Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского
Российской академии наук

На правах рукописи

Андросенко Владислав Николаевич

УПРАВЛЕНИЕ ПОТОКАМИ, ГЕНЕРИРУЕМЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ РАЗРЯДАМИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ, С ЦЕЛЬЮ СТАБИЛИЗАЦИИ ИХ ХАРАКТЕРИСТИК

1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук,
Якимов М.Ю.

Москва – 2026

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ 5

ГЛАВА 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕПРЕРЫВНЫХ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ И ИНДУЦИРУЕМЫЕ ИМИ ГАЗОВЫЕ ПОТОКИ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ) 15

1.1 Исследование оптических разрядов как метода поддержания плазмы лазерным излучением средне- и коротковолнового инфракрасных диапазонов 15

1.2 Преимущества и проблемы применения оптических разрядов в источниках широкополосного излучения высокой яркости 18

1.3 Исследования пульсаций конвективного факела НОР 22

1.4 Известные способы подавления конвективных пульсаций НОР 23

1.5 НОР в аргоне, поддерживаемый лазерами с длиной волны 1 мкм 25

1.6 Генерация потоков газа, характерных для импульсно-периодических и комбинированных оптических разрядов 27

1.7 Генерация направленных потоков газа в тихом оптическом разряде и при импульсно-периодическом оптическом пробое 28

1.8 Резюме обзора литературы и задачи исследования 31

ГЛАВА 2. НОР В АРГОНЕ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ В ЛУЧЕ ЛАЗЕРА БЛИЖНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА 34

2.1 Экспериментальная установка 34

2.2 Результаты экспериментов 37

2.2.1 Пороговая мощность поддержания НОР в аргоне 37

2.2.2 Форма и размеры плазмы в зависимости от мощности лазерного излучения 42

2.2.3 Пульсации конвективного факела НОР в аргоне 44

2.2.4 Определение радиальных профилей температуры и концентрации электронов НОР в аргоне 48

2.3 Обсуждение результатов 51

2.4 Выводы ко второй главе 55

ГЛАВА 3. СТАБИЛИЗАЦИЯ КОНВЕКТИВНОГО ФАКЕЛА НОР В КСЕНОНЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ 56

3.1 Экспериментальная установка 56

3.2 Результаты экспериментов 58
3.3 Постановка задачи компьютерного моделирования 61
3.4 Влияние наведённых градиентов плотности плазмообразующего газа в разрядном объёме на пространственно-временную стабильность плазмы НОР 65
3.5 Выводы к третьей главе 72
ГЛАВА 4. ГАЗОВЫЕ ПОТОКИ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ ТИХИМ ОПТИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ И ИПОР В РЕЖИМЕ ЛАЗЕРНОГО ПРОБОЯ 75
4.1 Экспериментальная установка 75
4.2 Результаты экспериментов 77
4.2.1 Динамика потоков, генерируемых тихим оптическим разрядом и импульсно-периодическим оптическим пробоем 77
4.2.2 Среднее по времени поглощение излучения в тихом оптическом разряде и при импульсно-периодическом оптическом пробое 87
4.2.3 Динамика поглощения лазерного излучения в импульсе 90
4.2.4 Переход от режима тихого оптического разряда к импульсно-периодическому оптическому пробою 92
4.3 Обсуждение результатов 95
4.4 Выводы к четвёртой главе 97
ГЛАВА 5. УПРАВЛЕНИЕ ГАЗОВЫМИ ПОТОКАМИ, ОБРАЗУЮЩИМИСЯ ПРИ ИПОР В ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ЛУЧАХ В КСЕНОНЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ 101
5.1 Образование потоков на начальных стадиях пробоя в тихом оптическом разряде 101
5.2 Экспериментальная установка и методика исследования 104
5.2.1 Поддержание оптических разрядов на пересечении двух сфокусированных лучей 104
5.2.2 Пространственные характеристики излучения лазеров 107
5.2.3 Схема экспериментальной установки 109
5.2.4 Инициирование НОР и определение размеров плазмы 113
5.2.5 Излучательные характеристики разряда в пересекающихся лучах 114
5.3 Результаты экспериментов 116
5.3.1 Динамика потоков, генерируемых ИПОР в пересекающихся лучах 116
5.3.2 Плазма НОР в схеме с пересекающимися лучами 119

5.3.3 Плазма ИПОР в схеме с пересекающимися лучами 122
5.3.4 Сравнение спектральной яркости плазмы НОР и ИПОР 126
5.3.5 Осциллограммы падающего и проходящего импульсов лазерного излучения 128
5.3.6 Оценка плотности электронов в плазме ИПОР 131
5.3.7 Акустический резонанс, генерируемый ИПОР 134
5.4 Обсуждение результатов 137
5.5 Выводы к пятой главе 139
ЗАКЛЮЧЕНИЕ 141
БЛАГОДАРНОСТИ 144
ЛИТЕРАТУРА 145

ВВЕДЕНИЕ

Непрерывный оптический разряд (НОР) был впервые теоретически предсказан и получен экспериментально в ИПМех РАН в 1970 году [1, 2]. Данный тип разряда позволяет непрерывно поддерживать плотную плазму с температурой, близкой к температуре полной однократной ионизации, вблизи фокальной перетяжки луча достаточно мощного лазера. Как физическое явление НОР достаточно полно изучался для случая поддержания лазерным излучением на длине волны 10.6 мкм [3–36]. Тем не менее, развитие лазерной техники привело к появлению и активному распространению с середины 2000-х годов мощных диодных и волоконных лазеров коротковолнового ИК-диапазона (0.9–1.1 мкм), отличающихся высоким КПД, низкими эксплуатационными расходами и находящих широкое применение в лазерной технологии. В то же время была обнаружена возможность поддержания НОР лазерами коротковолнового ИК-диапазона в ксеноне и аргоне высокого давления. Одним из первых технических применений НОР оказались плазменные источники широкополосного излучения высокой яркости [37], перспективные, в частности, для интенсификации процедуры инспекции результатов литографии в микроэлектронном производстве. В настоящее время эта технология является одной из важнейших областей применения НОР.

Несмотря на успехи в использовании оптических разрядов, поддерживаемых лазерами коротковолнового ИК-диапазона, достигнутые в последние годы, многие свойства оптических разрядов остаются мало исследованными, что затрудняет дальнейшее развитие этой перспективной технологии. В частности, в литературе отмечается большой разброс данных по пороговым мощностям поддержания разрядов в зависимости от давления и рода газа, практически отсутствуют данные по температуре и концентрации электронов в плазме, слабо изучены потоки, генерируемые разрядами, несмотря на то, что они оказывают важное влияние на стабильность характеристик разрядов и т.п.

