathbf{r}_1 dt_1 d\mathbf{r}_2 dt_2 \\ & + \int_{+\infty}^{-\infty} \chi^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1, t - t_1; \mathbf{r} - \mathbf{r}_2, t - t_2; \mathbf{r} - \mathbf{r}_3, t - t_3) : \\ & \quad : \mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}_3, t_3) d\mathbf{r}_1 dt_1 d\mathbf{r}_2 dt_2 d\mathbf{r}_3 dt_3 + \dots \end{aligned} \quad (12)$$

где $\chi^{(n)}$ – нелинейная восприимчивость n-го порядка. Если поле \mathbf{E} можно представить набором плоских монохроматических волн

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_i \mathbf{E}(\mathbf{k}_i, \omega_i) \quad (13)$$

то, применяя преобразование Фурье к уравнению (12), получаем ввиду изотропности воздушной среды:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega) = & \mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) + \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) + \mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{k}, \omega) + \dots, \\ \mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) = & \chi^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega), \quad \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) = 0, \\ \mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{k}, \omega) = & \chi^{(3)}(\mathbf{k} = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_j + \mathbf{k}_l, \omega = \omega_i + \omega_j + \omega_l) : \\ & : \mathbf{E}(\mathbf{k}_i, \omega_i) \mathbf{E}(\mathbf{k}_j, \omega_j) \mathbf{E}(\mathbf{k}_l, \omega_l), \dots \end{aligned} \quad (14)$$

Впервые генерация третьей гармоники при филаментации лазерных импульсов была зарегистрирована в работе [55]. С превышением энергией падающего импульса некоторого порога, нарастание энергии третьей гармоники замедляется, что, по мнению авторов, связано с эффектами пространственного и временного самовоздействия. Также в [56] показано, что полученные когерентные волны на частоте $3\omega_0$ взаимодействуют с волнами с основной частотой ω_0 посредством перекрестной фазовой модуляции. Это приводит к образованию ультрафиолетового филамента на частоте $3\omega_0$ при красной частоте ω_0 , и иногда это называют двухцветным филаментом. При филаментации лазерного излучения также происходит генерация и более высоких нечетных гармоник [57].

1.3. СОСТОЯНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В НАСТОЯЩЕЕ ВРЕМЯ

Филаментация лазерного излучения и сопутствующие явления исследовалась большим количеством научных групп в мире за последние двадцать-двадцать пять лет, и с каждым годом число работ растет с большой скоростью. Поэтому остановимся лишь на некоторых из них. За это время было написано несколько больших обзоров, посвященных тематике самофокусировки и филаментации мощного лазерного излучения в различных средах, например, [8] - [16], [18], [28]. В данном разделе рассматриваются исследования ИК излучения на длине волны около 800 нм, если не указано иначе.

1.3.1. ПАРАМЕТРЫ ФИЛАМЕНТАЦИИ КОЛЛИМИРОВАННОГО И СЛАБОСФОКУСРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Большинство экспериментальных и теоретических работ посвящено исследованию филаментации только коллимированных или слабосфокусированных ультракоротких импульсов (см. [8] - [16], [28]). Основными исследуемыми параметрами филаментов являются поперечный размер, протяженность, электронная плотность плазменных каналов.

Экспериментальные оценки поперечного размера филаментов проводились с 1995 года, когда Ж. Муру с сотрудниками измерили диаметр изображения на ПЗС-камере, полученного отражением излучения расположенной под малым углом к оптической оси стеклянной пластинкой [6]. Диаметр филамента составлял 80 мкм. К аналогичным результатам, а именно определению диаметра филамента в 80-120 мкм, привели последующие исследования коллимированного или слабосфокусированного излучения: экспериментальные [25], [27], [58], [59] и теоретические [60], [61], [62].

Протяженность филаментов также была предметом исследования многих научных групп. Во многих экспериментах длина филаментации ограничивалась доступной длиной оптической трассы, поэтому во многих работах говорят о наблюдении филаментации на расстоянии не менее некоторого количества метров. Так, в работе [6] была зарегистрирована филаментация на протяжении 20 метров, поскольку дальнейшее распространение излучения ограничивалось размерами коридора. Аналогичная ситуация наблюдалась в работе [25], но уже при длине коридора 80 м. Более поздние экспериментальные исследования сообщают о детектировании филаментации на расстоянии более чем 100 м [63] и 110 м [26], [64] от компрессора лазерной системы, при этом в последних двух работах сообщается о протяженности плазменного канала в 80 м. В работе [59] длина плазменного канала превышает 200 м. Более протяженные филаменты получают с помощью техники чирпирования импульса, то есть растягивания во времени его спектральных компонент. При распространении такого импульса в воздухе сначала происходит сжатие импульса, а потом самофокусировка и филаментация. Таким образом, в экспериментальных работах, сопровождаемых численным моделированием, были получены длины плазменного канала около 370 м [65] и более километра [66], [67].

Слабая фокусировка излучения дает более короткие плазменные каналы: при фокусном расстоянии $f \approx 1,5$ м длина канала составляла 30 см, при $f \approx 2$ м длина составляла 50 см, а использование линзы с $f \approx 4$ м приводило к длине канала более 5 м [58]. В этой работе использовался интерференционный метод определения плотности самонаведенной плазмы. При моделировании [68] была получена длина плазменных каналов 10 см при фокусировке линзой с $f \approx 1$ м, однако при измерении проводимости канала, была получена длина 120 см [69].

При распространении коллимированного или слабосфокусированного излучения при филаментации образуются плазменные каналы, которые имеют характерную концентрацию свободных электронов $N_e \sim 10^{11}-10^{17} \text{ см}^{-3}$ [16]. В работе [70] сообщалось о полученной экспериментально плотности плазмы большей, чем $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, однако эта оценка сейчас считается существенно заниженной, потому что в этих экспериментах проводилось усреднение по области размером 11 мм, вмещающей 10-20 филаментов. Анализ формы линии свечения атомарного дейтерия для различных значений электронной плотности привел к оценке плотности плазмы в 10^{14} см^{-3} в работе [9], тогда как в работе [71] численно определялись вероятности ионизации молекул N_2 и O_2 , что соответствует плотности плазмы $10^{14}-10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация электронов, измеренная методом спектральной интерферометрии, составила 10^{16} см^{-3} [59]. Концентрация в $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ оценивалась с учетом проводимости плазменного канала [69] аналогично аналитической оценке плотности плазмы $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ из экспериментального определения интенсивности излучения [6]. Моделирование для данного

случая приводит к значению 10^{17} см^{-3} [62]. При слабой фокусировке излучения было получено значение электронной плотности $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ по степени уширения суперконтинуума [72]. Полученные значения электронной плотности плазмы в разных экспериментальных работах отличаются на порядки ввиду различных методов измерения, а также параметров филаментирующего импульса. Средняя плотность плазмы для коллимированного и слабосфокусированного излучения соответствует 10^{14} - 10^{16} см^{-3} .

1.3.2. ФИЛАМЕНТАЦИЯ ПРИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Моделирование и эксперименты по измерениям параметров плазменных каналов, появляющихся в зоне филаментации сфокусированного фемтосекундного пучка в воздухе [68], [73], [14], [74], [75], [76], показывают, что при увеличении числовой апертуры оптической системы, фокусирующей излучение, геометрические размеры плазменного канала уменьшаются до десятков микрометров в поперечном сечении, а по длине - до нескольких сантиметров [69], [14], [74].

В работах [73], [75] диаметр филамента определялся методом продольной дифрактометрии при фокусировке линзой с $f \approx 0,5 \text{ м}$. Для не очень мощных импульсов (меньше и порядка критической мощности самофокусировки) диаметр плазменного канала оценивался в 50 мкм, а всей области филаментации – в 150 мкм [75]. Для более мощных импульсов размер плазменного канала составлял от 20 до 80 мкм при увеличении энергии от 1,5 до 4 критических [73]. Численное моделирование, проведенное в той же работе, давало немного больший диаметр каналов от 50 до 85 мкм. В работе [68] поперечный размер филамента, определенный по флуоресценции плазмы, составил 105 мкм в эксперименте и 120 мкм в численном моделировании. Профессор Ф. Теберг (F. Theberge) с коллегами численно и экспериментально исследовал зависимость параметров филамента при дополнительной фокусировке или в ее отсутствии [13]. Числовые апертуры линз составляли от 11×10^{-4} до $4,2 \times 10^{-2}$, при этом диаметр филамента изменялся от 20 до 100 мкм, в зависимости от энергии импульса. В работе [77] нашей научной группы сообщалось о наблюдении множественной филаментации в условиях жесткой фокусировки методом оптической визуализации, применяемым в диссертации. При этом наблюдался пучок филаментов субмиллиметровой длины диаметром около 5 мкм. В более поздней работе китайских ученых [14] сообщается об экспериментах, в которых лазерное излучение фокусируется внеосевым параболическим зеркалом с числовой апертурой 0,12. Они зарегистрировали процесс множественной филаментации, причем поперечный размер каждого из филаментов оценивается в 10 мкм. Эта работа проводилась в одно время с экспериментами, результаты которых включены в диссертацию.

Численное моделирование самофокусировки сфокусированных ультракоротких лазерных импульсов опубликовано нашими соавторами отдельно от результатов данной диссертации в статье [74]. Диаметр филамента при увеличении числовой апертуры от 10^{-4} до 10^{-2} изменялся от 90 мкм до 10 мкм, а его протяженность – от метра до 15 см. Согласно авторам [75], протяженность филамента в случае острой фокусировки излучения ($NA = 0,018$) составляет 2 см.

При жесткой фокусировке концентрация свободных электронов может увеличиваться до больших по сравнению с коллимированным излучением величин. Профессор С. Л. Чин (S. L. Chin) с сотрудниками получил плотность плазмы на уровне 10^{15} см^{-3} при фокусировке лазерных импульсов длительностью 50 фс с числовой апертурой 0,018, хотя численное моделирование дало значение $4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для тех же условий [75]. При фокусировке линзой с фокальным расстоянием 15 см было получено значение электронной концентрации $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ по флуоресценции N_2 [78]. Численное моделирование распространения лазерных импульсов привело к значению электронной концентрации $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при фокусе линзы 50 см [10]. Интерференционным методом была измерена плотность лазерной плазмы $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [58]. В работе [13] использовались числовые апертуры линз от 11×10^{-4} до 0,042, при этом электронная концентрация при моделировании составляла от $2,5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $1,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а в эксперименте от 10^{15} см^{-3} до $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В более поздних работах (например, [72]) сообщалось о получении значения плотности плазмы при жесткой фокусировке по степени уширения суперконтинуума, и образовании плазмы с плотностью до $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что не являлось достоверным результатом, поскольку определялось из вероятно завышенного значения интенсивности, по словам авторов (см. следующий раздел) [14].

Несмотря на отдельные результаты в экспериментальном исследовании филаментации жесткофокусированного лазерного излучения, работы с варьированием в широком диапазоне числовых апертур фокусирующих элементов, мощности, длины волны и других параметров лазерного импульса не проводились. Восполнение этого пробела стало задачей исследований, представленных в диссертационной работе.

В настоящее время явление филаментации лазерного излучения в воздухе представляет интерес для нескольких российских научных групп. Например, распространение коллимированного излучения численно исследовалось в МГУ в диссертационной работе на соискание ученой степени доктора физико-математических наук О.Г. Косаревой [79], кандидатской работе В.Ю. Федорова [80]. Также в МГУ была выполнена квалификационная работа на степень кандидата физико-математических наук А.А. Дергачева, посвященная

численному исследованию формирования плазменных каналов при филаментации фокусированного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе [81]. А.А. Дергачев является соавтором статей, в которых были опубликованы некоторые экспериментальные результаты настоящей диссертации. В ИОА СО РАН в Томске А.М. Кабанов исследовал распространение сфокусированных лазерных импульсов в воздухе в своей диссертационной работе на соискание степени доктора физико-математических наук [82]. Там же Е.Е. Быкова защитила кандидатскую диссертацию, которая была посвящена взаимодействию жесткофокусированного фемтосекундного лазерного излучения с воздушной, жидкой и жидкокапельной средами [83]. В моей диссертации рассматриваются вопросы, не затронутые авторами вышеупомянутых диссертаций.

Экспериментальные работы, ставшие предметом данной диссертации, проведены в сотрудничестве с ведущими российскими теоретическими группами, являющимися пионерами в исследовании филаментации лазерного излучения.

1.3.3. ОГРАНИЧЕНИЕ ПИКОВОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Распространение коллимированного мощного лазерного излучения в режиме филаментации происходит в условиях ограничения пиковой интенсивности фемтосекундного излучения. Это происходит вследствие ионизации среды лазерным импульсом и ограничения коллапса пучка в самонаведенной плазме. Явление ограничения пиковой интенсивности исследовалось различными методами в работах [66], [71], [84], [85], [86], [87]. Ограничение интенсивности лазерного излучения наблюдалось не только при распространении пучка в газовых средах, но и в конденсированных средах, например, воде, хлороформе и стекле [85]. Максимально достижимая пиковая интенсивность при распространении коллимированного пучка в воздухе оценивалась разными способами, в основном для излучения на длине волны 800 нм. Согласно аналитическим оценкам степени ионизации кислорода и азота, значение интенсивности излучения достигало 4×10^{13} Вт/см² [71]. Профессор Г. Ланж (H. R. Lange) с коллегами [86] получили значение ограничения интенсивности $4,5 \times 10^{13}$ Вт/см² при исследовании процесса генерации высших гармоник. Авторы [78] оценивают уровень ограничения интенсивности в $(3 - 5,5) \times 10^{13}$ Вт/см² для 800 нм и $(1 - 2,5) \times 10^{13}$ Вт/см² для 400 нм импульсов по спектру свечения атомов азота и степени их ионизации.

Авторы [11] утверждают: ничто не может увеличить максимальную интенсивность излучения более чем на 30% - ни фокусировка излучения, ни сложение филаментов. Однако позже, в работе [12] были проведены эксперименты, опровергающие теорию ограничения интенсивности излучения в случае сфокусированного лазерного импульса ($NA=0,09$): синяя

граница спектра суперконтинуума импульса была ниже, чем в работе [85], в которой таким методом определялось ограничение интенсивности. Также авторы этой работы сделали оценку максимальной интенсивности из полученных данных, которая составила $2,5 \times 10^{14}$ Вт/см², что почти на порядок больше оценок значения максимальной интенсивности для коллимированного излучения. Работа [12] мотивировала автора диссертации провести исследования зависимости интенсивности лазерного излучения при острой фокусировке лазерного излучения и подтвердить или опровергнуть опубликованные результаты.

При фокусировке лазерного излучения его интенсивность составила $6,4 \times 10^{13}$ Вт/см² по оценкам из значения электронной плотности плазмы, экспериментально измеренного по уширению линий атомарного кислорода [88]. Численное моделирование [11] дает величину интенсивности 8×10^{13} Вт/см². Более позднее экспериментальное исследование [89] тоже рассматривало распространение лазерного излучения при различной остроте его фокусировки: числовая апертура варьировалась от 0,005 до 0,045. При максимальном значении числовой апертуры и энергии импульса интенсивность достигала 10^{14} Вт/см², тогда как при относительно мягкой фокусировке ($NA = 0,005$) интенсивность стабилизировалась на уровне 4×10^{13} Вт/см² при увеличении энергии в импульсе, начиная с ее некоторого значения. В работе [14] также сообщается о филаментации излучения при фокусировке зеркалом с числовой апертурой 0,12, которая приводит к интенсивности $2,5 \times 10^{14}$ - 5×10^{14} Вт/см². Однако авторы говорят о возможном завышении оценок интенсивности в этом эксперименте. Результаты этих экспериментов были получены в то же время, что и представленные в данной диссертации. Как будет показано ниже, наши оценки совпадают с ними по порядку величины.

1.3.4. УШИРЕНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ

Явления генерации суперконтинуума и конической эмиссии при филаментации коллимированного излучения в прозрачных средах в настоящее время достаточно хорошо изучены. Например, исследованию суперконтинуума лазерного источника посвящена монография [90], в которой описаны механизм уширения спектра излучения, процессы, происходящие при распространении мощных импульсов, а так же рассмотрена генерация суперконтинуума в твердых телах, жидкостях и газах. В этой монографии прослеживается развитие исследований с начала открытия явления, описаны используемые модели, физика процесса, а также возможные применения излучения с широким спектром. При этом в данной работе почти не рассматривается дополнительная фокусировка лазерного пучка в воздухе.

Явление генерации гармоник широко представлено в современной научной литературе (например, [56], [91], [92], [93], [94]). Ввиду доступности источников лазерного излучения с

длиной волны в ближней ИК области, большой интерес представляет распространение в воздухе лазерного излучения именно в этом диапазоне. Также учитывая тот факт, что воздух – это изотропная среда, в этой работе рассматривается только генерация нечетных гармоник, ввиду симметричности тензора нелинейной восприимчивости четных порядков относительно операции инверсии вдоль оси симметрии среды. Поскольку более высокие нечетные гармоники поглощаются в среде, большинство работ, связанных с самофокусировкой и филаментацией лазерного излучения, рассматривают генерацию третьей гармоники.

При распространении коллимированного излучения в воздухе преобразование его энергии в суперконтинуум происходит более эффективно при протяженной области филаментации, как утверждается в [51], [95], [96]. Аналогичный эффект наблюдался и для преобразования энергии излучения в третью гармонику основной частоты, как утверждают авторы [97] и [94].

В работах [98], [99] исследуется совместное распространение основного излучения, суперконтинуума и третьей гармоники ультракороткого фундаментального излучения, так называемая двухцветная филаментация (two-color filamentation) (см. пункт 1.2.5). Авторы [98] пришли к выводам, что распространение суперконтинуума и основной частоты сильнее влияет на распространение третьей гармоники, чем наоборот. Кроме того, при достаточно большой энергии в импульсе и значительной протяженности области филаментации, то есть при более длительном взаимодействии лазерного импульса со средой, спектр излучения может настолько ушириться в коротковолновую область, что генерация третьей гармоники будет не столь заметна. Экспериментальное и численное исследование двухцветной филаментации [99] показало, что при слабой фокусировке излучения происходит стабилизация интенсивности и энергии третьей гармоники. Совместное распространение уширенного по спектру основного излучения и его третьей гармоники численно смоделировано также в [93]. Показано, что происходит уширение спектра не только фундаментального излучения, но и третьей гармоники, аналогично работам [97] и [94]. Также авторы утверждают, что эффективность преобразования энергии исходного импульса в третью гармонику не зависит от жесткости фокусировки и составляет около 2×10^{-3} .

Исследования суперконтинуума при жесткой фокусировке излучения в воздухе проводились в работах [72], [100], в которых сообщалось об уширении спектра преимущественно в синюю область. Лазерные импульсы с длиной волны около 805 нм и длительностью 60 фс [72] и 45 фс [100] фокусировались внеосевыми параболическими зеркалами с числовыми апертурами $NA = 0,13$ [72] и $NA = 0,08$ [100]. Увеличение энергии в импульсе приводило к более эффективному преобразованию исходного излучения в

суперконтинуум. Полученные в работе [72] данные свидетельствуют об уширении спектра излучения в синюю область спектрального диапазона при увеличении энергии в импульсе с 2,5 мДж до 47 мДж, это объясняется преобладающим вкладом ионизации среды в генерацию суперконтинуума. Авторы добились смещения коротковолновой границы суперконтинуума с 500 нм до 400 нм, причем синяя граница спектра в 400 нм наблюдалась при энергиях импульса начиная с 16,5 мДж. Отсутствие дальнейшего смещения коротковолнового крыла суперконтинуума в статье связывают с явлением ограничения интенсивности в филаменте. Численное моделирование подтверждает механизм генерации синего крыла суперконтинуума, более слабая фокусировка приводит к менее сильному уширению спектра в коротковолновую область.

Генерация третьей гармоники основного излучения при филаментации сфокусированного излучения исследовалась в некоторых экспериментальных работах [101], [102]. При этом максимальный коэффициент преобразования энергии фундаментальной частоты в третью гармонику при фокусировке излучения был получен около 10^{-3} [102] и $1,2 \times 10^{-3}$ [101]. В эксперименте [56] доктор С. М. Боуден (С. М. Bowden) с сотрудниками получил коэффициент преобразования энергии излучения ИК диапазона с длиной волны 800 нм в третью гармонику, равный 2×10^{-3} при достаточно слабой фокусировке ($NA=0,005$) лазерного излучения мощностью около 8 ГВт. Такой же коэффициент преобразования был получен для ультракоротких импульсов мощностью 100 ГВт с длиной волны 1,54 мкм при достаточно жесткой фокусировке с $NA = 0,01$ [103]. В работе [78] было показано, что коэффициент преобразования в третью гармонику может быть увеличен вплоть до ста раз с помощью фокусировки излучения в область образования плазмы другого лазерного пучка. Однако, этот метод существенно сложнее с точки зрения экспериментальной реализации.

1.3.5. САМОФОКУСИРОВКА И ФИЛАМЕНТАЦИЯ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ

Распространение мощного лазерного излучения, а следовательно, и его самофокусировка и филаментация для различных длин волн несколько отличаются: критическая мощность самофокусировки пропорциональна квадрату длины волны импульса, от длины волны зависит и коэффициент кубической нелинейности среды. Так, в воздухе критическая мощность самофокусировки составляет 2 – 6 ГВт на длине волны 800 нм [16] и около 120 МВт – на 248 нм [16]. Поэтому для получения филаментов в УФ диапазоне можно использовать лазерные импульсы существенно меньшей энергии. В работах [62], [104] показано, что образование плазмы УФ излучением происходит при значительно меньшем порядке многофотонности ионизации, чем в случае ИК излучения (для ИК происходит смешанная ионизация –

многофотонная и туннельная): при длине волны 800 нм для фотоионизации молекул кислорода и азота необходимы 8 и 11 фотонов, тогда как при 248 нм их число сокращается до 3 и 4 фотонов. Поэтому при распространении УФ импульсов ионизация проходит более эффективно, чем при распространении ИК импульсов.

Для коллимированных УФ филаментов характерен такой же поперечный размер, как и для ИК диапазона: 120-150 мкм [104], [105], [106], хотя в работе [62] численное моделирование привело к существенному изменению диаметра филамента: от 40-50 мкм для ИК до 180-200 мкм для УФ импульсов. Протяженность УФ филамента при филаментации коллимированного излучения в эксперименте достигала 12 м, а при использовании линзы с $f \approx 9,5$ м составляла около 4 м [104]. Интенсивность излучения достигала 10^{12} Вт/см², причем в работе [106] это значение обозначено как пиковая интенсивность, а в работе [62] – как средняя. Электронная плотность экспериментально оценивается в 10^{15} см⁻³, согласно [104], [94], [106], при численном же моделировании максимальная плотность плазмы меньше 10^{17} см⁻³, а средняя - 10^{15} см⁻³.

При филаментации УФ излучения, в отличие от ИК, не наблюдается большого уширения спектра, что сообщалось в работах [104], [106]. По предположению авторов, это происходит ввиду меньшей интенсивности излучения в случае УФ диапазона длин волн.

Небольшое количество работ по исследованию филаментации УФ излучения с одной стороны, и возможность проведения экспериментов в двух диапазонах длин волн – УФ и ИК – в одних условиях, с другой стороны, обосновывают необходимость проведения исследования филаментации жесткофокусированного излучения в УФ диапазоне длин волн, результаты которого представлены в диссертационной работе.

1.4. ВЫВОДЫ

В данной главе приведена краткая история открытия самофокусировки и филаментации, описаны основные физические процессы, определяющие распространение мощного лазерного излучения в прозрачной среде, а также проведен обзор статей, посвященных филаментации лазерного излучения.

Филаментация коллимированного или слабосфокусированного излучения хорошо изучена теоритически и экспериментально во множестве работ и монографиях, тогда как, несмотря на отдельные результаты исследования филаментации жесткофокусированного лазерного излучения, работы с варьированием в широком диапазоне числовых апертур фокусирующих элементов, мощности, длины волны и других параметров лазерного импульса не проводились.

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В этой главе описаны принципы действия основных приборов, используемых для создания мощного лазерного излучения в целях исследования его распространения в прозрачных средах: источник фемтосекундных лазерных импульсов – титан-сапфировая система, преобразователь частоты излучения для получения лазерного излучения в УФ диапазоне. Также приведены характеристики измерительных приборов и схема регистрации линейной плотности плазмы, которая использовалась во многих экспериментах. ИСТОЧНИК ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Все экспериментальные работы в этой диссертации были выполнены с использованием излучения титан-сапфировой лазерной системы Avesta Ltd. Она генерирует фемтосекундные импульсы в TEM_{00} моде с центральной длиной волны основного лазерного излучения 744 нм, длительностью импульса 100 фс (FWHM), энергией до 7 мДж, радиусом лазерного пучка по уровню $1/e$ по интенсивности 4 мм и частотой повторения 10 Гц. С помощью генератора второй и третьей гармоник можно получить излучение на длинах волн 372 нм и 248 нм с энергиями до 1 мДж и 500 мкДж, соответственно.

2.1.1. ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА

Титан-сапфировая лазерная система состоит из задающего генератора, регенеративного усилителя и многопроходowego усилителя.

На выходе задающего генератора формируются фемтосекундные импульсы на длине волны 744 нм с шириной спектра 20-30 нм и частотой повторения 80 МГц, при этом для накачки задающего генератора используется вторая гармоника (532 нм, 3 Вт) лазера на иттрий-алюминиевом гранате (Nd:YAG). Далее ультракороткий импульс усиливается в регенеративном усилителе.

Кристалл $Ti^{3+}:Al_2O_3$, являющийся активной средой лазерной системы, имеет высокий порог насыщения, что делает возможным получать относительно высокие энергии в импульсе, но при этом необходимо ограничивать пиковую мощность ультракоротких импульсов, чтобы избежать их самофокусировки и повреждения активной среды. Для этого применяется техника усиления чирпированных импульсов, при которой изначально генерируются импульсы сверхкороткой длительности, потом растягиваются для уменьшения пиковой мощности с помощью оптического устройства, вносящего задержку в распространение определенной части спектра относительно других – стретчера, а затем растянутые (низкоинтенсивные) импульсы усиливаются. После усиления импульсы сжимаются до их первоначальной длительности с

помощью компрессора (оптического устройства, имеющего обратный стретчеру эффект). Сжатие и растяжение импульсов в описываемой лазерной системе осуществляется с помощью системы дифракционных решеток.

Перед тем, как попасть в регенеративный усилитель, оптические импульсы растягиваются стретчером до сотен пикосекунд (~ 300 пс). Регенеративный усилитель (Рис. 9) представляет собой лазерный резонатор, образованный зеркалами (1, 9), внутри которого между поляризаторами (5, 7) находится ячейка Погкельса (6). Накачка (2) титан-сапфирового кристалла (3) в регенеративном усилителе производится второй гармоникой импульсного неодимового лазера (530 нм). Растянутый цуг импульсов (4) после стретчера поляризован в вертикальной плоскости. Пленочные поляризаторы, между которыми находится ячейка Погкельса, имеют высокое пропускание для горизонтально поляризованного света и высокое отражение для вертикально поляризованного света. С помощью поворота плоскости поляризации ячейкой Погкельса один импульс выделяется из цуга и инжектируется в регенеративный усилитель. После нескольких проходов через активную среду импульс выбрасывается из усилителя также при изменении поляризации ячейкой Погкельса. Усиление регенеративного усилителя составляет $\sim 10^6$.

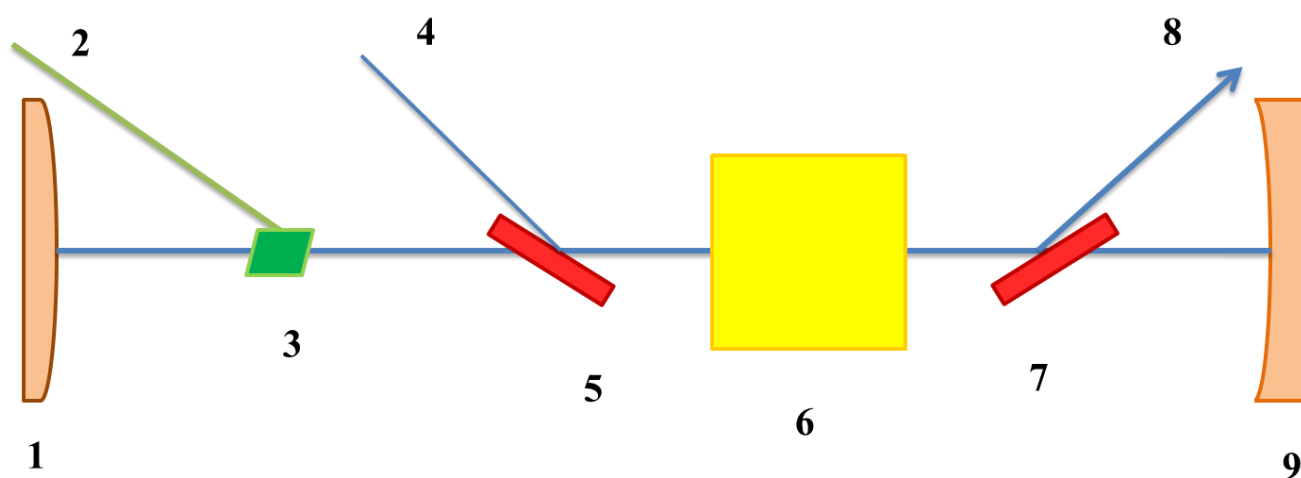


Рис. 9. Принципиальная оптическая схема регенеративного усилителя: 1, 9 – зеркала, 2 – излучения накачки активной среды, 3 – титан-сапфировый кристалл, 4 – лазерное излучение, 5, 7 – тонкоплёночный поляризатор, 6 – ячейка Погкельса, 8 – усиленное лазерное излучение

На выходе из регенеративного усилителя располагается многопроходный усилитель (Рис. 10). В нашей установке используется наиболее распространенная схема усилителя в виде «бабочки» - проходы через активную среду (11) осуществляются под малыми углами путем

отражения от плоских зеркал (1-10). За 5 проходов происходит усиление энергии импульса в ~ 100 раз.

Далее излучение снова сжимается по времени в компрессоре. После компрессора лазерное излучение направляется на экспериментальный стол в случае работы с основной длиной волны, или в генератор гармоник для получения второй или третьей гармоники излучения.

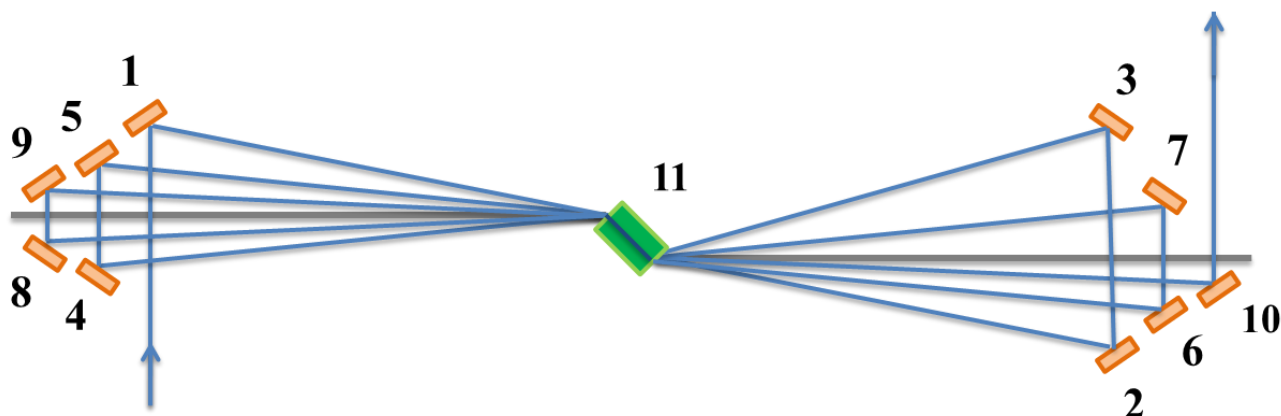


Рис. 10. Принципиальная схема многопроходного усилителя:

1–10 – зеркала, 11 – титан-сапфировый кристалл

2.1.2. ГЕНЕРАТОР ВТОРОЙ И ТРЕТЬЕЙ УФ ГАРМОНИК

Генератор гармоник разработан для удвоения и утроения частоты основного лазерного излучения титан-сапфировой системы. Работа прибора основана на эффекте генерации второй оптической гармоники и суммарной частоты в кристаллах ВВО и обеспечивает стабильное ультрафиолетовое излучение на длинах волны 372 нм и 248 нм в фемтосекундном диапазоне. Генератор обеспечивает минимальное уширение длительности импульса при высокой эффективности преобразования.

Схема генератора изображена на Рис. 11. Излучение попадает в генератор через апертуру (1), проходит через кристалл ВВО (2), преобразующий его во вторую гармонику с длиной волны 372 нм. После этого излучение основной частоты и второй гармоники разделяются сепаратором (3), который имеет высокий коэффициент отражения для второй гармоники и высокий коэффициент пропускания для основного излучения. Далее первая гармоника направляется во вращатель поляризации (4), который поворачивает плоскость поляризации излучения для сложения со второй гармоникой на втором сепараторе (7) и генерации суммарной частоты (третьей гармоники) в кристалле ВВО (8) с длиной волны 248 нм. Луч третьей гармоники отделяется дихроичными зеркалами (9) от второй и первой гармоник,

которые выходят в апертуру (11). Перекрывая излучение основной частоты до или после вращателя поляризации (4), можно проводить эксперименты с излучением второй гармоники с длиной волны 372 нм. Излучение третьей гармоники зеркалом (10) выводится из генератора через апертуру (12).

После генератора гармоник излучение также направляется на оптический стол. Дальнейшая оптическая схема экспериментального стенда зависит от конкретной задачи и приведена для каждого случая в разделе с описанием экспериментов.

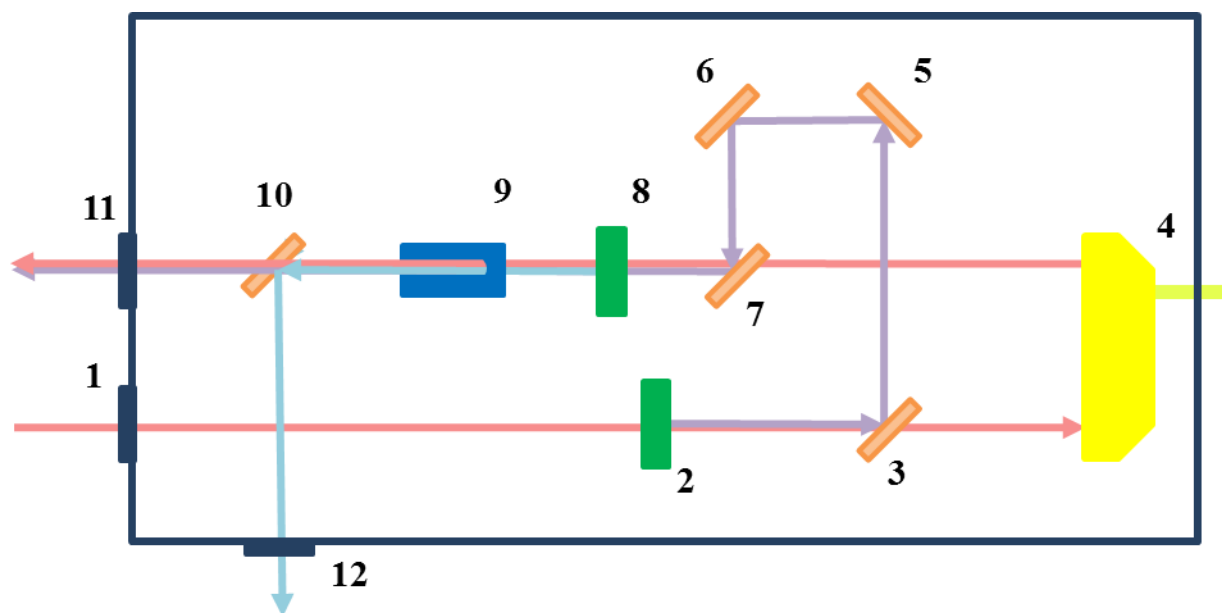


Рис. 11. Принципиальная схема генератора гармоник: 1 – вход излучения ω , 2 – кристалл ВВО для генерации 2ω , 3, 7 – сепараторы излучения ω и 2ω , 5, 6 – зеркала на 2ω , 4 – вращатель поляризации, 8 – кристалл ВВО для сложения ω и 2ω , 9 – вертикальный дихроический делитель излучения, 10 – зеркало на 3ω , 11 – выход для излучения ω и 2ω , 12 – выход для излучения 3ω .

2.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЛАМЕНТАЦИИ

В работе использовались следующие приборы и оптические устройства: калориметр, дифракционные ослабители, линзы и сферические зеркала, спектрометры, вакуумный насос и вакуумметр, микроскоп, ПЗС-камера, осциллографы, деформируемое зеркало и датчик волнового фронта, автокоррелятор. Основные их характеристики будут описаны в этом разделе.

2.2.1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИБОРОВ

Для измерения энергии лазерного излучения в экспериментах использовался калориметр Ophir, состоящий из монитора Nova II Display и датчиков 10A-V1.1-SH и PE50-SH-V2. Диапазон измерений энергии составляет 30 мкДж – 2 Дж, спектральный диапазон 0,15 – 3 мкм.

Ослабление энергии пучка проводилось с помощью бинарных и плавных дифракционных ослабителей, произведенных в ИАиЭ СО РАН г. Новосибирск. Ослабление производилось каждым ослабителем в диапазоне 1-100% от начальной мощности для трех длин волн 248 нм, 372 нм, 744 нм.

Фокусировка излучения осуществлялась тонкими линзами или сферическими зеркалами с фокусными расстояниями от 20 мм до 5 м. Напомним, что жесткой геометрической фокусировкой в данной работе называется фокусировка пучка оптическим элементом на расстоянии много меньшем, чем расстояние до коллапса пучка при распространении коллимированного излучения. В наших условиях, как это показано ниже, самофокусировка коллимированного излучения на длине волны 740 нм приводит к началу филаментации на расстоянии 13 метров от компрессора.

В экспериментах по исследованию спектральных характеристик использовались два спектрометра:

- 1) спектрометр Newport Spectra-Physics MS260i, оборудованный ПЗС матрицей с усилителем яркости ICCD Andor iStar, спектральный диапазон прибора 18 - 2400 нм, спектральное разрешение – до 0,15 нм;
- 2) спектрометр Avesta ASP-150, спектральный диапазон прибора 190 - 1100 нм, спектральное разрешение – до 0,017 нм.

В экспериментах по исследованию условий филаментации и самофокусировки излучения при пониженном давлении значение давления определялось вакуумметром Vacuubrand DVR-5 с емкостным датчиком VSK-5. Прибор позволяет измерять давление газов с точностью $\pm 0,1$ мбар в области 0,1–9,9 мбар и с точностью ± 1 мбар в области 10–1030 мбар.

Эксперименты по определению геометрических размеров плазменных каналов и интенсивности излучения включали в себя измерения оптическим микроскопом Levenhook BioView 630 с ПЗС камерой DCM 310 с увеличением в 40-2000 раз.

Визуализация профилей излучения и плазменных каналов производилась с помощью ПЗС камеры Ophir Spiricon SP620U, которая работает в спектральном диапазоне 190 - 1100 нм с разрешением 1600 x 1200 пикселей.

Измерения электрических сигналов проводились четырехканальными осциллографами Tektronix TDS3054C с полосой пропускания 500 МГц и Tektronix TDS 2024B с полосой

пропускания 200 МГц. Для синхронизации осциллографа с оптическим импульсом использовался фотодиод Thorlabs.

Внесение сферической аберрации в волновой фронт пучка в эксперименте по определению протяженности плазменного канала в зависимости от фазовой модуляции излучения осуществлялось с помощью системы, изготовленной в ИПЛИТ РАН. Она состоит из униморфных деформируемых зеркал Visionica U-Flex-HEX-19 для ИК и U-FLEX-56-HEX-60 для УФ диапазона, а также датчиков волнового фронта Шака-Гартмана ShaH-3020 для ИК и ShaH-6060 для УФ диапазона. Для ИК диапазона в деформируемом зеркале находятся 19 управляемых электродов, которые позволяют добиться амплитуды смещения в 35 мкм, отражающее покрытие - многослойный диэлектрик (Al, Ag, Cu), приемная апертура составляла 36 мм. Апертура датчика волнового фронта составляла 30 мм, пространственное разрешение – 750 мкм, радиус кривизны варьировался от 3 до 150000 м. Для УФ диапазона в деформируемом зеркале находятся 60 управляемых электродов, которые позволяют добиться амплитуды смещения в 45 мкм, отражающее покрытие - многослойный диэлектрик (Al, Ag, Cu), приемная апертура составляла 56 мм. Апертура датчика волнового фронта составляла 60 мм, пространственное разрешение – 1500 мкм, радиус кривизны варьировался от 12 до 580000 м.

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

2.2.2. РЕГИСТРАЦИЯ ЛИНЕЙНОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОДНОЙ СИСТЕМОЙ

Для экспериментального определения линейной плотности лазерной плазмы, образующейся при филаментации фемтосекундных импульсов, в область распространения излучения помещалась поперечная или продольная (в соответствии с ориентацией межэлектродного зазора относительно оптической оси) электрическая схема с двумя электродами. В обоих случаях при возникновении плазмы емкость конденсатора, образованного электродами, изменялась, и ток его перезаряда регистрировался осциллографом. Поскольку изменение ёмкости зависит от концентрации электронов и ширины плазменного канала между электродами (в пространство между электродами попадает участок плазменного канала одной и той же длины), то амплитуда измеряемого тока перезаряда пропорциональна линейной плотности плазмы в канале. Линейная плотность плазмы в данном случае определяется как интеграл электронной плотности по поперечному сечению канала. Перемещением электродов вдоль оптической оси осуществлялись измерения линейной плотности плазмы вдоль плазменного канала.

В поперечной схеме электроды были полусферическими, диаметр полусфер 20 мм, межэлектродное расстояние 3 мм, в продольной схеме электроды представляли собой плоские (толщина 3 мм) кольца, с внешним диаметром 25 мм и внутренним диаметром 3 мм. Поперечная схема более чувствительна к слабым сигналам и использовалась при измерении малых значений плотности плазмы. Электрическая схема и её параметры для поперечного случая представлены на Рис. 12. Время отклика системы составляло порядка 1 нс.

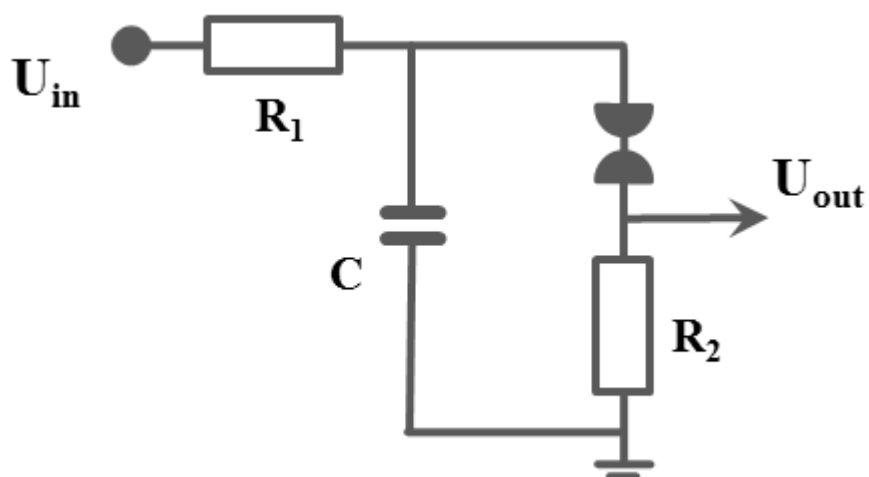


Рис. 12. Электрическая схема цепи преобразования сигнала,
 $U_{in} = 300 \dots 3000 \text{ В}$, $R_1 = 1 \text{ МОм}$, $R_2 = 50 \text{ Ом}$, $C = 6,8 \text{ нФ}$

ГЛАВА 3. ФИЛАМЕНТАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ЖЕСТКОЙ ФОКУСИРОВКЕ

Представлены результаты исследования филаментации мощного ультракороткого лазерного излучения различных длин волн в воздухе при жесткой фокусировке, определены интенсивность излучения при разных давлениях, геометрические размеры и электронная плотность плазменного канала, получены характерные значения эффективности генерации третьей гармоники и уширения спектра излучения, исследованы условия рефокусировки лазерного излучения после геометрического фокуса. Полученные результаты можно применять для эффективной передачи мощности излучения на заранее заданное расстояние, определения интенсивности импульсов для лазерной обработки материалов, формирования излучения ультракороткой длительности в ультрафиолетовом диапазоне в малом объеме среды при филаментации сфокусированного фемтосекундного лазерного излучения в инфракрасном диапазоне. Основные результаты главы опубликованы в работах [1] – [5], [10], [11] из списка публикаций автора.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЖЕСТКОЙ ФОКУСИРОВКЕ

Повышение интенсивности ультракоротких импульсов является важной задачей для множества приложений. Однако распространение мощного коллимированного лазерного излучения в воздухе происходит в режиме филаментации. В этом случае интенсивность импульса стабилизируется на уровне $\sim 10^{13}$ Вт/см² (см. главу 1.3.3). Увеличение интенсивности лазерного излучения в заданном объеме среды в линейном случае распространения традиционно обеспечивается фокусировкой светового пучка. Авторы работы [77] утверждают, что и в нелинейном режиме распространения лазерного излучения с помощью его фокусировки можно добиться более высоких значений интенсивности. К такому же предположению пришли авторы [12]. Поэтому целью описываемого в этом разделе эксперимента, с одной стороны, был подбор параметров лазерного излучения и фокусирующей системы для получения максимально возможного в наших условиях значения интенсивности, а с другой стороны, исследование вопроса ограничения интенсивности при филаментации жесткофокусированных лазерных импульсов.

В экспериментах по измерению интенсивности ультракоротких лазерных импульсов при жесткой фокусировке в воздухе применялись лазерные импульсы с мощностью 19 ГВт, не превышающей нескольких критических мощностей самофокусировки, то есть, энергия лазерных импульсов не превышала 1,9 мДж. Принципиальная оптическая схема экспериментов изображена на Рис. 13. На выходе из лазерной системы был установлен дифракционный

бинарный ослабитель, который позволял менять энергию лазерного импульса в диапазоне от 5 мкДж до 1,9 мДж. Энергия в импульсе измерялась калориметром, устанавливаемым после фокусирующего элемента. Радиус пучка по уровню $1/e$ составлял 4 мм.

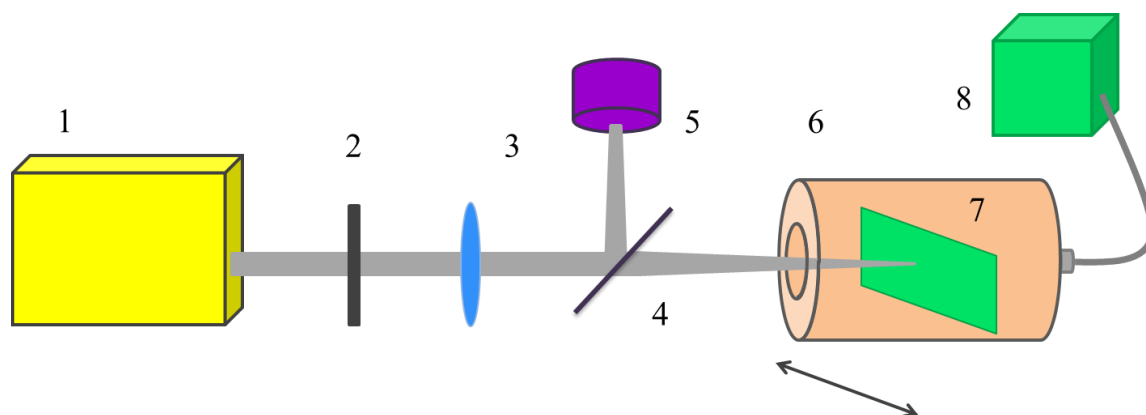


Рис. 13. Схема эксперимента. 1- лазерная система, 2 – дифракционный ослабитель, 3 – линза, 4 – делитель пучка, 5 – калориметр, 6 – перемещаемая вакуумная камера, 7 – термочувствительная бумага, 8 – вакуумный насос

В экспериментах применялись линзы с фокусными расстояниями $f = 80, 130, 180$ и 380 мм и сферическое зеркало $f = 1100$ мм, чему соответствовали числовые апертуры $NA \approx 0,05, 0,03, 0,02, 0,01$ и $0,004$ ($NA = a_0/f$, где a_0 – радиус пучка по уровню $1/e$). Термочувствительная бумага находилась в области фокуса системы в вакуумной камере, которая с помощью подвижки могла перемещаться под углом к оптической оси. В результате такого перемещения на бумаге получалась серия ожогов. Лазерный пучок был слегка эллиптичен, это позволило довольно точно определить положение фокуса по повороту эллипса.

Определение интенсивности излучения проводилось с помощью метода, аналогичного методу клина Рагульского [107], [108]. Для этого измерялся размер фокального ожога на фотобумаге по некоторому уровню почернения для различных значений энергии. Таким образом можно определить профиль распределения плотности энергии по пучку: при малой энергии размер ожога будет соответствовать размеру приосевой области, то есть большого значения плотности энергии, а при увеличении энергии импульса размер ожога будет увеличиваться и соответствовать меньшему значению плотности энергии. Полученный профиль пучка аппроксимируется гауссовой кривой, оба распределения приведены на Рис. 14. Средняя интенсивность излучения определяется как отношение мощности импульса к площади пучка по уровню $1/e$ от максимального значения плотности мощности ($FW1/eM$).

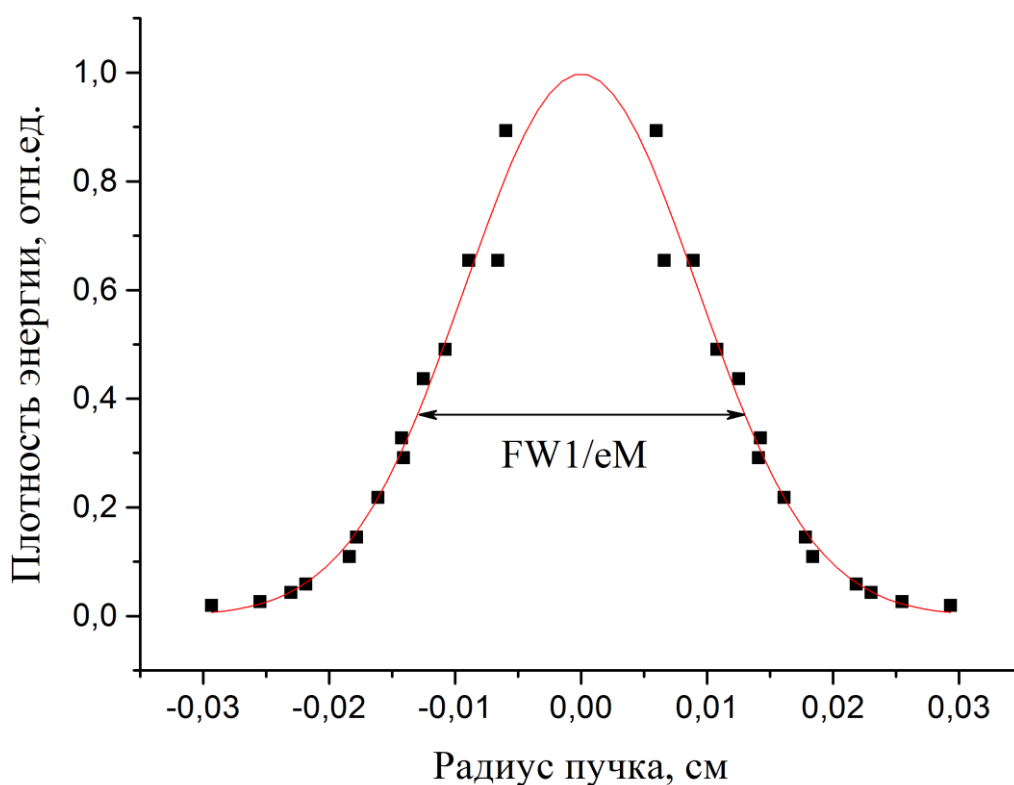


Рис. 14. Характерное распределение плотности энергии лазерного излучения в зависимости от радиуса пучка, экспериментальные данные (точки) и их аппроксимация гауссовой кривой

Зависимости измеренной интенсивности от числовых апертур фокусируемого пучка системы для докритической и околоскритической мощности лазерного импульса при атмосферном давлении представлены на Рис. 15. При увеличении числовой апертуры интенсивность излучения росла. При больших числовых апертурах максимальное значение интенсивности достигало $1,4 \times 10^{14}$ Вт/см² для $NA = 0,02$, что превышает значение ограничения интенсивности для коллимированного излучения почти на порядок (см. раздел 1.3.3). После некоторого значения числовой апертуры ($NA = 0,02$) для фиксированного значения мощности интенсивность изменялась незначительно даже в докритической области, что связано, по-видимому, с образованием плотной лазерной плазмы под воздействием высокоинтенсивного излучения. Поэтому при применении жесткофокусированных ультракоротких лазерных импульсов необходимо учитывать влияние образующейся плазмы на лазерную интенсивность даже при докритических мощностях.

Была измерена интенсивность излучения при одной десятой атмосферного давления. При увеличении числовой апертуры значение интенсивности так же, как и при атмосферном давлении, увеличивалось, слабо меняясь при превышении $NA = 0,02$. Полученные значения

интенсивности при пониженном давлении немного превышали аналогичные при атмосферном давлении. Максимально достигаемое значение интенсивности составило $1,6 \times 10^{14}$ Вт/см² для $NA = 0,03$.

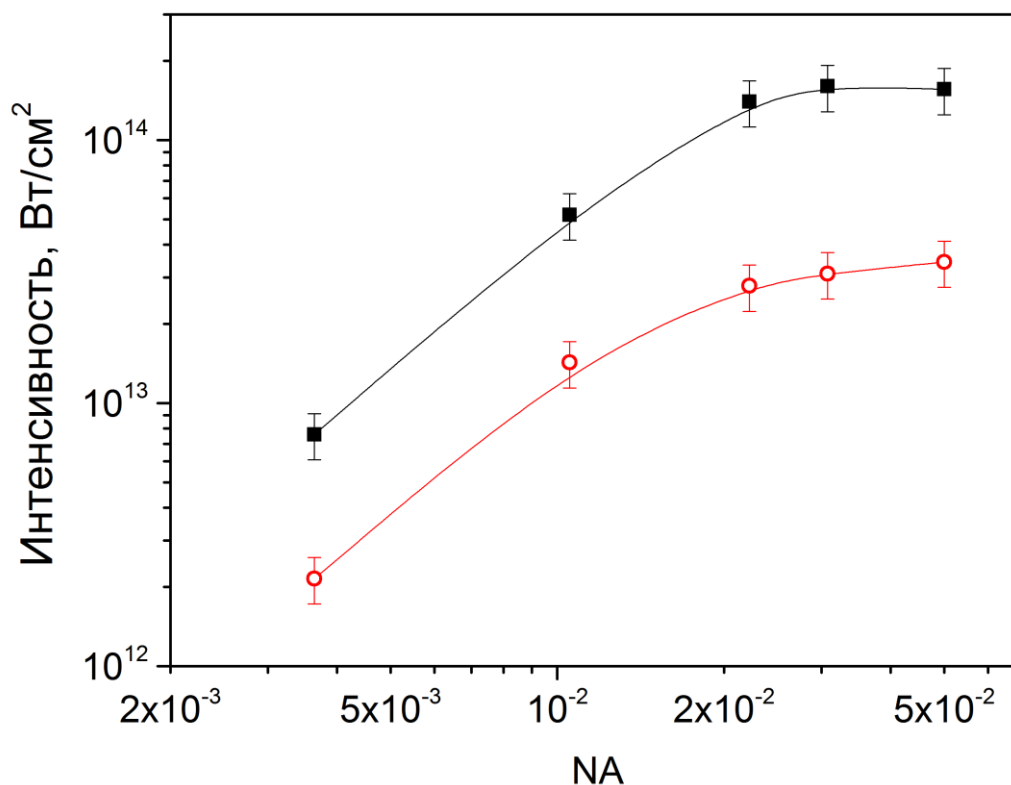


Рис. 15. Зависимость интенсивности лазерного излучения от числовой апертуры фокусируемого пучка при мощности 3 ГВт (1) и 0,3 ГВт (2)

Как уже отмечалось, при значениях числовой апертуры более 0,02 наблюдалась стабилизация интенсивности даже для докритических значений мощности. В этом случае (при уменьшении концентрации молекул среды с $2,7 \times 10^{19}$ см⁻³ до $2,7 \times 10^{18}$ см⁻³) величина интенсивности не сильно изменялась с понижением давления до 0,1 атм, то есть дефокусирующие свойства плазмы не изменяются при таком изменении давления. Поэтому можно утверждать, что в таких условиях плотность плазмы составляет величину не более $\sim 2,7 \times 10^{18}$ см⁻³ — одной десятой концентрации молекул среды.

Аналогичный эксперимент по измерению интенсивности лазерных импульсов был проведен для излучения третьей гармоники с длиной волны 248 нм для двух фокусировок со значениями параметра $NA = 0,025$ и $0,06$. Интенсивность излучения третьей гармоники достигает значения на порядок ниже полученных для первой гармоники. Так же как и для

основной частоты, при увеличении числовой апертуры фокусирующей системы наблюдалось увеличение интенсивности излучения. Полученное максимальное значение интенсивности УФ излучения $1,5 \times 10^{13}$ Вт/см² для NA = 0,06.

Подведем итоги проведенных экспериментов. Выполнены оценки значения лазерной интенсивности в зависимости от различных параметров фокусировки и мощности УФ и ИК излучения. Показано, что увеличение числовой апертуры приводит к повышению лазерной интенсивности при распространении импульсов не только в линейном режиме распространения излучения, но и в нелинейном. При достижении некоторой числовой апертуры (порядка 0,02) происходит стабилизация значения интенсивности для каждого значения мощности. При этом значение интенсивности ИК лазерного излучения при его фокусировке с числовой апертурой выше $\sim 10^{-2}$ превышала максимальное значение при ограничении интенсивности в случае коллимированного пучка ($\sim 5,5 \times 10^{13}$ Вт/см² [78]). При уменьшении давления в 10 раз не наблюдалось значительных изменений, что может свидетельствовать о том, что в таких условиях плотность плазмы составляет величину не более $2,7 \times 10^{18}$ см⁻³. В следующем разделе будут рассмотрены параметры плазменных каналов, образующихся при филаментации жесткофокусированного лазерного излучения.

3.2. ПЛАЗМЕННЫЕ КАНАЛЫ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ЖЕСТКОФОКУСИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Большинство экспериментальных и теоретических работ посвящено исследованию филаментации коллимированных или слабософокусированных УКИ (см. [7], [8], [16]). В последнее время появились экспериментальные работы [68], [73] - [76], в которых исследовались параметры филаментов при жесткой фокусировке лазерных импульсов в воздухе. В этих работах сообщалось, что при увеличении остроты фокусировки лазерных импульсов наблюдается существенное уменьшение радиуса плазменного канала вплоть до 5 мкм [74] или 10 мкм [14], а его длины – до нескольких сантиметров [75]. Однако, исследований зависимости геометрических размеров и концентрации электронов в плазменных каналах от числовой апертуры фокусируемого пучка не проводилось.

3.2.1. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА.

Эксперименты по определению геометрических параметров и электронной концентрации плазменных каналов, образованных при распространении фемтосекундного излучения проводились в сотрудничестве с научной группой проф. Ю.Э. Гейнца и проф. А.А. Землянова из Института Оптики Атмосферы СО РАН, г.Томск, которые выполнили численное

моделирование экспериментов. Моделирование распространения ультракороткого лазерного излучения было получено численным решением нелинейного уравнения Шредингера, более подробно о математической модели можно прочитать в работе [1] из списка публикаций автора.

Оптическая схема эксперимента изображена на Рис. 16. Излучение лазера в ИК оптическом диапазоне фокусировалось стеклянными линзами или диэлектрическими сферическими зеркалами с фокусными расстояниями от 20 до 500 мм, что соответствовало числовым апертурам $NA = d_{las}/2f = 0,2 \div 0,008$. Энергия импульса измерялась калориметром, который устанавливался непосредственно за фокусирующим элементом. Поперечная визуализация плазменной области (перпендикулярно оптической оси) осуществлялась с помощью оптического микроскопа с выводом данных на компьютер (Рис. 17 а). Из оцифрованного изображения плазменного канала выбирался одиночный канал, после чего определялся его средний диаметр по поперечному профилю на полувысоте (радиус R_{pl} , Рис. 17 в). Длина плазменного канала L_{pl} в случае не очень жестких фокусировок (длина плазмы десять и более миллиметров) определялась визуально по линейке. В случае более жестких фокусировок длина определялась из обработки оцифрованного изображения, полученного с помощью микроскопа (Рис. 17 б).

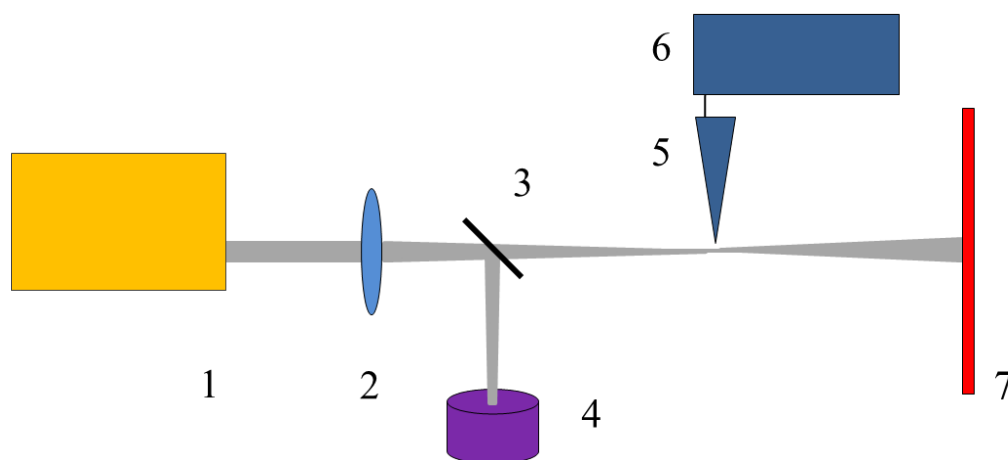


Рис. 16. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 – лазерная система, 2 – линза, 3 – делитель пучка, 4 – калориметр, 5 – микроскоп с ПЗС камерой, 6 – компьютер, 7 – экран

В этом разделе символом η обозначается превышение мощности лазерного излучения над критическим значением для начала самофокусировки:

$$\eta = P_0/P_{cr}. \quad (15)$$

На Рис. 18 показаны зависимости среднего по полувысоте (FWHM) радиуса плазменного канала R_{pl} от параметра NA . Расчетные данные приведены для случая, когда начальная мощность лазерного импульса P_0 десятикратно превышала критический уровень.

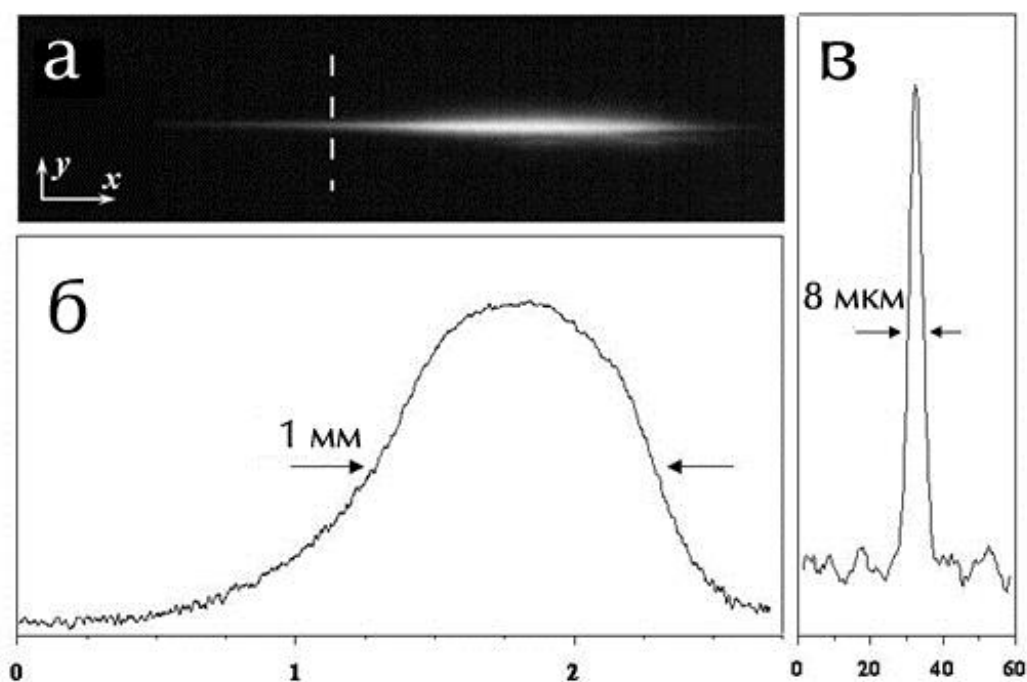


Рис. 17. Изображение плазменного канала (а), полученное с помощью микроскопа и ПЗС камеры. Продольный (б) (по координате x) и поперечный (в) (координата y , вертикальный пунктир) профили. $NA = 0,2$, $P_0 = 6,5$ ГВт, $\lambda = 744$ нм.

На этом же рисунке для сравнения приведены соответствующие данные из экспериментальной работы [13] и расчетный радиус фокального пятна гауссового пучка R_f при его линейной фокусировке:

$$R_f = 2\sqrt{1 - NA^2}/(k_0 NA). \quad (16)$$

Из представленного графика видно, что повышение остроты фокусировки лазерного пучка (увеличение числовой апертуры) приводит к уменьшению поперечного размера формирующихся плазменных каналов. При коллимированном излучении численное моделирование дает значение радиуса канала 50 мкм, однако этот диапазон не интересен в данной работе с экспериментальной точки зрения. Для слабо сфокусированного излучения тенденция к уменьшению поперечного размера канала незначительна и радиус плазменного канала меняется в диапазоне 40-60 мкм, а начиная с фокусировки $NA = 0,01$, радиус R_{pl} уменьшается с ростом параметра NA , практически соответствуя расчетному размеру фокального пятна R_f . При $NA > 0,05$ уменьшение поперечного размера плазменного канала R_{pl} прекращается на уровне $R_{pl} \approx 2-4$ мкм. Стабилизация параметра R_{pl} , по-видимому, связана с сильной рефракцией излучения на плазме, возникающей при ионизации воздуха в фокальной

перетяжке, которая наблюдалась при лазерных мощностях P_0 , даже существенно меньших P_c (см. ниже, главу 4).

Полученные результаты хорошо согласуются с предыдущим экспериментом по определению интенсивности лазерного излучения при его фокусировке, представленном в разделе 3.1: при достижении числовой апертурой значения нескольких единиц 10^{-2} происходила стабилизация интенсивности (интенсивность переставала расти при дальнейшем увеличении числовой апертуры).

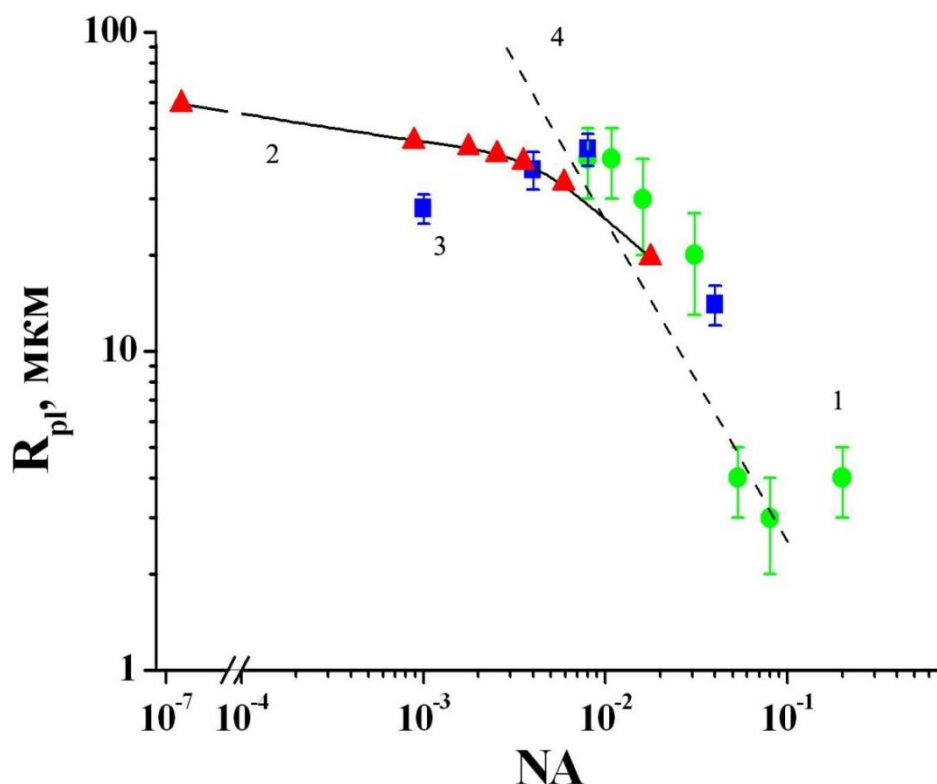


Рис. 18. Экспериментальная (1) и расчетная (2) зависимости среднего радиуса плазменного канала от числовой апертуры фокусируемого пучка ($\eta = 10$), (3) - данные из работы [13] ($\eta = 3$), (4) – радиус фокальной перетяжки пучка R_f .

Экспериментальные и расчетные зависимости средней (FWHM) протяженности плазменного канала L_{pl} в зависимости от жесткости фокусировки пучка показаны на Рис. 19. Погрешности измерений составляли порядка 15%, но не приведены на графике для лучшего восприятия данных.

Как для поперечного размера плазменного канала, так и для его средней длины наблюдается устойчивая тенденция к сокращению по мере увеличения числовой апертуры фокусирующей системы. При жесткой фокусировке лазерного пучка протяженность плазменного канала превышает линейные размеры фокальной перетяжки

$$L_f = (2k_0NA^2)^{-1} \quad (17)$$

более чем на порядок (прямая 5 на Рис. 19). Это согласуется с известным фактом, что при филаментации плазменный канал начинает формироваться в нелинейном фокусе импульса и заканчивается вблизи геометрического (линейного) фокуса пучка, который всегда дальше от источника излучения, чем нелинейный фокус [13]. Согласно численному моделированию, при распространении коллимированного излучения или слабой его фокусировке ($NA < 10^{-3}$) изменение значения числовой апертуры приводит к незначительному увеличению длины плазменного канала, и уже при $NA < 5 \times 10^{-4}$ становится меньше протяженности линейной перетяжки пучка ввиду дефокусировки излучения на наведенной плазме (Рис. 19).

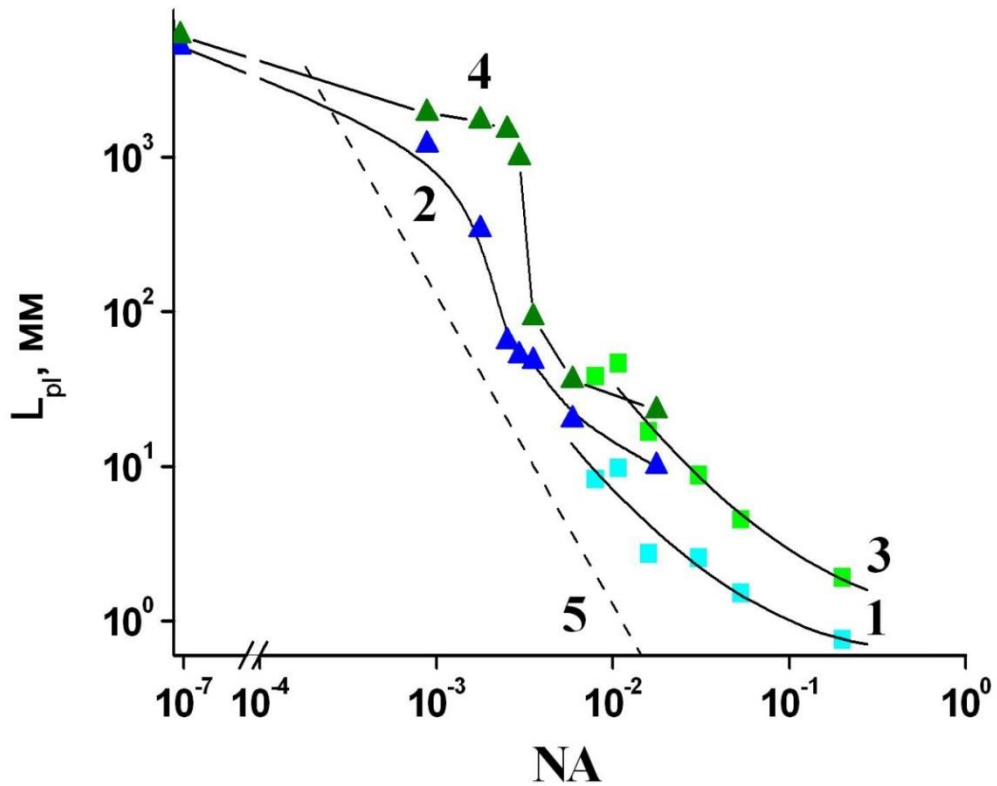


Рис. 19. Экспериментальные (1, 3) и расчетные (2, 4) зависимости средней длины плазменного канала L_{pl} от числовой апертуры фокусируемого пучка для двух значений относительной мощности излучения: $\eta = 1$ (1, 2) и 10 (3, 4), штриховая линия (5) – длина фокальной перетяжки пучка L_f

Таким образом, при жесткой фокусировке излучения протяженность плазменного канала существенно превышала линейные размеры фокальной перетяжки пучка, в то время как в случае слабой фокусировки пучка ($NA < 10^{-4}$) размер фокальной перетяжки становился уже сравнимым с длиной дифракции пучка. Также наблюдалась устойчивая тенденция к уменьшению поперечного радиуса плазменного канала и его длины по мере увеличения

числовой апертуры фокусирующей системы. В случае слабо сфокусированного и коллимированного излучения радиус плазменного канала изменяется мало и варьируется в диапазоне $40 \div 60$ мкм. При начальной жесткой фокусировке лазерного пучка ($NA > 0,05$), уменьшение поперечного размера плазменного канала прекращается на уровне $R_{pl} \approx 2 \div 4$ мкм, что, вероятно, связано с сильной рефракцией излучения на формирующейся в фокальной перетяжке плазме, которая препятствует дальнейшему сжатию пучка за счет его фокусировки и самофокусировки.

3.2.2. ПЛОТНОСТЬ ПЛАЗМЫ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ СФОКУСИРОВАННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА

Увеличение числовой апертуры фокусирующей системы излучения ведет как к уменьшению поперечных и продольных размеров плазменного канала, так и к росту концентрации свободных электронов. В проведенных ранее экспериментах при разных параметрах фокусировки (см. обзор литературы в разделе 1.3.2) были получены значения плотности плазмы, достигающие величины $N_e \sim 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, сопоставимые с концентрацией нейтральных молекул воздуха. В данном разделе приведены экспериментальные и численные исследования зависимости электронной плотности плазмы от остроты фокусировки. Численное моделирование также проведено группой проф. Ю.Э. Гейнца и проф. А.А. Землянова из Института Оптики Атмосферы СО РАН.

В экспериментах плотность плазмы, образующейся при распространении мощного ультракороткого импульса в воздухе, определялась двумя способами: по углу рефракции излучения и с применением метода оптической эмиссионной спектроскопии.

В первом методе средняя по сечению пучка плотность плазмы ρ_e оценивалась по углу рефракции лазерного излучения на плазменном канале, используя полученные в описанном выше эксперименте значения радиуса R_{pl} и длины L_{pl} плазменного канала. Согласно модели Друде, показатель преломления плазмы зависит от плотности свободных электронов ρ_e :

$$n(r) = (1 - \rho_e(r)/\rho_c)^{1/2}, \quad (18)$$

где ρ_c – параметр критической плотности свободных электронов. Тогда результирующий угол расходимости лазерного излучения, обусловленный рефракцией на плазме θ_{pl} , можно оценить в виде интеграла:

$$\theta_{pl} = \int |\nabla_{\perp} n(r)| dl \approx |\nabla_{\perp} n| L_{pl}, \quad (19)$$

$$|\nabla_{\perp} n| \approx n/R_{pl}. \quad (20)$$

Полный угол расходимости светового пучка можно получить как отношение радиуса наблюдаемого на экране лазерного пучка к расстоянию от геометрического фокуса до экрана. Однако, поскольку лазерное излучение изначально было сфокусировано, то после фокальной перетяжки во всех ситуациях наблюдалась значительная геометрическая расходимость пучка (даже без образования плазмы), зависящая от значения параметра фокусировки NA . Поэтому угол нелинейной расходимости излучения θ_{pl} , определяемый вкладом плазменного канала, получается как разница между полной расходимостью пучка θ и его геометрической расходимостью θ_0 (Рис. 20), а именно:

$$\theta_{pl} = \theta - \theta_0, \quad (21)$$

где

$$\theta_0 = \sqrt{1/(k_0 R_0)^2 + NA^2}, \quad (22)$$

$k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число, а R_0 – радиус лазерного пучка до фокусировки (измерения при $\eta \ll 1$).

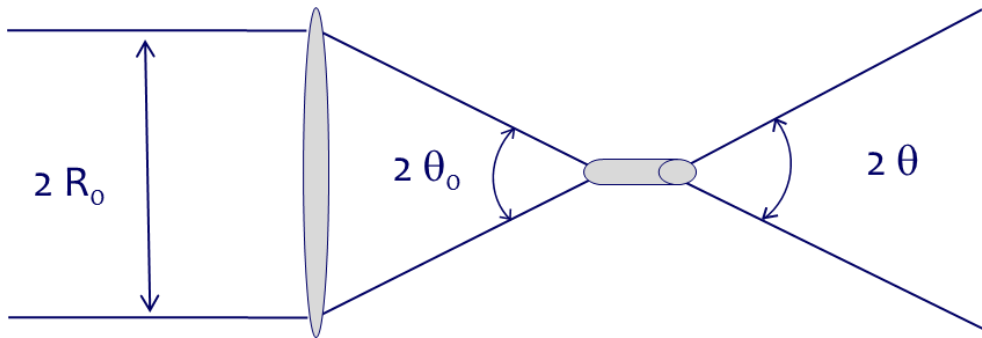


Рис. 20. Схема определения электронной плотности плазменного канала по углу рефракции лазерного излучения

Второй подход к определению электронной плотности – с помощью эмиссионной спектроскопии – заключался в измерении штарковского уширения триплета линий атомарного кислорода O I. В данном эксперименте принимал участие к.ф.-м.н. В.Н. Леднев, научный сотрудник ИОФ РАН им. А.М. Прохорова.

Принципиальная схема эксперимента представлена на Рис. 21. На выходе из лазерной системы был установлен дифракционный бинарный ослабитель, после чего излучение фокусировалось в воздухе линзой. В экспериментах применялись линзы с фокусными расстояниями $f = 20, 80, 160$ мм, чему соответствовали числовые апертуры $NA \approx 0,2, 0,05, 0,03$.

Измерение энергии в импульсе (до 6,5 мДж) осуществлялось калориметром, устанавливаемым непосредственно после фокусирующего элемента. Излучение флуоресценции плазменного канала в направлении, перпендикулярном распространению лазерного пучка, проецировалось системой линз на входную щель спектрометра Spectro-Physics MS260i.

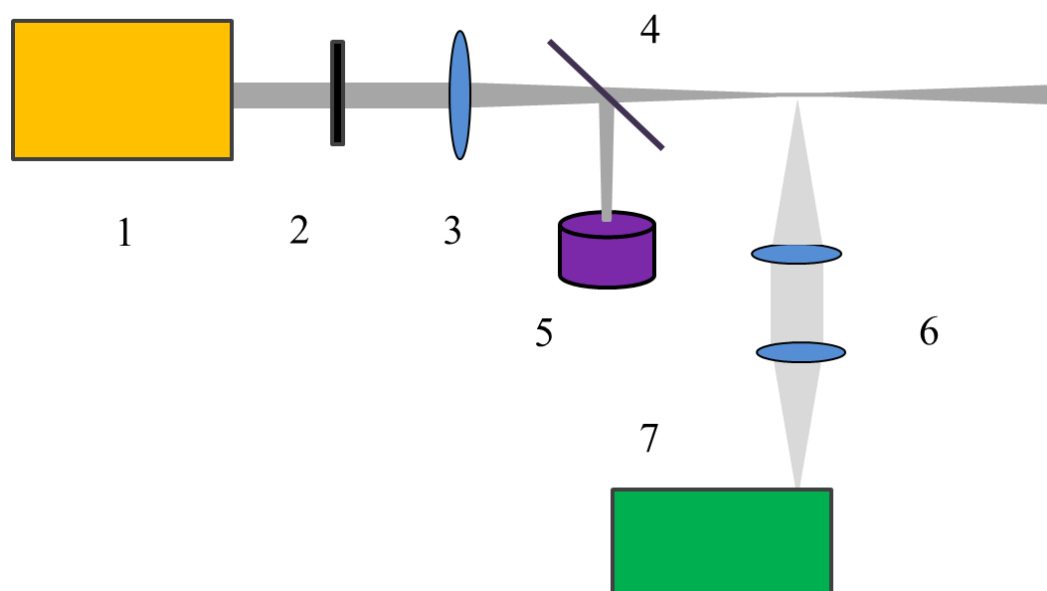


Рис. 21. Схема экспериментальной установки: 1 – лазерная система, 2 – дифракционный ослабитель, 3 – линза, 4 – делитель пучка, 5 – калориметр, 6 – система линз, 7 – спектрометр

Для оценки плотности плазмы был выбран спектральный диапазон, содержащий триплет линий О I. По его уширению была произведена оценка электронной плотности лазерной плазмы. Триплет атомарного кислорода состоит из трёх линий с длинами волн 777,19, 777,42 и 777,54 нм, которые соответствуют переходам $2s^2 2p^3(^4S^0)3s - 2s^2 2p^3(^4S^0)3p$, $J_k = 3, 2$ и 1. Триплет отвечает необходимым для анализа данных условиям: изолированность от других частот, разрешимость используемым спектрометром и хорошая отличимость от фона.