Импульсно-периодические оптические разряды (ИПОР) являются перспективным способом генерации квазистационарной плазмы, температура и излучательная способность которой может значительно превосходить характеристики плазмы НОР, приближаясь к характеристикам плазмы оптического пробоя. Порог поддержания ИПОР по интенсивности лазерного излучения при высокой частоте повторения импульсов может быть значительно ниже, чем порог лазерного пробоя.

Что же касается применений ИПОР, то, несмотря на высокие характеристики генерируемой ими плазмы, возможности их использования в качестве источника излучения до сих пор ограничены неустойчивостями, связанными, в том числе, с генерацией импульсно-периодическими (ИП) разрядами направленных газовых потоков [38–41]. Основная проблема поддержания квазистационарной плазмы в ИП режиме — неустойчивость плазмы и плохая повторяемость от импульса к импульсу вплоть до пропуска импульсов, в основном, вследствие газодинамических возмущений в плазмообразующем газе, вызванных предшествующими импульсами.

В данной диссертационной работе с точки зрения механики исследуются новые газодинамические явления, возникающие в непрерывных и импульсно-периодических оптических разрядах, а также их влияние на стабильность и повторяемость от импульса к импульсу характеристик плазмы этих разрядов. Изучается явление генерации потоков в новом типе импульсно-периодического оптического разряда — тихом разряде. Исследуются возможности управления потоками, возникающими при ИПОР в режиме ИП оптического пробоя в аргоне и ксеноне, а также при термогравитационной конвекции вокруг НОР в аргоне и ксеноне высокого давления.

Исследования имеют целью разработку новых способов управления нестационарными процессами при оптических разрядах в газах, которые расширят возможности применений оптических разрядов, а также позволят создать научные основы для дальнейшего развития технологии широкополосных источников излучения высокой яркости и других применений оптических разрядов. В отношении непосредственных применений исследование сосредоточено на решении актуальной проблемы стабилизации излучения плазмы путём управления потоками, создаваемыми самой плазмой.

Актуальность работы.

Актуальность обусловлена, во-первых, недостаточностью и отчасти противоречивостью опубликованных в научной литературе экспериментальных данных по условиям поддержания, вопросам стабильности и физическим характеристикам плазмы оптических разрядов, поддерживаемых излучением ближнего инфракрасного диапазона, несмотря на то, что эта технология уже широко применяется, в частности в лабораторных и промышленных источниках широкополосного излучения высокой яркости.

С другой стороны, расширение области применения оптических разрядов требует повышения как полной мощности, так и плотности мощности энерговыделения в плазме. С увеличением мощности увеличивается конвективный поток вокруг плазмы. При этом возникают условия для развития колебаний потока, что требует дополнительных исследований по стабилизации конвективных пульсаций. Проблемы, возникающие при попытках повышения удельных характеристик оптических разрядов, могут быть решены путём применения импульсно-периодических режимов поддержания оптических разрядов. Однако для этого требуется решить проблему устойчивости плазмы в условиях индуцируемых импульсными разрядами газодинамических возмущений. Для этого необходимо изучить механизмы генерации потоков оптическими разрядами, механизмы возникновения неустойчивостей, связанных с потоками, а также предложить и обосновать методы подавления возникающих неустойчивостей.

Актуальна также перспектива применения импульсно-периодического режима оптического разряда для повышения светоотдачи в области коротковолнового ультрафиолетового излучения. Высокая яркость источника излучения наряду со стабильностью критически необходимы для повышения производительности и пространственного разрешения процедуры инспекции результатов литографического процесса при производстве микроэлектроники, а также для применений в медицине (дезинфекция и флуоресцентные методы при ангиоскопии и лапароскопии), флуоресцентной микроскопии, рефлектометрии, спектральной эллипсометрии, фотохимии и аналитическом приборостроении.

Цель и задачи работы.

Цель работы заключается в исследовании потоков, генерируемых непрерывными и импульсно-периодическими оптическими разрядами, а также факторов, влияющих на стабильность и повторяемость характеристик плазмы. Для достижения цели исследования поставлены следующие задачи:

1. Исследовать методами эмиссионной спектроскопии и скоростной теневой съёмки плазму и колебания конвективных потоков непрерывного оптического разряда, поддерживаемого лазерами ближнего ИК-диапазона в аргоне высокого давления.

2. Исследовать возможности стабилизации конвективного потока, генерируемого плазмой непрерывного оптического разряда за счёт управления потоками нагретого газа.

3. Исследовать влияние параметров лазерного излучения на стабильность импульсно-периодических оптических разрядов.

4. Исследовать методами скоростной теневой съёмки структуры газовых потоков, генерируемых импульсно-периодическими оптическими разрядами при переходе между различными их типами при изменении параметров лазерного излучения.

5. Исследовать методами скоростной теневой съёмки структуры газовых потоков, генерируемых различными типами импульсно-периодических оптических разрядов, в схеме поддержания разряда с двумя лазерными лучами, пересекающимися в области фокальных перетяжек.

Методология и методы исследования.

Основные результаты диссертации получены сочетанием методов прямого эксперимента, теоретических оценок и численного моделирования.

В работе использовались следующие экспериментальные методы:

Специально разработанные схемы фокусировки излучения волоконных иттербиевых, импульсных и непрерывных лазеров высокой мощности в колбах стандартных дуговых, а также специально разработанных кварцевых и сапфировых ламп, наполненных инертными газами под высоким давлением, для поддержания плазмы непрерывных и ИП оптических разрядов различных типов. При этом использовались новые методы настройки и оптимизации фокусирующих систем, в том числе защищённые патентами.

Специально разработанная методика количественного измерения спектральной яркости плазмы оптических разрядов.

Теневые методы визуализации потоков, индуцируемых оптическими разрядами, с помощью инновационных лазерно-плазменных источников широкополосного излучения, в сочетании со скоростной видеосъёмкой.

Научная новизна работы.

В работе впервые:

1. Экспериментально определены пороговые мощности поддержания НОР лазерным излучением с длиной волны около 1 мкм в аргоне в диапазоне давлений 23–50 бар.

2. Обнаружен и исследован эффект стабилизации конвективного факела НОР при повышении мощности лазерного излучения выше некоторого предела, зависящего от расстояния между вспомогательными электродами.

3. Обнаружен эффект самовоздействия НОР в разрядном объёме с ксеноном высокого давления посредством образования волн плотности в нисходящем потоке во внешней области разрядного объёма вследствие пульсаций конвективного факела от плазмы НОР. Неустойчивость плазмы возникает из-за рефракции подводимого к плазме лазерного луча на градиентах коэффициента преломления в волнах плотности.

4. Исследованы структуры газовых потоков, индуцируемых ИП оптическими разрядами при переходе между тихим оптическим разрядом и ИПОР в режиме оптического пробоя.