На Рис. 22 представлен характерный спектр триплета атомарного кислорода, который, однако, сливается в одну линию. Доминирующим механизмом уширения линий, согласно [109], является штарковское уширение, поэтому наличие только одной спектральной линии можно объяснить тем, что при данной фокусировке значение поля в области филаментации настолько большое, что уширение линий превосходит спектральное расстояние между ними. Ввиду штарковской природы уширения измеренной линии [110] её профиль аппроксимировался лоренцевым контуром.

Электронная плотность плазменного канала определялась из ширины лоренцева контура на полувысоте исходя из формулы:

$$\Delta\lambda_{OI} = 2 \omega_{OI}^{\text{exp}} \left(\frac{\rho_e}{10^{16}} \right), \quad (23)$$

где ω_{OI}^{exp} – коэффициент уширения Штарка ($\omega_{OI}^{\text{exp}} = 0,0166$ нм, [109]), а ρ_e – электронная плотность плазмы.

Экспериментальные оценки средней по сечению пучка плотности лазерной плазмы обоими способами вместе с данными численного моделирования и результатами работы [13] приведены на Рис. 23. Также здесь приведены расчетные данные для пикового значения электронной плотности, образующейся в области филаментации излучения. Погрешности измерений составляли порядка 15%, но не приведены на графике для лучшего восприятия данных. Экспериментальные и теоретические данные качественно согласуются, демонстрируя рост электронной плотности при увеличении числовой апертуры фокусируемого пучка.

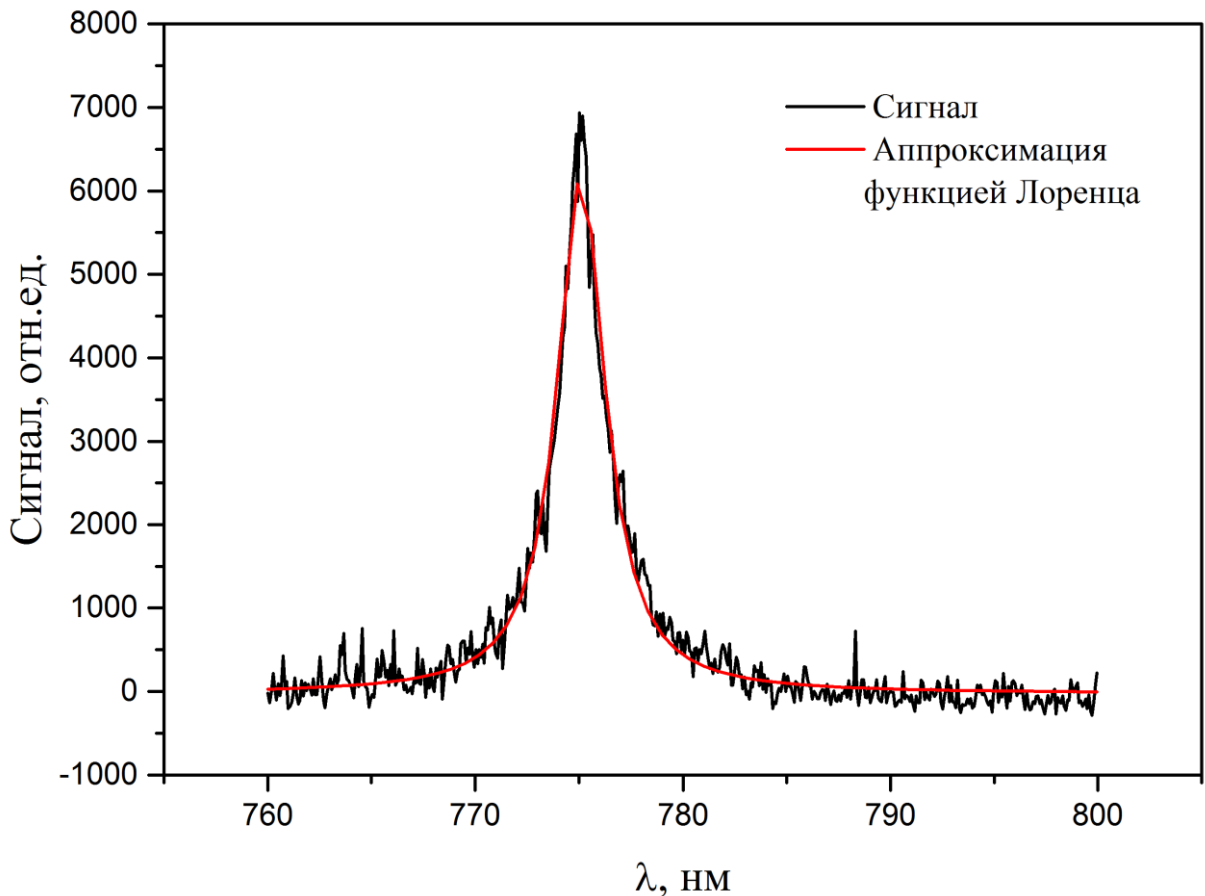


Рис. 22. Спектр триплета атомарного кислорода при фокусировке линзой с $NA = 0,05$, экспозиция 10 нс

Согласно численному моделированию, филаментация слабосфокусированного излучения сопровождается формированием длинных плазменных областей со средней плотностью электронов на порядок ниже по сравнению с жесткофокусированными пучками. Различие

величин средней и пиковой плотностей в этом случае объясняется резко неоднородным поперечным профилем плазменного канала, являющимся следствием обострения профиля интенсивности светового импульса под действием керровской нелинейности по мере распространения в среде. Если же пучок был изначально сильно сфокусирован, то его профиль интенсивности остается гауссовым практически вплоть до нелинейного фокуса (подробнее об этом см. в [111]), поскольку начальная геометрическая фокусировка здесь преобладает над самофокусировкой. Поэтому, в плазмообразовании будет задействована широкая центральная область пучка, а не только его осевой максимум, что и дает более плавное по сечению изменение плотности электронов $\rho_e(r)$.

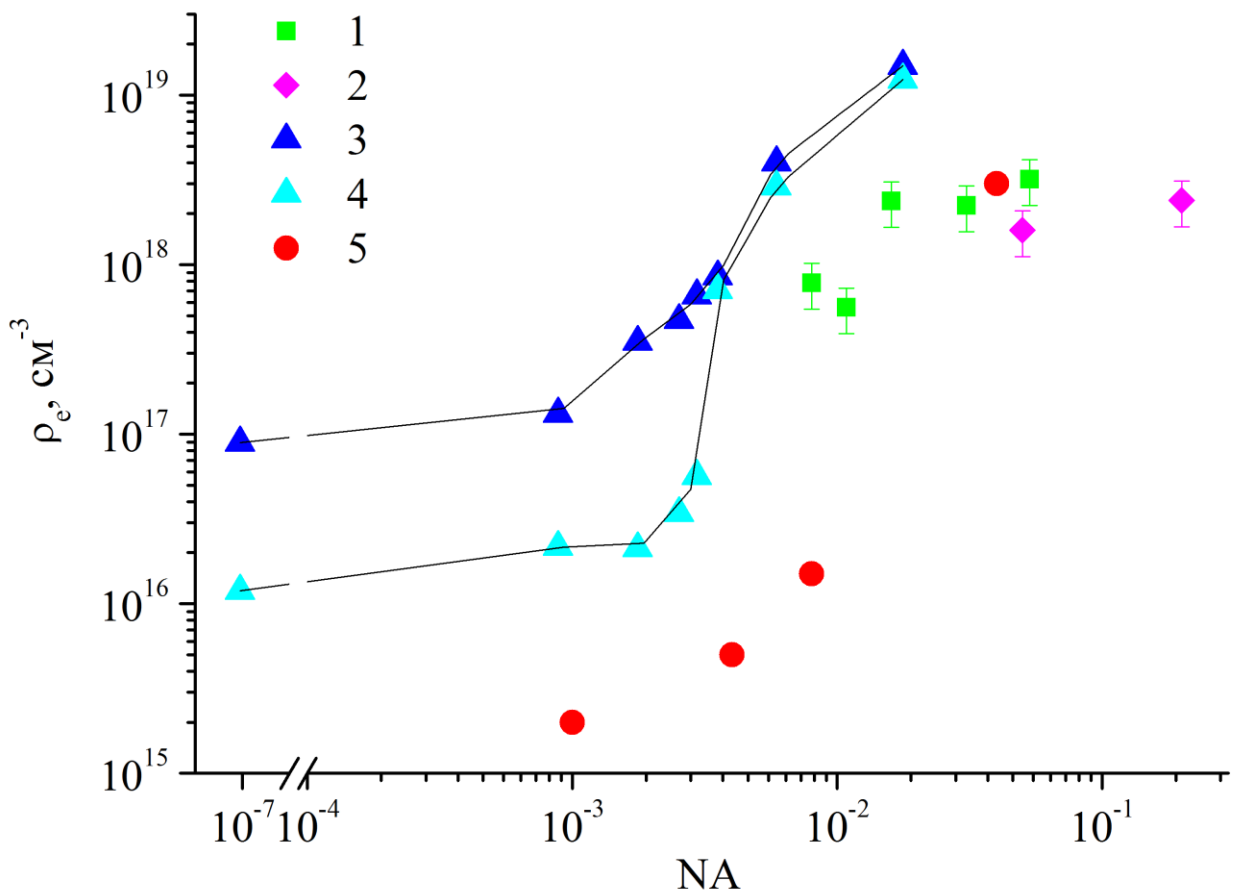


Рис. 23. Зависимость средней по сечению пучка (1, 2, 3, 5) и пиковой (4) плотности электронов плазменного канала от числовой апертуры фокусирующей системы: 1 – эксперимент, оценка по углу рефракции ($\eta \approx 1,5$), 2 – эксперимент, эмиссионная спектроскопия ($\eta \approx 2$), 3, 4 – численный расчет ($\eta = 10$), 5 – данные работы [13] ($\eta \approx 3$)

При больших значениях числовой апертуры ($NA > 0,04$) плотность плазмы, определенная экспериментально, дает величину $2-3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с нашими оценками, приведенными выше, и с данными работы [13] (см. точки 5 на Рис. 23 для $NA = 0,04$). Согласно обзорам [7], [16], [8], при филаментации коллимированных (слабосфокусированных) пучков

плотность плазмы в филаментах, экспериментально измеренная для разных условий с помощью различных методик, лежит в интервале 10^{14} - 10^{18} см⁻³. Поэтому полученные при $NA < 0,02$ значения плотности плазмы $\sim 10^{17}$ - 10^{18} см⁻³, на два порядка больших данных работы [13], также согласуются с другими нашими экспериментальными результатами.

При значении числовой апертуры фокусирующей системы, превышающем 10^{-2} , наблюдается стабилизация значения плотности плазмы на уровне $2\text{-}3 \times 10^{18}$ см⁻³. Это хорошо согласуется с полученными ранее экспериментами по определению интенсивности лазерного излучения в разделе 3.1 и размера плазменного канала в разделе 3.2.1: интенсивность переставала расти, а поперечный размер плазменного канала переставал уменьшаться при увеличении числовой апертуры выше нескольких единиц 10^{-2} .

Значения плотности плазмы, полученные экспериментально обоими методами, хорошо согласуются друг с другом не только качественно, но и количественно, что подтверждает справедливость применения данных методов в нашем случае.

Полученные в описанном выше эксперименте спектральные характеристики лазерной плазмы позволили оценить температуру плазмы путем аппроксимации спектров в соответствии с теорией абсолютного черного тела. Формула Планка описывает спектральную плотность излучения черного тела при температуре T :

$$f(\lambda) = \frac{8\pi hc\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}, \quad (24)$$

где λ – длина волны, T – температура, $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $k = 1,381 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с – скорость света.

При аппроксимации спектра излучения лазерной плазмы с помощью этой функции, из положения её максимума можно было оценить температуру лазерной плазмы, представляющей собой температуру черного тела.

Характерный спектр излучения лазерной плазмы при филаментации ультракоротких импульсов в воздухе представлен на Рис. 24. Форма спектра описывается формулой Планка для излучения черного тела, пик в области 740 нм соответствует рассеянному излучению лазера. Значение температуры плазмы, образующейся при филаментации мощного лазерного излучения, было получено для жесткой фокусировки излучения $NA \approx 0,1$ и составило около 7000 К.

Таким образом, на основе экспериментальных данных двух методов и численного моделирования проведены оценки средней плотности лазерной плазмы. Экспериментальные и расчетные данные показали рост плотности плазменного канала при увеличении числовой апертуры фокусирующей системы. Экспериментальные значения плотности электронов варьировались от 10^{17} см^{-3} при слабой фокусировке до $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при более жестких фокусировках. Зафиксирована стабилизация значения плотности плазмы при увеличении числовой апертуры фокусирующей системы выше значения 10^{-2} .

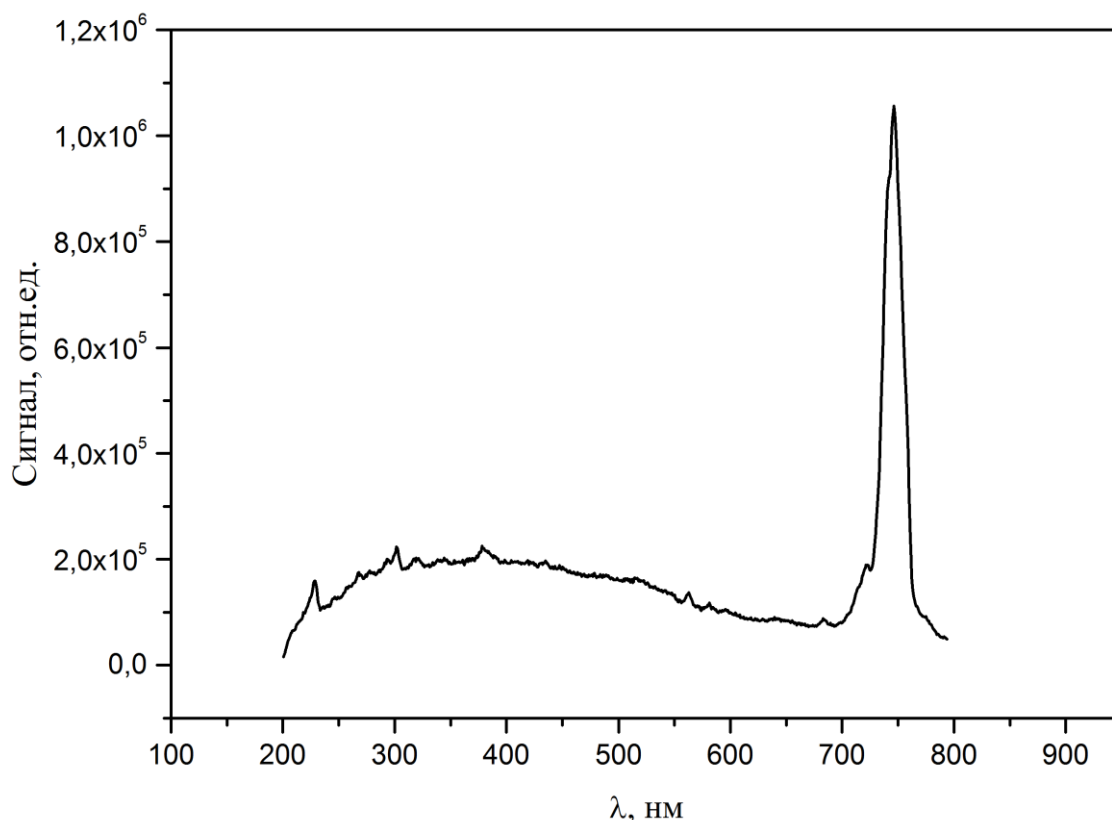


Рис. 24. Спектр свечения лазерной плазмы при фокусировке излучения линзой с $NA = 0,05$, экспозиция 10 нс. Пик в области 740 нм соответствует рассеянному излучению лазера.

3.3. ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ И УШИРЕНИЕ СПЕКТРА ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При филаментации мощных лазерных импульсов с центральной длиной волны 744 нм (или фундаментального излучения, или первой гармоники) происходит уширение спектра излучения и генерация его третьей гармоники, изучению которых посвящен данный раздел.

В экспериментах по определению спектральных характеристик суперконтинуума и третьей гармоники (схема представлена на Рис. 25 а) лазерное излучение фокусировалось линзами с фокусами 5 см и 13 см ($NA = 0,08$ и $NA = 0,03$). На расстоянии 18 см от

геометрического фокуса линзы располагалась щель спектрометра (Avesta Ltd). При большой интенсивности излучения, чтобы избежать повреждения ПЗС линейки спектрометра, основная частота отсекалась узкополосным фильтром. Варьирование энергии производилось бинарным дифракционным ослабителем, а измерение энергии – калориметром.

В эксперименте, посвященном изучению энергетических характеристик выхода третьей гармоники, особое внимание было уделено разработке оптической схемы измерения энергии третьей гармоники и калибровке измерителей, поскольку отличие по энергии основной частоты и третьей гармоники превышает два порядка, и даже незначительная засветка приемника излучением основной частоты может приводить к существенной погрешности измерений. Оптическая схема экспериментов показана на Рис. 25 б. Излучение фокусировалось линзой или диэлектрическим сферическим зеркалом. Фокус этих оптических элементов варьировался от 7 см до 100 см ($NA = 0,057 - 0,004$, соответственно). После этого расходящийся пучок (основная частота, третья гармоника, коническая эмиссия) коллимировался дихроичным сферическим зеркалом (радиус кривизны 500 мм) с максимумом отражения на длине волны, соответствующей третьей гармонике (248 нм), и минимальным отражением в видимой и ближней ИК областях спектра. Затем, после отражения от двух аналогичных дихроичных поворотных зеркал (на Рис. 25 б показано одно зеркало), пучок направлялся на дифракционную решетку (1200 штр/мм). Излучение третьей гармоники, отраженное в первый порядок дифракции, направлялась на фотоприемник, сигнал с которого регистрировался цифровым осциллографом.

Стоит отметить, что дихроичные зеркала с максимумом отражения для 248 нм имеют низкий коэффициент отражения ($\sim 3\%$) для основной частоты (744 нм) и видимого диапазона длин волн. Поэтому несколько отражений широкодиапазонного излучения (основная частота, третья гармоника, коническая эмиссия) от таких зеркал позволило существенно снизить фоновую засветку (рассеяние от поверхности дифракционной решетки) при регистрации третьей гармоники. В этих экспериментах энергия излучения третьей гармоники составляла 0,015-2,7 мкДж, то есть минимальные значения энергии были ниже порога измерения применяемого калориметра. Поэтому измерения энергии проводились с помощью приемника ФЭК, сигнал которого регистрировался осциллографом. Калибровка приемника осуществлялась следующим образом: лазерные импульсы, преобразованные в генераторе третьей гармоники (см. Главу 2) с достаточно большой энергией для измерения с помощью калориметра направлялись в тракт оптической схемы измерения энергии третьей гармоники, генерируемой при филаментации (зеркало 8, 9, дифракционная решетка 10 на Рис. 25). Энергия УФ импульсов из генератора третьей гармоники измерялась калориметром на входе схемы.

Затем энергия ослаблялась калиброванными дифракционными ослабителями таким образом, чтобы регистрируемый ФЭКом с помощью осциллографа сигнал соответствовал уровню сигналов, регистрируемых при филаментации. Таким образом, зная калибровку ослабителей, проводилось однозначное соответствие энергии УФ импульсов на входе оптической схемы уровню сигнала, регистрируемого на выходе. При такой калибровке учитывались все потери энергии импульса на поглощение и рассеяние в данной оптической схеме.

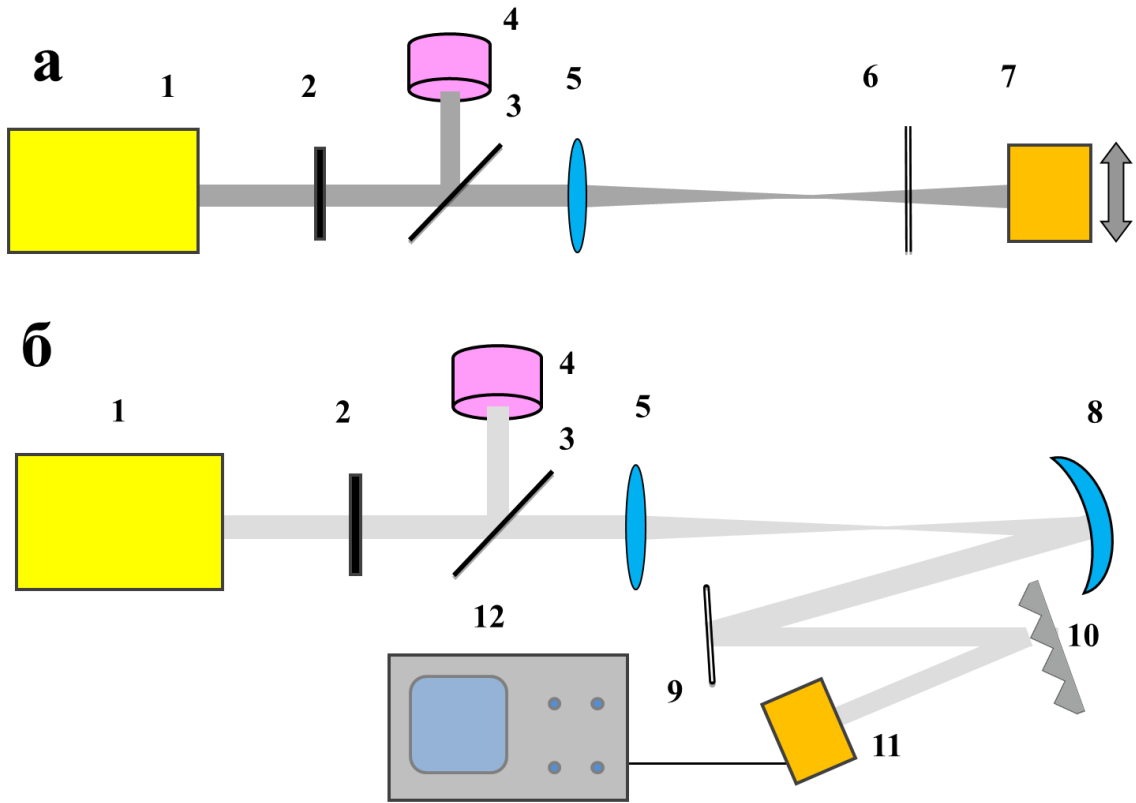


Рис. 25. Схема экспериментальных установок для получения спектров суперконтинуума и третьей гармоники (а) и для изучения энергетических характеристик выхода третьей гармоники (б): 1 – лазерная система, 2 – бинарный дифракционный ослабитель, 3 – делитель пучка, 4 – калориметр, 5 – линза, 6 – фильтр на $\lambda = 744$ нм, 7 – спектрометр, 8 – сферическое зеркало, 9 – поворотное зеркало, 10 – дифракционная решетка, 11 – фотоприемник, 12 – осциллограф.

В эксперименте исследовалась интегральная по углу спектральная характеристика наблюдаемого излучения третьей гармоники в зависимости от мощности основной частоты. Исходное излучение фокусировалось тонкой линзой с фокусным расстоянием $f = 5$ см (числовой апертурой $NA = 0,08$), после чего пучок, прошедший фокальную плоскость линзы, собирался линзой на щель спектрографа для получения независимого от угла спектра. На

Рис. 26 приведены полученные спектральные зависимости.

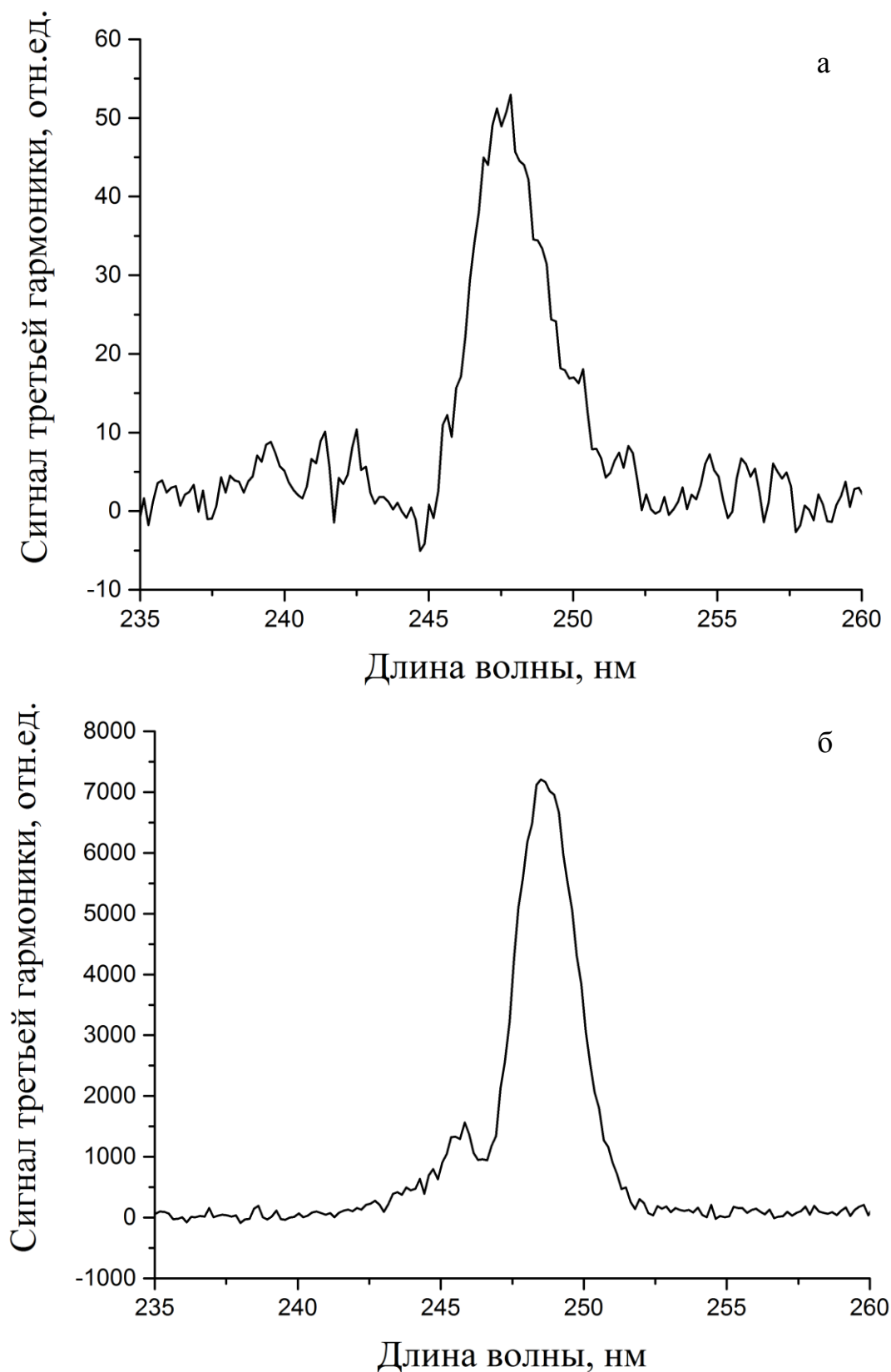


Рис. 26. Спектр излучения третьей гармоники, полученной при филаментации лазерных импульсов при разных мощностях излучения: а) 1 ГВт, б) 70 ГВт.

Даже при докритической мощности фундаментального излучения (1 ГВт) при такой фокусировке наблюдалась генерация третьей гармоники. Спектр полученного излучения

третьей гармоники был близок к гауссовой форме, ширина спектра (полная ширина на полувысоте спектра) составляла около 3 нм. При увеличении энергии до 70 ГВт спектр на полувысоте практически не уширялся. Проводились исследования спектрально-угловых распределений третьей гармоники и конической эмиссии основного излучения. Для этого за фокальной перетяжкой линзы помещался на миллиметровую подвижку спектрометр, при этом на его щель попадала только узкая часть пучка. Перемещение спектрометра в горизонтальной плоскости перпендикулярно оси распространения импульсов с шагом 1 мм позволило измерить спектрально-угловой состав излучения: для каждого угла были получены спектры излучения. Экспериментально полученные зависимости углового спектрального распределения конической эмиссии и третьей гармоники от мощности жесткофокусированных ультракоротких импульсов продемонстрированы на Рис. 27. Амплитуда спектральных составляющих изображается цветом: минимальное значение – светло оранжевым, максимальное – розовым.

Уже при существенно докритических мощностях ($P_{las} \approx 0.2 P_{cr}$) в эксперименте наблюдалась генерация третьей гармоники (Рис. 27 з). При увеличении мощности лазерного излучения до критической, то есть при возникновении филаментации ($P_{las} > P_{cr}$), наблюдалось искажение углового распределения, проявляющееся в преобразовании сплошного профиля распространения ультрафиолетового излучения в максимум интенсивности излучения по середине в сопровождении низкоинтенсивного кольца (Рис. 27 д, е). При этом происходило незначительное уширение спектра в коротковолновую область. Угол, в который распространялась третья гармоника, практически не зависел от мощности УКИ и составлял ≈ 30 мрад (от оптической оси), что соответствует геометрической расходимости лазерного пучка после фокусировки ($NA = 0,03$).

В отличие от третьей гармоники, при надкритических мощностях УКИ коническая эмиссия (Рис. 27 б, в) распространяется в существенно больший угол (~ 100 мрад). В качестве иллюстрации приведены поперечные распределения лазерного излучения на белом экране, расположенного перпендикулярно оптической оси излучения, после прохождения излучением некоторого расстояния за геометрическим фокусом линзы (в схеме, изображенной на Рис. 25 а, вместо спектрометра 7 был помещен бумажный экран). На Рис. 28 представлены поперечные распределения излучения для различных мощностей лазерного импульса, превосходящих критическую: 10, 30 и 60 ГВт ($\sim 3, 10$ и $20 P_{cr}$, соответственно). В условиях $P_{las} > P_{cr}$ интенсивность излучения конической эмиссии и основной частоты вблизи оптической оси (в угле ≈ 30 мрад) существенно меньше, чем в кольце (угол больше 30 мрад) (Рис. 27 в, Рис. 28 б, в), что, по-видимому, связано с сильной рефракцией видимого и ближнего ИК излучения

на образующейся плазме. Такое поведение излучения характерно также и для излучения, мощность которого даже немного превышает критическую (Рис. 28 а). Стоит отметить, что, в отличие от сфокусированного излучения, при филаментации коллимированных лазерных импульсов даже при небольшом превышении мощности излучения над критической мощностью самофокусировки на оптической оси обычно наблюдается генерация суперконтинуума, широко исследованного в классических работах (см., например, [90]).

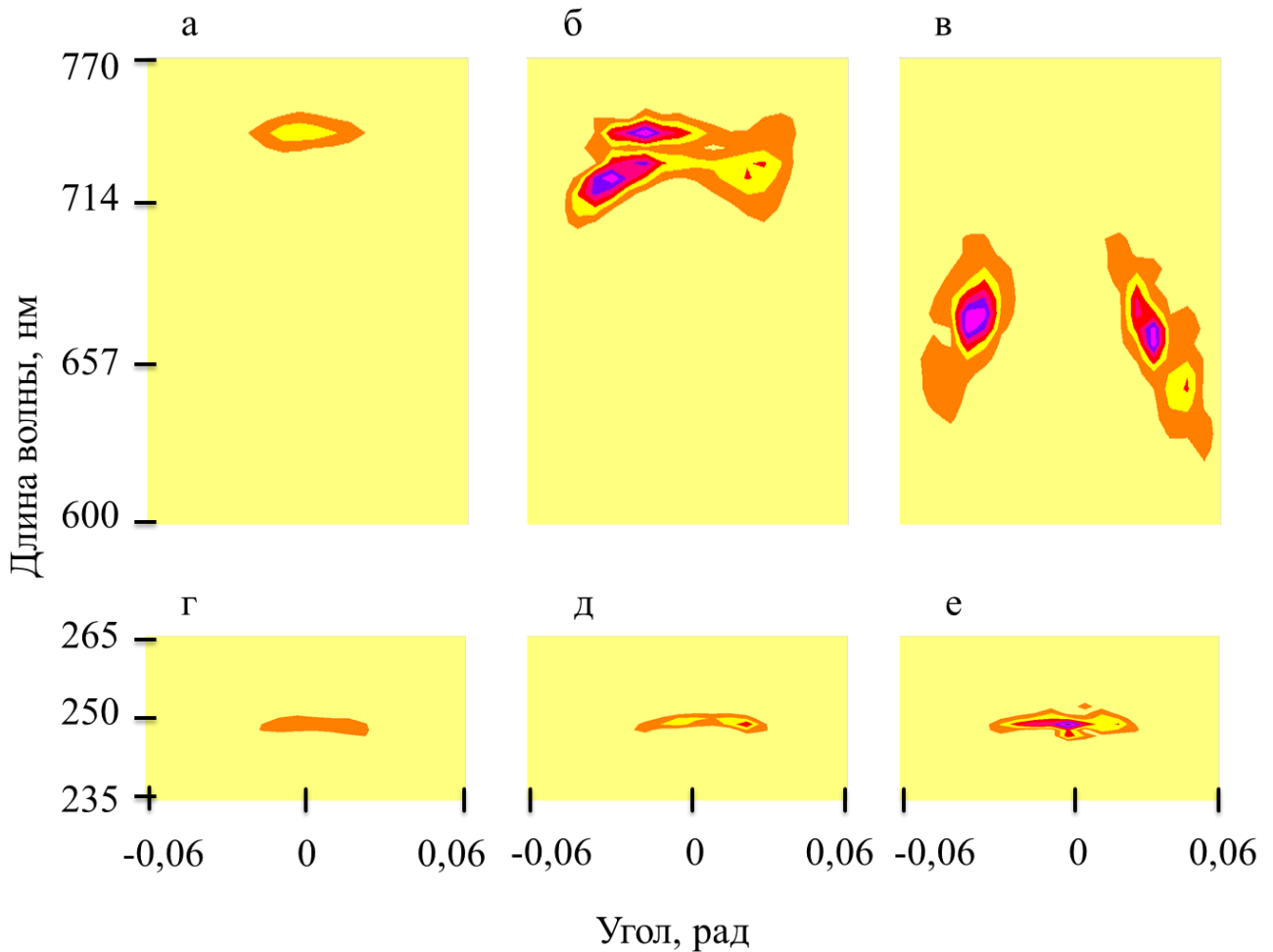


Рис. 27. Угловые спектральные распределения конической эмиссии (а-в) и третьей гармоники (г-е) для различных мощностей УКИ: (а) и (г) – 0,4 ГВт, (б) и (д) – 4,5 ГВт, (в) и (е) – 23 ГВт. На рис. (г) яркость изображения увеличена в 20 раз, спектр (в) получен с фильтром на 744 нм, предотвращающим повреждение матрицы спектрометра.

В экспериментах исследовалась также энергетическая эффективность преобразования фундаментального излучения в третью гармонику. На Рис. 29 показаны зависимости энергии третьей гармоники E_{TH} от мощности лазерного импульса P_{las} для различных фокусировок. Погрешности измерений составляли порядка 10%, но не приведены на графике для лучшего восприятия данных. Аналогично работе [112], при увеличении мощности лазерного излучения

энергия третьей гармоники возрастает, выходя в область насыщения. Максимальная энергия третьей гармоники в этих экспериментах составляла 2,7 мкДж.

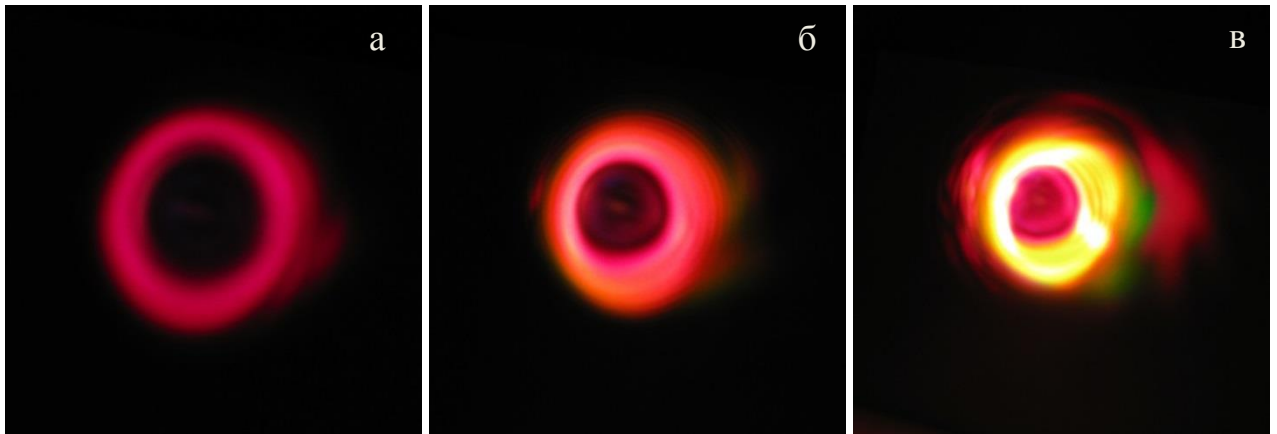


Рис. 28. Изображение конической эмиссии и суперконтинуума при нормальном падении лазерного излучения на экран на некотором расстоянии за фокальной плоскостью линзы ($f = 37$ см, $NA = 0,01$) для различных значений мощности импульса: а) 10 ГВт, б) 30 ГВт, в) 60 ГВт.

При слабых фокусировках ($NA < 0,01$), появление третьей гармоники происходило только при мощностях, превосходящих критическую, то есть после образования филамента (кривые 5, 6 на Рис. 29). Более жесткая фокусировка УКИ приводила к появлению третьей гармоники при лазерной мощности существенно (в несколько раз) меньше P_{cr} (кривые 1 – 4 на Рис. 29, см. также Рис. 27 з).

На Рис. 30 представлены те же экспериментальные данные в виде зависимостей энергии третьей гармоники от числовой апертуры, полученные для различных мощностей лазерного излучения. При увеличении значения числовой апертуры наблюдается рост энергии третьей гармоники с выходом на режим насыщения (при $NA > 0,03$, кривая 4 на Рис. 30). Причем увеличение мощности УКИ ($P_{las} > 11$ ГВт) приводило к насыщению при меньших значениях $NA > 0,016$ (кривые 1-3 на Рис. 30), а при докритических значениях P_{las} (кривые 5, 6 на Рис. 30), насыщение было не так явно выражено (по крайней мере, при $NA < 0,06$).

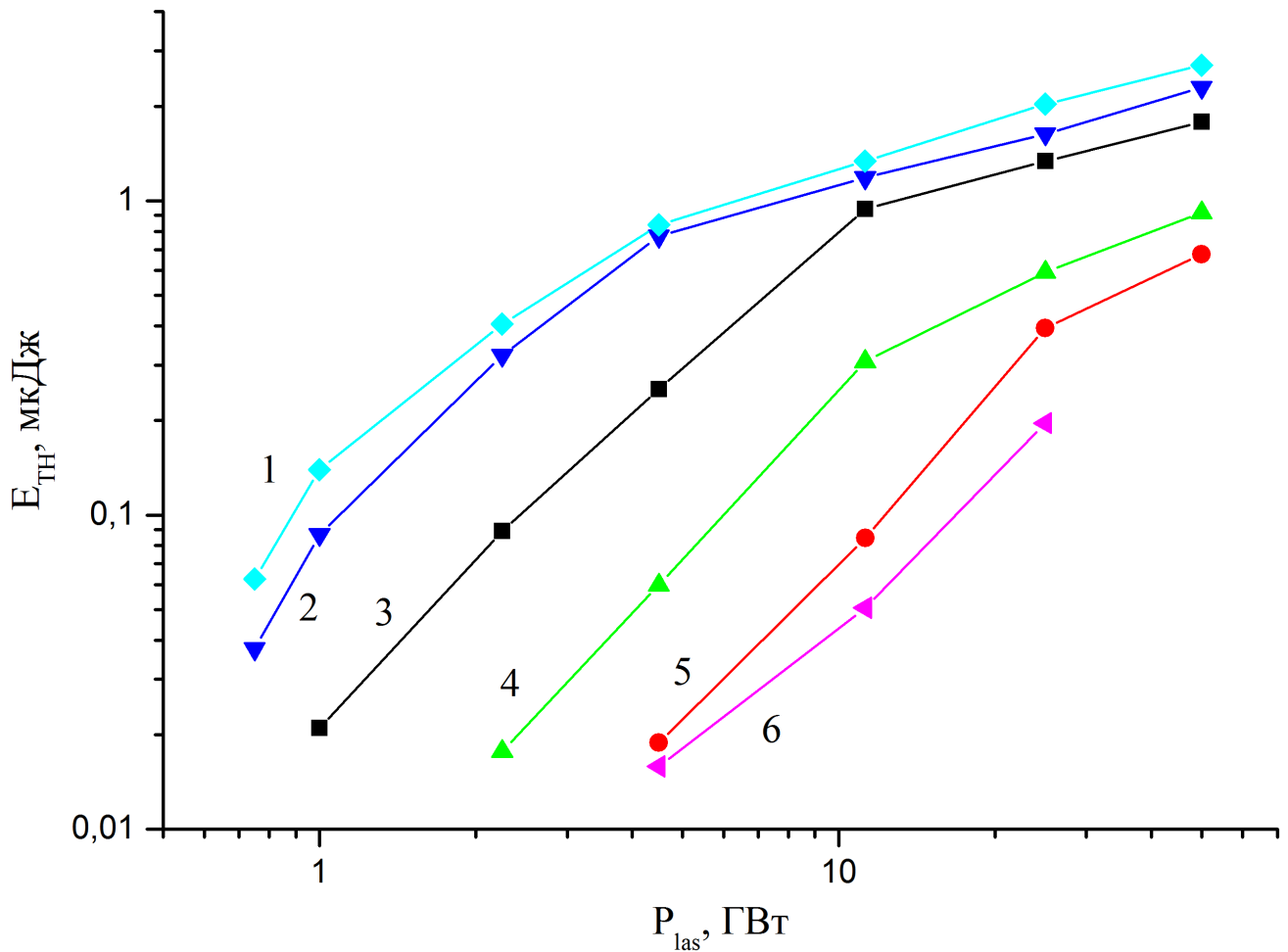


Рис. 29. Энергия излучения третьей гармоники E_{TH} в зависимости от мощности исходного излучения P_{las} для различных параметров фокусировки NA :
 1) 0,06, 2) 0,03, 3) 0,016, 4) 0,01, 5) 0,008, 6) 0,004.

На Рис. 31 изображены зависимости коэффициента преобразования энергии лазерного излучения в третью гармонику от энергии излучения для различных числовых апертур. При увеличении мощности излучения эффективность растет до максимального значения ($P_{las} = 4,5-25$ ГВт для разных фокусировок), после чего происходит спад генерации третьей гармоники. Причем при увеличении фокусного расстояния линзы (соответствующего уменьшению числовой апертуры) максимальное значение эффективности уменьшается и достигается при больших значениях мощности. Максимальный коэффициент преобразования в эксперименте составлял 0,155 %, что хорошо согласуется с приведенными в литературе значениями.

В этом разделе диссертации приведены результаты изучения спектральных характеристик взаимодействия фокусированных фемтосекундных лазерных импульсов с воздухом. Показано, что угловая расходимость третьей гармоники существенно меньше угловой расходимости конической эмиссии и не превышает геометрическую расходимость лазерного излучения после

фокусировки. Отмечено, что при жестких фокусировках при небольшом превышении мощности излучения над критической мощностью самофокусировки основная частота и коническая эмиссия практически отсутствуют в углах, соответствующих углам распространения третьей гармоники, то есть наблюдается кольцеобразный профиль излучения с темным пятном в центре вдоль оптической оси. Рост мощности излучения приводит к увеличению энергии третьей гармоники, однако эффективность преобразования при этом сначала растет до некоторого значения, различного для разных фокусировок, а потом спадает. Вероятно, это происходит ввиду образования множественной филаментации и деструктивного взаимного влияния филаментов. Наибольшая эффективность преобразования энергии в третью гармонику ($1,55 \times 10^{-3}$) наблюдалась в эксперименте при числовой апертуре $NA = 0,06$ и мощности излучения 4,5 ГВт.

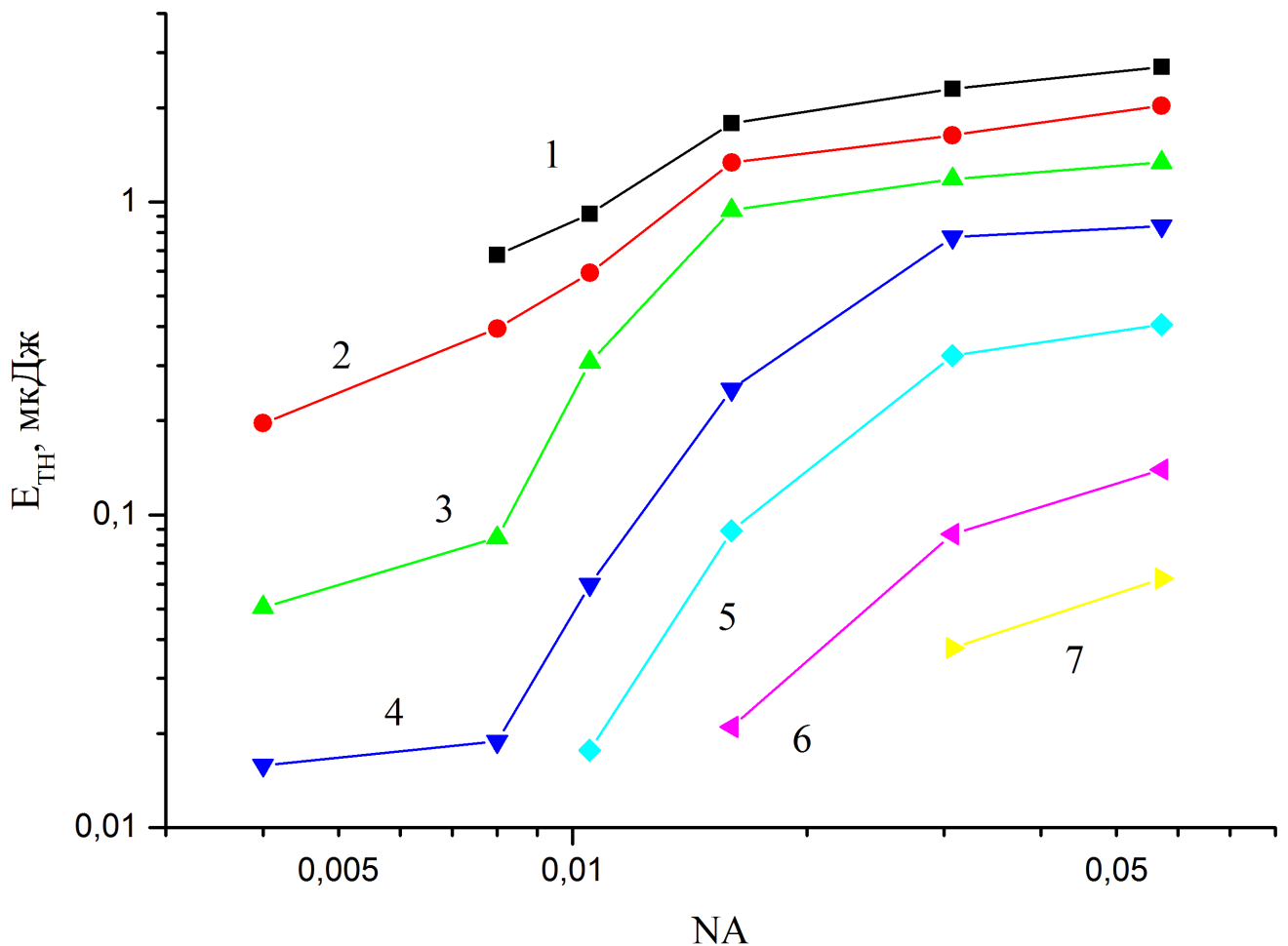


Рис. 30. Зависимости энергии третьей гармоники E_{TH} от параметра фокусировки NA для различных мощностей лазерного импульса P_{las} : 1) 50 ГВт, 2) 25 ГВт, 3) 11 ГВт, 4) 4,5 ГВт, 5) 2,2 ГВт, 6) 1 ГВт, 7) 0,8 ГВт.

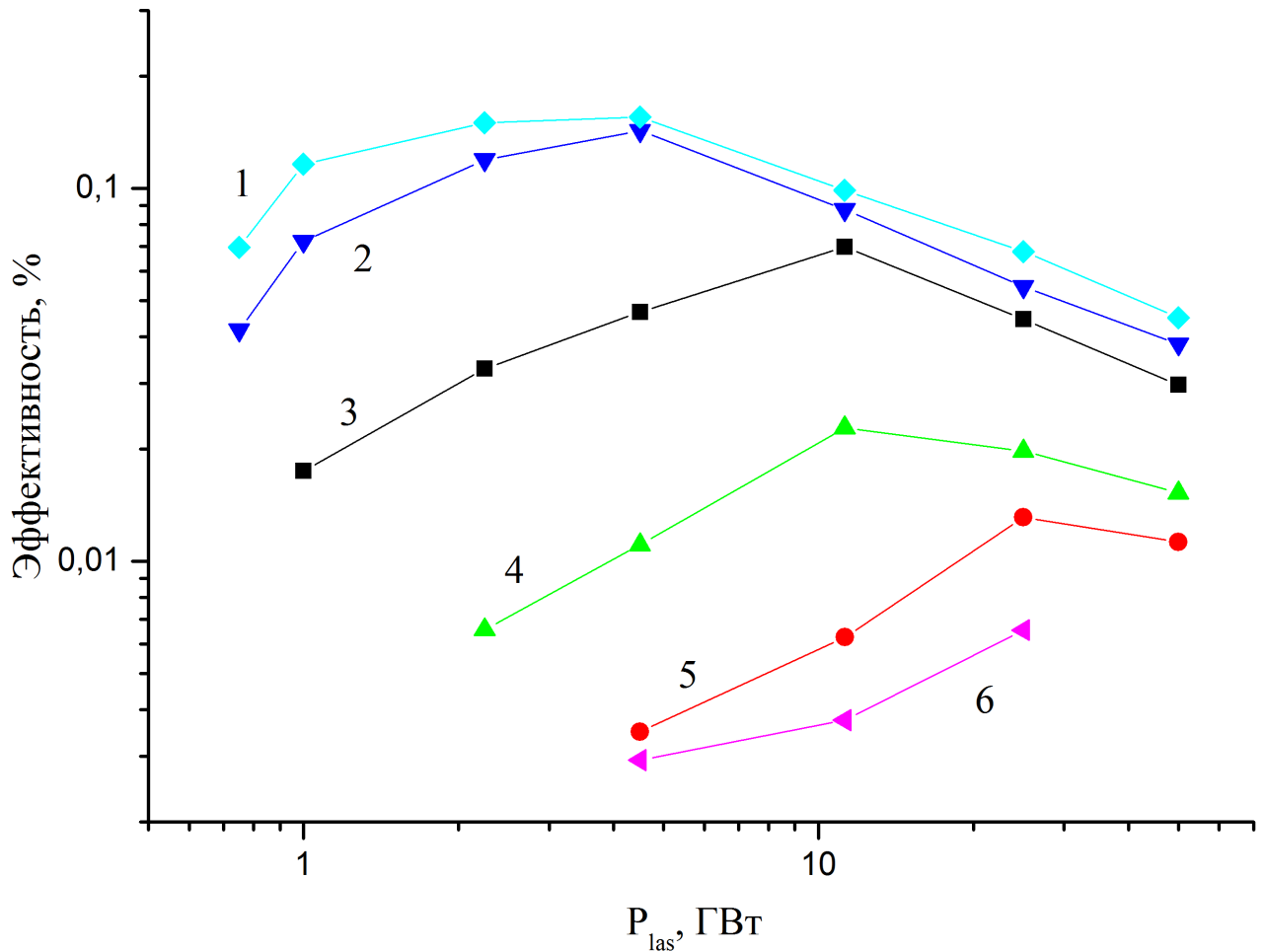


Рис. 31. Эффективность преобразования энергии лазерного излучения в энергию третьей гармоники от мощности лазерного импульса P_{las} для различных параметров фокусировки NA : 1) 0,06, 2) 0,03, 3) 0,016, 4) 0,01, 5) 0,008, 6) 0,004.

3.4. ФИЛАМЕНТАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ УФ И ИК ДИАПАЗОНОВ ДЛИН ВОЛН

Распространение мощного лазерного излучения, а, следовательно, и его самофокусировка и филаментация для различных длин волн отличаются по энергетическим параметрам: критическая мощность самофокусировки пропорциональна квадрату длины волны импульса, также от длины волны зависит нелинейная добавка к показателю преломления. Так, в воздухе критическая мощность самофокусировки составляет 2 – 6 ГВт на длине волны 800 нм [16] и около 120 МВт – на 248 нм [16]. Поэтому для получения филаментов в УФ диапазоне можно использовать лазерные импульсы существенно меньшей мощности. В работах [105], [113] показано, что образование плазмы УФ излучением происходит при значительно меньшем порядке многофотонности ионизации, чем в случае ИК излучения (для ИК происходит смешанная ионизация – многофотонная и туннельная). Для фотоионизации молекул кислорода и азота необходимы 8 и 11 фотонов при длине волны излучения 800 нм, тогда как, например, при 248 нм требуется уже 3 и 4 фотона. Поэтому в случае УФ импульсов ионизация проходит

более эффективно, чем при распространении ИК импульсов. Как следствие, авторы [105] приводят большую протяженность филамента УФ излучения по сравнению с филаментом, созданным ИК излучением. В экспериментальных исследованиях с жесткофокусированными пучками [114] и численном моделировании с коллимированными пучками [115] был получен меньший диаметр плазменного канала при филаментации импульса с центральной длиной волны в УФ диапазоне, чем в ИК диапазоне. Таким образом, сравнение параметров филаментации сфокусированного излучения в двух диапазонах длин волн ранее не проводилось, поэтому нами были проведены такие эксперименты.

В данном разделе приведено экспериментальное исследование филаментации сфокусированного излучения на длинах волн ИК диапазона (744 нм) и УФ диапазона (248 нм). Для корректного сопоставления параметров филаментации импульсов разных спектральных диапазонов в экспериментах использовались импульсы, мощность которых составляла одинаковое количество критических мощностей: $\sim 5 P_{cr}$, что соответствовало энергиям 1,4 мДж для ИК диапазона и 90 мкДж для УФ диапазона, и $\sim 10 P_{cr}$ (2,8 мДж для ИК диапазона и 180 мкДж для УФ диапазона). Лазерные пучки фокусировались тонкими линзами с короткими (35 см для ИК и 50 см для УФ импульсов) и длинными (100 см для ИК и 150 см для УФ импульсов) фокусными расстояниями. В эксперименте исследовалось распределение линейной плотности плазмы при различных числовых апертурах фокусирующей системы. Определение электронной концентрации плазменного канала осуществлялось с помощью поперечной электродной системы, описанной в Главе 2. Погрешности измерений составляли порядка 10%, но не приведены на графиках для лучшего восприятия данных.

На Рис. 32 и Рис. 33 приведены нормированные на максимальное значение экспериментально полученные профили линейной плотности плазмы вдоль оси распространения излучения с длинами волн 744 нм и 248 нм, соответственно, для различных энергий в импульсе. В экспериментах протяженность плазменного канала возрастала при увеличении энергии в обоих диапазонах, а начало филамента смещалось в сторону фокусирующего лазерный пучок оптического элемента. Это хорошо коррелирует с общеизвестной формулой Марбургера (5) для определения положения самофокусировки, описанной в разделе 1.2.1. Интересно отметить, что при некоторых параметрах плазменный канал не заканчивается в области геометрического фокуса, а протягивается за него (Рис. 32 а) – имеет место постфокальная филаментация.

Прохождение филаментом линейного фокуса системы впервые было исследовано в работе [61], в которой наблюдались продольные профили флуоресценции азота при самофокусировке в

нем ИК фемтосекундного импульса. Также в литературе экспериментально и численно исследовался спектральный состав излучения при рефокусировке излучения [116]. Дальнейшее теоретическое исследование образования постфокальных плазменных каналов было проделано в работе [117], где авторы определили конкретные условия не только самовосстановления филамента после линейного геометрического фокуса, но и непрерывного прохождения пучка через фокальную перетяжку без рефокусировки. Как было показано в [117], при прохождении филамента за фокальную плоскость системы керровская самофокусировка доминирует над дефокусировкой излучения за счет наведенной плазменной нелинейности, а также дифракционной расходимостью после фокуса. Критерий постфокальной филаментации заключается в выполнении следующего соотношения:

$$\alpha\sqrt{\eta_0 - 1}/\vartheta > 1, \quad (25)$$

где $\vartheta = L_D/f$, а $L_D = \pi d_0^2/2\lambda$ - дифракционная длина, подгоночный коэффициент $\alpha = 7$ для $\lambda = 800$ нм.

Условия фокусировки для Рис. 32 а соответствует неравенству $\eta_0 > 17$, а филамент с обозначенным линией 2 профилем удовлетворяет условию (25). В случае слабой геометрической фокусировки, несмотря на очевидное выполнение критерия преобладания керровской самофокусировки (Рис. 32 б), филаментация прекращается в области фокальной перетяжки вне зависимости от энергии. Это происходит из-за того, что линейный фокус расположен дальше от линзы, чем в случае Рис. 32 а, а нелинейный фокус остается на прежнем расстоянии, что приводит к удлинению плазменного канала и увеличению потерь на фотоионизацию. При этом возникает дополнительная угловая расходимость пучка еще до фокальной плоскости [118] и импульс должен быть более мощным, чтобы скомпенсировать расхождение и инициировать постфокальную филаментацию.

При уменьшении длины волны, то есть в случае филаментации третьей гармоники излучения (Рис. 33 а, б), происходит увеличение дифракционной длины при аналогичных размерах пучка и мощности импульса, что уменьшает вероятность выполнения неравенства (25) и рефокусировки импульса после линейного фокуса.

Как видно из Рис. 33 а, б, рефокусировка излучения УФ диапазона за фокусом не происходит ни в случае жесткой, ни в случае мягкой фокусировки. Распределение линейной плотности плазмы спадает по мере распространения излучения после прохождения фокуса для разных энергий в импульсе одинаково. При этом смещения конца плазменного канала для большей энергии не происходит, так же как на Рис. 32 б. В случае УФ импульсов формирование

плазменного канала, скорее всего, связано не только с филаментацией, но и с сильной ионизацией воздуха излучением с более высокой энергией кванта, чем в случае ИК излучения.

Обсуждение с проф. Ю. Э. Гейнцем (ИОА СО РАН, г. Томск) вопросов рефокусировки излучения после фокальной плоскости системы привело к предположению, что постфокальная филаментация зависит от поперечного размера пучка, так как уменьшение радиуса пучка приведет к увеличению вероятности рефокусировки в соответствии с неравенством (25). Действительно, если выразить мощность импульса P_0 и дифракционную длину L_D через другие параметры, то отношение влияния керровской самофокусировки к геометрическому расхождению в левой части (25) будет обратно пропорционально квадрату диаметра пучка.

В эксперименте, посвященном исследованию рефокусировки излучения, применялся набор круглых диафрагм с фиксированным размером апертурного отверстия, а так же ирисовая диафрагма с варьируемым размером отверстия. Полученные профили распределения линейной плотности плазмы вдоль оси распространения пучка для двух длин волн приведены на Рис. 34 и Рис. 35. В обоих случаях расстояние геометрической фокусировки было фиксировано и составляло 50 см, размер пучка и энергия в импульса варьировались. Погрешности измерений составляли порядка 10%, но не приведены на графиках для лучшего восприятия данных.

В экспериментах излучение ИК и УФ диапазонов при определенных условиях рефокусировалось после фокальной плоскости системы, в частности, при маленьком диаметре пучка. Для сравнения рассмотрим на обоих графиках линии 1 и 4, которые соответствуют распространению пучков с близкими энергиями, но с различными поперечными размерами. Линиями 1 показано прохождение плазменным каналом фокальной перетяжки системы, в то время как в случае линий 4 филаментация по-видимому не происходит, поскольку экспериментально полученное распределение линейной плотности плазмы хорошо воспроизводит посчитанный профиль интенсивности излучения только с линейной фокусировкой (не изображено на рисунках ввиду большого количества данных).

Постфокальная генерация плазмы для широкого пучка с диаметром $d_0 = 5$ мм была получена только в случае максимальной энергии в УФ импульсе $E_0 = 240$ мкДж (Рис. 35, линия 2), при этом происходило протягивание канала за фокальную плоскость, а не рефокусировка излучения, как для ИК диапазона. Следует отметить, что мощность этого импульса почти в тридцать пять раз превосходила критическую мощность. Уменьшение энергии импульса приводило к более раннему спаду линейной плотности плазмы и окончанию филамента в области фокальной перетяжки (Рис. 35, линия 3).

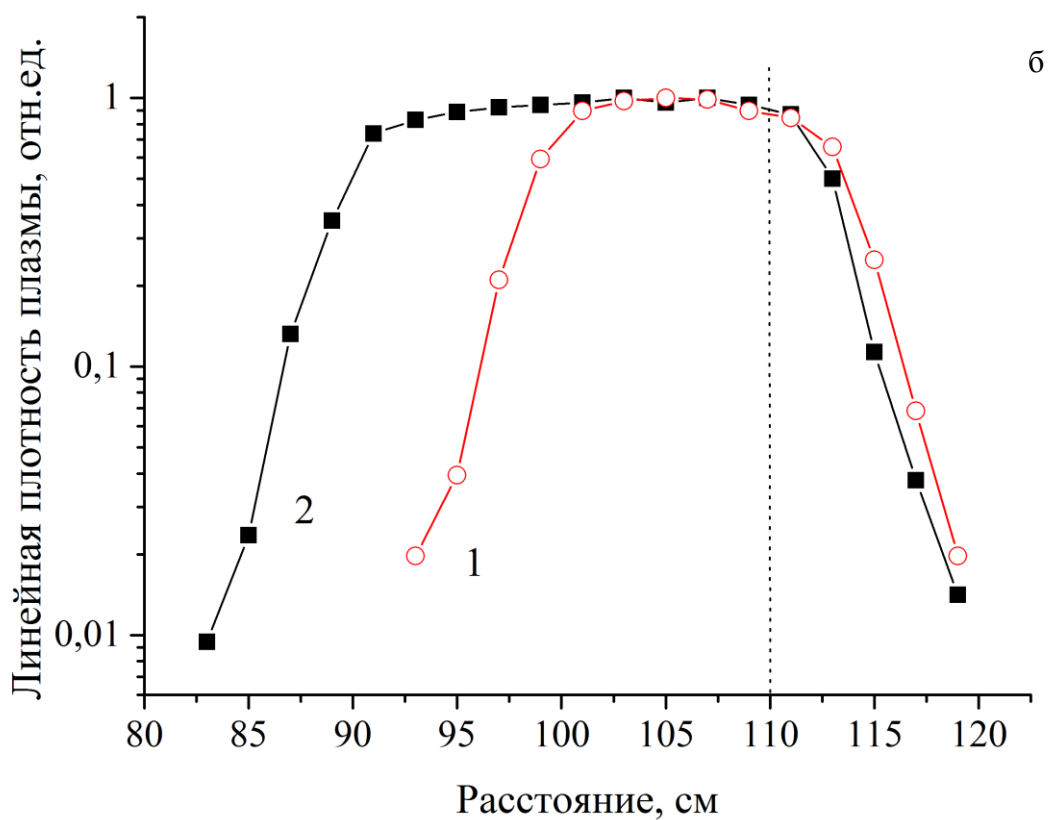
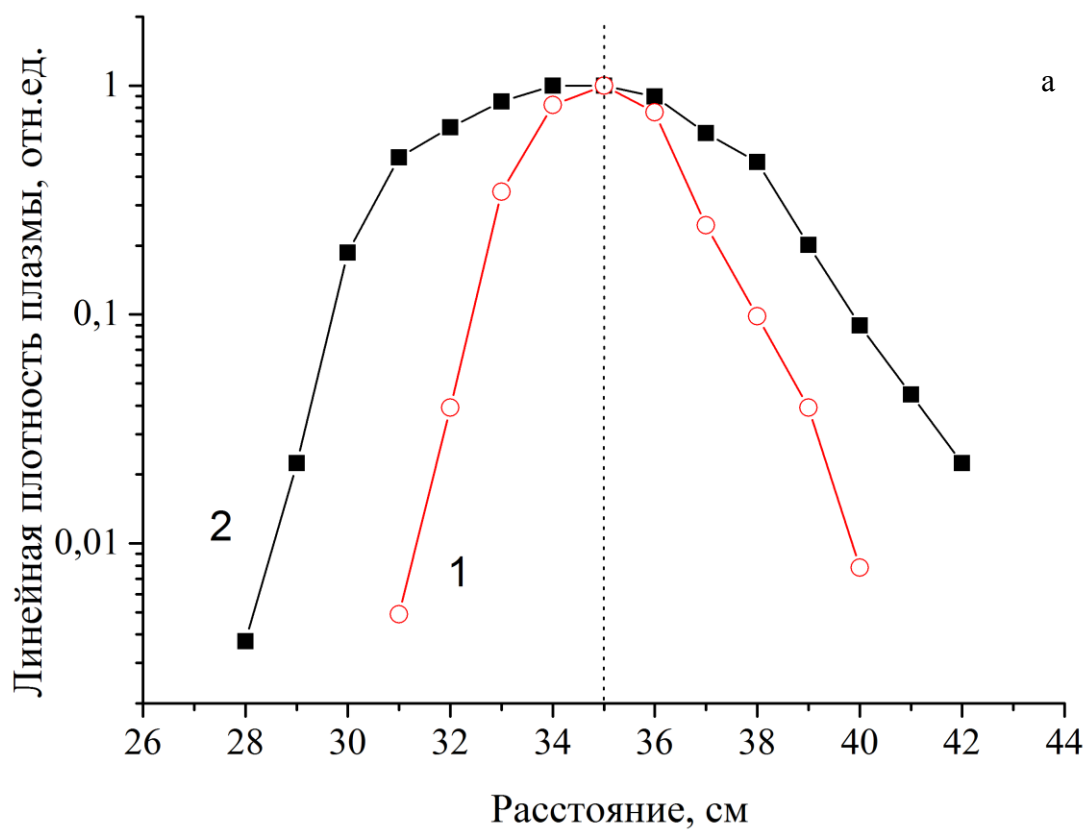


Рис. 32. Экспериментально полученные распределения линейной плотности плазмы вдоль оси распространения импульса. Длина волны - 744 нм, геометрический фокус системы – 35 см (а) и 110 см (б). Энергия в импульсе составляла 1,4 мДж (1) и 2,8 мДж (2). Вертикальной линией обозначено положение линейного фокуса.

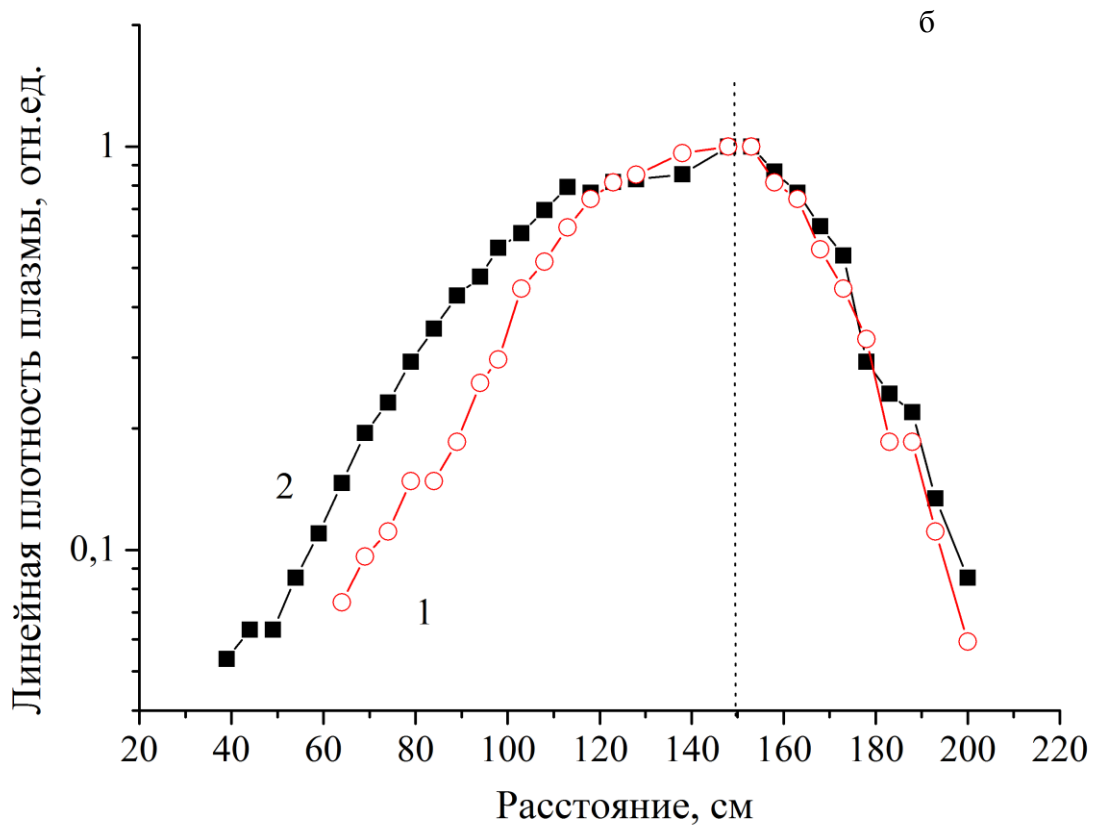
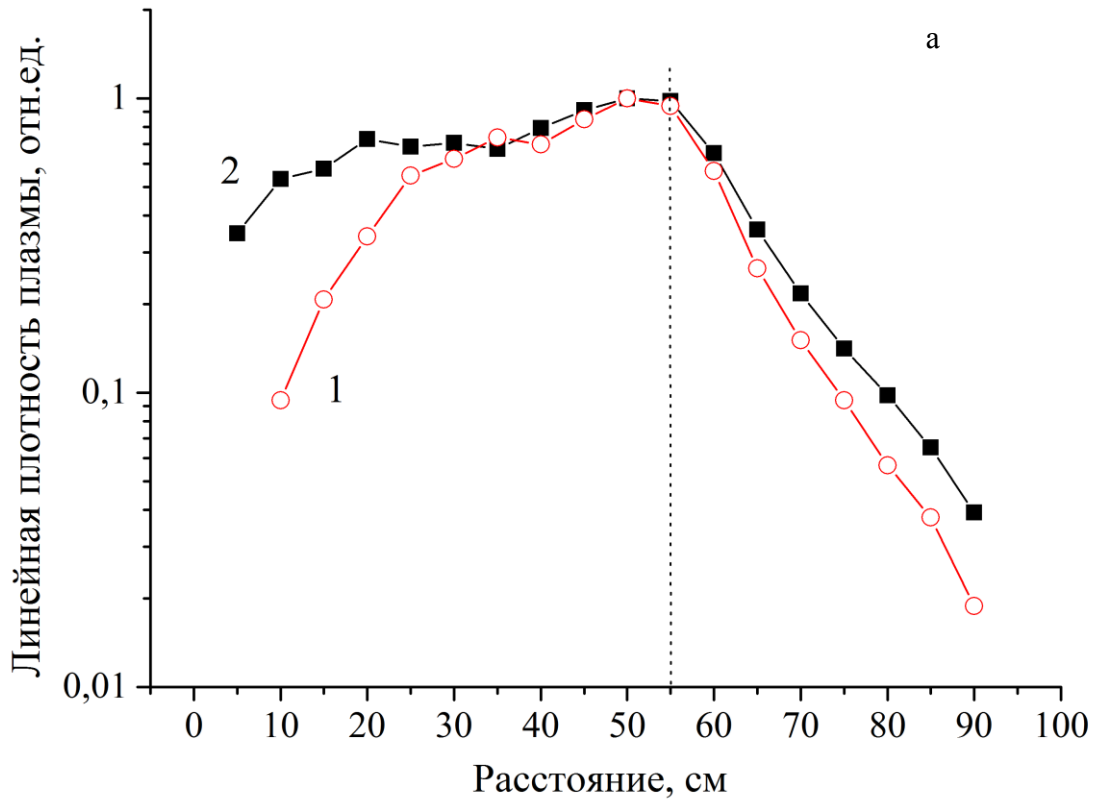


Рис. 33. Экспериментально полученные распределения линейной плотности плазмы вдоль оси распространения импульса. Длина волны - 248 нм, геометрический фокус системы - 55 см (а) и 150 см (б). Энергия в импульсе составляла 90 мкДж (1) и 180 мкДж (2). Вертикальной линией обозначено положение линейного фокуса.

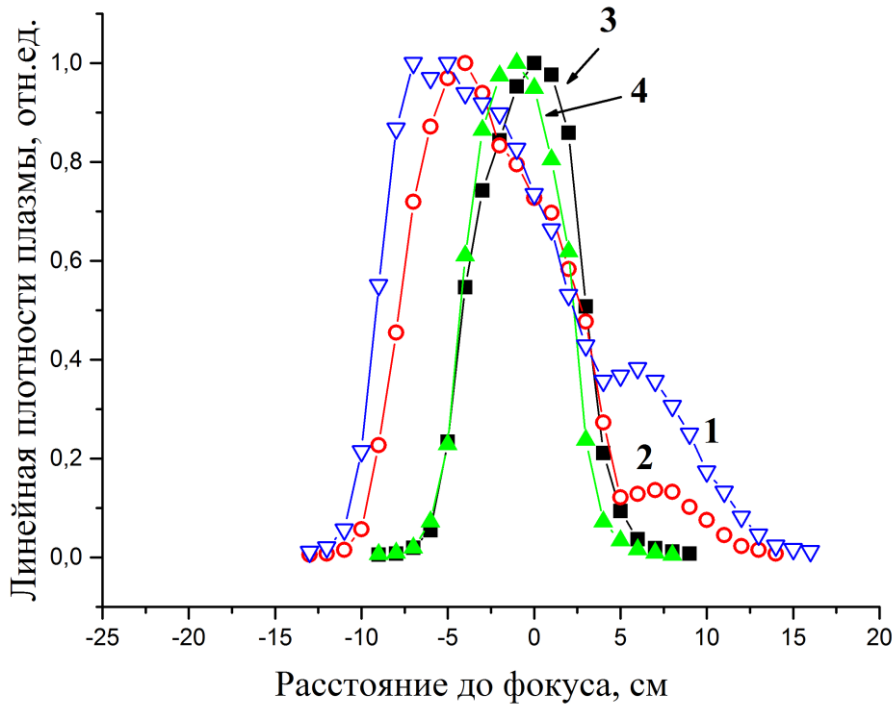


Рис. 34. Зависимость линейной плотности плазмы от расстояния до фокуса линзы при филаментации ИК лазерного излучения. Диаметр пучка и энергия в импульсе: 1) $d_0 = 2,5$ мм, $E_0 = 1,2$ мДж, 2) $d_0 = 3$ мм, $E_0 = 1,7$ мДж, 3) $d_0 = 8$ мм, $E_0 = 1,7$ мДж, 4) $d_0 = 4,8$ мм, $E_0 = 1,2$ мДж

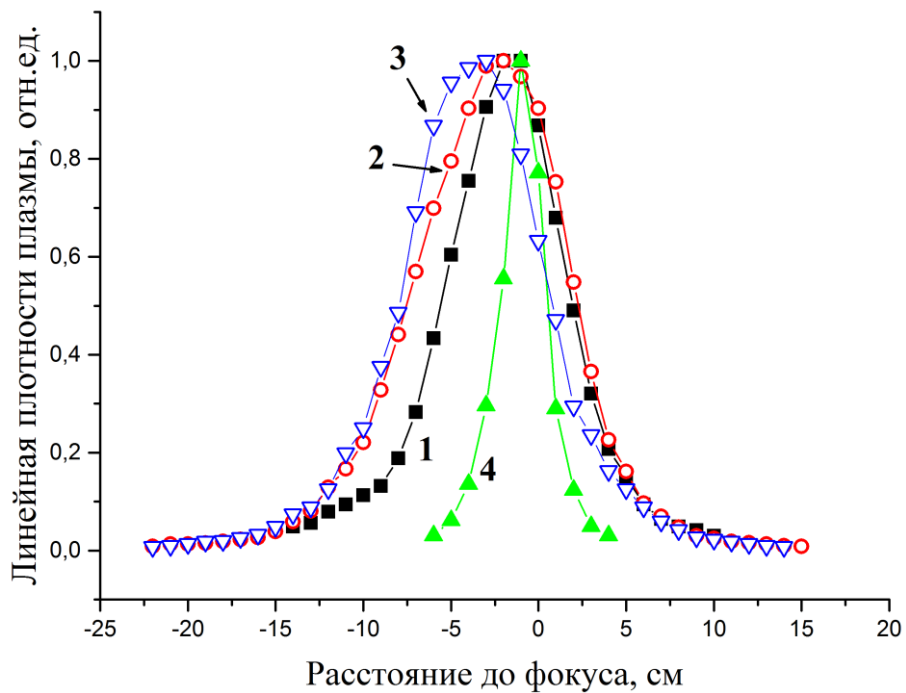


Рис. 35. Зависимость линейной плотности плазмы от расстояния до фокуса линзы при филаментации УФ лазерного излучения. Диаметр пучка и энергия в импульсе: 1) $d_0 = 1,6$ мм, $E_0 = 48$ мкДж, 2) $d_0 = 5$ мм, $E_0 = 240$ мкДж, 3) $d_0 = 2,7$ мм, $E_0 = 140$ мкДж, (4) $d_0 = 5$ мм, $E_0 = 40$ мкДж.

Сравнение Рис. 34 и Рис. 35 позволяет нам увидеть различие в постфокальной самофокусировке и процессе филаментации для ИК и УФ диапазонов лазерного излучения. Уменьшение диаметра УФ пучка приводит к протягиванию плазменного канала за линейный фокус системы (Рис. 35, кривые 1 и 2), в то время как в случае ИК диапазона пучок рефокусируется после перетяжки (линии 1 и 2 на Рис. 34). Плотность плазмы сначала уменьшается после прохождения фокуса, а потом снова увеличивается и формирует второй локальный максимум.

Таким образом, для самовосстановления филамента после геометрического фокуса пучка может быть недостаточно только повышения мощности излучения, поскольку это приведет к удалению начала филамента от фокальной плоскости и увеличит нелинейную расходимость пучка до фокуса (см. Рис. 32 б). Необходимо добиться, с одной стороны, чтобы филамент стартовал вблизи фокальной области, а с другой, чтобы после фокуса мощности импульса было достаточно для преодоления геометрической расходимости приосевой высокоэнергичной части пучка после фокуса. Это соответствует случаю узкого (отношение L_D/f невелико) и мощного (параметр $\eta \gg 1$) пучка излучения.

3.5. ВЫВОДЫ

Экспериментально исследовано распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов различных длин волн в воздухе при жесткой фокусировке в условиях филаментации.

Определена интенсивность излучения УФ и ИК диапазонов при разных фокусировках. Показано, что при увеличении числовой апертуры фокусирующей системы интенсивность импульсов росла при распространении излучения как в линейном режиме, так и в нелинейном. Однако при значении числовой апертуры 0,02 и более интенсивность практически не изменялась. В экспериментах интенсивность УФ излучения достигала значения $I_{max} = 1,5 \times 10^{13}$ Вт/см² для $NA = 0,06$, а максимум интенсивности ИК излучения составлял $I_{max} = 1,6 \times 10^{14}$ Вт/см² для $NA = 0,03$.