5. Исследовано влияние параметра фокусировки на диапазон интенсивностей, при которых возможно поддержание тихого оптического разряда и ИПОР в режиме оптического пробоя.

6. Исследована динамика поглощения лазерного излучения в тихом оптическом разряде и ИПОР в режиме оптического пробоя в течение отдельного лазерного импульса, определяющая переход из одного режима ИПОР в другой.

7. Установлено, что реализация ИПОР в схеме с пересекающимися лучами приводит к повышению стабильности разряда и излучательных характеристик плазмы за счёт изменения направления индуцируемого разрядом квазистационарного газового потока с осевого на перпендикулярное к оптической оси.

8. Проведено сравнение спектральной яркости НОР и ИПОР при поддержании в одной и той же оптической схеме с пересекающимися лучами при близкой средней по времени мощности подводимого к плазме лазерного излучения.

9. Обнаружен эффект изменения структуры течения газа вокруг ИПОР в режиме лазерного пробоя при возникновении резонансных акустических колебаний в разрядном объёме.

Положения, выносимые на защиту.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. Результаты экспериментального исследования НОР в аргоне, поддерживаемого лазерным излучением с длиной волны 1.08 мкм: определена пороговая мощность поддержания НОР в диапазоне давлений 23–50 бар; измерены параметры плазмы НОР — концентрация электронов ($5.6x10^{18}$ $см^{-3}$) и температура (>$2.1x10^{4}$ K); определены частоты пульсаций конвективного факела вокруг НОР в аргоне при давлениях 25–35 бар.

2. Обнаружение и результаты экспериментального исследования эффекта стабилизации конвективного факела НОР при повышении мощности лазерного излучения выше некоторого предела, зависящего от расстояния между вспомогательными электродами.

3. Результаты экспериментального исследования области существования тихого оптического разряда и импульсно-периодического оптического пробоя в ксеноне высокого давления в зависимости от интенсивности лазерного излучения, частоты повторения импульсов и параметра фокусировки, а также условий перехода от тихого оптического разряда к ИПОР в режиме оптического пробоя.

4. Результаты экспериментального исследования динамики изменения среднего по времени поглощения лазерного излучения в ИПОР при переходе из режима тихого разряда в режим лазерного пробоя, а также непосредственно в тихом оптическом разряде и импульсно-периодическом оптическом пробое в течение отдельного лазерного импульса.

5. Результат исследования структуры и направления потоков в тихом оптическом разряде и ИПОР в режиме оптического пробоя. Изменение преимущественного направления потока при изменении режима ИПОР связано с резким ростом поглощения лазерного излучения и соответствующим нарушением симметричности энерговыделения в фокальной перетяжке.

6. Применение оптической схемы с двумя лазерными лучами, пересекающимися в области фокальных перетяжек для повышения стабильности и характеристик плазмы ИПОР за счёт изменения направления генерируемых потоков газа с осевого на перпендикулярное к оптической оси.

7. Результат сравнительного исследования излучательных характеристик НОР и ИПОР в схеме с пересекающимися лучами: при частоте повторения импульсов до 200 кГц и постоянной энергии в импульсе около 1 мДж плазма ИПОР в зоне пересечения лучей имеет среднюю по времени спектральную яркость, значительно превышающую спектральную яркость НОР при близком уровне средней по времени мощности лазерного излучения.

Теоретическая и практическая значимость работы.

Получены новые экспериментальные данные по характеристикам непрерывных и импульсно-периодических оптических разрядов в расширенном диапазоне параметров, таких как длина волны лазерного излучения, род плазмообразующего газа, давление газа, способ фокусировки лазерного излучения. Обнаружен и исследован ряд новых явлений, связанных с газовыми потоками, образующимися при оптических разрядах, от которых зависит стабильность разрядов.

Полученные результаты вносят существенный вклад в разработку научных основ для создания источников широкополосного излучения нового поколения на основе ИПОР. Доказано, что технология ИПОР позволяет повысить температуру и концентрацию электронов в плазме и за счёт этого значительно увеличить яркость излучения плазмы в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне. Повышение яркости и потока излучения в УФ диапазоне позволит проводить контроль результатов литографического процесса с большим разрешением, что соответствует задачам миниатюризации электронных компонентов.

Экспериментальные результаты по стабилизации потоков вокруг НОР могут быть использованы для валидации расчётных схем при компьютерном моделировании течений вокруг НОР. Это позволит повысить стабильность и эффективность существующих и вновь разрабатываемых лабораторных и промышленных источников широкополосного излучения высокой яркости, имеющих большое значение для развития микроэлектроники.

Следует также отметить междисциплинарный характер диссертации, объединяющей элементы гидродинамики, теплообмена, физики и механики газового разряда и плазмы, а также взаимодействия лазерного излучения с веществом.

Научные исследования, проведённые в работе, были выполнены в рамках государственных заданий № 123021700057-0 и № 124012500440-9.

Степень достоверности и апробация результатов работы.

Достоверность результатов исследования обусловлена использованием современных экспериментальных методов диагностики, включая спектроскопию, скоростную теневую видеосъёмку с высоким пространственным и временным разрешением, применением независимых методов измерения параметров лазерного излучения и разрядной плазмы, а также высокой воспроизводимостью полученных результатов. Корректность результатов подтверждается также их согласием с полученными ранее теоретическими и экспериментальными данными.

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на всероссийских и международных научных конференциях:

1. XIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике, СПбПУ, г. Санкт-Петербург, 2023 г.
2. XIV, XV, XVI Международная конференция – школа молодых учёных «Волны и вихри в сложных средах», ИПМех РАН, г. Москва, 2023, 2024, 2025 гг.
3. XXIII, XXIV, XXV Международное Совещание по Магнитоплазменной Аэродинамике, ОИВТ РАН, г. Москва, 2024, 2025, 2026 гг.
4. XVII Всероссийская школа-семинар «Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем», ИПМех РАН, г. Москва, 2025 г.
5. Международная научная конференция «Ломоносовские чтения», НИИ Механики МГУ, г. Москва, 2026 г.

Публикации. Результаты работы опубликованы в 5 статьях в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базах данных Scopus и Web of Science и приравненных к категории К1 перечня ВАК [42–46], получено 6 патентов [47–52] и опубликовано 10 работ в сборниках трудов конференций [53–62].

Личный вклад автора. Автор принимал непосредственное участие в постановке и проведении экспериментов, обработке, анализе и интерпретации полученных экспериментальных данных, представленных в диссертационной работе и статьях [42–46]. Автор занимался подготовкой публикаций по теме диссертации [42–62]. Автор внёс

определяющий вклад в разработку и настройку экспериментальных схем и диагностического оборудования и самостоятельно подготовил тексты к 6 патентам на изобретение [47–52]. Результаты работы лично представлены автором на всероссийских и международных научных конференциях.