Определены зависимости геометрических размеров и значение электронной плотности плазменных каналов от фокусировки излучения (величины числовой апертуры). Слабосфокусированное и коллимированное ИК излучение формировали канал радиусом 40÷60 мкм. При увеличении числовой апертуры фокусирующей системы геометрические размеры плазменного канала уменьшались. При жесткой фокусировке лазерного пучка ($NA > 0,03$) уменьшение поперечного размера плазменного канала прекращалось на уровне $R_{pl} \approx 2\div 4$ мкм. К незначительному уменьшению длины канала приводило уменьшение параметра числовой апертуры при умеренной фокусировке излучения ($NA < 10^{-3}$). Увеличение

жесткости фокусировки приводило к более сильному уменьшению длины плазменного канала, а при $NA < 5 \times 10^{-4}$ длина канала становилась меньше протяженности линейной перетяжки пучка. При жесткой фокусировке ($NA = 0,09$) длина плазменного канала составляла доли миллиметра. Также при увеличении числовой апертуры фокусирующей системы происходил рост плотности плазмы вплоть до $3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Температура плазмы, образующейся при филаментации жестко сфокусированных импульсов, составляла 7000 К. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетами.

Показано, что при увеличении числовой апертуры фокусирующей системы выше нескольких единиц 10^{-2} происходит стабилизация интенсивности лазерного излучения, а так же поперечного размера и электронной плотности плазменного канала. Это может происходить вследствие сильной рефракции излучения на образованном канале с высокой плотностью плазмы.

Даже при докритической мощности фундаментального излучения (1 ГВт) при жесткой фокусировке наблюдалась генерация третьей гармоники. Ширина спектра составляла около 3 нм, причем увеличение энергии до 70 ГВт не приводило к ее увеличению. Отмечено, что угловая расходимость третьей гармоники существенно меньше угловой расходимости конической эмиссии. В экспериментах угловая расходимость третьей гармоники соответствовала геометрической расходимости лазерного пучка после фокусировки ($NA = 0.03$) и составляла ≈ 30 мрад. При этом коническая эмиссия всегда распространялась в углах более 30 мрад. Наблюдалось отсутствие генерации суперконтинуума на оси излучения, что не характерно для коллимированного излучения. Рост мощности излучения приводил к увеличению энергии генерируемой при филаментации третьей гармоники. Максимум эффективности преобразования энергии основной частоты в третью гармонику достигал $\sim 1,55 \times 10^{-3}$ при числовой апертуре $NA = 0,06$ и мощности излучения 4,5 ГВт.

Проведено сравнение параметров плазменного канала, образованного излучением в ИК и УФ диапазонах. Экспериментально исследован факт прохождения плазменных каналов за линейный фокус для обоих диапазонов. При этом УФ излучение создает плазменный канал, который плавно протягивается за геометрический фокус пучка, а в случае ИК импульса происходит рефокусировка излучения.

ГЛАВА 4. ФИЛАМЕНТАЦИЯ АМПЛИТУДНО- И ФАЗОВОМОДУЛИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Доставка высокоинтенсивного излучения в заданную точку пространства является одной из важных задач атмосферной оптики. Такая доставка излучения может быть реализована с помощью филаментации фемтосекундного лазерного излучения. Однако начало филаментации определяется не только такими параметрами, как оптические свойства среды распространения, длина волны, мощность и длительность импульса, но и случайными флуктуациями плотности среды, возникающими вследствие турбулентности или конвекции [119], присутствием аэрозолей [120] или неоднородностей в поперечном распределении интенсивности лазерного пучка. Для локализации излучения в определенной области пространства обычно применяется фокусировка пучка, при этом соотношение фокусного расстояния оптического элемента и положения нелинейного фокуса импульса определяет положение максимальной интенсивности. Другой способ управления распределением энергии излучения заключается в пространственной модуляции начального распределения амплитуды или фазы светового поля [121] для управления самофокусировкой пучка. При этом также происходит изменение протяженности образованного плазменного канала. Управление протяженностью образованных при филаментации лазерного излучения плазменных каналов важно для задач коммутации высоковольтных разрядов. Целью данной главы было получение управляемой филаментации с помощью различных модуляций лазерного пучка.

В данной главе представлены результаты нашего экспериментального исследования и численного моделирования, выполненного коллегами из групп профессора В.П. Кандидова и профессора О. Г. Косаревой из Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова и профессора Ю.Э. Гейнца и профессора А.А. Землянова из Института оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН, г. Томск. Основные результаты главы опубликованы в работах [6]-[9] из списка публикаций автора. Будут рассмотрены амплитудная модуляция (путем внесения апертурных диафрагм в область распространения пучка) и фазовые модуляции (внесение aberrаций, а так же динамического искажения фазы в профиль пучка).

4.1. АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Пространственная модуляция лазерного излучения приводит к образованию крупных неоднородностей или даже разделению исходного пучка на отдельные сегменты. При этом формируются либо упорядоченные связки филаментов в поперечном сечении пучка, либо хаотично распределенные плазменные каналы [122]. Пучки различной пространственной

формы можно получить с помощью наложения жесткой апертурной диафрагмы на пучок исходного гауссова профиля интенсивности. Диафрагмирование пучка приводит к дифракции распространяющегося излучения ввиду резких градиентов интенсивности в поперечном сечении пучка. Образовавшиеся при этом дополнительные максимумы амплитуды поля могут привести к локальной самофокусировке и образованию филаментов на более близком расстоянии, чем без диафрагмы.

В этом разделе совмещены два метода управления пространственными характеристиками филаментации: геометрической фокусировкой локализуется положение филамента около фокальной перетяжки системы, а наложением диафрагм различной геометрической формы инициируется более ранняя самофокусировка. Для сравнения с экспериментом используются результаты численного моделирования, выполненного группой и проф. Ю.Э. Гейнца и проф. А.А. Землянова.

Экспериментальное исследование профилированных пучков было выполнено на титан-сапфировой лазерной системе с центральной длиной волны излучения 744 нм, описанная в Главе 2. Лазерный пучок проходил через одну из пространственных масок (диафрагм) и фокусировался в воздухе тонкой стеклянной линзой. Пространственные маски, показанные на Рис. 36, имели форму круга, треугольника и четырех кругов, расположенных симметрично относительно центра пучка (сегментированная диафрагма). Все диафрагмы помещались в область распространения пучка так, что положение центра симметрии отверстия сомещалось с оптической осью излучения.

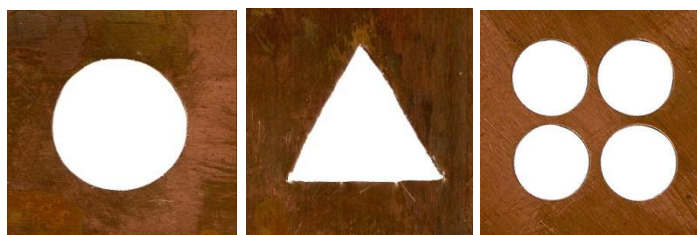


Рис. 36. Изображения формы пространственных масок: круговая, треугольная и сегментированная

Плазменные каналы, образующиеся при филаментации фемтосекундных импульсов, детектировались несколькими способами: получением изображения люминесценции плазменных каналов, получением поперечных сечений пучка вдоль оси распространения излучения и определением линейной плотности плазмы методом, описанном в разделе 2.2.2. Схема эксперимента приведена на Рис. 37. На рисунке изображено положение ПЗС камеры для получения изображения люминесценции плазменного канала. Для снятия поперечных

профилей пучка камера помещалась в область распространения излучения перпендикулярно оптической оси (см. ниже).

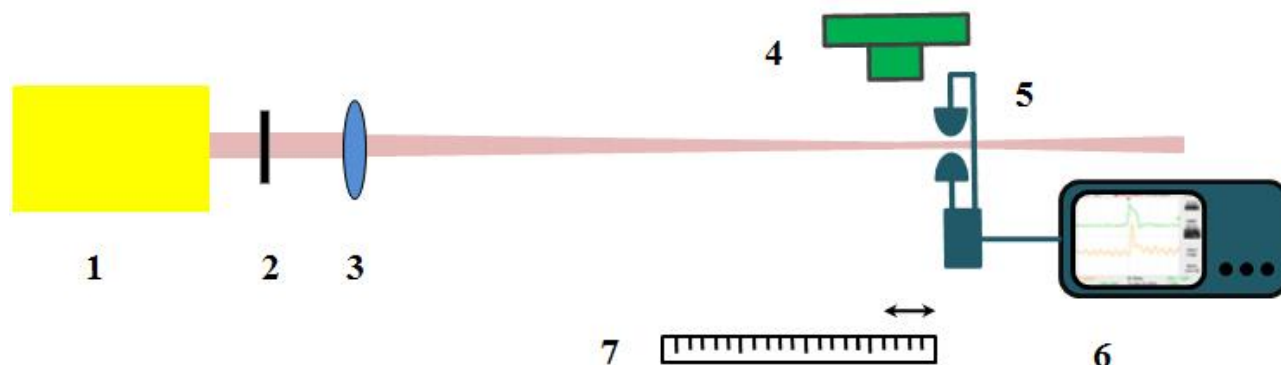


Рис. 37. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 – лазерная система, 2 – пространственная маска, 3 – линза, 4 – ПЗС камера, 5 – электроды, 6 – осциллограф, 7 – линейка

Изображения плазменных каналов, полученные при расположении ПЗС камеры сбоку от оси распространения излучения, приведены для иллюстрации на Рис. 38 для треугольной и сегментированной диафрагм. В этих экспериментах использовалась линза с фокусным расстоянием 7,5 см. В случае диафрагмы с четырьмя кругами отчетливо видны два плазменных канала, сходящихся под малым углом, еще два канала находятся «в тени» первых двух, ближайших к камере. Каждый из каналов сформирован отдельным сегментом пучка при самофокусировке излучения, прошедшего через одно из круговых отверстий диафрагмы. Эти плазменные нити сливаются в один канал вблизи фокальной перетяжки системы и образуют широкий плазменный канал. В случае треугольной пространственной маски образованный плазменный канал был уже, но более протяженный, чем в случае сегментированной маски.

Экспериментальные данные, приведенные в этом разделе ниже, были получены с использованием линзы с фокусом 85 см. Оцифрованные изображения профилей люминесценции плазмы с ПЗС камеры для различных профилей диафрагм представлены на Рис. 39 и Рис. 40. При оцифровке изображений полученные значения интенсивности для каждого пикселя камеры (разрешение 1600×1200) записывались в таблицу, после чего выбиралась область фиксированной малой ширины, соответствующая плазменному каналу, а значения интенсивности складывались для каждого значения расстояния. Полученные величины позволили построить график зависимости интегральной по поперечному сечению интенсивности вдоль оптической оси.

Для этих же диафрагм были получены поперечные профили излучения вдоль оси распространения, для чего использовались кварцевая пластинка и ПЗС камера. Перемещение этой системы вдоль оптического пути излучения позволило получить поперечное распределение плотности энергии пучка вдоль оптической оси. В этих экспериментах энергия в филаментирующем импульсе составляла около 1 мДж и контролировалась калориметром, расположенным за диафрагмами.

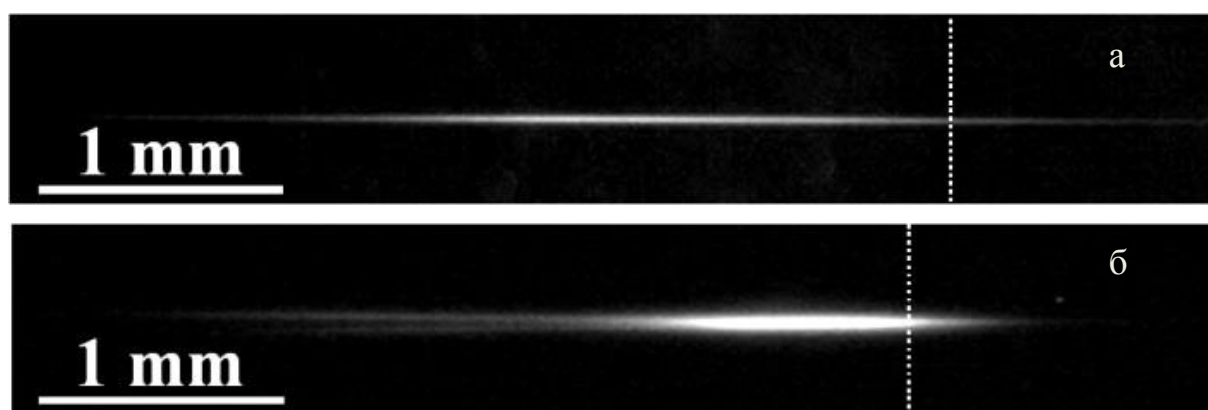


Рис. 38. Экспериментальная визуализация продольных профилей плазменных каналов, образованных лазерными пучками, прошедшим треугольную (а) и сегментированную (б) диафрагмы. Излучение распространяется слева направо, фокальная плоскость линзы изображена вертикальной пунктирной линией.

Ввиду различия энергий излучения для четырех приведенных форм пучка, полученные результаты можно сравнивать только качественно. Как и следовало ожидать, при уменьшении энергии вдвое происходит уменьшение протяженности плазменного канала, вследствие увеличения расстояния до начала самофокусировки, вне зависимости от профиля излучения. При круговой и треугольной апертурах полученные значения энергии в импульсе были близки, поэтому результаты можно сравнивать и количественно (Рис. 39). Протяженность канала в первом случае немного больше, чем во втором, при этом нарастание интенсивности люминесценции (которая пропорциональна линейной плотности плазмы) происходило более плавно. Максимальное значение интенсивности люминесценции для круговой диафрагмы почти в два раза превышало интенсивность для треугольной диафрагмы.

Также близкие энергии были у излучения сегментированного и гауссова профилей (Рис. 40 а (1) и б (2), а (2) и б (3)). В обоих случаях плазменные каналы начинаются примерно за 15 см до фокуса для большей энергии, но сегментированный пучок, во-первых, дальше протягивается за фокус, а во-вторых, на околофокальную область приходится достаточно большой сигнал его свечения, в то время как свечение плазмы пучка гауссовой формы к геометрическому фокусу уже спадает.

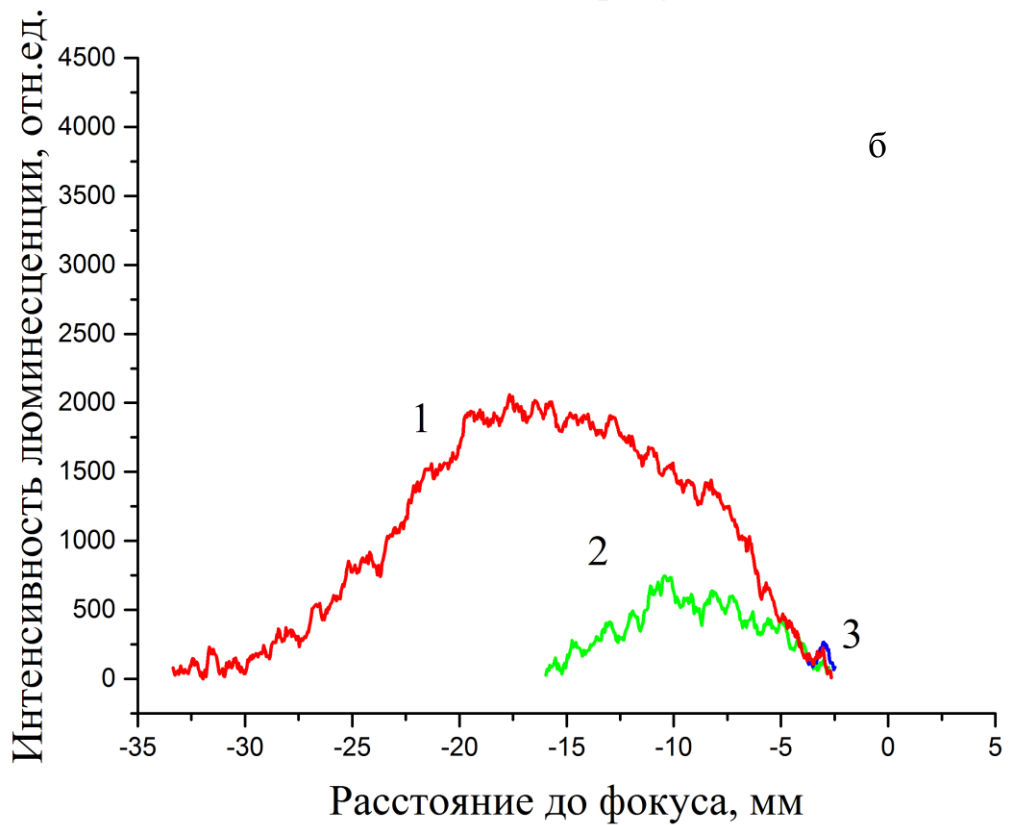
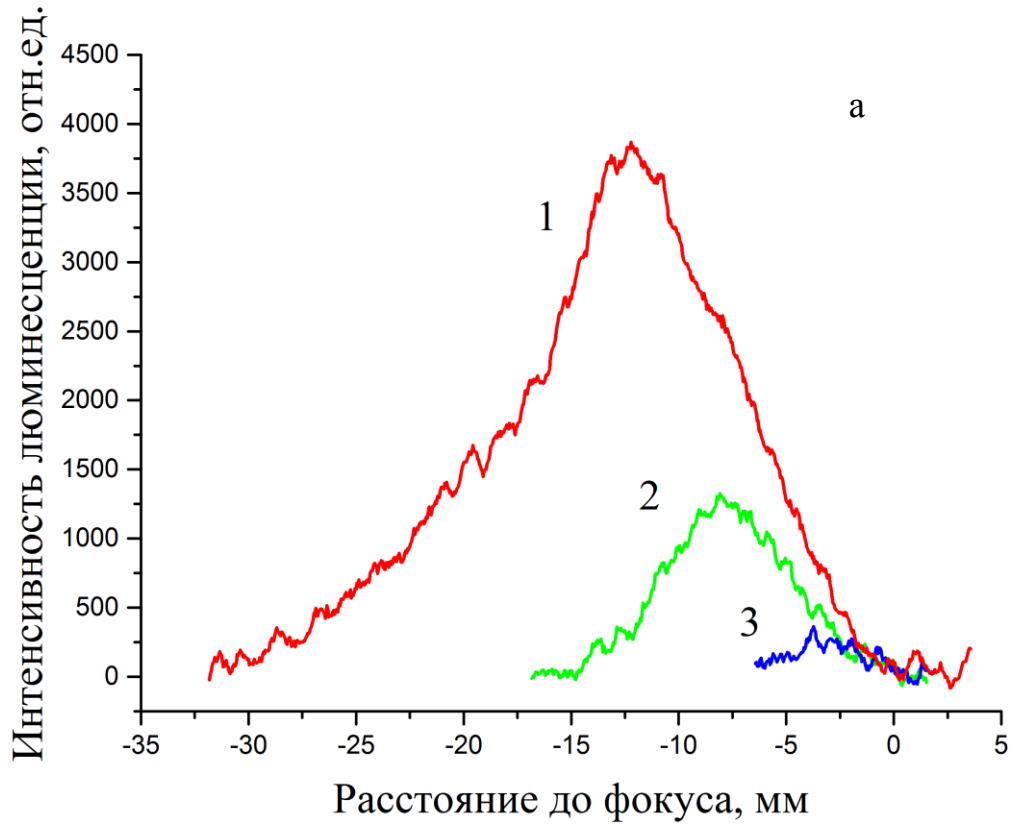


Рис. 39. Люминесценция плазменного канала профилированного излучения в зависимости от расстояния до геометрического фокуса линзы при разных энергиях импульса, профиль: а) круглый, с энергией 3,5 мДж (1), 1,9 мДж (2), 0,85 мДж (3); б) треугольный, с энергией 3,3 мДж (1), 1,65 мДж (2), 0,74 мДж (3).

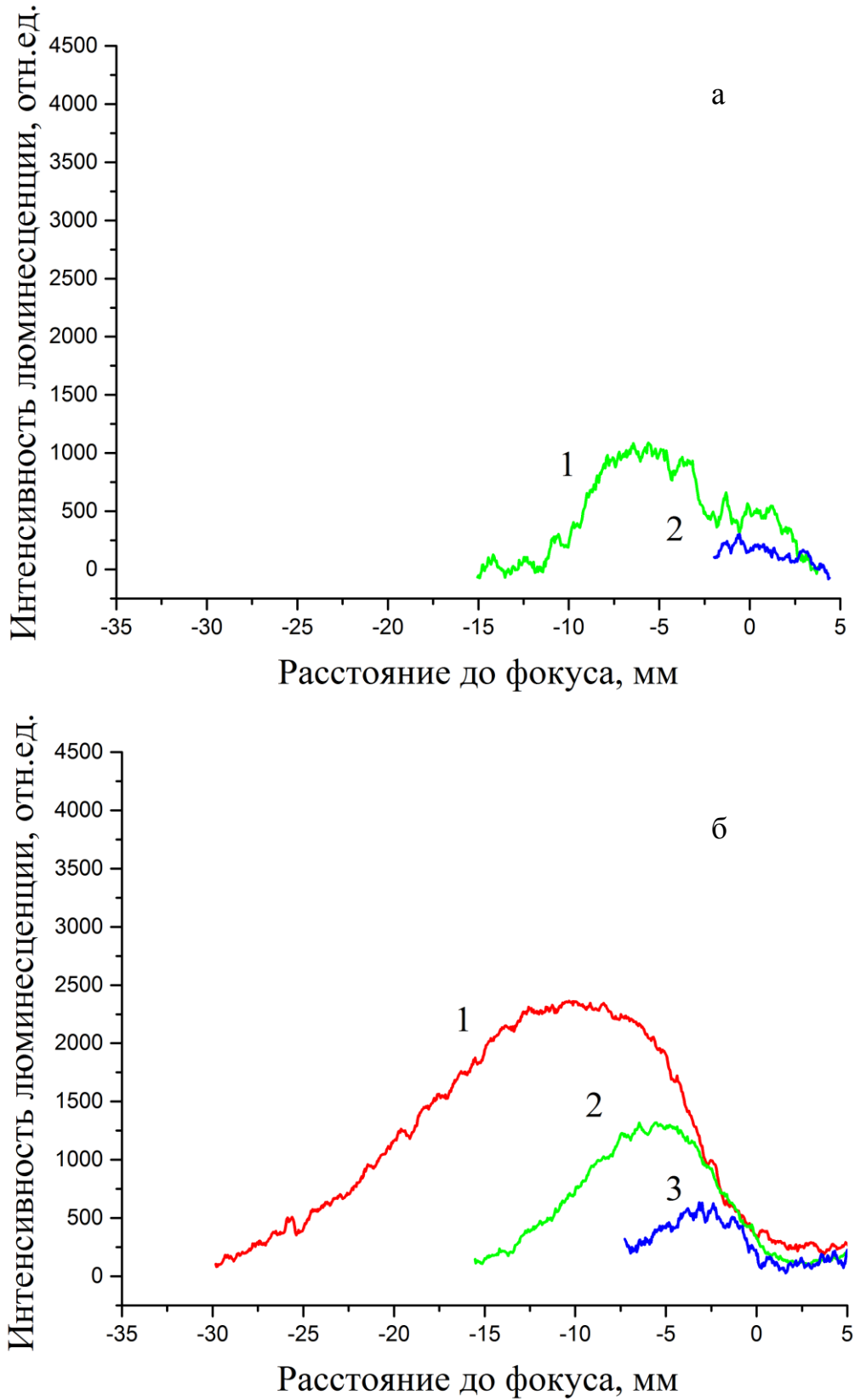


Рис. 40. Интенсивность люминесценция плазменного канала профилированного излучения в зависимости от расстояния до геометрического фокуса линзы при разных энергиях импульса, профиль: а) сегментированный, с энергией 2,3 мДж (1), 1,15 мДж (2) и б) гауссов, исходный пучок, с энергией 4,8 мДж (1), 2,4 мДж (2), 1,08 мДж (3).

Стоит отметить, что начала филаментации диафрагмированных пучков (кривые 1 на Рис. 39 *а, б*) и гауссова пучка (кривая 1 на Рис. 40 *б*) почти совпадают, несмотря на то, что энергия гауссова пучка почти в полтора раза выше. Это происходит в связи с образованием локальных максимумов в поперечном профиле излучения из-за дифракции. Наличие таких локальных максимумов ведет, в свою очередь, к изменению процесса самофокусировки излучения.

На Рис. 41 представлены характерные поперечные профили амплитудно-модулированных импульсов на расстоянии 8 см перед геометрическим фокусом ($f = 85$ см). Для круговой и треугольной диафрагм максимум распределения плотности энергии находится на оптической оси излучения с характерным размером около 50 мкм.

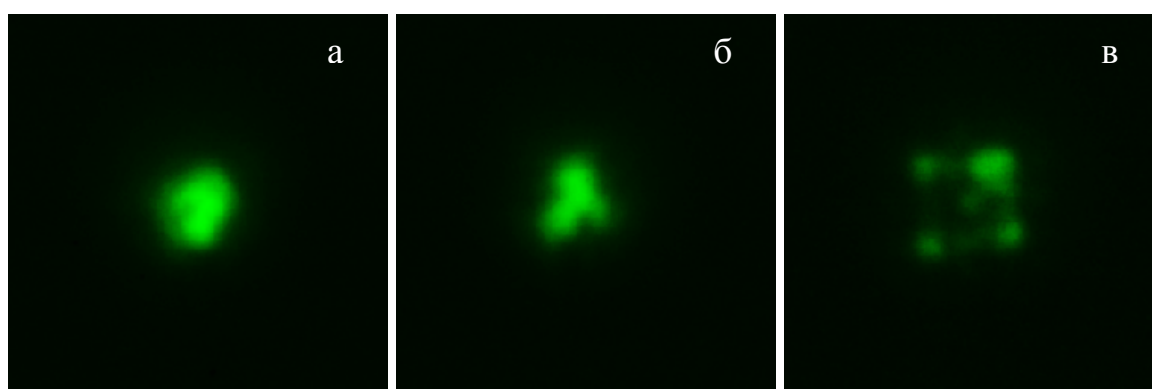


Рис. 41. Полученные экспериментально поперечные распределения плотности энергии профилированных пучков для круговой (а), треугольной (б) и сегментированной (в) диафрагм на расстоянии 8 см перед геометрическим фокусом.

Размер каждого из трех изображений 250 мкм×250 мкм.

Экспериментально полученные зависимости распределений пиковой плотности энергии, а также ширины основного максимума и среднеквадратичного диаметра плазменного канала от расстояния до линейного фокуса линзы приведены на Рис. 42 и Рис. 43, соответственно, для всех типов диафрагм. Погрешности измерений составляли порядка 15%, но не приведены на графиках для лучшего восприятия данных.

Для гауссова пучка без диафрагмы с начальным радиусом 4 мм в случае линейной фокусировки излучения диаметр фокального пятна составлял 55 мкм при длине перетяжки 1,14 см. Положение начала филаментации, которое определяется координатой минимума диаметра основного максимума, приходится на одинаковое для круговой и треугольной масок расстояние -15 см перед линейным фокусом системы (Рис. 43 *а, б*). Немного другая картина наблюдается в случае сегментированной диафрагмы – филаментация начинается за 10 см до фокальной плоскости (Рис. 43 *в*), в то время как для исходного излучения старт филамента

также расположен ближе к фокусу линзы – за 10 см до перетяжки (Рис. 43 з). Эти результаты хорошо коррелируют с предыдущим экспериментом.

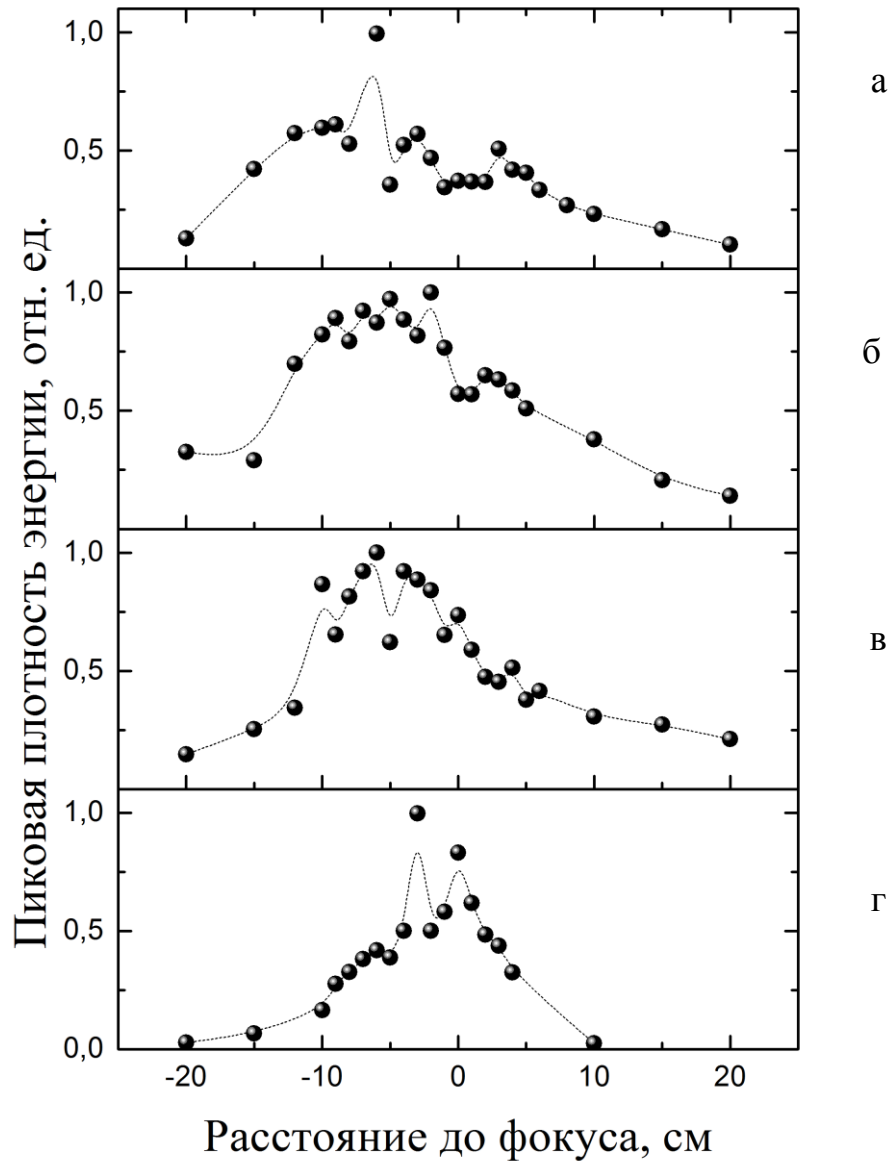


Рис. 42. Экспериментально полученные распределения пиковой плотности энергии импульса для различных диафрагм: а) круглая, б) треугольная, в) сегментированная, г) гауссов профиль без диафрагмы. Данные для наглядности аппроксимированы сплайном.

Средний диаметр филамента в 55 мкм соответствует диаметру перетяжки непрофилированного лазерного излучения и составляет почти половину поперечного размера филамента при самофокусировке коллимированного пучка, согласно данным приведенным в разделе 1.3.1. Полученное значение согласуется с экспериментальными данными, приведенными в предыдущей главе. Средний диаметр области филаментации сегментированного пучка больше, чем в случае других диафрагм, из-за начального пространственного разнесения отдельных сегментов. Интересно отметить, что для

профилированного излучения после зарождения и прохождения некоторого расстояния плазменный канал заканчивается вблизи геометрического фокуса (уменьшение плотности энергии излучения на Рис. 42 и увеличение поперечного размера на Рис. 43) и снова появляется через 2 см. В случае гауссового профиля пучка такой рефокусировки не наблюдалось.

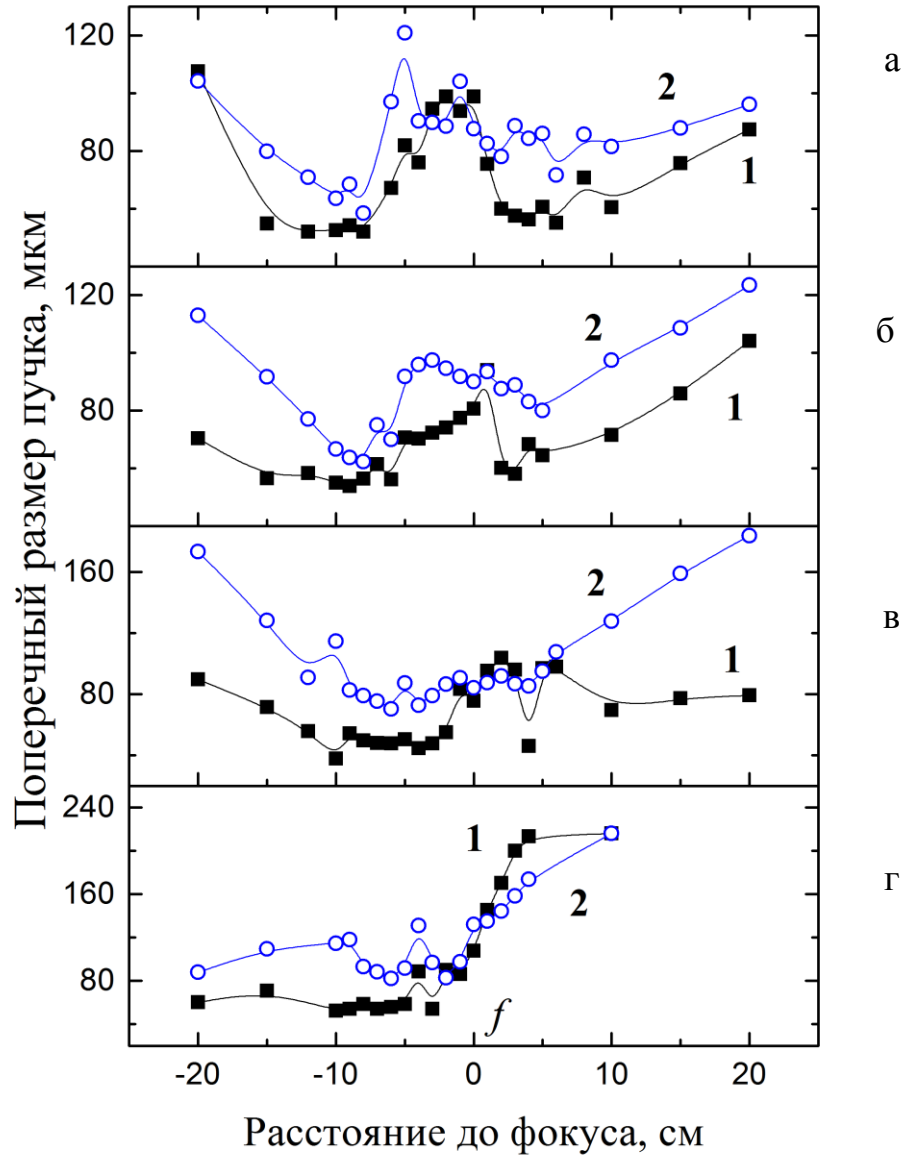


Рис. 43. Экспериментальная зависимость ширины основного максимума (1) и среднеквадратичного диаметра канала (2) от расстояния до линейного фокуса линзы для а) круговой, б) треугольной, в) сегментированной диафрагм и г) исходного излучения.

Численное моделирование было выполнено с помощью решения нелинейного уравнения Шредингера с учетом нелинейности среды, где учитывались мгновенная и инерционная составляющие эффекта Керра, нелинейности высших порядков и эффект фотоионизации среды. Математическая модель приведена в работе [3] списка публикаций автора. Расчетные кривые эволюции пиковой плотности энергии излучения с распространением импульса в среде

представлены на Рис. 44 и хорошо согласуются с экспериментальными данными. Профилирование пучка приводит к структуре филамента с двумя продольными максимумами – до и после линейного фокуса, в то время как исходный гауссов пучок образует только один филамент до геометрического фокуса. Излучение, прошедшее круговую и треугольную диафрагмы, формирует отчетливый вторичный филамент.

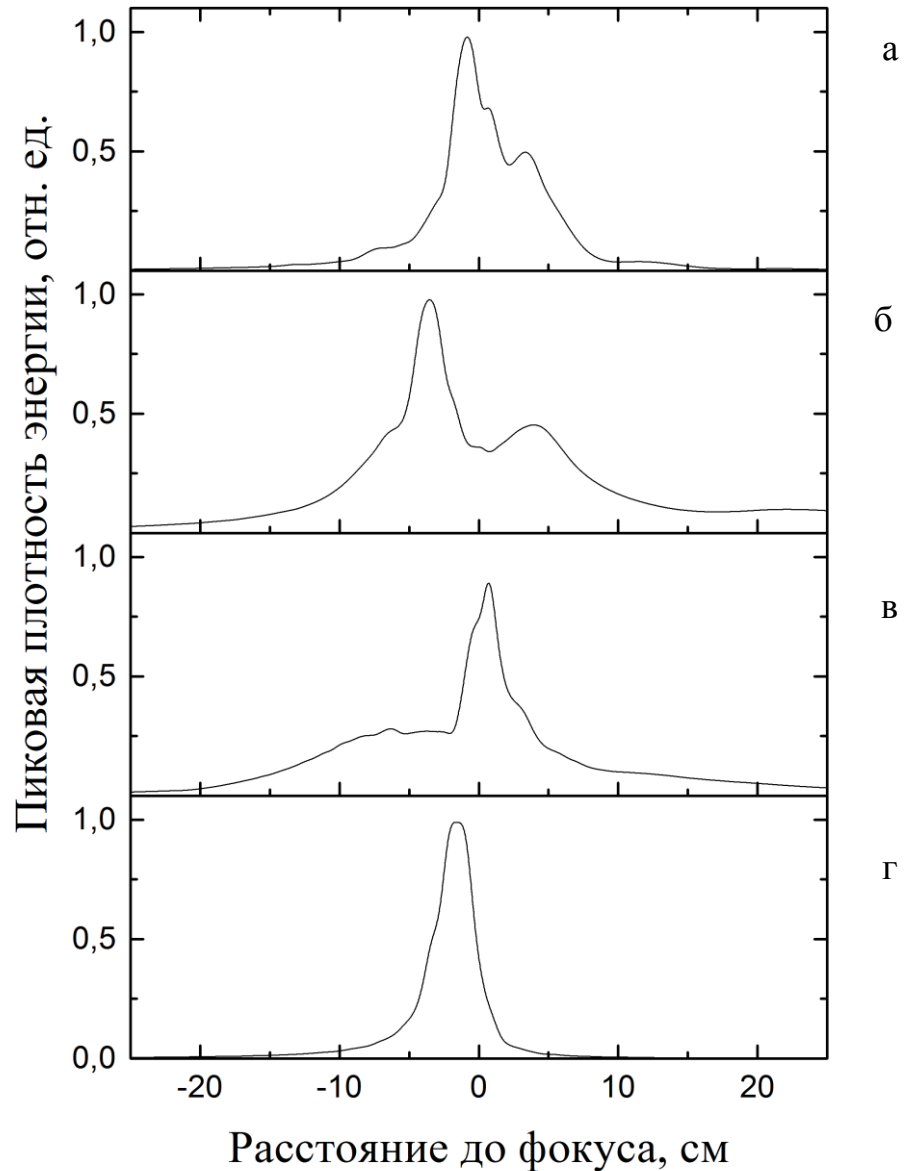


Рис. 44. Расчетные зависимости распределения пиковой плотности энергии от расстояния до фокальной перетяжки для а) круговой, б) треугольной, в) сегментированной диафрагм и г) исходного излучения. Численное моделирование было выполнено группой проф. Ю.Э. Гейнца и проф. А.А. Землянова.

Различное поведение пучков разных профилей можно объяснить разницей динамики их дифракции: диафрагмирование излучения приводит к появлению дополнительных максимумов в распределении интенсивности светового поля, причем положение этих максимумов зависит

от геометрической формы диафрагмы. Например, в случае треугольного профиля пучка максимумы в распределении интенсивности образуются в вершинах фигуры (Рис. 41 б), в то время как сегментированная диафрагма делит пучок на четыре части, находящиеся на некотором расстоянии друг от друга, что приводит к образованию четырех ярко выраженных максимумов (Рис. 41 в и Рис. 38 б). Кроме того, при наложении диафрагмы уменьшается поперечный размер пучка, что, согласно результатам экспериментов (раздел 3.4.2), увеличивает вероятность рефокусировки излучения.

4.2. ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОФИЛЯ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА

Одним из методов управления положением и протяженностью плазменных каналов, образующихся при филаментации ультракороткого лазерного импульса, является модуляция фазы исходного излучения. Например, фокусировка конической линзой, или аксиконом, позволяет получить протяженные однородные плазменные каналы [123], [124]. Основными недостатками этого метода являются потери энергии импульса ввиду природы Бесселевой формы пучка, которую формирует аксиконная линза [123], а также тот факт, что филамент начинается очень близко к вершине аксикона и образуемый плазменный канал сложно доставить на удаленную мишень. Другой метод управления волновым фронтом излучения заключается в применении адаптивного зеркала. При этом фазовая модуляция излучения может заключаться во внесении различных аберраций. Использование адаптивной оптики вместо проходной позволяет избежать фазовой самомодуляции и самофокусировки пучка в материале оптического элемента. С другой стороны, изменение волнового фронта импульса может осуществляться методом внесения контролируемой фазовой самомодуляции в среде распространения лазерных импульсов за счет подбора параметров среды.

4.2.1. ВНЕСЕНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ

В этом разделе описано исследование влияния сферических аберраций, внесенных деформируемым зеркалом, на образование плазменных каналов. Стоит отметить, что до нашей работы адаптивная оптика использовалась в целях исправления аберраций пучка или его фокусировки, но не для внесения дополнительных аберраций с целью управления филаментацией и образуемыми плазменными каналами.

Численное моделирование было выполнено группой профессора О. Г. Косаревой из Московского Государственного Университета им. М. В. Ломоносова. В эксперименте мы использовали адаптивную оптическую систему, разработанную и произведенную группой доцента А. В. Ларичева из Московского Государственного Университета им. М. В. Ломоносова, описанную в разделе 2.2.1.

Эта система состоит из униморфного деформируемого зеркала и датчика волнового фронта Шака-Гартмана. Перед датчиком волнового фронта была расположена высокоотражающая пластинка во избежание его повреждения. Принцип работы датчика Шака-Гартмана состоит в следующем: он оцифровывает сигнал от импульса и раскладывает функцию его волнового фронта по полиномам Цернике. В данном случае вносилась сферическая aberrация третьего порядка, поэтому фаза пропорциональна радиальному полиному R_4^0 :

$$\varphi(r) = k\sqrt{5}(6(r/a_0)^4 - 6(r/a_0)^2 + 1) \times A_z, \quad (26)$$

где a_0 – диаметр пучка по уровню $1/e$, A_z – амплитуда смещения поверхности деформируемого зеркала, то есть степень сферической aberrации, которая в дальнейшем будет называться амплитудой aberrации.

В эксперименте излучение титан-сапфировой лазерной системы расширялось с помощью телескопа до 30 мм в диаметре для ИК импульса и 50 мм для УФ импульса для заполнения пучком апертуры зеркала, что привело к искажению фазы пучка из-за прохождения излучения внеосевой оптики. На Рис. 45 показано распределение плотности энергии в дальней зоне пучка. Система коррекции волнового фронта позволила исправить распределение пучка в дальней зоне (Рис. 45 б), а динамического диапазона зеркала оказалось достаточно для добавления сферической aberrации в пучок (Рис. 45 в, г).



Рис. 45 Поперечные профили распределения интенсивности лазерного пучка в дальней зоне:
 а – исходный (неисправленный) импульс, б – исправленный адаптивным зеркалом,
 в – aberrацией одного знака, д – другого знака.

На Рис. 46 представлена оптическая схема эксперимента. Лазерное излучение направлялось на адаптивное зеркало, после чего малая его часть, отражаясь от клина, попадала на датчик волнового фронта для контроля качества пучка. Основная часть излучения фокусировалась линзой. В случае использования ИК излучения изображение плазменных каналов, образующихся при филаментации импульсов, снималось ПЗС камерой сбоку (как на

Рис. 46). В случае использования УФ излучения, ПЗС камера вносилась в область распространения импульса перпендикулярно оптической оси.

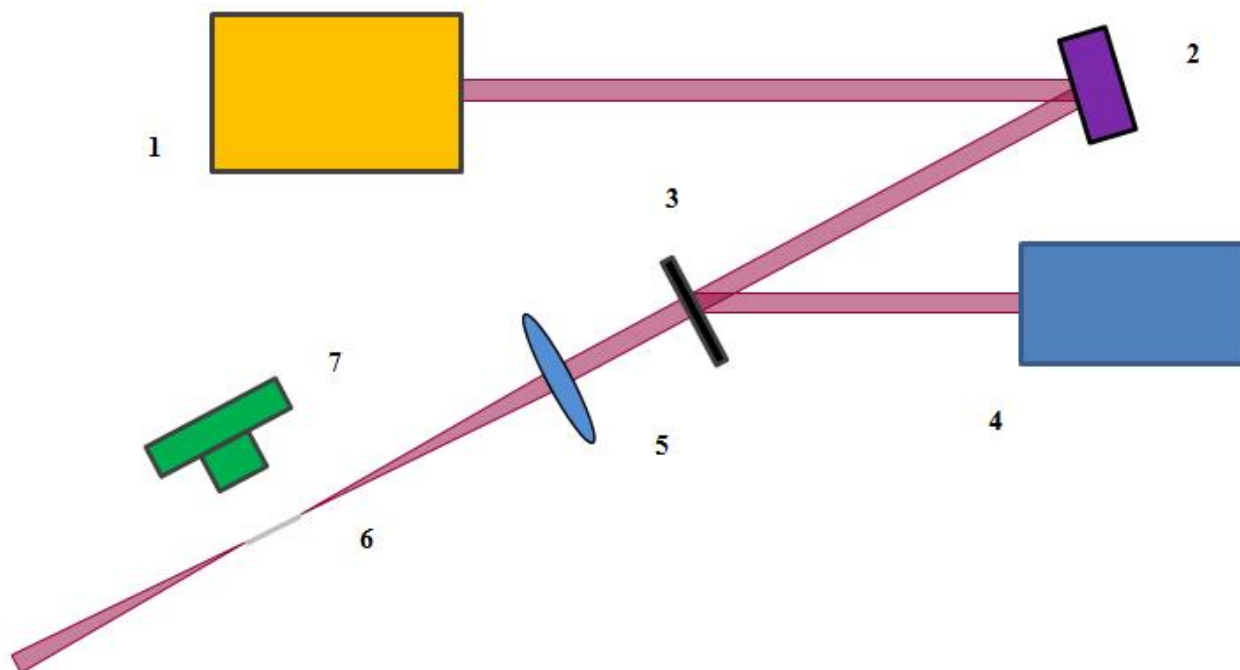


Рис. 46. Оптическая схема экспериментальной установки: 1 – лазерная система, 2 – адаптивное зеркало, 3 – клин, 4 – датчик волнового фронта, 5 – линза, 6 – плазменный канал, 7 – ПЗС камера

В экспериментах с УФ лазерными импульсами их энергия составляла 200 мкДж. Пучок фокусировался сферической линзой с фокусным расстоянием 1 м. Поперечный профиль пучка регистрировался с помощью ПЗС камеры на различных расстояниях от геометрического фокуса. Полученные изображения обрабатывались на компьютере, определялся диаметр лазерного пучка. Зависимость диаметра пучка от расстояния до геометрического фокуса системы приведена на Рис. 47. Стрелками обозначена область филаментации в случае распространения излучения без дополнительной сферической аберрации (1) и с максимальной амплитудой аберрации $A_z = 0,18$ мкм (2), которую позволяла внести наша система. Погрешности измерений составляли порядка 15%, но не приведены на графике для лучшего восприятия данных.

Несмотря на многократное превышение мощности излучения над критической мощностью самофокусировки, в нашем эксперименте формировался только один филамент. Область ограниченного распространения, то есть филаментации, определялась длиной, на протяжении которой поперечный размер пучка оставался меньше некоторого значения, в нашем случае 55 мкм. Этот критерий был выбран исходя из характера распространения

исходного излучения без внесенных aberrаций: когда размер филамента становится больше 55 мкм, он начинает быстро расти, что указывает на завершение филаментации.



Рис. 47. Зависимость диаметра пучка с длиной волны 248 нм от расстояния до линейного фокуса (0 мм). Горизонтальной пунктирной линией обозначен уровень 55 мкм, вертикальными линиями обозначены области филаментации излучения без (1) и с (2) внесением aberrаций.

Как видно из графика, область филаментации пучка без aberrаций почти в два раза короче, чем в случае внесения aberrации. При этом оба филамента заканчиваются в одной области, находящейся немного за геометрическим фокусом линзы, но искаженное сферической aberrацией излучение начинает филаментировать существенно раньше.

В серии экспериментов в ИК диапазоне длин волн излучение с центральной длиной волны 744 нм и энергией 2 мДж фокусировалось в воздухе на расстоянии 70 см от линзы. Пиковая мощность импульса превосходила в несколько раз значение критической мощности, однако наблюдалось образование только одного филамента. На Рис. 48 представлены изображения плазменных каналов, образованных излучением без внесения сферической aberrации (а), с амплитудой aberrации $A_z = 0,1$ мкм (б) и с максимальной доступной в нашем эксперименте амплитудой aberrации $A_z = 0,18$ мкм (в). Внесение aberrаций позволило существенно увеличить длину плазменного канала.

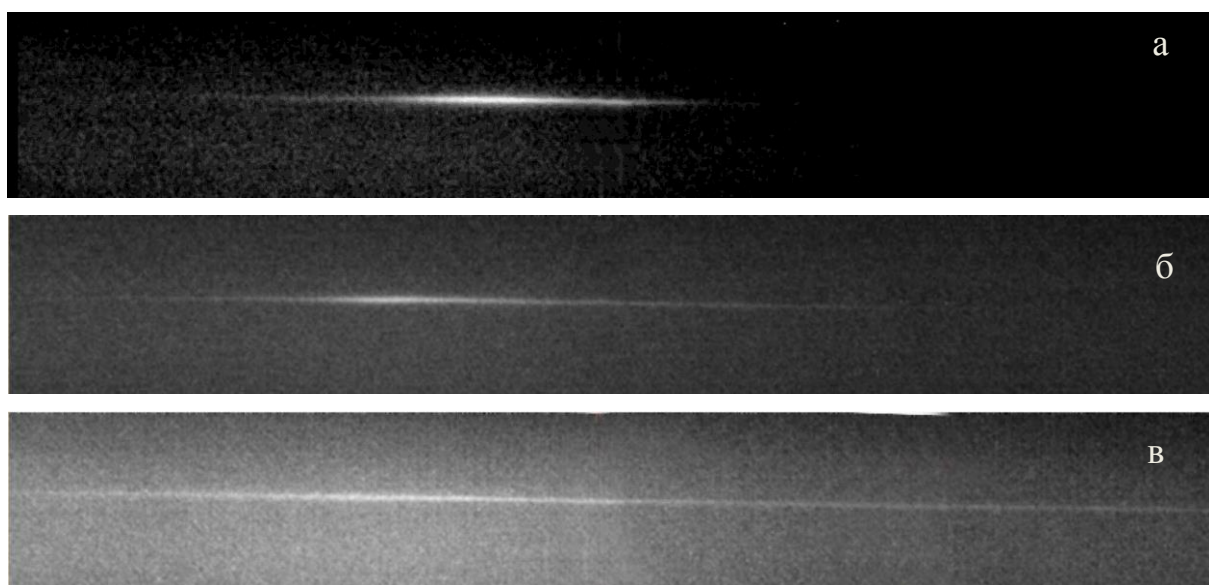


Рис. 48. Профили плазменных каналов вдоль распространения излучения, полученные с помощью съемки филаментов сбоку для различных значений амплитуды аберрации:

а) $A_z = 0$ мкм, б) $A_z = 0,1$ мкм, в) $A_z = 0,18$ мкм.

Ширина (по горизонтали) каждого изображения 35 мм.

Интегральные профили люминесценции плазмы были получены путем оцифровки изображения с ПЗС камеры методом, аналогичным описанному выше в разделе 4.1. Экспериментальная зависимость профилей люминесценции плазмы для различных амплитуд внесенной сферической аберрации приведена на Рис. 49. При увеличении значения амплитуды происходило значительное увеличение длины плазменного канала, а также уменьшение максимальной интенсивности свечения плазмы. Основная часть филамента и максимум распределения интенсивности располагались до линейного фокуса системы, однако плазменный канал незначительно протягивался за фокальную плоскость.

Численное моделирование распространения импульса в воздухе основывалось на решении нелинейного уравнения Шредингера в приближении медленно меняющихся амплитуд (работа [6] из списка публикаций автора). В моделировании параметры пучка отличались от экспериментальных в целях соблюдения хорошего пространственно-временного разрешения на четырехмерной сетке, однако отношение степени деформации зеркала к дифракционной длине пучка соответствовало экспериментальному значению. Расчетный размер пучка составлял 1,2 мм, длительность импульса 27 фс, энергия 1,5 мДж, расстояние фокусировки равнялось 226 см.

Численно полученные профили образованных плазменных каналов количественно сильно отличаются от экспериментальных из-за значительных различий в исходных данных, однако, как эксперимент, так и моделирование показали удлинение плазменного канала более чем в два

раза при максимальной возможной для нашей системы амплитуде сферических aberrаций (Рис. 50). В соответствии с экспериментом, в случае филаментации излучения без внесения aberrации канал сравнительно короткий и яркий (Рис. 48 а, Рис. 50 а), в то время как увеличение амплитуды деформации зеркала приводит к удлинению канала и уменьшению интенсивности люминесценции плазмы (Рис. 48 в, Рис. 50 в). Экспериментальные и численные результаты показали качественное согласие.

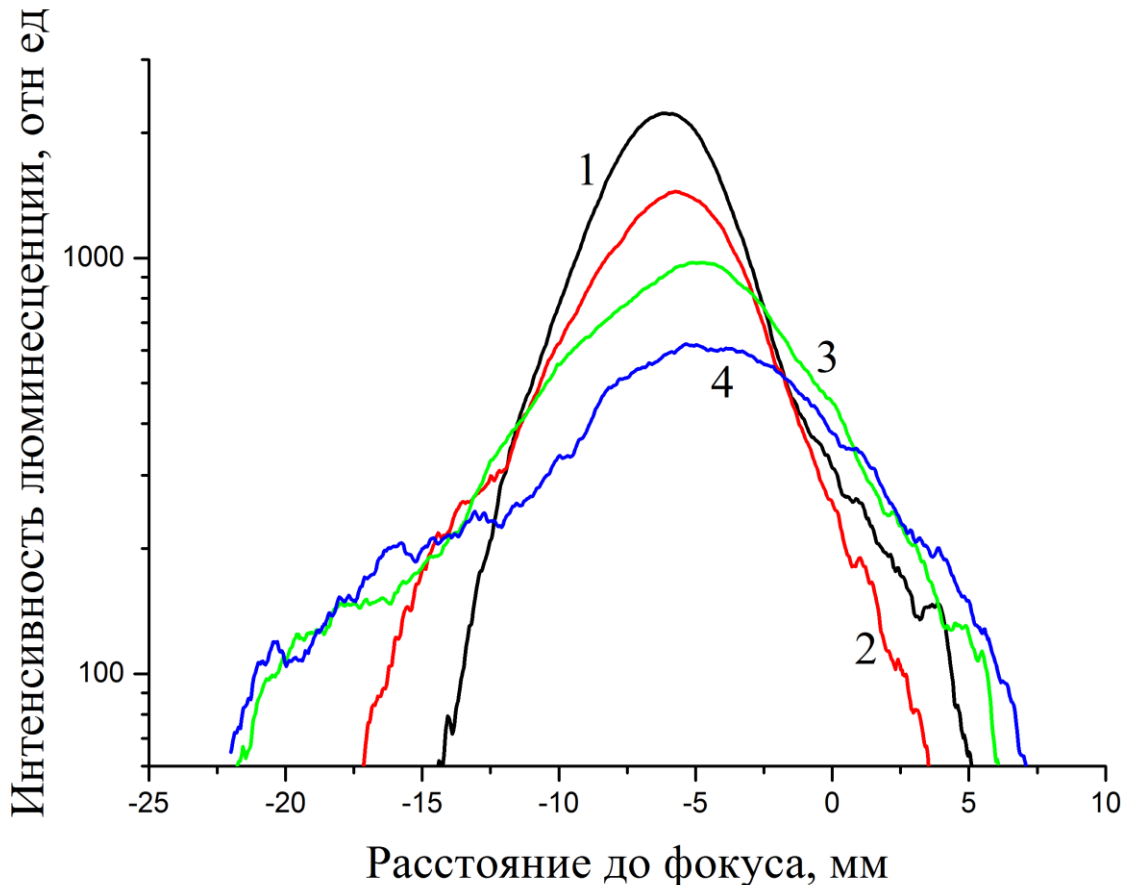


Рис. 49. Люминесценция плазменного канала в эксперименте при различных значениях амплитуды деформации зеркала A_z : 1) 0 мкм, 2) 0,1 мкм, 3) 0,15 мкм, 4) 0,18 мкм.

Таким образом, был предложен метод модуляции волнового фронта фемтосекундных импульсов – внесение сферических aberrаций – с помощью системы деформируемого зеркала и датчика волнового фронта. Эта адаптивная система позволяет не только исправить волновой фронт излучения до гауссового, но и внести дополнительные aberrации. При добавлении сферических aberrаций в излучение как УФ, так и ИК диапазонов, наблюдается увеличение протяженности области филаментации и длины плазменных каналов. Максимальная полученная протяженность плазменного канала более чем в два раза превосходила длину плазменного канала, формируемого пучком без aberrации в обоих диапазонах длин волн. Численное моделирование качественно хорошо согласуется с проведенными экспериментами.

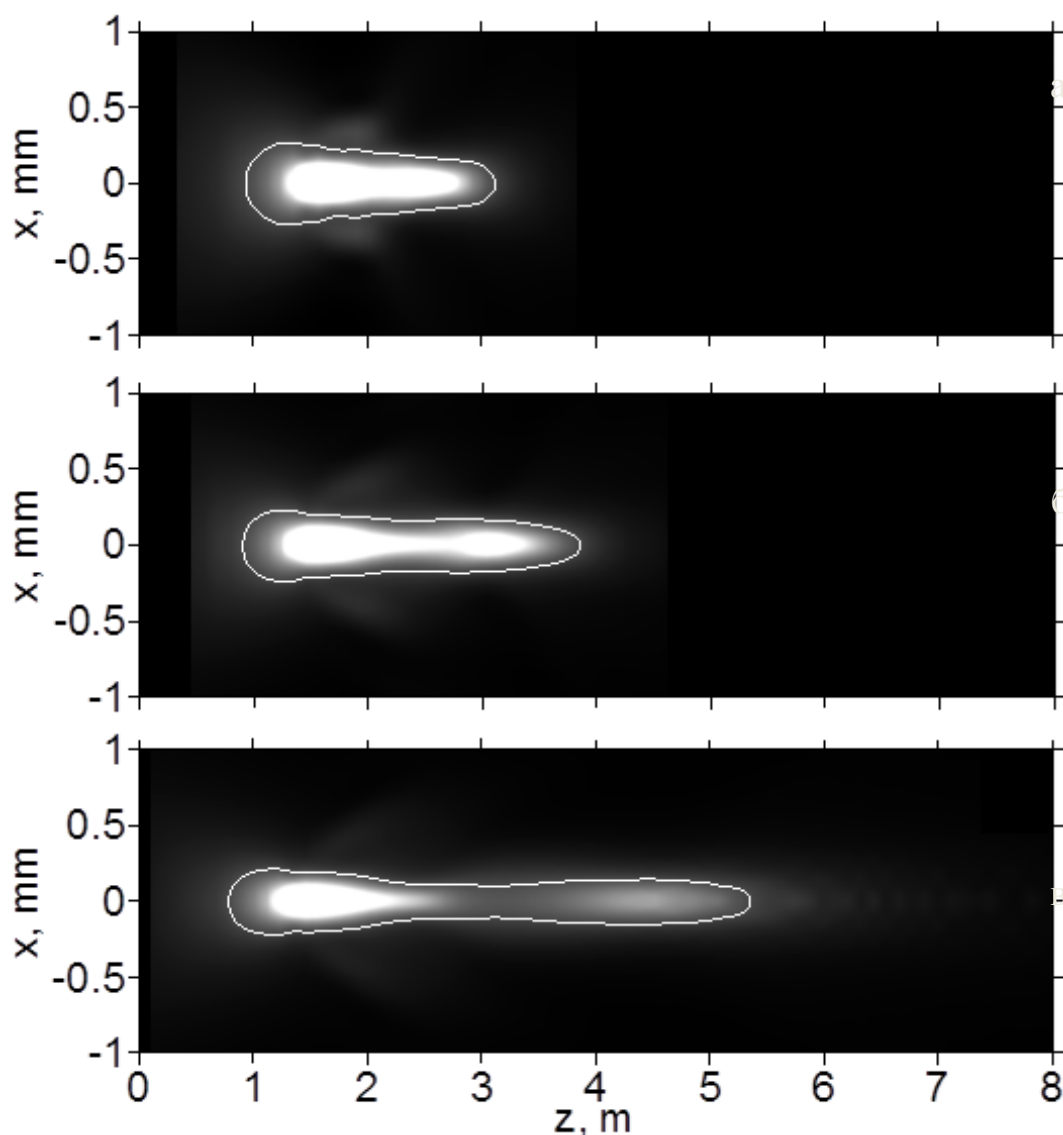


Рис. 50. Плотность энергии лазерного импульса при различных значениях амплитуды деформации зеркала а) $A_z = 0$ мкм, б) $A_z = 0,1$ мкм, в) $A_z = 0,18$ мкм. Черный цвет соответствует значению 0, белый – $0,5 \text{ Дж/см}^2$.

Численное моделирование, рисунок предоставлен О.Г. Косаревой и Н.А. Пановым.

4.2.2. ВНЕСЕНИЕ АСТИГМАТИЗМА В ВОЛНОВОЙ ФРОНТ ИМПУЛЬСА

Протяженностью и положением плазменного канала, образованного при филаментации фемтосекундного лазерного излучения, можно управлять с помощью внесения астигматизма в пучок. Для этого можно использовать, например, адаптивное зеркало, описанное в Главе 2, или сферическое зеркало, повернутое под некоторым углом к оптической оси излучения. Аналогично случаю с деформируемым зеркалом, использование сферического зеркала позволяет избежать потери энергии, фазовой самомодуляции и самофокусировки в связи с распространением излучения через материал прозрачных оптических элементов. Более того,

этот метод более дешев и прост в юстировке. В работе [125] исследовалось влияние астигматизма пучка на множественную филаментацию, в нашем же случае рассматривается режим одиночной филаментации.

Численное моделирование было выполнено А. А. Дергачевым, В. П. Кандидовым и С. А. Шленовым из Московского Государственного Университета им. М. В. Ломоносова. Результаты численного моделирования вошли в диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук А.А. Дергачева [81].

При обратном отражении пучка от зеркала (под очень малым углом) фокусировка принимается безабберационной, а волновой фронт пучка - параболическим:

$$\varphi(x, y) = \frac{k(x^2 + y^2)}{2f_0}, \quad (27)$$

где φ – фаза импульса, x и y – координаты точки волнового фронта, $k = 2\pi/\lambda$ – волнвое число, f_0 – фокус зеркала.

Поворот зеркала на угол α (полный угол между падающим и отраженным лучом) приводит к появлению астигматизма волнового фронта $\varphi(x, y)$:

$$\varphi(x, y) = \frac{kx^2}{2f_x} + \frac{ky^2}{2f_y}. \quad (28)$$

В этом случае безразмерный параметр $\Delta f/f_0$ характеризует степень астигматизма: $\Delta f = |f_x - f_y|$ - это расстояние между фокусами в меридиональной и сагиттальной плоскостях, f_0 - среднее фокусное расстояние $f_0 = (f_x + f_y)/2$.

На Рис. 51 приведены зависимости расположения сагиттального и меридионального фокусов f_x и f_y для пучка с астигматизмом волнового фронта и безразмерного параметра $\Delta f/f_0$ от угла между падающим и отраженным пучками, рассчитанные в приближении геометрической оптики. При небольшом астигматизме расстояние между фокусами небольшое, это должно привести к формированию более длинного, чем в безабберационном случае филамента. При сильном астигматизме ожидалось формирование плазменного канала с двумя максимумами распределения плотности плазмы, которые соответствовали бы меридиональному и сагиттальному фокусам зеркала.

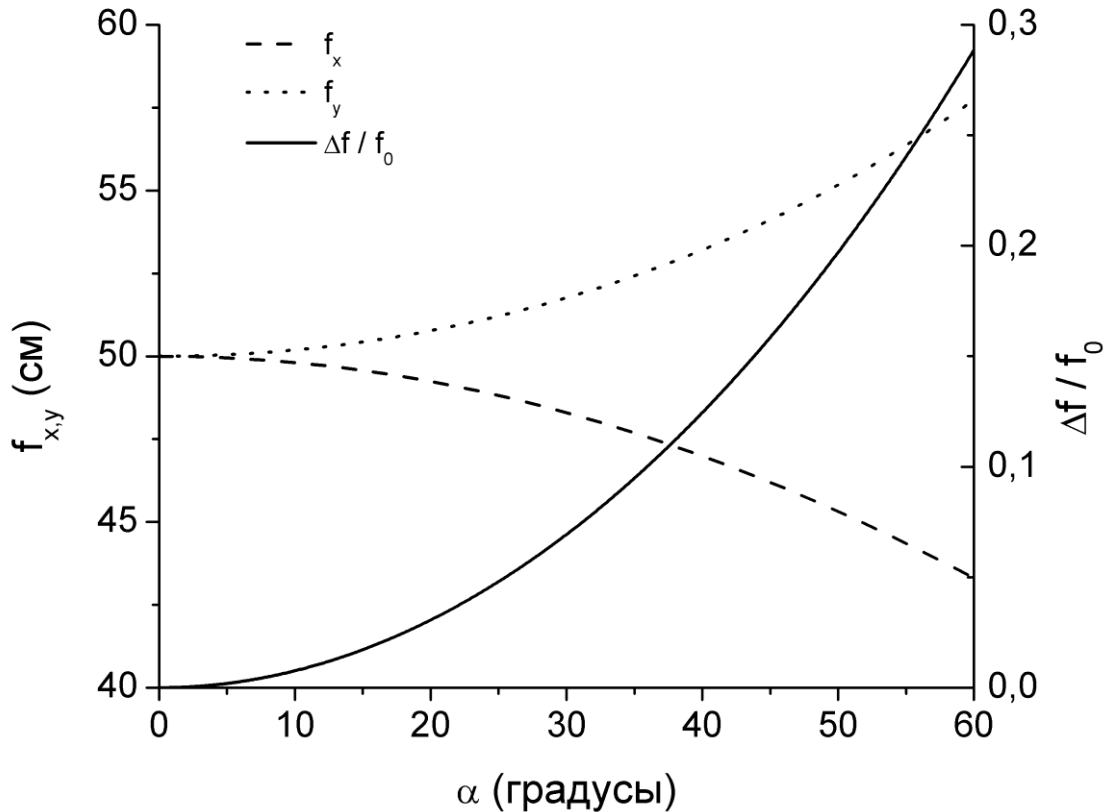


Рис. 51. Положения переднего (меридионального, штриховая кривая) и заднего (сагиттального, пунктирная) фокусов f_x и f_y астигматического пучка и безразмерного параметра астигматизма $\Delta f/f_0$ (сплошная кривая) в зависимости от угла α между падающим и отраженным лучами при значении фокусного расстояния зеркала $f_0 = 50$ см. Вычисления выполнены А. А. Дергачевым, В. П. Кандидовым и С. А. Шленовым.

Эксперимент проводился с использованием излучения титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 744 нм и третьей гармоники 248 нм, энергией в импульсе от 1 до 3,6 мДж и от 55 до 155 мкДж, соответственно, радиусом пучка 3 мм (по уровню $1/e^2$). Пучок фокусировался сферическими зеркалами с различными фокусными расстояниями $f_0 = 25, 52, 110$ см ($NA = 0,012, 0,006, 0,003$). Регистрация люминесценции плазмы проводилась перпендикулярно оси распространения фемтосекундного ИК излучения для различных параметров астигматизма (угла поворота) лазерного пучка. Оптическая схема эксперимента приведена на Рис. 52. Лазерный пучок направлялся на сферическое зеркало с фокусным расстоянием 25 см ($NA = 0,006$) и отражался под углом α от 0 до $21,1^\circ$ ($\Delta f/f_0 = 0..0,16$). Образованные в области фокуса зеркала плазменные каналы наблюдались ПЗС-камерой в перпендикулярном распространению излучения направлении так, чтобы вся область филаментации попадала в поле зрения камеры. Полученные изображения приведены на Рис. 53.

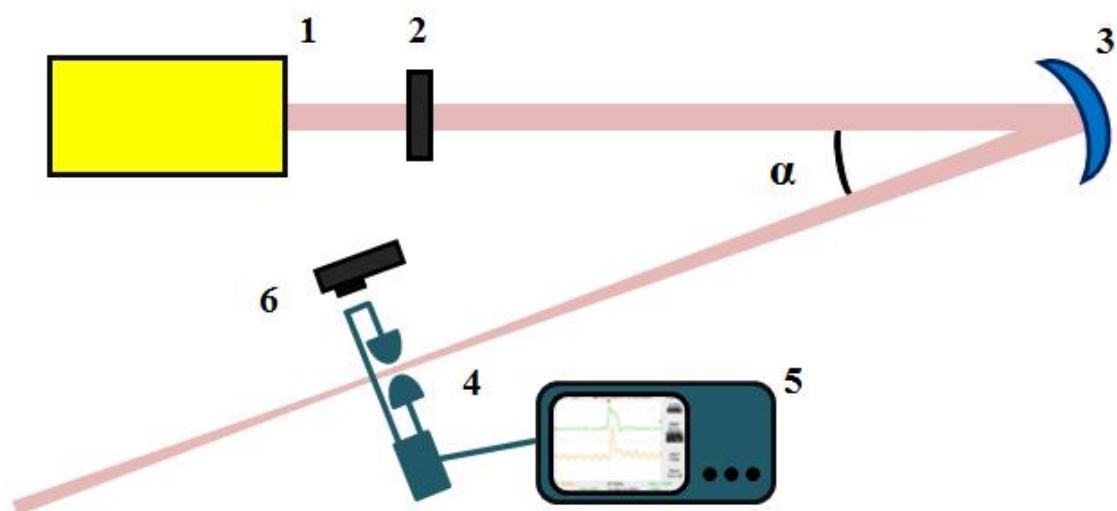


Рис. 52. Оптическая схема установки: 1 – лазерная система, 2 – дифракционный ослабитель, 3 – сферическое зеркало, 4 – электроды, 5 – осциллограф, 6 – ПЗС камера

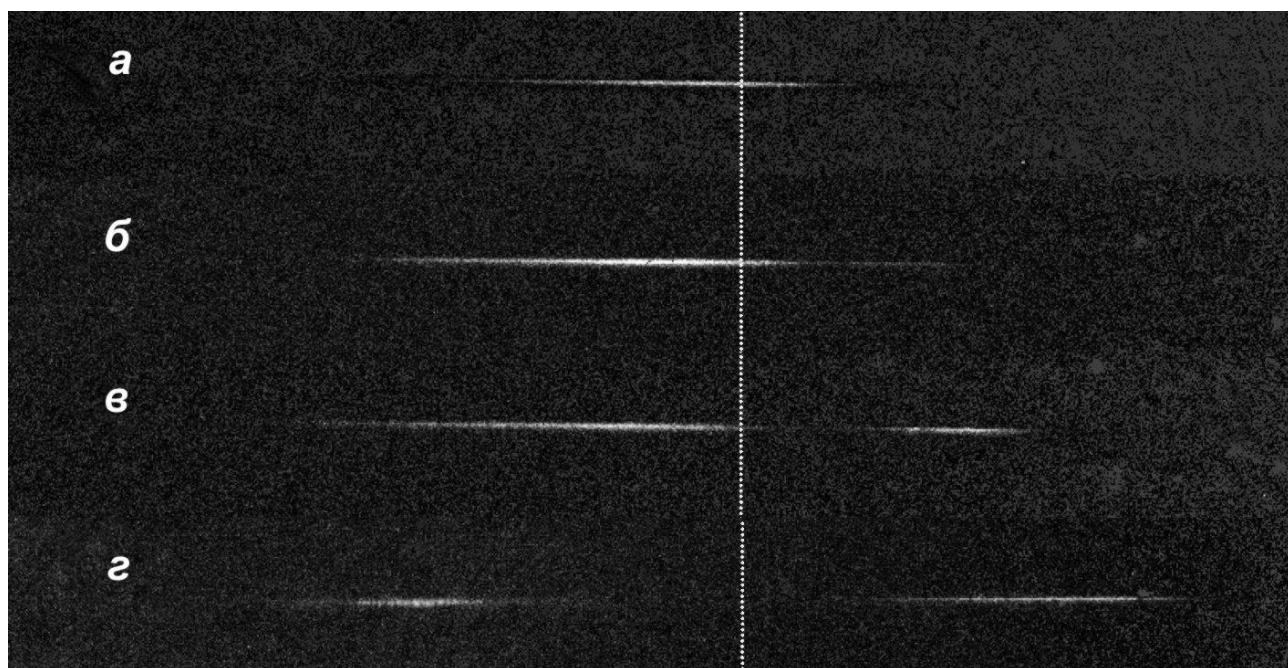


Рис. 53. Изображение плазменных каналов, полученных с помощью ПЗС-камеры, при различных параметрах астигматизма $\Delta f/f_0 = 0$ (а), 0,03 (б), 0,05 (в), 0,16 (г). Продольный размер изображения 9 см. Излучение распространяется слева направо, вертикальной линией обозначена фокальная плоскость зеркала, $f_0 = 25$ см.

Оцифрованные изображения профилей плазменных каналов для разных углов представлены на Рис. 54. При небольшом увеличении угла поворота фокусирующего зеркала происходило некоторое увеличение длины плазменного канала (Рис. 53 а, б, Рис. 54). При увеличении параметра астигматизма до $\Delta f/f_0 = 0,05$ ($\alpha = 11^\circ$) в распределении электронной плотности плазменного канала появлялись два максимума, расположенных вблизи областей

фокусов f_x и f_y пучка (Рис. 53 в, Рис. 54). При дальнейшем увеличении поворота зеркала хвостовая часть канала удалялась от зеркала (Рис. 53 г, Рис. 54). Стоит отметить, что при малом астигматизме основная часть филамента находилась до плоскости геометрического фокуса, однако увеличение степени астигматизма приводило к удлинению плазменного канала после фокуса. Общая длина области филаментации росла с увеличением угла поворота фокусирующего зеркала.

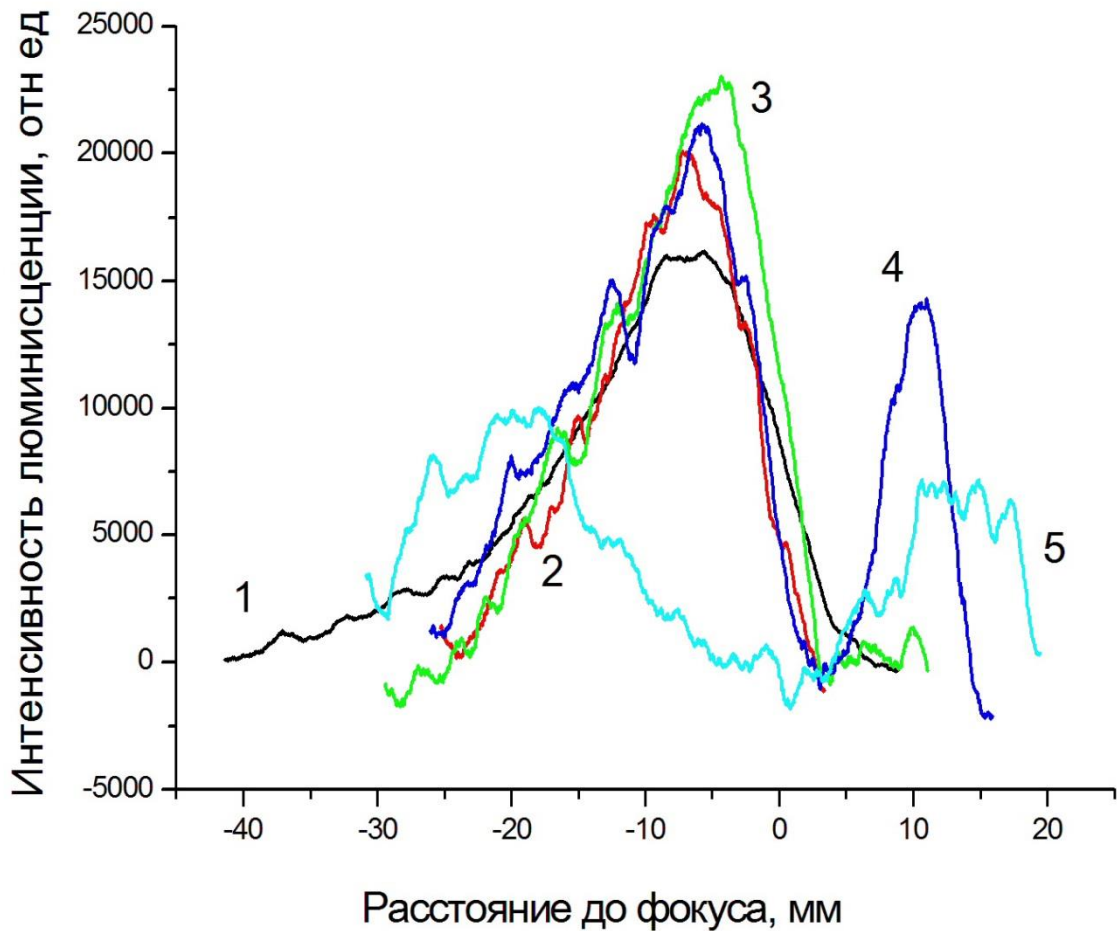


Рис. 54. Зависимость интенсивности люминесценции плазменного канала в зависимости от расстояния для различных значений $\Delta f/f_0 = 0$ (1), 0,03 (2), 0,05 (3), 0,07 (4), 0,16 (5).

Исследование распределения линейной плотности плазменного канала в зависимости от жесткости фокусировки пучка, энергии, параметра астигматизма проводилось в оптической схеме, представленной на Рис. 52. Распределение плотности плазменного канала регистрировалось продольной системой электродов (см. раздел 2.2.2). Распределения электронной плотности плазмы для различных параметров фокусировки: $f_0 = 25$ см (а), 52 см (б, в), 110 см (г), и параметров астигматизма $\Delta f/f_0 = 0,017$ ($\alpha = 15^\circ$) и $\Delta f/f_0 = 0,16$ ($\alpha = 45^\circ$) для ИК лазерного излучения приведены на Рис. 55 и для УФ излучения – на Рис. 56. Погрешности измерений составляли 10-15%, но не приведены на графиках для лучшего восприятия данных.