Структура и объём работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Общий объём диссертации составляет 163 страницы, включая 59 рисунков и 6 таблиц. Список литературы содержит 180 наименований.

Во **введении** освещена актуальность работы, сформулированы цель и задачи исследования.

В **первой главе** представлен обзор опубликованных теоретических и экспериментальных результатов близких по тематике диссертации и определены направления исследований.

Во **второй главе** представлены результаты исследования НОР в аргоне при поддержании лазерами с длиной волны около 1 мкм. Экспериментально определены пороговые мощности поддержания НОР в аргоне при давлениях 23–50 бар. Исследованы пульсации факела НОР в аргоне и сопоставлены с литературными данными по предложенному ранее закону подобия. Методами количественной эмиссионной спектроскопии определены концентрация электронов и температура плазмы в зависимости от лазерной мощности.

В **третьей главе** исследован вновь обнаруженный эффект стабилизации факела термогравитационной конвекции НОР в ксеноне высокого давления по достижении определённого порогового уровня мощности лазерного излучения в нескольких разрядных объёмах с вспомогательными электродами. Получены зависимости пороговой мощности стабилизации от межэлектродного расстояния. Путём сравнения полученных экспериментальных данных с результатами компьютерного моделирования определены механизмы стабилизации.

В **четвёртой главе** представлены результаты исследования тихого оптического разряда и импульсно-периодического оптического пробоя в ксеноне высокого давления.

Определены области существования в зависимости от интенсивности лазерного излучения, частоты повторения импульсов и параметра фокусировки. Исследованы

потоки, генерируемые разрядами, и определена динамика поглощения разрядами лазерного излучения.

В **пятой главе** изложены результаты исследования ИПОР, поддерживаемого на пересечении двух сфокусированных лучей. Исследованы потоки, генерируемые в данной конфигурации разряда. Получены данные по излучательным характеристикам и стабильности плазмы. Проведена оценка максимальной концентрации электронов в плазме по измеренным распределениям яркости плазмы в непрерывном спектре и по рефракции лазерного излучения в плазме. Обнаружен эффект изменения структуры течения газа вокруг ИПОР при возникновении резонансных акустических колебаний в разрядном объёме. Представлены результаты исследования НОР и ИПОР в единой оптической схеме поддержания обоих разрядов на пересечении двух сфокусированных лучей. Дано сравнение излучательных характеристик НОР и ИПОР при близком уровне средней по времени мощности лазерного излучения.

В **заключении** кратко сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

ГЛАВА 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕПРЕРЫВНЫХ И ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ И ИНДУЦИРУЕМЫЕ ИМИ ГАЗОВЫЕ ПОТОКИ (ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ)

1.1 Исследование оптических разрядов как метода поддержания плазмы лазерным излучением средне- и коротковолнового инфракрасных диапазонов

Оптические разряды, возникающие при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с веществом, представляют собой эффективный способ генерации и поддержания плазмы. Термин «оптические разряды» предполагает отнесение электроразрядного явления к определённому частотному диапазону электромагнитного поля [63–66]. Исследования оптических разрядов начались в 1964 г. с изучения пробоя газов в поле сфокусированного импульсного лазерного излучения [63].

Вскоре возникла идея квазистационарного поддержания плазмы лазерным излучением при интенсивности ниже пробойной [67–69]. Явление движения фронта плазмы по лучу допробойной интенсивности получило название волны светового горения. В работе [68] использовался импульсный неодимовый лазер с длиной волны $\lambda = 1.064$ мкм. В слабо сфокусированном луче лазера наблюдалось распространение плазменных фронтов от точки инициирования электрической искрой со скоростями 10–40 м/с как навстречу лучу, так и в противоположном направлении при низком уровне поглощения лазерного излучения [68]. Авторы [69] определили, что при воздействии длительного импульса лазерного излучения (5 мс) формируется практически стационарный режим распространения фронта светового горения. Была разработана одномерная теоретическая модель распространения плазменного фронта в трубе с открытым и закрытым концом, которая приводила к скоростям распространения, по порядку величины соответствовавшим экспериментальным данным. Волны светового горения активно исследовались [70–75]. Благодаря полученным в этих исследованиях экспериментальным данным были разработаны и верифицированы одномерные и двумерные теоретические модели, адекватно описывавшие явление [76–82]. Особое внимание уделялось исследованиям стационарного поддержания волн светового горения в потоке газа в режиме лазерного плазмотрона [63–66, 76, 83, 84]. В этом режиме фокальная перетяжка луча мощного непрерывного лазера находится в потоке газа. При определённой скорости потока, соответствующей интенсивности в некотором

сечении лазерного луча, фронт волны светового горения останавливается, благодаря чему образуется неподвижная плазменная область, поддерживаемая непрерывным лазерным излучением.

Возможность поддержания плазмы непрерывного оптического разряда (НОР) в сфокусированном лазерном луче была теоретически предсказана в 1969 году в ИПМех РАН [1] и практически сразу же была впервые осуществлена экспериментально в ксеноне при повышенном давлении с помощью CO_2-лазера средней мощности [2]. НОР может рассматриваться как стабилизированная в сфокусированном лазерном луче волна светового горения. В дальнейшем, до 2000-х годов, НОР активно исследовался с использованием относительно длинноволнового излучения CO_2-лазеров [3–36]. Теоретически и экспериментально изучалось влияние различных факторов, таких как давление, мощность излучения, параметры фокусировки [3–8], на основные свойства и устойчивость горения НОР. Например, в [8] стабилизация разряда собственными конвективными потоками была достигнута за счёт вертикального расположения луча. Также в связи с исследованиями возможности применения НОР в лазерных ракетных двигателях [9–13], изучался энергетический баланс и механизмы распространения НОР [14, 15]. До сих пор активно исследуются процессы распространения горения и стабилизации пламени непрерывным оптическим разрядом в различных топливовоздушных смесях [16–18]. Были получены спектральные характеристики плазмы НОР [19, 20]. НОР исследовался не только в атомарных, в основном инертных газах, но также в водороде и других молекулярных газах [21, 22]. Были разработаны теоретические модели распространения НОР в потоке газа и проведены экспериментальные исследования области существования НОР в зависимости от условий фокусировки, скорости [23–31] и направления потока газа [32]. Большое значение имело исследование эффектов рефракции лазерного луча в плазме НОР [33–36, 76, 77]. Кроме того, изучались возможности различных применений НОР, например, для термоэмиссионного преобразования энергии лазерного излучения в электрическую [85], в области синтеза алмазоподобных плёнок [86–90], для лазерно-плазменной обработки поверхности металлов для улучшения их характеристик [91–93], а позднее и для резки алюминиевых сплавов [94, 95].