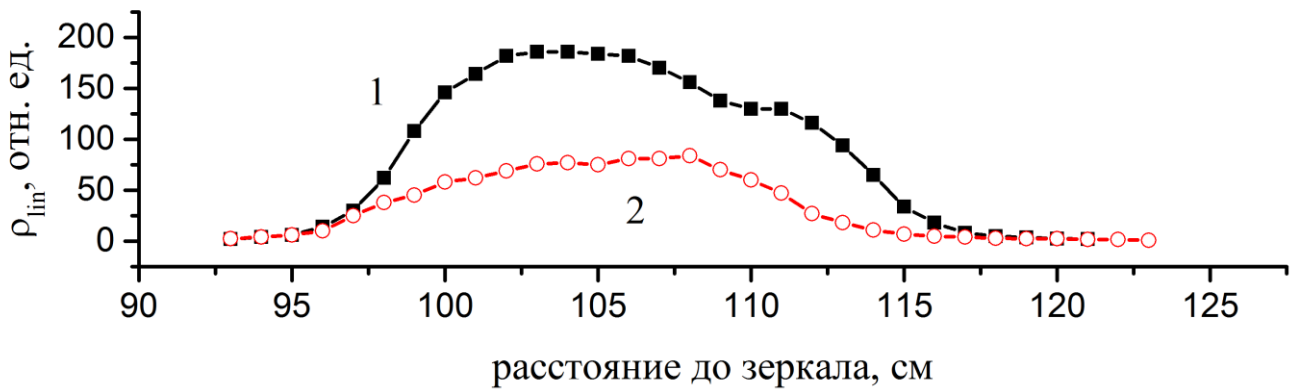
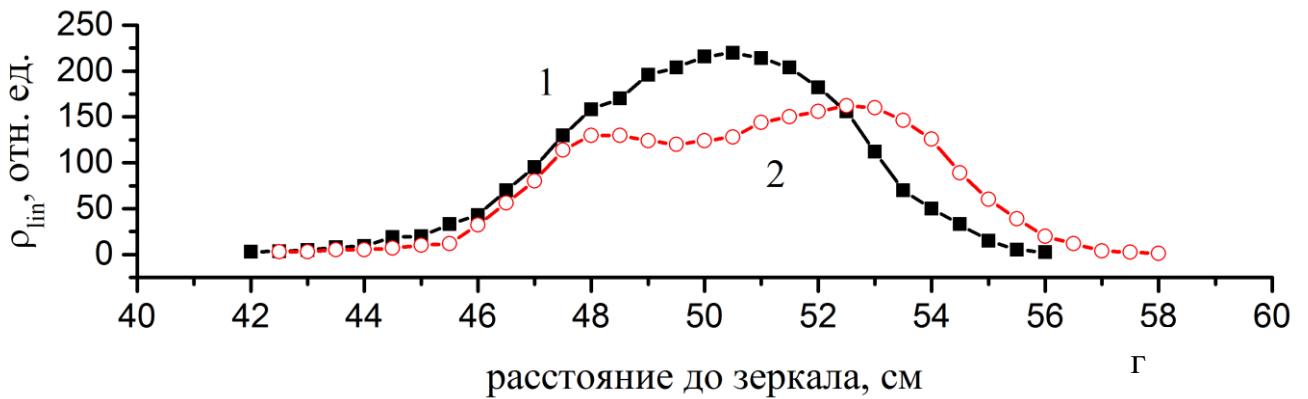
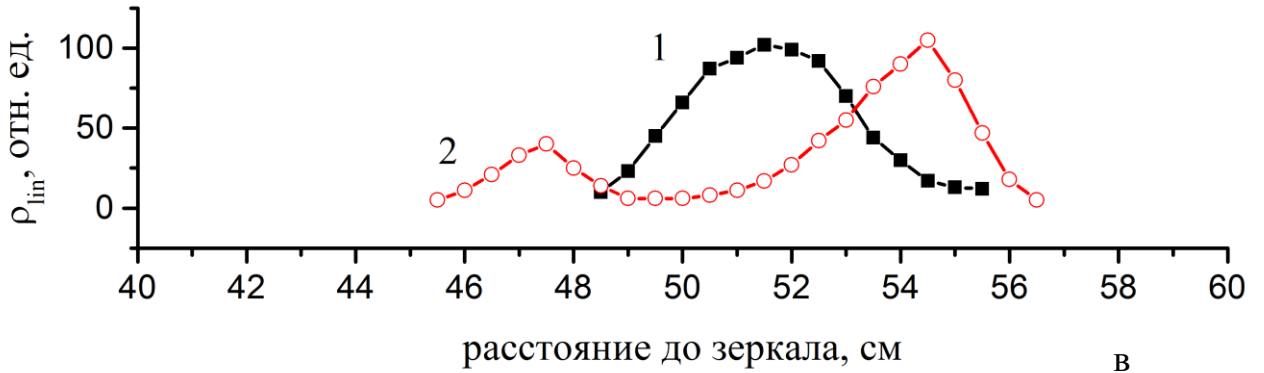
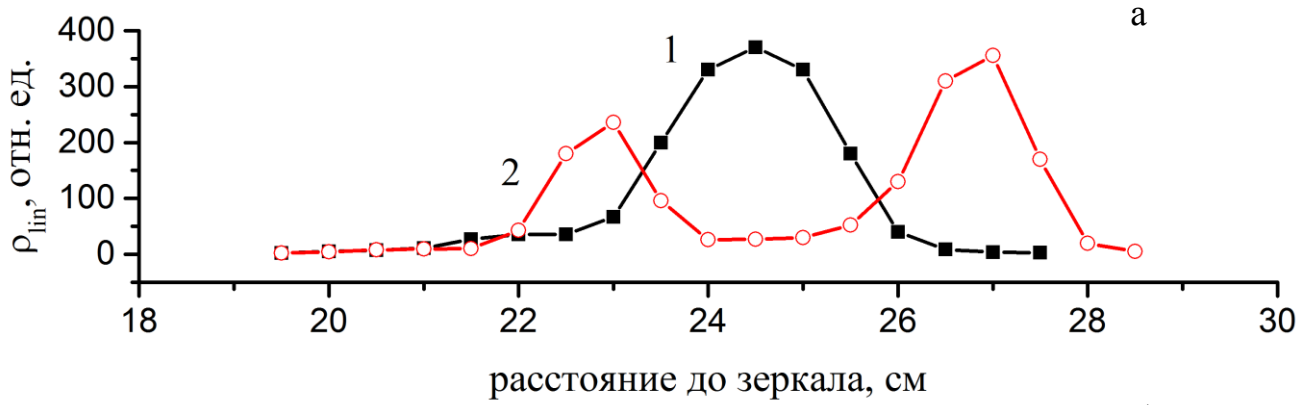


Рис. 55. Экспериментальные значения распределения линейной плотности плазменных каналов вдоль пути распространения ИК лазерного импульса для разных параметров фокусировки f_0 : 25 см ($NA = 0,012$) (а), 52 см ($NA = 0,006$) (б, в), 110 см ($NA = 0,003$) (г). Энергия в импульсе составляла 1,7 мДж (а, в, г) и 1,1 мДж (б), а параметр астигматизма $\Delta f/f_0 = 0,017$ (1) и 0,16 (2).

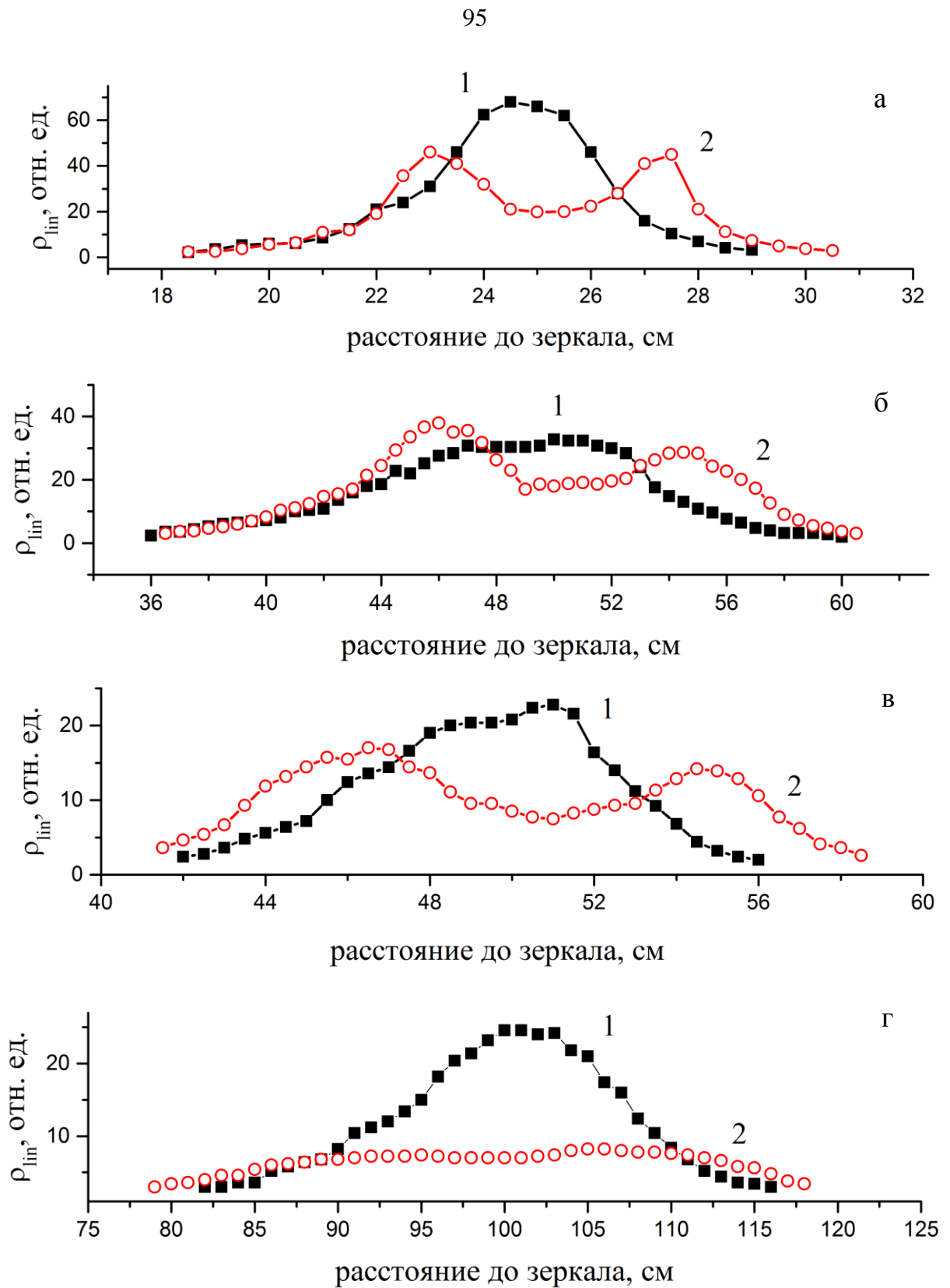


Рис. 56. Экспериментальные значения распределения линейной плотности плазменных каналов вдоль пути распространения УФ лазерного импульса для разных параметров фокусировки f_0 : 25 см ($NA = 0,012$) (а), 52 см ($NA = 0,006$) (б, в), 110 см ($NA = 0,003$) (г). Энергия в импульсе составляла 115 мкДж (а, в, г) и 55 мкДж (б), а параметр астигматизма $\Delta f/f_0 = 0,017$ (1) и 0,16 (2).

В случае жесткой фокусировки пучка ($f_0 = 25$ см, $NA = 0,012$) для ИК излучения увеличение параметра астигматизма приводило к появлению двух ярко выраженных максимумов в распределении плотности плазмы, соответствующих фокусам в меридиональной и сагиттальной плоскостях. При этом общая протяженность плазменного канала увеличивалась до двух раз (Рис. 55 а).

Аналогичный эффект наблюдался при более мягкой фокусировке сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 52 см ($NA = 0,006$) (Рис. 55 б), но в случае увеличения энергии в импульсе в полтора раза (до 1,7 мДж) два плазменных канала сливались в один (Рис. 55 в). Протяженность такого плазменного канала при этом несколько увеличивалась по сравнению с безабберационным пучком. При мягкой фокусировке излучения ($f_0 = 110$ см, $NA = 0,003$) протяженность образованного плазменного канала почти не зависела от параметра астигматизма (Рис. 55 г).

Похожая картина наблюдается для УФ излучения, но в этом случае нет четкого разделения на два максимума – плотность плазмы между фокусами уменьшается, но не так сильно, как для ИК (Рис. 56 а, б, в). Так же как и для ИК импульсов, при мягкой фокусировке излучения ($f_0 = 110$ см, $NA = 0,003$) протяженность образованного плазменного канала почти не изменялась при изменении параметра астигматизма, но максимум плотности плазмы падал почти на порядок по сравнению с ИК импульсами (Рис. 56 г). Это может быть объяснено тем, что ионизация среды в случае УФ излучения происходит эффективнее ввиду большей энергии кванта, поэтому гораздо более малой энергии излучения достаточно для создания плазмы, детектируемой измерительной системой.

Моделирование распределения профиля линейной плотности для ИК излучения было получено численным решением нелинейного уравнения Шредингера. Распространение мощного лазерного импульса фемтосекундной длительности в нелинейной среде можно описать системой уравнений для медленно меняющейся комплексной амплитуды светового поля и концентрации свободных электронов [126]. Параметры пучка были выбраны близкими к экспериментальным значениям ($t = 100$ фс, $E = 1,1$ мДж, $r_{\text{beam}} = 3$ мм, $f_0 = 52$ см, $\Delta f/f_0 = 0 \dots 0.16$).

Результаты численного моделирования, приведенные на Рис. 57, находятся в качественном согласии с экспериментальными данными: при увеличении астигматизма плазменный канал разделяется на два соответствующих сагиттальному и меридиональному фокусам. Следует отметить, что относительное уменьшение плотности плазменного канала при увеличении параметра астигматизма в случае эксперимента значительно меньше, чем в случае моделирования.

Таким образом, экспериментальные и численные исследования показали увеличение общей протяженности плазменного канала, образованного фемтосекундным лазерным

излучением при внесении астигматизма в волновой фронт импульса при жесткой фокусировке пучка.

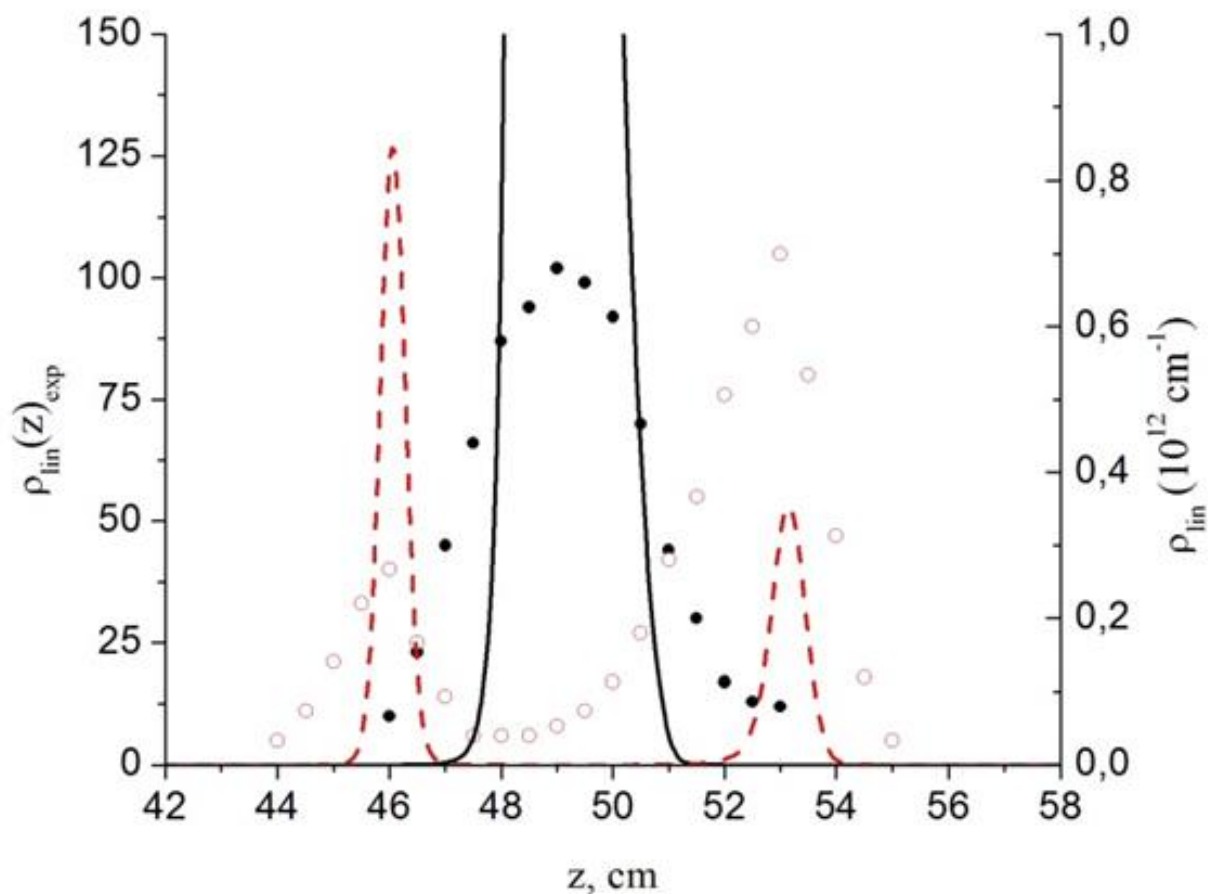


Рис. 57. Экспериментальные (точки) и численные (линии) значения распределения линейной плотности плазмы вдоль оптической оси z лазерного пучка для слабого ($\Delta f/f_0 = 0,017$, заполненные точки и непрерывные линии) и сильного ($\Delta f/f_0 = 0,16$, пустые точки и пунктирные линии) астигматизма. Численное моделирование выполнено А. А. Дергачевым, В. П. Кандидовым и С. А. Шленовым.

4.2.3. ВЛИЯНИЕ ПРОХОДНОЙ ОПТИКИ НА ИСКАЖЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Сильная кубическая нелинейность среды n_2 в твердых диэлектриках накладывает жесткие ограничения на использование проходных оптических элементов в мощных лазерных системах. Для того, чтобы избежать нелинейных искажений лазерного пучка, а также повреждения оптики, в тераваттных системах используются отражающие оптические элементы [127]. В то же время, некоторые составляющие мощных фемтосекундных систем, например, окна газовых ячеек, вакуумных компрессоров, преобразователи частоты, аттенюаторы и т.п., не могут быть исключены из оптической схемы, но вносят существенные искажения в формируемый пучок. Например, как было продемонстрировано в [128], мелкомасштабные

флуктуации интенсивности в поперечном сечении пучка значительно возрастают после прохождения импульса через выходное окно компрессора из CaF_2 толщиной 1 см. Поэтому целью данного раздела было исследовать влияние проходной оптики на филаментацию и протяженность плазменного канала от толщины помещенной в область распространения пучка кварцевой пластинки. Численное моделирование было выполнено научной группой профессора В.П. Кандидова из Московского Государственного Университета им. М. В. Ломоносова.

В мощных лазерных усилителях наносекундной длительности влияние керровской нелинейности среды обычно оценивается В-интегралом:

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{\Delta z} n_2 I(z) dz, \quad (29)$$

который определяет набег фазы на оси импульса при его распространении в среде протяженностью Δz [129]. Если параметр $B > 1/2$, то возможен распад пучка вследствие мелкомасштабной самофокусировки в компонентах усилителя. При филаментации фемтосекундных импульсов с интенсивностью $I \approx 10^{11}$ В/см², характерной для экспериментов по филаментации в воздухе [8], в случае прозрачного диэлектрика толщиной до 1 см параметр $B < 1$. В этом диэлектрике, как правило, не происходит распада пучка на нити. Вместе с тем, нелинейный набег фазы, который приобретает в этом случае фемтосекундный импульс, может оказать существенное влияние на его дальнейшее распространение и филаментацию на протяженной трассе в воздухе.

Для начала рассмотрим распространение импульса через прозрачную оптическую среду: из-за нелинейного эффекта Керра лазерный импульс приобретает набег фазы $\Delta\varphi(r, \tau)$, распределение которого меняется в поперечном сечении пучка и во времени. Предполагая, что толщина слоя Δz достаточно мала, можно пренебречь изменением интенсивности импульса. В этом случае фазовая модуляция импульса описывается следующей формулой:

$$\Delta\varphi(r, \tau) = -n_2^{solid} I(r, \tau) \frac{2\pi n_0}{\lambda} \Delta z, \quad (30)$$

где $I(r, \tau)$ – это распределение интенсивности в пучке, n_2^{solid} , n_0 , Δz – коэффициент керровской нелинейности, показатель преломления и толщина пластинки (прозрачной среды). В случае обычной геометрической фокусировки тонкой линзой набег фазы можно записать как:

$$\Delta\varphi = \frac{k_0 r_0^2}{2f}, \quad (31)$$

где r_0 – радиус пучка, k_0 – волновое число, а f – фокус линзы. Пространственно-временное изменение фазы $\Delta \varphi(r, \tau)$ импульса аналогично возникновению динамической кривизны волнового фронта пучка (динамической керровской линзы в среде). При этом происходит трансформация импульса, изменяющаяся в течение импульса. Для пучка с гауссовым профилем

$$I(r, \tau) = I_0(r) \exp\{-r^2/r_0^2\} \quad (32)$$

можно оценить из уравнений (34) – (36) изменение кривизны приосевой части импульса или эквивалентное фокусное расстояние керровской линзы $f_{nl}(\tau)$, наведенной в прозрачном проходном элементе в течение импульса:

$$f_{nl}(\tau) = \frac{r_0^2}{2n_0^{solid} I_0(\tau) n_0 \Delta z} \quad \text{или} \quad f_{nl}(\tau) = \frac{4\pi^2 r_0^4}{3,77 \lambda^2 \Delta z} \frac{P_{cr}^{solid}}{P(\tau)}, \quad (33)$$

где $I_0(\tau)$ – это приосевая интенсивность импульса, P_{cr}^{solid} – критическая мощность самофокусировки в материале элемента, $P(\tau)$ – мощность импульса в различных временных слоях, r_0 – радиус пучка по уровню e^{-1} . Если пучок предварительно был сфокусирован зеркалом с фокусным расстоянием f_0 , то результирующий фокус системы может быть определен по формуле:

$$f^{-1}(\tau) = f_0^{-1} + f_{nl}^{-1}(\tau). \quad (34)$$

Таким образом, даже тонкая прозрачная пластинка может рассматриваться как линза с переменным в пространстве и во времени фокусным расстоянием, которая должна приводить к изменению условий самофокусировки импульса в воздухе, и как следствие, к смещению положения начала филамента.

В эксперименте применялся описанный в Главе 2 титан-сапфировый лазер с длиной волны излучения 744 нм, длительностью импульса 100 фс и энергией 2,2 мДж. Расстояние до старта филамента при распространении коллимированного излучения качественно определялось из оценки площади поперечного сечения пучка на экране при внесении в оптический путь пучка кварцевых плоскопараллельных пластинок различной толщины. Оптическая схема эксперимента приведена на Рис. 58. В начале филаментации - при самофокусировке - поперечный размер пучка стабилизируется, поэтому мы определяли начало самофокусировки излучения по размеру пучка. Зависимость положения старта филаментации от толщины внесенной пластинки показана на Рис. 59. Коллимированный пучок без искажения волнового фронта достигает минимального поперечного размера на расстоянии 13 м от выхода лазерной системы (кривая 1 на Рис. 59). Внесение даже тонкой (1 мм) пластины уже приводило к значительному (почти на 4 м) перемещению старта филамента (кривая 2 на Рис. 59).

Использование наиболее толстой в наших экспериментах пластинки (15 мм) приводило к началу филаментации на расстоянии 2 м. Таким образом, внесение прозрачного твердого диэлектрика в область распространения пучка приводило к изменению его волнового фронта и, как следствие, к более ранней филаментации при распространении излучения.

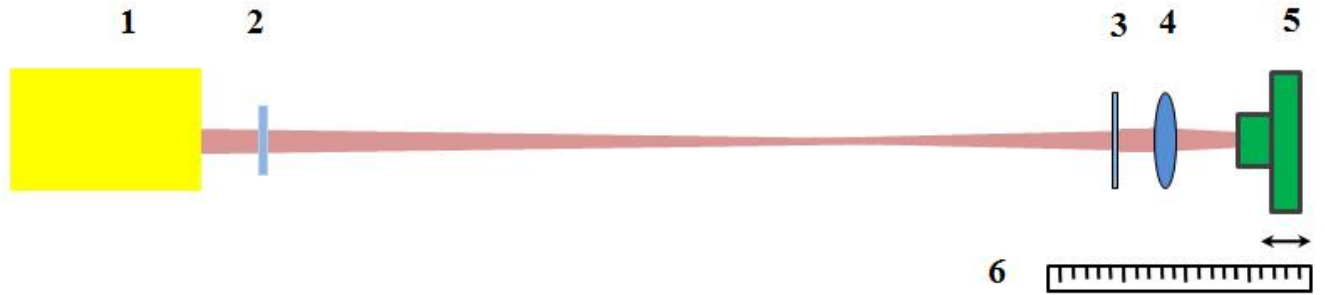


Рис. 58. Оптическая схема эксперимента: 1 – лазерная система, 2 – кварцевая пластинка, 3 – экран, 4 – линза, 5 – перемещаемая ПЗС камера, 6 – линейка

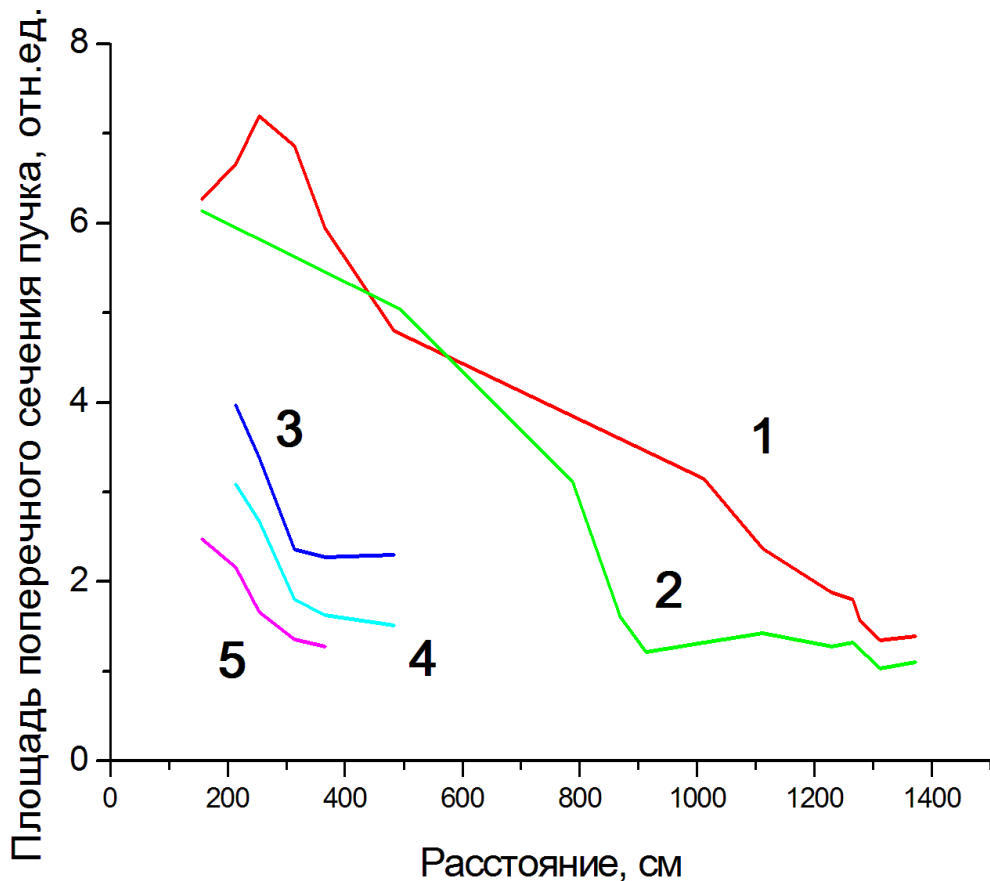


Рис. 59. Зависимость площади поперечного сечения пучка от толщины внесенной плоскопараллельной кварцевой пластины: 1) 0 мм, 2) 1 мм, 3) 5 мм, 4) 10 мм, 5) 15 мм.

Исследования зависимости протяженности плазменного канала при филаментации сфокусированного излучения от внесенной проходной оптики проводились с помощью системы электродов, перемещаемых вдоль оси распространения излучения. Схема эксперимента приведена на Рис. 60. Лазерное излучение фокусировалось сферическим зеркалом с фокусным

расстоянием 3 м. На расстоянии 70 см перед этим зеркалом помещались кварцевые плоскопараллельные пластинки различной толщины вплоть до 15 мм. С помощью перемещения вдоль распространения импульса другой тонкой (150 мкм) пробной кварцевой пластинки определялось положение начала филаментации – по появлению генерации суперконтинуума.

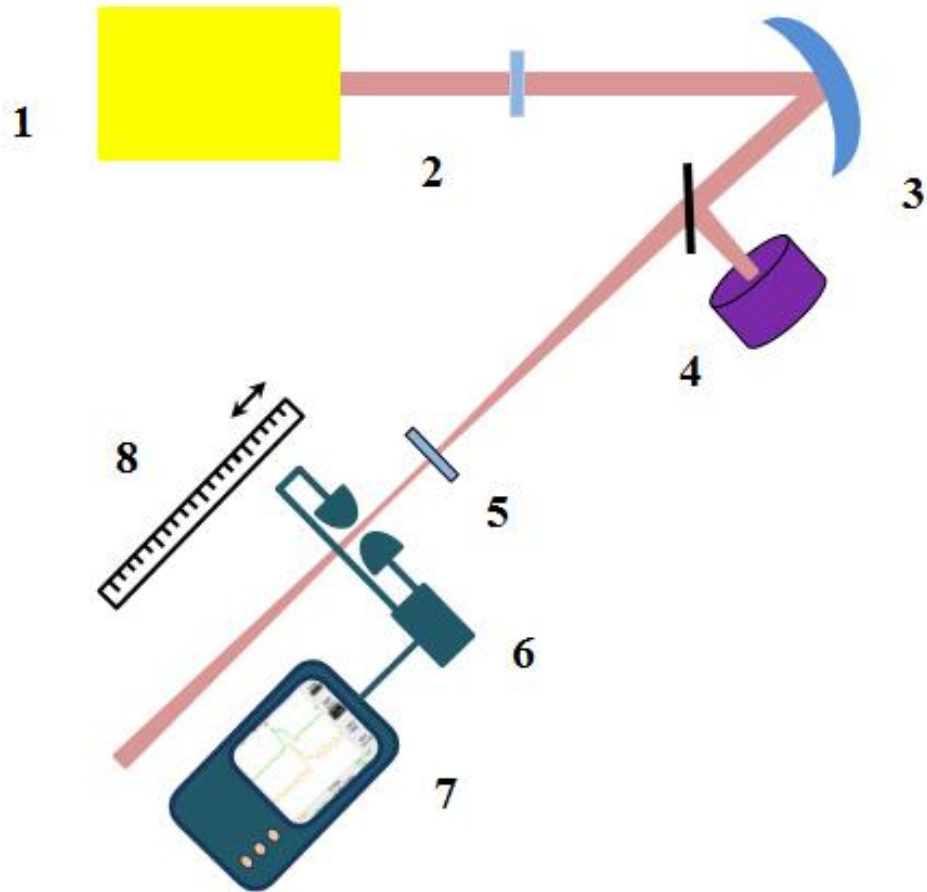


Рис. 60. Оптическая схема эксперимента: 1 – лазерная система, 2 – кварцевая пластинка, 3 - сферическое зеркало, 4 – калориметр, 5 - тонкая кварцевая пластинка, 6 – электроды, 7 – осциллограф, 8 – линейка

Действительно, если до старта филаментации далеко, то интенсивность пучка мала и филаментация в тонкой пластинке не происходит. В случае, когда в результате самофокусировки интенсивность близка к возникновению филаментации, размещение в этом месте пластинки приводит к филаментации в ней и появлению суперконтинуума. Погрешность такого метода измерения можно определить, как толщину пластинки, увеличенную на три порядка ввиду разницы нелинейного показателя преломления для кварца и воздуха. Поэтому при использовании пластинки толщиной 150 мкм точность определения начала филамента составляла около 15 см. Вертикальные линии в левом нижнем углу на Рис. 61 показывают положение начала филаментации, определенное с помощью пробной пластинки. Положение начала филамента, определяемое по тонкой пробной пластинке, хорошо коррелирует с

координатой появления электрического сигнала, связанного с появлением плазменного канала. На рисунке представлены относительные значения линейной плотности плазменных каналов, полученные с помощью электростатической схемы, описанной в разделе 2.2.2.

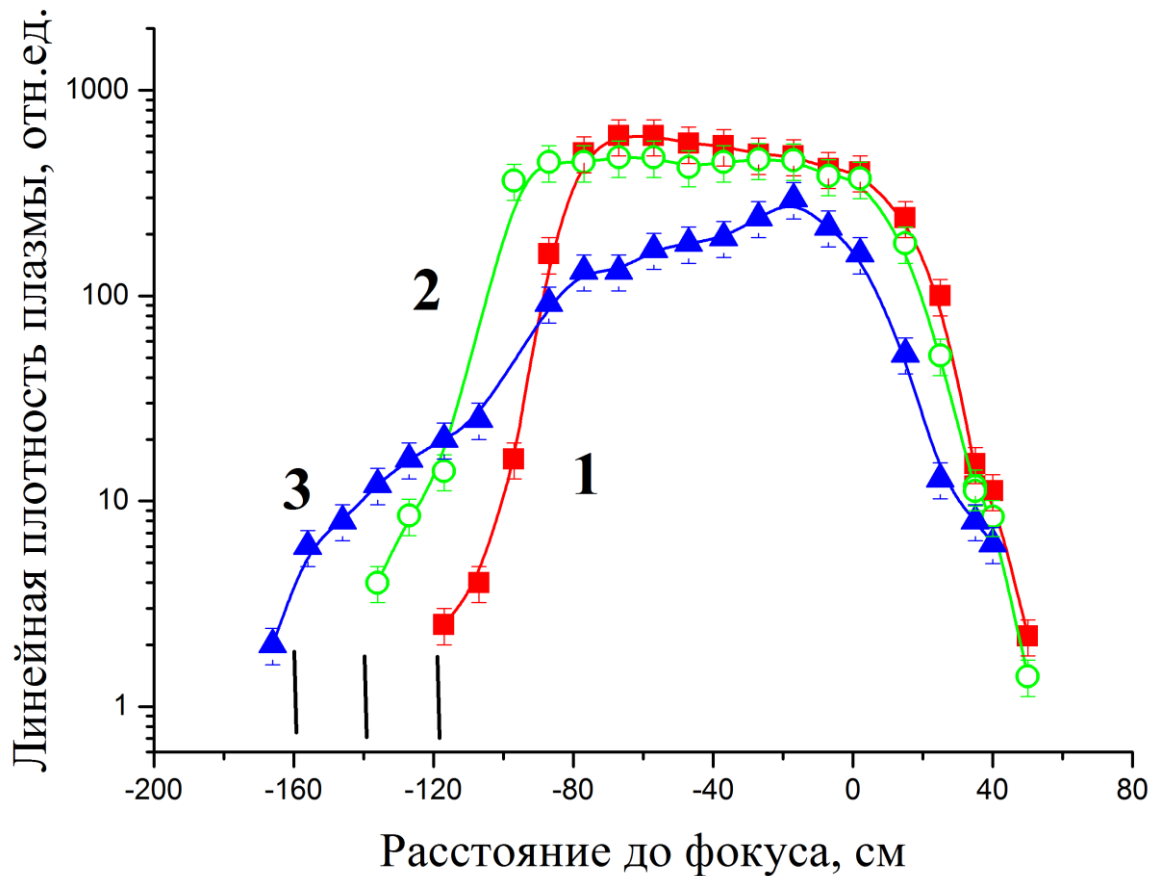


Рис. 61. Экспериментально измеренные зависимости линейной электронной концентрации для различных толщин пластинок: 1) 0 мм, 2) 4,5 мм, 3) 10,5 мм. Вертикальные линии в левом нижнем углу соответствуют положению начала филаментации, регистрируемого с помощью пробной пластинки.

В этом эксперименте были выбраны две толщины кварцевой пластинки (4,5 мм и 10,5 мм), с которыми сравнивались параметры канала без внесения пластинки. Результаты эксперимента подтвердили, что нелинейная фазовая модуляция излучения в пластинках из плавленого кварца приводит к смещению начала филаментации к источнику лазерных импульсов, в то время как смещения положения конца филамента не было обнаружено. Это происходит ввиду того, что волновой фронт центральных, наиболее интенсивных временных слоев приосевой части импульса, приобретает значительную модуляцию фазы в пластинках, что определяет начало филаментации, поэтому их самофокусировка происходит раньше, чем без пластинки. При этом волновой фронт передних, не таких интенсивных, временных слоев импульса, испытывает существенно более слабую фазовую самомодуляцию при прохождении кварцевой пластинки, в результате чего эти слои фокусируются практически на том же

расстоянии, что и без пластинки (вблизи геометрического фокуса), определяя конец филаментации. Таким образом, при внесении пластинки толщиной 10,5 мм длина плазменного канала увеличивалась на 40 см (30%) по сравнению с неискаженным пучком (Рис. 61).

Численное моделирование распространения и филаментации фемтосекундного излучения с нелинейными искажениями волнового фронта основывалось на системе уравнений для медленно меняющейся амплитуды поля, которые описывают дифракцию, дисперсию, керровскую и плазменную нелинейности и генерацию электронов при фотоионизации среды [130]. Результаты численного моделирования представлены на Рис. 62.

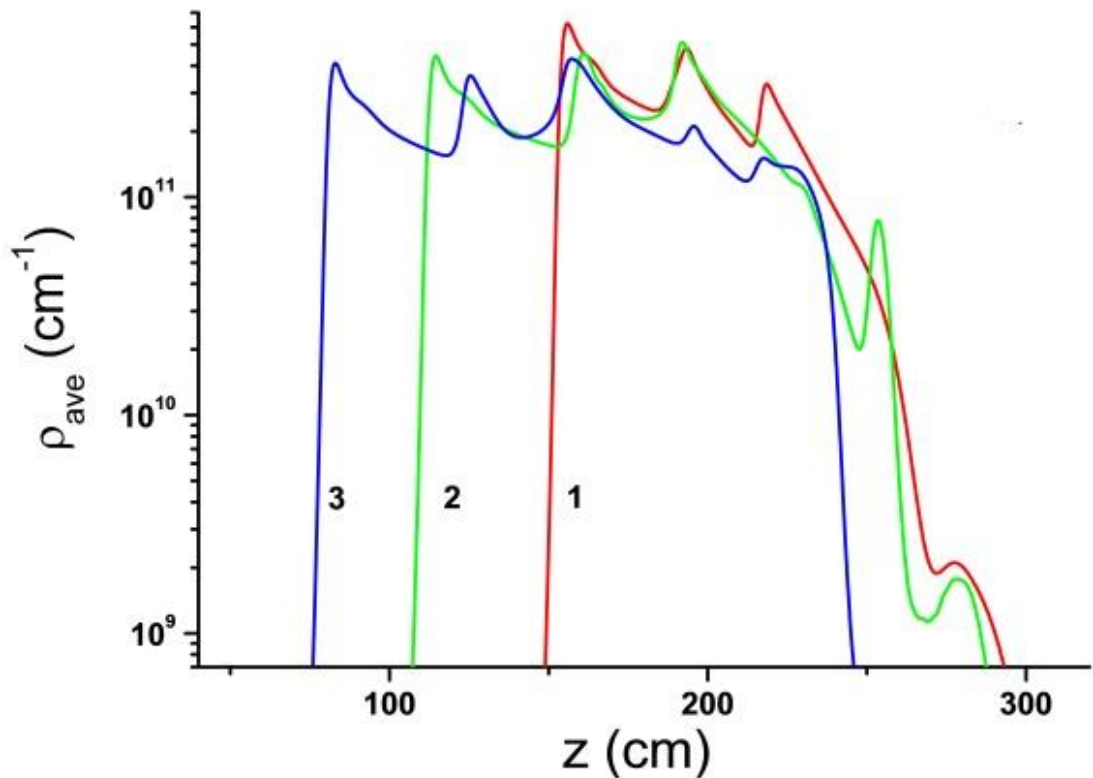


Рис. 62. Численные значения линейной плотности плазмы для различных пластинок:

1) 0 мм, 2) 4,5 мм, 3) 10,5 мм.

Численное моделирование выполнено А. А. Дергачевым, В. П. Кандидовым и С. А. Шленовым.

Пики в распределениях электронной концентрации при филаментации импульса соответствуют областям его рефокусировки. Возникновение дополнительных пиков в конце плазменного канала при распространении модулированного излучения происходит в результате фокусировки временных слоев переднего фронта импульса, то есть относительно малая интенсивность передних временных слоев импульса позволяет им проходить пластинку без дополнительной самофокусировки. Поэтому при внесении прозрачных пластинок плазменные каналы заканчиваются практически на том же расстоянии от фокусирующего элемента, что и в

их отсутствии, а общая протяженность плазменного канала увеличивается за счет более близкого по ходу излучения начала. Экспериментальные и численные результаты находятся в хорошем согласии друг с другом.

Стоит отметить, что результаты данного исследования показывают необходимость учета влияния проходной оптики на распространение лазерного излучения при работе с вакуумируемыми камерами. В этом случае нелинейные процессы, происходящие в прозрачном диэлектрике, а не в газовой среде, могут быть определяющими в распространении излучения.

4.3. ВЫВОДЫ

В Главе 4 представлены результаты исследования влияния различных модуляций лазерного импульса на режим филаментации.

Экспериментально определены зависимости протяженности плазменных каналов, образуемых при филаментации жесткофокусированных фемтосекундных импульсов. При амплитудной и фазовой модуляции путем внесения различных апертурных диафрагм, сферической абберрации и абберрации астигматизма, твердых прозрачных диэлектриков различной толщины в лазерный пучок плазменные каналы удлиняются при увеличении параметров модуляции.

При наложении апертурных диафрагм наибольшей длиной плазменного канала обладают пучки треугольного и кругового профиля интенсивности, однако, наиболее протяженным до фокуса является плазменный канал, образованный сегментированным пучком. Пучок с гауссовым профилем начинает филаментировать ближе к фокусу, чем пучки с круговым и треугольным профилями, несмотря на большую энергию в импульсе.

Внесение в волновой фронт импульса сферической абберрации приводит к удлинению плазменного канала при филаментации УФ и ИК лазерных импульсов. В экспериментах наличие максимальной сферической абберрации приводит к более чем двукратному удлинению канала. При этом, согласно экспериментам и численному моделированию, увеличение протяженности канала сопровождается уменьшением плотности плазмы.

Искажение волнового фронта пучка путем внесения астигматизма также приводит к увеличению протяженности плазменного канала. При жесткой фокусировке увеличение угла поворота сферического зеркала, то есть степени астигматизма, приводит к увеличению общей длины плазменного канала, причем при увеличении угла более 11° однородное распределение плотности плазмы распадается на два максимума, расположенных около меридионального и сагиттального фокусов зеркала. Максимальное полученное удлинение области плазмообразования составляет около двух раз при фокусировке зеркалом $f = 25$ см и угле

поворота $\alpha = 45^\circ$. Увеличение фокусного расстояния зеркала приводит к уменьшению влияния степени астигматизма на общую протяженность канала.

Экспериментально показано, что наличие в тракте распространения лазерных импульсов прозрачной плоскопараллельной пластины приводит к нелинейному набегу фазы. В результате такого набега фазы формирование плазменного канала (филаментация) начинается существенно раньше, в то время как окончание плазменного канала определяется геометрической фокусировкой и не зависит от толщины пластинки. Таким образом, внесение прозрачной пластины в область распространения пучка нельзя рассматривать как просто дополнительную линзу, поскольку в этом случае происходит динамическая фокусировка излучения (образование динамической керровской линзы). Экспериментально получено удлинение плазменного канала до 30% от исходного значения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате диссертационной работы было выполнено экспериментальное исследование филаментации фемтосекундного лазерного излучения при его распространении в воздухе в условиях геометрической фокусировки жесткую фокусировку. В работе определены интенсивность излучения ИК и УФ оптических диапазонов при разных давлениях воздуха, геометрические размеры и электронная плотность образованного при филаментации импульса плазменного канала, исследованы условия рефокусировки лазерного излучения после геометрического фокуса. Получены характерные значения уширения спектра фундаментального излучения, а так же значения эффективности его преобразования в третью гармонику, сопутствующие филаментации. Исследованы методы управления протяженностью области филаментации с помощью модуляций волнового фронта лазерного импульса: амплитудной и фазовой.

Напомню **защищаемые положения** диссертации:

1. Увеличение числовой апертуры оптической системы выше значений $2-4 \times 10^{-2}$ приводит к стабилизации значения интенсивности ИК фемтосекундных лазерных импульсов, а также электронной плотности и поперечного размера плазменного канала, образованного при филаментации излучения.
2. Генерация третьей гармоники при филаментации сфокусированного лазерного излучения происходит с расходимостью, существенно меньшей угловой расходимости конической эмиссии и не превышает геометрическую расходимость основного излучения после фокусировки. При этом, в отличие от коллимированного излучения, на оптической оси не наблюдается распространение суперконтинуума.
3. Амплитудная или фазовая модуляция пространственного профиля фемтосекундного лазерного импульса приводит к увеличению длины плазменного канала, образующегося при филаментации. Такое поведение характерно как для ИК, так и для УФ излучения.
4. Динамическая модуляция волнового фронта фемтосекундного импульса излучения путем внесения в лазерный пучок плоскопараллельной прозрачной пластинки приводит к удлинению плазменного канала. При этом смещение положения начала филаментации в направлении, противоположном распространению излучения, происходит ввиду динамического нелинейного набега фазы в оптически более плотной среде (динамическая керровская линза), а положение окончания плазменного канала остается неизменным.

Основные научные результаты состоят в следующем:

1. Экспериментально показано, что увеличение числовой апертуры NA фокусирующей оптической системы приводит к увеличению интенсивности ИК лазерного излучения в области фокальной перетяжки при его распространении как в линейном режиме, так и в режиме самофокусировки и плазмообразования, однако при достижении числовой апертуры $NA = 0,02$ интенсивность излучения значительно не изменяется. Максимальная полученная интенсивность излучения составляет $I = 1,6 \times 10^{14}$ Вт/см² ($NA = 0,03$). Уменьшение давления воздуха на порядок не приводит к значительному увеличению интенсивности. Это свидетельствует о том, что плотность плазмы в воздухе составляет величину не более $2,7 \times 10^{18}$ см⁻³.
2. Экспериментально определены параметры образованного при филаментации плазменного канала. Радиус канала для $NA < 10^{-2}$ составляет 40-50 мкм, для более жесткофокусированного излучения радиус уменьшается с увеличением числовой апертуры и достигает 2-4 мкм ($NA > 0,05$). При увеличении числовой апертуры оптической системы протяженность плазменных каналов также уменьшается, от нескольких десятков миллиметров ($NA = 10^{-2}$) до долей миллиметра ($NA = 0,2$), а плотность лазерной плазмы увеличивается до 3×10^{18} см⁻³. Экспериментальные данные хорошо согласуются с имеющимися в литературе результатами моделирования.
3. Показано, что при превышении числовой апертурой значения $2-4 \times 10^{-2}$ происходит стабилизация интенсивности лазерного излучения, поперечного размера и электронной плотности образованного плазменного канала.
4. Экспериментально установлено, что угловая расходимость третьей гармоники, образованной при филаментации излучения, соответствует геометрической расходимости пучка после линзы, в то время как коническая эмиссия распространяется в больший угол. Распространение суперконтинуума на оси излучения не происходит.
5. Проведено сравнение распространения ИК и УФ импульсов с мощностью, в одинаковое количество раз превышающей критическую. При этом происходит образование плазменных каналов с похожими профилями распределения линейной плотности плазмы. Наблюдается факт прохождения плазменных каналов за линейный фокус линзы. Характер прохождения зависит от длины волны излучения: в случае УФ излучения плазменный канал непрерывно протягивается за геометрический фокус пучка, а в случае ИК импульса происходит рефокусировка (резкое уменьшение

плотности плазмы в фокальной области, после чего на некотором расстоянии образуется второй максимум плотности).

6. Экспериментально продемонстрировано, что амплитудная модуляция импульса при внесении в область распространения пучка апертурных диафрагм приводит к удлинению плазменного канала, при этом наибольшей длиной плазменного канала из рассмотренных апертур обладают пучки треугольного и кругового профиля интенсивности.
7. Получено, что увеличение протяженности плазменного канала при филаментации фемтосекундных УФ и ИК лазерных импульсов происходит при внесении фазовой модуляции волнового фронта импульса в виде сферической аберрации. Наблюдалось двукратное удлинение плазменного канала.
8. Продемонстрировано, что увеличение протяженности плазменного канала достигается с помощью фазовой модуляции импульса при распространении пучка в условиях астигматизма. Максимальное полученное удлинение области плазмообразования составляет около двух раз. В обоих ИК и УФ диапазонах излучения при жесткой фокусировке и сильном астигматизме происходит образование двух максимумов в распределении плотности плазмы, тогда как увеличение фокусного расстояния зеркала приводит к уменьшению влияния степени астигматизма на общую протяженность канала.
9. Экспериментально установлено, что увеличение протяженности плазменного канала происходит при увеличении толщины внесенной в область распространения пучка плоскопараллельной кварцевой пластинки. При этом формирование плазменного канала начинается ближе к пластинке ввиду динамической керровской линзы, а окончание плазменного канала определяется геометрической фокусировкой и не зависит от толщины пластинки. Наблюдается удлинение плазменного канала до 30% от исходного значения.

БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение хочу выразить глубокую благодарность моему научному руководителю Андрею Алексеевичу Ионину за неоценимую помощь и постоянное внимание к моей работе, мудрое руководство и внимательность к деталям, научному консультанту при выполнении диссертации и научному руководителю во время обучения в бакалавриате и магистратуре Леониду Владимировичу Селезневу за переданные мне за семь лет опыт в экспериментальной физике и знания из различных областей науки и жизни, постоянную моральную поддержку. Спасибо студенткам и аспиранткам, с которыми я работала, а именно Дарье Мокроусовой и Анне Шустиковой, за помощь в проведении экспериментов и создание продуктивной обстановки.

Благодарю Сергея Ивановича Кудряшова и Дмитрия Васильевича Сеницына за ценные советы и идеи, а также всех коллег по Лаборатории Газовых Лазеров ОКРФ ФИАН им. Басова за заботу и научную атмосферу в лаборатории.

Выражаю благодарность Валерию Петровичу Кандидову, Святославу Александровичу Шленову, Александру Александровичу Дергачеву, Ольге Григорьевне Косаревой, Николаю Андреевичу Панову, Юрию Эльмаровичу Гейнцу и Алексею Анатольевичу Землянову за проведение численного моделирования представленных в диссертации экспериментальных результатов и плодотворное сотрудничество.

Хочу выразить благодарность всем преподавателям Кафедры квантовой радиофизики ФОПФ МФТИ за переданные знания и терпение во время их передачи за весь период обучения в МФТИ. Отдельную благодарность выражаю Глебу Владимировичу Склизкову за интересные семинары по физике на младших курсах МФТИ и моральную поддержку. Спасибо принимавшему меня на первый курс декану ФОПФ МФТИ Федору Федоровичу Каменцу, благодаря которому я получила возможность заниматься наукой. Также благодарю Юлию Маслову за помощь, поддержку и ценные указания при подготовке финальной версии диссертации.

Хочу сказать отдельное спасибо своей семье: родителям Сергею Ивановичу и Марине Борисовне Сунчугашевым и брату Ивану за постоянную поддержку и вдохновение на научную деятельность.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С., «Особенности филаментации остросфокусированных ультракоротких лазерных импульсов в воздухе», Журнал экспериментальной и теоретической физики, т. 138 (5), с. 822-829, 2010.
2. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., Fedorov V.Y. "Third harmonic generation by ultrashort laser pulses tightly focused in air", Laser Physics, т. 21 (3), с. 500-504, 2011.
3. Ионин А.А., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С. «Особенности фокусированного распространения мощных лазерных импульсов фемтосекундной длительности в воздухе при пониженном давлении», Оптика атмосферы и океана, т. 25 (1), с. 18-25, 2012.
4. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С. «Нелинейное распространение мощного фокусируемого фемтосекундного лазерного импульса в воздухе при атмосферном и пониженном давлении», Квантовая электроника, т. 42 (4), с. 319-326, 2012.
5. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А. «Филаментация фемтосекундных ИК и УФ импульсов при фокусировке в воздухе», Квантовая электроника, т. 43 (1), с. 29-36, 2013.
6. Ionin A.A., Iroshnikov N.G., Kosareva O., Larichev A., Mokrousova D., Panov N.A., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S. "Filamentation of femtosecond laser pulses governed by variable wavefront distortions via a deformable mirror", Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics, т. 30 (8), с. 2257, 2013.
7. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Изюмов Н.А., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С. «Самофокусировка профилированных световых пучков ультракороткого лазерного излучения в воздухе», Журнал экспериментальной и теоретической физики, т. 143 (2), с. 228-237, 2013.
8. Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Д.В. Мокроусова, Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А., Шустикова А.П. «Плазменные каналы при филаментации в воздухе фемтосекундного лазерного излучения с астигматизмом волнового фронта», Квантовая электроника, т. 44 (12), с. 1085-1090, 2014.
9. Dergachev A. A., Ionin A.A., Kandidov V. P., Mokrousova D. V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V., Sunchugasheva E.S., Shlenov S. A., Shustikova A. P. "Effect of nonlinearity in the pass-through optics on femtosecond laser filament in air", Laser Physics Letters, т. 12 (1), с. 015403, 2015.

10. Ionin A.A., Seleznev L.V. and Sunchugasheva E.S., “Formation of plasma channels in air under filamentation of focused ultrashort laser pulses”, *Laser Physics*, т. 25, с. 033001, 2015.
11. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Мокроусова Д.В., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С. «Сравнительный анализ постфокальной филаментации сфокусированных лазерных импульсов УФ и ИК излучения в воздухе», *Квантовая электроника*, т. 45 (4), с. 321–329, 2015.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Аскарьян Г.А., «Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы,» *ЖЭТФ*, т. 42, p. 1567, 1962.
- [2] Таланов В.И., «Самофокусировка электромагнитных волн в нелинейных средах,» *Изв. ВУЗов, Радиоф.*, т. 7, p. 564, 1964.
- [3] Chiao R.Y., Garmire E., Townes C.H., «Self-Trapping of Optical Beams,» *Phys. Rev. Let.*, т. 13, p. 479, 1964.
- [4] Пилипецкий Н.Ф., Рустамов А.Р., «Наблюдение самофокусировки света в жидкостях,» *Письма в ЖЭТФ*, т. 2, p. 88, 1965.
- [5] Басов Н.Г., Крюков П.Г., Сенатский Ю.В., Чекалин С.В., «Получение мощных ультракоротких импульсов света в лазере на неодимовом стекле,» *ЖЭТФ*, т. 57, p. 1175, 1970.
- [6] Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J., Mourou G., «Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air,» *Opt. Lett.*, т. 20, p. 73, 1995.
- [7] Boyd R.W., Lukishova S.G., Shen Y.R., *Self-focusing: Past and Present*, New York: Springer Science+Business Media, LLC, 2009.
- [8] Chin S.L., Hosseini S.A., Liu W., Luo Q., Theberge F., Aközbek N., Becker A., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Schroeder H., «The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges,» *Can. J. of Phys.*, т. 83, p. 863, 2005.
- [9] Talebpour A., Abdel-Fattah M., Chin S.L., «Focusing limits of intense ultrafast laser pulses in a high pressure gas: road to new spectroscopic source,» *Opt. Commun.*, т. 183, p. 479, 2000.
- [10] Tzortzakis S., Prade B., Franco M., Mysyrowicz A., «Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air,» *Opt. Commun.*, т. 181, p. 123–127, 2000.
- [11] Kosareva O.G., Liu W., Panov N.A., Bernhardt J., Ji Z., Sharifi M., Li R., Xu Z., Liu J., Wang Z., Ju J., Lu X., Jiang Y., Leng Y., Liang X., Kandidov V.P., Chin S.L., «Can we reach very high intensity in air with femtosecond PW laser pulses?,» *Las. Phys.*, т. 19, p. 1776, 2009.
- [12] Kiran P.P., Bagchi S., Arnold C.L., Krishnan S.R., Kumar G.R., Couairon A., «Filamentation without intensity clamping,» *Opt. Express*, т. 18, № 20, p. 21504, 2010.
- [13] Theberge F., Liu W.W., Simard P.T., Becker A., Chin S.L., «Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: Strong dependence on external focusing,» *Phys. Rev. E*, т. 74, p. 7, 2006.
- [14] Liu X.-L., Lu X., Liu X., Xi T.-T., Liu F., Ma J.-L., Zhang J., «Tightly focused femtosecond laser pulse in air: from filamentation to breakdown,» *Opt. Express*, т. 18, № 25, pp. 26007-

- 26017, 2010.
- [15] Liu W., Luo Q., Chin S.L., «Competition between multiphoton or tunnel ionization and filamentation induced by powerful femtosecond laser pulses in air,» *Chin. Opt. Lett.*, т. 1, p. 56, 2003.
- [16] Couairon A., Mysyrowicz A., «Femtosecond filamentation in transparent media,» *Phys. Rep.*, т. 441, p. 47, 2007.
- [17] Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г., «Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения,» *Квант. Электрон.*, т. 39, p. 205, 2009.
- [18] Чекалин С.В., Кандидов В.П., «От самофокусировки световых пучков — к филаментации лазерных импульсов,» *УФН*, т. 183, p. 133–152, 2013.
- [19] Franken P., Hill A., Peters C., Weinreich G., «Generation of Optical Harmonics,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 7, p. 118, 1961.
- [20] Hercher M., «Laser-induced damage in transparent media,» *J. of Opt. Soc. of Am.*, т. 54, p. 563, 1964.
- [21] Chiao R.Y., Garmire E, Townes C.H., «Dynamics of the self-trapping of intense light beams,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 16, p. 347, 1966.
- [22] Korobkin V.V., Alcock A.J., «Self-focusing effects associated with laser-induced air breakdown,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 21, p. 1433, 1968.
- [23] Alcock A. J., DeMichelis C., Korobkin V. V., Richardson M. C., «Preliminary evidence for self-focusing in gas breakdown produced by picosecond laser pulses,» *Appl. Phys. Lett.*, т. 14, p. 145, 1969.
- [24] Strickland D., Mourou G., «Compression of amplified chirped optical pulses,» *Opt. Commun.*, т. 56, p. 219, 1985.
- [25] Nibbering E.T.J., Curley P.F., Grillon G., Prade B.S., Franco M.A., Salin F., Mysyrowicz A., «Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air,» *Opt. Lett.*, т. 21, p. 62, 1996.
- [26] Brodeur A., Chien C.Y., Ilkov F.A., Chin S.L., Kosareva O.G., Kandidov V.P., «Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air,» *Opt. Lett.*, т. 22, p. 304, 1997.
- [27] Kosareva O.G., Kandidov V.P., Brodeur A., Chien C.Y., Chin S.L., «Conical emission from laser–plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air,» *Opt. Lett.*, т. 22, p. 1332, 1997.
- [28] Kasparian J., Wolf J.-P., «Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation,» *Optics Express*, т. 16, p. 466, 2008.
- [29] Chin S.L., Wang T.-J., Marceau C., Wu J., Liu J.S., Kosareva O., Panov N., Chen Y.P., Daigle J.-F., Yuan S., Azarm A., Liu W.W., Seideman T., Zeng H.P., Richardson M., Li R., Xu Z.Z.,

- «Advances in intense femtosecond laser filamentation in air,» *Laser Physics*, т. 22, p. 1, 2012.
- [30] Chin S.L., «Femtosecond Laser Filamentation,» в *Springer series on atomic, optical and plasma physics*, New York, Springer Science + Business Media, LLC, 2010, p. 55.
- [31] Faccio D., Couairon A., Trapani P.D., *Conical Waves, Filaments and Nonlinear Filamentation Optics*, Rome: ARACNE, 2007.
- [32] Béjot P., Kasparian J., Henin S., Loriot V., Vieillard T., Hertz E., Faucher O., Lavorel B., Wolf J.P., «Higher-Order Kerr Terms Allow Ionization-Free Filamentation in Gases,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 104, p. 103903, 2010.
- [33] Marburger J.H., «Self-focusing: theory,» *Progr. in Quant. Electron.*, т. 4, p. 35, 1975.
- [34] Liu W., Chin S.L., «Direct measurement of the critical power of femtosecond Ti:sapphire laser pulse in air,» *Opt. Express*, т. 13, p. 5750, 2005.
- [35] Polynkin P., Kolesik M., «Critical power for self-focusing in the case of ultrashort laser pulses,» *Phys. Rev. A*, т. 87, p. 053829, 2013.
- [36] Fibich G., Eisenmann S., Ilan, B., Erlich, Y., Fraenkel, M., Henis, Z., Gaeta, A.L., Zigler, A., «Self-focusing distance of very high power laser pulses,» *Opt. Express*, т. 13 (15), p. 5897, 2005.
- [37] Таланов В.И., «О фокусировке света в кубичных средах,» *Письма в ЖЭТФ*, т. 11, № 6, p. 199, 1970.
- [38] Schaffer C.B., «Interaction of femtosecond laser pulses with transparent materials,» Harvard University, Cambridge, Massachusetts, 2001.
- [39] Келдыш Л.В., «Ионизация в поле сильной электромагнитной волны,» *ЖЭТФ*, т. 47, p. 1945, 1964.
- [40] Feit, M.D., Fleck, J.A., «Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown,» *Appl. Phys. Lett.*, т. 24, № 4, p. 169–172, 1974.
- [41] Таланов В.И., «О самофокусировке волновых пучков в нелинейных средах,» *Письма в ЖЭТФ*, т. 2, № 5, p. 218, 1865.
- [42] Landman M., Papanicolaou G.C., Sulem C., Sulem P.L., Wang X.P., «Stability of isotropic singularities for the nonlinear Schrödinger equation,» *Physica D*, т. 47, № 3, p. 393–415, 1991.
- [43] Landman M., Papanicolaou G.C., Sulem C., Sulem P.L., Wang X.P., «Stability of isotropic self-similar dynamics for scalar-wave collapse,» *Phys. Rev. A*, т. 46, p. 7869–7876, 1992.
- [44] Fibich G., Papanicolaou G., «Self-focusing in the perturbed and unperturbed nonlinear Schrödinger equation in critical dimension,» *SIAM J. Appl. Math.*, т. 60, № 1, p. 183–240, 1999.
- [45] Moll K.D., Gaeta A.L., Fibich G., «Self-similar optical wave collapse: observation of the Townes profile,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 90, p. 203902, 2003.

- [46] Луговой В.Н., Прохоров А.М., «О возможном объяснении мелкомасштабных нитей самофокусировки,» *Письма в ЖЭТФ*, т. 7, p. 153, 1968.
- [47] Shen Y.R., *The Principles of Nonlinear Optics*, New York: Wiley-Interscience, 1984.
- [48] Boyd R.W., *Nonlinear Optics*, 2nd ред., Boston: Academic Press, 2003.
- [49] Kasparian J., Sauerbrey R., Mondelain D., Niedermeier S., Yu J., Wolf J.-P., AndreY.-B., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Rodriguez M., Wille H., Woste L., «Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere,» *Opt. Lett.*, т. 25, № 18, p. 1397–1399, 2000.
- [50] Chin S.L., «The physics and the challenge of the propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media,» *Phys. Can.*, т. 60, p. 273–281, 2004.
- [51] Kandidov V.P., Kosareva O.G., Golubtsov I.S., Liu W., Becker A., Aközбек N., Bowden C.M., Chin S.L., «Self-transformation of a powerful femtosecond laser pulse into a white-light laser pulse in bulk optical media (or supercontinuum generation),» *Appl. Phys. B*, т. 77, p. 149, 2003.
- [52] Голубцов И.С., Кандидов В.П. Косарева А.Г., «Коническая эмиссия мощного фемтосекундного лазерного импульса в атмосфере,» *Опт. атм. и океана*, т. 14, p. 335, 2001.
- [53] Rothenberg J. E., «Space-time focusing: breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses,» *Opt. Lett.*, т. 17, № 19, p. 1340, 1992.
- [54] Кандидов В.П., Голубцов И.С., Косарева О.Г., «Источники суперконтинуума в мощном фемтосекундном лазерном импульсе при распространении в жидкости и газе,» *Квант. Электрон.*, т. 34, № 4, p. 348–354, 2004.
- [55] Fedotov A. B., Koroteev N. I., Loy M. M. T., Xiao X., Zheltikov A. M., «Saturation of third-harmonic generation in a plasma of self-induced optical breakdown due to the self-action of 80-fs light pulses,» *Opt. Commun.*, т. 133, p. 587, 1997.
- [56] Akozbek N., Iwasaki A., Becker A., Scalora M., Chin S.L., Bowden C.M., «Third-harmonic generation and self-channeling in air using high-power femtosecond laser pulses,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 89, № 14, p. 143901, 2002.
- [57] Kartashov D., Ališauskas S., Pugzlys A., Voronin A.A., Zheltikov A.M. and Baltuška A., «Third- and fifth-harmonic generation by mid-infrared ultrashort pulses: beyond the fifth-order nonlinearity,» *Optics letters*, т. 37, № 12, pp. 2268-2270, 2012.
- [58] Yang H., Zhang J., Li Y., Zhang J., Li Y., Chen Z., Teng H., Wei Z., Sheng Z., «Characteristics of self-guided laser plasma channels generated by femtosecond laser pulses in air,» *Phys. Rev. E*, т. 66, p. 016406, 2002.
- [59] La Fontaine B., Vidal F., Jiang Z., Chien C.Y., Comtois D., Desparois A., Johnston T.W.,

- Kieffer J.-C., Pépin H., Mercure H.P., «Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air,» *Phys. of Plasm.*, т. 6, p. 1615, 1999.
- [60] Chiron A., Lamouroux B., Lange R., Ripoche J.-F., Franco M., Prade B., Bonnaud G., Riazuelo G., Mysyrowicz A., «Numerical simulations of the nonlinear propagation of femtosecond optical pulses in gases,» *Eur. Phys. J. D*, т. 6, pp. 383-396, 1999.
- [61] Lange H.R., Grillon G., Ripoche J.-F., Franco M. A., Lamouroux B., Prade B.S., Mysyrowicz A., Nibbering E.T.J., Chiron A., «Anomalous long-range propagation of femtosecond laser pulses through air: moving focus or pulse self-guiding,» *Opt. Lett.*, т. 23, № 2, pp. 120-122, 1998.
- [62] Couairon A., Bergé L., «Light filaments in air for ultraviolet and infrared wavelengths,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 88, № 13, p. 135003, 2002.
- [63] Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Liu W., Akozbek N., Roy G., Chin S.L., «Effective length of filaments measurement using backscattered fluorescence from nitrogen molecules,» *Appl. Phys. B*, т. 77, p. 697–702, 2003.
- [64] Chin S.L., Talebpour A., Yang J., Petit S., Kandidov V.P., Kosareva O.G., Tamarov M.P., «Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air,» *Appl. Phys. B*, т. 74, p. 67–76, 2002.
- [65] Mejean G., Amico C.D., Andre Y.-B., Tzortzakis S., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., «Range of plasma filaments created in air by a multi-terawatt femtosecond laser,» *Opt. Commun.*, т. 247, pp. 171-180, 2005.
- [66] Méchain G., Couairon A., André Y.-B., D'Amico C., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., «Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization,» *Appl. Phys. B*, т. 79, № 3, p. 379, 2004.
- [67] Durand M., Houard A. et al., «Kilometer range filamentation,» *Opt. Express*, т. 21, p. 26836, 2013.
- [68] Hosseini S., Kosareva O., Panov N., Kandidov V.P., Azarm A., Daigle J.-F., Savel'ev A.B., Wang T.-J., Chin S.L., «Femtosecond laser filament in different air pressures simulating vertical propagation up to 10 km,» *Las. Phys. Lett.*, т. 9, № 12, p. 868, 2012.
- [69] Tzortzakis S., Franco M.A., Andre Y.-B., Chiron A., Lamouroux B., Prade B.S., Mysyrowicz A., «Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses,» *Phys. Rev. E*, т. 60, p. 3505, 1999.
- [70] Schillinger H., Sauerbrey R., «Electrical conductivity of long plasma channels in air generated by self-guided femtosecond laser pulses,» *Appl. Phys. B*, т. 68, p. 753–756, 1999.
- [71] Kasparian J., Sauerbrey R., Chin S.L., «The critical laser intensity of self-guided light filaments in air,» *Appl. Phys. B*, т. 71, № 6, pp. 877-879, 2000.

- [72] Liu X.-L., Lu X., Liu X., Feng L.-B., Ma J.-L., Li Y.-T., Chen L.-M., Dong Q.-L., Wang W.-M., «Broadband supercontinuum generation in air using tightly focused femtosecond laser pulses,» *Opt. Lett.*, т. 36, № 19, pp. 3900-3902, 2011.
- [73] Deng Y.P., Zhu J.B., Ji Z.G., Liu J.S., Shuai B., Li R.X., Xu Z.Z., Théberge F., Chin S.L., «Transverse evolution of a plasma channel in air induced by a femtosecond laser,» *Opt. Lett.*, т. 31, № 4, p. 546, 2006.
- [74] Geints Y.E., Zemlyanov A.A., «Self-focusing of a focused femtosecond laser pulse in air,» *Appl. Phys. B*, т. 101, p. 735–742, 2010.
- [75] Liu J., Duan Z., Zeng Z., Xie X., Deng Y., Li R., Xu Z., Chin S.L., «Time-resolved investigation of low-density plasma channels produced by a kilohertz femtosecond laser in air,» *Phys. Rev. E*, т. 72, p. 026412, 2005.
- [76] Theberge F., Liu W. W., Simard P. T., Becker A., Chin S. L., «Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: Strong dependence on external focusing,» *Phys. Rev. E*, т. 74, № 7, p. 036406, 2006.
- [77] Ионин А. А., Кудряшов С. И., Макаров С. В., Селезнев Л. В., Сеницын Д. В., «Множественная филаментация мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе,» *Письма в ЖЭТФ*, т. 90, № 6, p. 467–472, 2009.
- [78] Daigle J.-F., Jaro'n-Becker A., Hosseini S., Wang T.-J., Kamali Y., Roy G., Becker A., Chin S. L., «Intensity clamping measurement of laser filaments in air at 400 and 800 nm,» *Phys. Rev. A*, т. 82, p. 023405, 2010.
- [79] Косарева О.Г., Филаментация фемтосекундного лазерного излучения в прозрачных средах, Москва, 2015.
- [80] Федоров В.Ю., Влияние параметров фемтосекундного лазерного импульса на филаментацию в атмосфере, Москва, 2010.
- [81] Дергачев А.А., Формирование и характеристики плазменных каналов при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воздухе, Москва, 2015.
- [82] Кабанов А.М., Оптика мощных лазерных импульсов в газовой-аэрозольных средах, Томск, 2010.
- [83] Быкова Е.Е., Взаимодействие остросфокусированного фемтосекундного лазерного излучения с воздушной, жидкой и жидкокапельной средами, Томск, 2013.
- [84] Becker A., Aközbeke N., Vijayalakshmi K., Oral E., Bowden C.M., Chin S.L., «Intensity clamping and re-focusing of intense femtosecond laser pulses in nitrogen molecular gas,» *Appl. Phys. B*, т. 73, p. 287, 2001.
- [85] Liu W., Petit S., Becker A., Aközbeke N., Bowden C.M., Chin S.L., «Intensity clamping of a femtosecond laser pulse in condensed matter,» *Opt. Commun.*, т. 202, p. 189, 2002.

- [86] Lange H.R., Chiron A., Ripoche J.-F., Mysyrowicz A., Breger P., Agostini P., «High-Order Harmonic Generation and Quasiphase Matching in Xenon Using Self-Guided Femtosecond Pulses,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 81, p. 1611, 1998.
- [87] Ji Z.G., Liu J.S., Wang Z.X., Ju J., Lu X.M., Jiang Y.H., Leng Y.X., Liang X.Y., Liu W., Chin S.L., Li R.X., Xu Z.Z., «Femtosecond laser filamentation with a 4 J/60 fs Ti:Sapphire laser beam: Multiple filaments and intensity clamping,» *Las. Phys.*, т. 20, p. 886, 2010.
- [88] Xu S., Bernhardt J., Sharifi M., Liu W., Chin S. L., «Intensity Clamping during Laser Filamentation by TW Level Femtosecond Laser in Air and Argon,» *Laser Physics*, т. 22, № 1, p. 195–202, 2012.
- [89] Xu S., Sun X., Zeng B., Chu W., Zhao J., Liu W., Cheng Y., Xu Z., Chin S.L., «Simple method of measuring laser peak intensity inside femtosecond laser filament in air,» *Opt. Express*, т. 20, № 1, p. 299, 2012.
- [90] Alfano R.R., *The Supercontinuum Laser Source*, New York,: Springer Science+Business Media, 2006.
- [91] Chin S.L., «Filamentation Nonlinear Optics: Third Harmonic Generation and Four-Wave-Mixing Inside a Filament,» в *Femtosecond Laser Filamentation, Volume 55*, New York, Springer Science+Business Media, 2010, pp. 77-91.
- [92] Alexeev I., Ting A. C., Gordon D. F., Briscoe E., Hafizi B., Sprangle P., «Characterization of the third-harmonic radiation generated by intense laser self-formed filaments propagating in air,» *Opt. Lett.*, т. 30, № 12, pp. 1503-1505, 2005.
- [93] Akozbek N., Becker A., Scalora M., Chin S.L., Bowden C.M., «Continuum generation of the third-harmonic pulse generated by an intense femtosecond IR pulse in air,» *Appl. Phys. B*, т. 77, p. 177, 2003.
- [94] Théberge F., Luo Q., Liu W., Hosseini S.A., Sharifi M., Chin S.L., «Long-range third-harmonic generation in air using ultrashort intense laser pulses,» *Appl. Phys. Lett.*, т. 87, № 8, p. 081108, 2005.
- [95] Skupin S., Bergé L., «Supercontinuum generation of ultrashort laser pulses in air at different central wavelengths,» *Opt. Commun.*, т. 280, № 1, pp. 173-182, 2007.
- [96] Gaeta A.L., «Catastrophic Collapse of Ultrashort Pulses,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 84, p. 3582, 2000.
- [97] Théberge F., Liu W., Luo Q., Chin S.L., «Ultrabroadband continuum generated in air (down to 230 nm) using ultrashort and intense laser pulses,» *Appl. Phys. B*, т. 80, p. 221–225, 2005.
- [98] Kolesik M., Wright E.M., Becker A., Moloney J.V., «Simulation of third-harmonic and supercontinuum generation for femtosecond pulses in air,» *Appl. Phys. B*, т. 85, p. 531–538, 2006.
- [99] Théberge F., Filion J., Akozbek N., Chen Y., Becker A., Chin S.L., «Self-stabilization of third-

- harmonic pulse during two-color filamentation in gases,» *Appl. Phys. B*, т. 87, p. 207–210, 2007.
- [100] Kiran P.P., Bagchi S., Krishnamurthy M., Kumar G.R., «Multiple filamentation and supercontinuum emission from tightly focused femtosecond laser pulses in air,» в *CLEO/Pacific Rim 2007*, 2007.
- [101] Yang H., Zhang J., Zhang J., Zhao L.Z., Li Y.J., Teng H., Li Y.T., Wang Z.H., Chen Z.L., Wei Z.Y., Ma J.X., Yu W., Sheng Z.M., «Third-order harmonic generation by self-guided femtosecond pulses in air,» *Phys. Rev. E*, т. 67, p. 015401(R), 2003.
- [102] Ganeev R.A., Suzuki M., Baba M., Kuroda H., Kulagin I.A., «Third-harmonic generation in air by use of femtosecond radiation in tight-focusing conditions,» *Appl. Opt.*, т. 45, № 4, pp. 748–755, 2006.
- [103] Naudeau M.L., Law R.J., Luk T.S., Nelson T.R., Cameron S.M., Rudd J.V., «Observation of nonlinear optical phenomena in air and fused silica using a 100Gw, 1.54 um source,» *Opt. Express*, т. 14, № 13, p. 6194, 2006.
- [104] Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Moustazis S.D, Anglos D., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., «Femtosecond and picosecond ultraviolet laser filaments in air: experiments and simulations,» *Optics. Comm.*, т. 197, p. 131, 2001.
- [105] Tzortzakis S., Lamouroux B., Chiron A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., Moustazis S.D., «Nonlinear propagation of subpicosecond ultraviolet laser pulses in air,» *Opt. Lett.*, т. 25, p. 1270, 2000.
- [106] Schwarz J., Rambo P., Diels J.-C., Kolesik M., Wright E.M., Moloney J.V., «Ultraviolet filamentation in air,» *Opt. Commun.*, т. 180, p. 383–390, 2000.
- [107] Рагульский В. В., Файзуллоев Ф. С., «Простой метод измерения расходимости лазерного излучения,» *Оптика и спектроскопия*, т. 27, p. 707, 1969.
- [108] Avizonis P. V., Doss T. T., Heimlich R., «Measurements of Beam Divergence of Q-Switched Ruby Laser Rods,» *Review of Scientific Instruments*, т. 38, p. 331, 1967.
- [109] Bernhardt J., Liu W., Theberge F., Xu H.L., Daigle J.F., Chateaufeuf M., Dubois J., Chin S.L., «Spectroscopic analysis of femtosecond laser plasma filament in air,» *Opt. Commun.*, т. 281, № 5, p. 1268–1274, 2008.
- [110] «NIST,» 2007. [В Интернете]. Available: <http://physics.nist.gov/Pubs/AtSpec/node20.html>.
- [111] Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., «Режим нестационарного самовоздействия острофокусированного мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе,» *Оптика атмосферы и океана*, т. 21, № 9, pp. 793–802, 2008.
- [112] Theberge F., Akozbek N., Liu W., Gravel J.-F., Chin S.L., «Third harmonic beam profile generated in atmospheric air using femtosecond laser pulses,» *Opt. Commun.*, т. 245, p. 399, 2005.
- [113] Кандидов В.П., Косарева О.Г., Колтун А.А., «Нелинейно-оптическая трансформация

- мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе,» *Квант. Эл.*, т. 33, р. 69, 2003.
- [114] Букин О.А., Быкова Е.Е., Гейнц Ю.Э., Голик С.С., Землянов А.А., Ильин А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Соколова Е.Б., «Филаментация острогофокусированного ультракороткого лазерного излучения на 800 и 400 нм. Измерения нелинейного коэффициента преломления воздуха,» *Опт. атм. и океана*, т. 24, № 5, pp. 351-358, 2011.
- [115] Fedorov V.Yu., Kandidov V.P., «Filamentation of laser pulses with different wavelengths in air,» *Las. Phys.*, т. 18, pp. 1530-1538, 2008.
- [116] Mitrofanov A.V., Voronin A.A., Sidorov-Biryukov D.A., Andriukaitis G., Flöry T., Pugžlys A., Fedotov A.B., Mikhailova J.M., Panchenko V.Y., Baltuška A. and Zheltikov A.M., «Post-filament self-trapping of ultrashort laser pulses,» *Optics letters*, т. 39, № 16, pp. 4659-4662, 2014.
- [117] Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н., «Формирование филамента фемтосекундного лазерного импульса в воздухе после фокуса оптической системы,» *Опт. атм. и океана*, т. 25, № 9, р. 745–752, 2012.
- [118] Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., «Особенности пространственной фокусировки мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе,» *Квант. Эл.*, т. 38, № 12, pp. 1127-1134, 2008.
- [119] Шленов С.А., Кандидов В.П., «Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Часть 1. Метод,» *Опт. атм. и океана*, т. 17, № 8, pp. 630-636, 2004.
- [120] Zemlyanov A.A., Geints Y.E., «Filamentation length of ultrashort laser pulse in presence of aerosol layer,» *Opt. Commun.*, т. 259, № 2, pp. 799-804, 2006.
- [121] Hao Z.-Q., Zhang J., Xi T.-T., Yuan X.-H., Zheng Z.-Y., Lu X., Yu M.-Y., Li Y.-T., Wang Z.-H., Zhao W., We Z.-Y., «Optimization of multiple filamentation of femtosecond laser pulses in air using a pinhole,» *Opt. Express*, т. 15, pp. 16102-16109, 2007.
- [122] Roskey D.E., Kolesik M., Moloney J.V., Wright E.M., «Self-action and regularized self-guiding of pulsed Bessel-like beams in air,» *Opt. Express*, т. 15, pp. 9893-9907, 2007.
- [123] Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П., «Формирование протяженных плазменных каналов в конденсированной среде в результате аксиальной фокусировки фемтосекундного лазерного импульса,» *Квант. эл.*, т. 35, р. 1013, 2005.
- [124] Akturk S., Zhou B., Franco M., Couairon A., Mysyrowicz A., «Generation of long plasma channels in air by focusing ultrashort laser pulses with an axicon,» *Opt. Commun.*, т. 282, р. 129–134, 2009.
- [125] Méchain G., Couairon A., Franco M., Prade B., Mysyrowicz A., «Organizing Multiple

- Femtosecond Filaments in Air,» *Phys. Rev. Lett.*, т. 93, p. 035003, 2004.
- [126] Борн М., Вольф Э., Основы оптики, Москва: Наука, 1970, p. 855.
- [127] Wille H., Rodrigues M., Kasparian J., Kasparian J., Mondelain D., Yu J., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J.P., Wöste L., «Teramobile: a mobile femtosecond-terawatt laser and detection system,» *Appl. Phys.*, т. 20, p. 183, 2002.
- [128] Liu W., Hosseini S.A., Luo Q., Ferland B., Chin S.L., Kosareva O.G., Panov N.A., Kandidov V.P., «Experimental observation and simulations of the self-action of white light laser pulse propagating in air,» *New J. of Phys.*, т. 6, p. 6, 2004.
- [129] Perry M.D., Ditmire T., Stuart B.C., «Self-phase modulation in chirped-pulse amplification,» *Opt. Lett.*, т. 19, pp. 2149-2151, 1994.
- [130] Дергачев А.А., Ионин А.А., Кандидов В.П., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчугашева Е.С., Шленов С.А., «Филаментация фемтосекундных ИК и УФ импульсов при фокусировке в воздухе,» *Квант. эл.*, т. 43, № 1, pp. 29-36, 2013.
- [131] Sreeja S., Venugopal Rao S., Radhakrishnan P., Tewari S.P., Kiran P.P., «Supercontinuum emission from water using fs pulses in the external tight focusing limit,» *Proc. of SPIE*, т. 8247, p. 824718, 2012.
- [132] Liu W., Bernhardt J., Theberge F., Chin S.L., Châteauneuf M., Dubois J.J., «Spectroscopic characterization of femtosecond laser filament in argon gas,» *Appl. Phys.*, т. 102, p. 033111, 2007.
- [133] Кандидов В.П., Косарева О.Г., Шленов С.А., «Влияние нестационарной самодефокусировки на распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах в условиях ионизации,» *Квант. Эл.*, т. 21, pp. 971-977, 1994.
- [134] F. Theberge, W. W. Liu, P. T. Simard, A. Becker, and S. L. Chin, «Plasma density inside a femtosecond laser filament in air: Strong dependence on external focusing,» *Phys. Rev. E*, т. 74, № 7, p. 036406, 2006.