Длинноволновое инфракрасное излучение хорошо подходило для поддержания НОР, поскольку поглощение в плазме по механизму, обратному тормозному излучению,

растёт пропорционально квадрату длины волны. С ростом коэффициента поглощения соответственно уменьшается пороговая мощность поддержания НОР. При $\lambda = 10.6$ мкм НОР в воздухе при атмосферном давлении может поддерживаться при мощности лазерного излучения около 2 кВт. Такой уровень мощности непрерывного лазерного излучения на уровне развития лазерной техники начиная с конца 1970-х годов был достигнут в лабораторных и первых коммерческих CO_2-лазерах.

Во второй половине 2000-х годов было обнаружено, что пороговая мощность поддержания НОР в ксеноне при $\lambda = 0.96–1.07$ мкм оказалась значительно ниже, чем можно было ожидать из предшествовавшего опыта изучения НОР, поддерживаемых CO_2-лазерами на длине волны $\lambda = 10.6$ мкм. Авторы пионерских работ [68, 69] по исследованию волн светового горения в луче лазера с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм определили, что пороговая мощность поддержания плазмы в воздухе и аргоне при давлении 1 бар находится на уровне сотен киловатт. Несколько позднее, в работе [22], наряду с исследованием НОР в луче CO_2 лазера с $\lambda = 10.6$ мкм, была предпринята попытка получения НОР в луче многомодового Nd:YAG лазера с $\lambda = 1.064$ мкм и мощностью 60 Вт в ксеноне при давлениях до 10 бар. При таких параметрах НОР получить не удалось, и авторы в работе [22] отметили, что при такой длине волны порог существования НОР должен быть на несколько порядков выше, что подтверждалось расчётом пороговых мощностей, исходя из формулы Крамерса для коэффициента поглощения лазерного излучения в плазме с учётом механизма, обратного тормозному излучению [65].

Как стало понятно позже, авторам [22] не хватило всего нескольких десятков ватт мощности лазера для получения НОР. При расчёте пороговых мощностей через полный коэффициент поглощения по формуле Крамерса с поправкой Унзольда, которая наряду с обратным тормозным механизмом учитывает поглощение за счёт фотоионизации, пороговая мощность уменьшается, и относительный вклад фотоионизации растёт при уменьшении длины волны. Тем не менее, учёт одного только фотоионизационного поглощения не позволяет объяснить наблюдаемую величину пороговой мощности поддержания НОР на длине волны 1 мкм. Как оказалось, основной вклад в уменьшение пороговой мощности НОР в ксеноне до десятков ватт [96] при высоком давлении (порядка 10–25 бар) вносит поглощение в крыльях уширенных в плазменных микрополях высоковозбуждённых энергетических уровней атома ксенона. То есть,

основную роль в поглощении лазерного излучения на длине волны около 1 мкм в ксеноновой плазме при высоком давлении играют переходы 6s–6p между уширенными возбуждёнными энергетическими уровнями атомов [97]. Аналогичный низкий порог, свидетельствующий о сходных механизмах поглощения лазерного излучения, наблюдается и в других инертных газах, таких как аргон [98] и, возможно, криптон [99].

1.2 Преимущества и проблемы применения оптических разрядов в источниках широкополосного излучения высокой яркости

Развитие лазерной техники продвинулось в 2000-х годах до создания мощных и надёжных диодных и твердотельных оптоволоконных технологических лазеров (в первую очередь ближнего ИК диапазона), генерирующих излучение в диапазоне 0.9–1.1 мкм и отличающихся от хорошо разработанных на тот момент CO_2-лазеров значительно более высоким КПД и лучшими пространственно-временными характеристиками излучения. В связи с расширяющимся применением лазеров этого типа в 2010-х годах началась новая волна исследований и развития применений также в области НОР и лазерной генерации плазмы. В литературе начали появляться работы по поддержанию НОР излучением диодных и волоконных лазеров в диапазоне 0.9–1.1 мкм в инертных газах при высоком давлении, например [97, 100–103]. Появились источники широкополосного видимого и ультрафиолетового излучения высокой яркости, в которых в качестве компактного излучающего тела использовалась плазма НОР в инертных газах высокого давления, поддерживаемая излучением волоконных или диодных лазеров ближнего ИК-диапазона [37]. В таких источниках использовались компактные сборки лазерных диодов с контролем температуры, излучение которых фокусировалось в центре колбы дуговой кварцевой лампы с ксеноном высокого давления [104, 105]. Главным преимуществом НОР перед дуговым разрядом является возможность обеспечивать принципиально более высокую плотность мощности энерговыделения, а значит и бóльшую температуру и спектральную яркость плазмы. В качестве примера на рисунке 1.1 приведено сравнение спектрального распределения излучения катодной области короткодуговой лампы OSRAM XBO 75 W/2 и НОР в ксеноне при различной мощности лазерного излучения с длиной волны 1.07 мкм [37, 106]. Впервые такое применение НОР, начиная с 2006 года, было описано в патентах Energetiq Technology, Inc. (США) [107–110], патентах

ООО "РНД-ИСАН" [111, 112], а также статьях и патентах лаборатории лазерных разрядов ИПМех РАН [37].

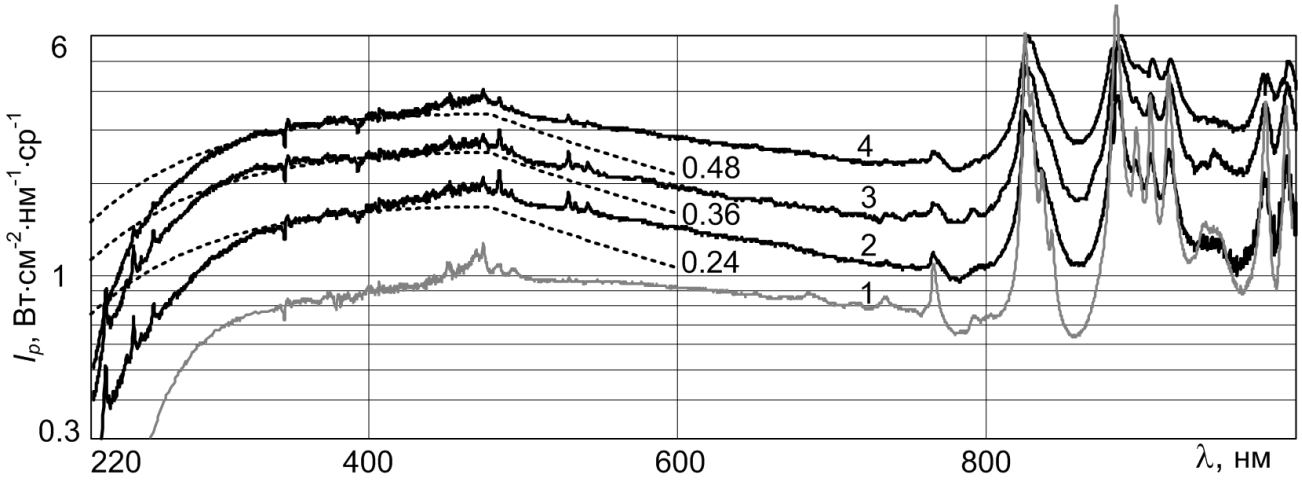


Рисунок 1.1 — Спектральная яркость плазмы НОР (кривые 2-4) в сравнении со спектральной яркостью короткодуговой лампы мощностью 75 Вт (1). НОР в Xe, p = 20÷24 бар, мощность лазера (1.07 мкм) 65 Вт (2), 85 Вт (3), 230 Вт (4), параметр фокусировки *f*/3.3. Пунктиром показана расчётная яркость слоя равновесной плазмы Xe, p = 22 бар, T = 15 кК, на графиках указана толщина слоя плазмы в мм [37, 106]

Такие источники излучения могут находить применение как почти точечные источники света с высокой спектральной яркостью, например, в задачах спектральной эллипсометрии. В стандартных эллипсометрах [113] используется источник света на короткодуговых лампах высокого давления [104, 105]. По сравнению с НОР, дуга в таких лампах обладает меньшей спектральной яркостью [37], и её нельзя считать точечным источником света. Также компактные источники на основе НОР находят применение в спектральных аналитических приборах, таких как атомно-абсорбционный спектрометр высокого разрешения [114].

Одним из важных применений НОР на сегодняшний день является источник широкополосного видимого и ультрафиолетового излучения высокой спектральной яркости с лазерами большой непрерывной мощности для инспекции результатов процесса литографии при изготовлении микросхем в электронной промышленности. Такими применениями активно занимается, например KLA Corporation (США) (в недавнем прошлом KLA-Tencor) [115, 116]. Для выявления мелких дефектов в литографии высокого разрешения важно наличие стабильного источника излучения высокой яркости в ультрафиолетовом диапазоне, и этому требованию хорошо

соответствует НОР. Высокая яркость на коротких длинах волн необходима для инспекции дефектов малого размера, в реальности можно обнаружить дефекты размером в несколько раз меньше длины волны зондирующего излучения.

В последние годы данное применение стало активно развиваться, благодаря чему в погоне за высокими показателями лучистого потока и яркости источников широкополосного излучения возобновился интерес к исследованию НОР различных конфигураций, в основном, в ксеноне высокого давления при длине волны $\lambda \approx 1$ мкм [117–125]. Например, в работе [117] получены экспериментальные данные по поддержанию НОР излучением диодного лазера мощностью до 1 кВт. При давлении в 10 атмосфер была получена пороговая мощность 526 Вт при частоте пульсаций конвективного факела 22 Гц. Такие пороговые мощности представляются завышенными, вероятно, из-за низкой направленности и когерентности излучения мощных диодных лазеров.

Невысокие пространственные характеристики луча на практике означают, что фокальная перетяжка луча имеет существенно бóльший диаметр, чем, например, у волоконных лазеров, отличающихся высокой направленностью излучения. К уширению перетяжки луча и соответствующему росту пороговой мощности поддержания НОР могут приводить и другие факторы, влияющие на фокусировку лазерного луча. Так, в цикле работ [118–120] авторы исследовали плазму НОР, поддерживаемую волоконным лазером в ксеноне под давлением 12 бар при различных параметрах фокусировки лазерного излучения $F = f/d$. Авторы [118] отметили, что при увеличении параметра фокусировки F пороговая мощность НОР уменьшается. В действительности при увеличении параметра F, приводящем к ослаблению фокусировки и увеличению диаметра фокальной перетяжки, пороговая мощность должна увеличиваться. Такое уменьшение пороговых мощностей может свидетельствовать, например, о плохом оптическом качестве прозрачной стенки лампы. При увеличении параметра F размер пятна излучения на поверхности лампы уменьшается, соответственно воздействие неоднородностей стекла минимизируется.

В работе [119] получены спектры излучения плазмы НОР при мощностях лазерного излучения до 250 Вт. С помощью уравнения Саха в предположении локального термодинамического равновесия рассчитаны пространственные

распределения плотности электронов и температуры плазмы. Плотность электронов составляла 10^{16}–10^{17} $см^{-3}$.

В работе [120] авторы провели комплексный анализ колебаний плазмы НОР, в частности проанализированы колебания центра распределения яркости плазмы и диаметра плазмы. Частоты пульсаций при мощности 250 Вт были в диапазоне 28–30 Гц. Обнаружены и высокочастотные флуктуации плазмы, обусловленные временной неустойчивостью мощности лазера.

В то же время другой коллектив авторов исследовал способы формирования плазмы НОР [121–125]. Была выполнена обзорная работа [121], в которой изложены современные результаты исследований широкополосных источников излучения. В работах [122, 123] исследовалась схема поддержания НОР с преобразованием лазерного излучения в кольцеобразное с помощью аксикона при нескольких параметрах фокусировки $F = f/d$. Такое распределение интенсивности позволило повысить эффективность поглощения лазерного излучения в плазме. Было установлено, что использование кольцевого луча повышает коэффициент преобразования мощности лазерного излучения в УФ излучение плазмы с 8 до 15 %.

Особое внимание уделено поддержанию НОР в инновационной оптической схеме с пересекающимися лучами [124, 125], почти такой же, как в выполненной значительно ранее работе [37]. Авторы утверждают, что за счёт такой схемы можно повысить эффективность преобразования лазерного излучения в УФ (300–370 нм) до 20 % [124, 125]. Спектральная яркость в области 300–370 нм была показана на уровне 210 мВт/(мм^2·нм·ср) при мощности лазерного излучения 90 Вт [125]. Такие показатели выглядят завышенными, поскольку при указанных авторами [125] лазерной мощности и давлении газа, а также условиях фокусировки, яркость НОР не превышает 50 мВт/(мм^2·нм·ср) [37, 106]. Если бы яркость в данной области спектра достигала величины 200 мВт/(мм^2·нм·ср), то плазма должна была бы иметь определённую электронную плотность и оптическую толщину, при которой представленные в спектре [125] сильные атомные линии ксенона должны выглядеть на спектре самообращёнными, поскольку при такой яркости и оптической толщине в линиях плазма становится непрозрачной для собственного излучения при значительно меньшей температуре, чем достигается в центре. Вместе с яркостью, вероятно, в несколько раз завышена и эффективность преобразования лазерной мощности в УФ излучение. Из

указанной в [125] величины прямо следует, что полная мощность излучения плазмы превышает мощность лазерного излучения, поглощаемую в плазме.

1.3 Исследования пульсаций конвективного факела НОР

Для лабораторных применений НОР, а также промышленных, например, в задачах инспекции результатов литографического процесса в микроэлектронике [115, 116], важна пространственная и временная стабильность плазмы, напрямую влияющая на характеристики генерируемого широкополосного излучения. Если не принимать дополнительных мер по стабилизации плазмы, световой поток и яркость плазмы НОР проявляют колебания с частотой несколько десятков герц с амплитудой порядка ±1 % от установившихся значений. Поэтому исследования стабильности плазмы НОР остаются актуальными. Оказалось, что одной из основных причин колебаний излучательных характеристик НОР являются периодические пульсации факела термогравитационной конвекции вокруг НОР [5, 102, 110, 126, 127]. Эти пульсации не связаны с возможными колебаниями характеристик подводимого к плазме НОР лазерного луча и имеют физическую природу. Частота конвективных пульсаций определяется диаметром конвективного факела, который, в свою очередь, находится в слабой зависимости от мощности лазерного излучения и давления газа. Наблюдение колебаний конвективного факела НОР проводят прямотеневым или шлирен методом [128]. Обнаружено, что пульсации возникают вследствие образования и отрыва от основного конвективного факела тороидального вихревого кольца в каждом цикле пульсации. Аналогичные явления наблюдаются в пульсирующих пламёнах [129–132].

В типичных условиях поддержания НОР в сферической или эллиптической колбе из кварцевого стекла с инертным газом высокого давления примерно 10 % поглощаемой плазмой лазерной мощности отводится теплопроводностью в окружающий газ и уносится конвективным течением к верхней стенке колбы. Далее поток горячего газа растекается по стенкам колбы, отдавая тепло и снижая скорость, а затем, медленно двигаясь в относительно холодной нижней части колбы, возвращается к центру колбы, где горит разряд [102].

В работе [126] была предложена физическая модель, описывающая зависимость частоты пульсаций от параметров конвективного факела. Получено соотношение

подобия, связывающее радиус фронта нагретого газа вокруг НОР r_0 и частоту конвективных пульсаций ν:

$$\nu \cong 0.5\sqrt{\frac{g}{2r_0}} \tag{1.1}$$

где g — ускорение свободного падения.

Частота пульсаций ν при этом увеличивается с ростом давления в колбе. Радиус r_0 с ростом давления уменьшается [102], так что выполняется соотношение (1.1). Данное соотношение подобия близко к аналогичному соотношению подобия для пульсирующих пламён над поверхностью жидкости или при горении смесей при небольшой скорости подачи [129–132].

1.4 Известные способы подавления конвективных пульсаций НОР

Известен ряд способов подавления колебаний конвективного факела НОР. Например, в работе [5] авторы впервые добились подавления пульсаций конвективного факела вокруг НОР в аргоне, создавая дополнительный осевой поток газа с помощью подводимого снизу нагретого стержня или подогреваемой электричеством металлической сетки. Существует ряд патентов на изобретения методов стабилизации конвективного факела НОР [133–148]. Большинство существующих методов подавления конвективных пульсаций основаны на различных способах воздействия на конвективный факел НОР. Авторы патентов [133–135] обнаружили, что конвективный факел вокруг НОР в ксеноне высокого давления прекращает свои колебания при внедрении в него теплоотводящего стержня сбоку или сверху. Похожим образом воздействует на факел нагреваемая лазерным излучением внутренняя поверхность металлической или керамической трубки [136]. Известны и способы достижения стабилизации конвективного факела НОР с помощью модуляции излучения лазера или сигнала электрического разряда между электродами синусоидальным сигналом с определённой частотой, кратной частотам резонансных акустических колебаний разрядного объёма лампы [137, 138], или с кратной резонансной частотой сообщающегося с лампой резонатора Гельмгольца [139–141]. Несмотря на то, что физические причины стабилизирующего эффекта в перечисленных патентах полностью не раскрываются, на основании представленных в них описаний можно предполагать,

что все они основаны на том или ином способе генерации дополнительного потока газа, воздействующего на конвективный факел НОР. Дополнительный поток возникает либо вокруг нагретых элементов, расположенных вблизи факела, либо при акустических течениях от резонансных колебаний, создаваемых в разрядном объёме.

Авторами изобретений [142–145] были предложены методы стабилизации конвективного факела НОР, в основе которых лежат активные способы создания дополнительного стабилизирующего потока. В [142] предложен метод принудительной прокачки газа. В [143] дополнительный поток создавался устройством генерации ионного ветра внутри разрядного объёма, или, в другой реализации, с помощью термогравитационной конвекции от электрического разряда. В [144, 145] были предложены дополнительные конструктивные элементы в разрядном объёме, создающие конвективный поток в области разряда при нагреве излучением плазмы.

В ряде изобретений реализованы методы стабилизации конвективных пульсаций, прямо не связанные с созданием дополнительного потока вокруг конвективного факела НОР [111, 112, 146]. Например, в [111, 112] пульсации подавляются за счёт расположения разряда вблизи верхней стенки колбы. Аналогичным путём достигается стабилизация при уменьшении разрядного объёма до размеров, меньших диаметра тороидального вихря, возникающего при пульсациях [146]. Для устранения избыточного давления при сильном нагреве в малом объёме, в [146] предлагается соединить разрядный объём с внешним резервуаром. При таких способах стабилизации возникает проблема одновременного роста температуры и интенсивности лазерного излучения вблизи стенки колбы, что может повлечь за собой разрушение колбы.

Эффект подавления пульсаций конвективного факела при воздействии дополнительного потока газа наблюдался также при численном моделировании течений газа вокруг НОР. В работе [102] подавление пульсаций достигалось в численном эксперименте при введении дополнительного осевого потока снизу вверх в области головки конвективного факела. При этом с увеличением скорости потока наблюдался рост частоты колебаний факела при одновременном уменьшении их амплитуды. Следует отметить, что идея использования дополнительного потока газа для подавления конвективных пульсаций НОР появилась по аналогии с более ранними работами по стабилизации пульсирующих пламён. Так, например, в работе [132] пульсации диффузионного метанового пламени подавлялись с помощью дополнительного

периферийного потока воздуха вокруг пламени со скоростью 15.3 см/с. Такой метод позволил уменьшить градиент скорости в сдвиговом течении и за счёт этого остановить развитие неустойчивости типа Кельвина-Гельмгольца, приводящей к пульсации.

1.5 НОР в аргоне, поддерживаемый лазерами с длиной волны 1 мкм

Непрерывная лазерная плазма в аргоне высокого давления перспективна в качестве широкополосного источника, в первую очередь, ультрафиолетового излучения высокой яркости для применений в различных научно-исследовательских и промышленно-технологических областях. Для развития этих применений необходимо иметь данные по пороговым мощностям поддержания НОР в аргоне излучением диодных или волоконных лазеров на длине волны около 1 мкм, отличающихся высоким КПД и стабильностью характеристик излучения. Необходимы также данные по температуре плазмы, по её стабильности, источникам возмущений и пульсаций.

Наиболее важными характеристиками плазмы НОР являются пороговая мощность лазерного излучения, необходимая для поддержания НОР, которая зависит от длины волны лазерного излучения, условий его фокусировки, давления и рода плазмообразующего газа. Обширные экспериментальные данные по поддержанию НОР в аргоне излучением CO_2-лазера на длине волны 10.6 мкм получены в 1970–80-х годах, в основном в диапазоне давлений от 1 до 20 бар [5]. В области более высоких давлений экспериментальные данные немногочисленны. Можно назвать одну работу [147], в которой исследуется НОР в аргоне под давлением до 200 бар.

Первые экспериментальные данные о пороговой мощности поддержания НОР в аргоне излучением волоконного лазера на длине волны 1.07 мкм были опубликованы сравнительно недавно в работе [148]. Тем не менее, доступные на сегодняшний день данные по пороговой мощности поддержания НОР в аргоне всё ещё крайне немногочисленны. У разных авторов эти данные получены, как правило, в различных и довольно узких диапазонах характеристик лазерного излучения, обусловленных типом применяемого лазера, в узком диапазоне давлений (не выше 20 бар). Кроме того, имеющиеся данные по пороговой мощности у разных авторов существенно различаются количественно.

Среди этих работ следует отметить работы прикладного характера авторов из Китая и Японии по поддержанию НОР в аргоне диодными лазерами на длине волны

около 1 мкм, например [100, 101, 103, 122]. Характеристики НОР из этих работ трудно интерпретировать по причине того, что сложные пространственные характеристики излучения применяемых диодных лазеров, не всегда корректно описанные в статьях, существенно влияют на размер и форму плазмы НОР в припороговом режиме.

В работе [97] данные по пороговой мощности поддержания НОР в аргоне с волоконным лазером на длине волны 1.07 мкм были получены экспериментально в режиме длинных импульсов (от 200 мкс до миллисекунд) в диапазоне давлений аргона 2–10 бар. В работе показано, что полученные данные находятся в согласии с данными экспериментов с непрерывным лазером [148] и теоретическими оценками с учётом действующих механизмов поглощения лазерного излучения в плазме, а также теплопроводностных и лучистых потерь, составляющих энергетический баланс плазмы. Тем не менее, эти данные существенно расходятся с данными работ [100, 101, 103, 122], где полученные пороговые мощности поддержания НОР в аргоне выше почти на порядок, и это нельзя объяснить только различием коэффициентов поглощения в плазме излучения диодных и волоконных лазеров, которое не так существенно.

Поддержание НОР в аргоне при давлениях выше 20 бар представляет особый интерес, поскольку пороговая мощность поддержания НОР снижается с ростом давления и, соответственно, растёт эффективность использования энергии лазерного излучения. Кроме того, повышение давления — один из способов повышения яркости широкополосного излучения плазмы.

Большое влияние на характеристики НОР могут оказывать термогравитационные пульсации, которые возникают вокруг НОР в плазмообразующем газе и нарушают стабильность разряда и широкополосного излучения плазмы. Первые данные о пульсациях конвективного факела вокруг НОР в аргоне в диапазоне давлений от 4 до 23 бар были получены с использованием CO_2-лазера, однако были неверно интерпретированы как результат неустойчивости плазменного фронта при распространении по лазерному лучу навстречу набегающему потоку газа [5]. Данные о пульсации НОР в аргоне при поддержании лазерным излучением на длине волны 1.06–1.08 мкм в широком диапазоне давлений до настоящего времени не публиковались.

1.6 Генерация потоков газа, характерных для импульсно-периодических и комбинированных оптических разрядов

Импульсно-периодические оптические разряды могут классифицироваться не только как импульсные, но и как комбинированные, в которых плазма поддерживается двумя лазерными лучами, одним непрерывным и вторым импульсно-периодическим [149]. В случае модуляции непрерывного излучения поддерживается мягкий импульсный режим. В таком режиме мощности поддерживаются на уровне или немного выше характерной для НОР. В комбинированном или мягком импульсном режиме вокруг разряда образуется область термогравитационной конвекции. При этом возможны газодинамические возмущения режима свободной конвекции, возникающие по причине акустических резонансных колебаний разрядного объёма. Акустические резонансы могут, как стабилизировать разряд, так и дестабилизировать его вплоть до погасания [150]. Эффект акустических резонансов в газе наблюдался и при импульсной модуляции дуговых разрядов [151].

В более жёстком режиме ИПОР (характеризуется на порядок большей интенсивностью лазерного излучения в импульсе или ещё выше) наблюдается действие динамических механизмов генерации струйных течений в виде более или менее структурированных потоков в определённом направлении, преобладающих над термогравитационной конвекцией. В случае ИПОР в режиме импульсно-периодического оптического пробоя генерируется турбулизированный поток навстречу лазерному лучу. О данном явлении впервые сообщалось в работе [38]. В таких режимах ИПОР каждый импульс разряда в фокальной перетяжке ведёт к образованию и последующему коллапсу области горячего и менее плотного газа. Вследствие асимметрии поглощения лазерного излучения коллапс области пониженной плотности происходит неравномерно, индуцируя поток, направленный навстречу лазерному лучу [39, 40]. Такими течениями можно управлять. Например, авторы [41] исследовали потоки после лазерного пробоя, при этом в фокальной перетяжке лазерного луча фокусировали излучение второго лазера для генерации затравочной плазмы. При перемещении точки создания затравочной плазмы вдоль оси фокальной перетяжки основного лазера изменялись условия развития пробоя. В зависимости от положения точки инициирования результирующий поток мог быть направлен как в сторону лазера, так и от него.

Авторы работы [152] проводили численные эксперименты в схеме с пробоем двумя лазерными импульсами, ультрафиолетовым и инфракрасным, по-разному поглощающимися в исследуемой газовой смеси. Роль ультрафиолетового импульса также заключалась в создании затравочной плазмы, в которой хорошо поглощалось излучение инфракрасного лазера. Авторы определили, что динамика развития потоков после лазерных импульсов также зависит от взаимного расположения фокальных перетяжек лазеров.

Следует также отметить, что существует большой массив экспериментальных работ и численных расчётов ИПОР, реализуемых в сверхзвуковом потоке газа [153, 154]. При таких скоростях потока ИПОР существует в режиме, при котором все пробои происходят как одиночные, если не считать ионизации газа в набегающем потоке излучением от предыдущего импульса. Области же релаксирующего газа, нагретого предыдущим импульсом, успевают сноситься потоком, и поэтому никак не взаимодействуют с очередным импульсом даже при высоких частотах повторения импульсов до 200 кГц. Поэтому данная ситуация совершенно отличается от режимов ИПОР в изначально покоящемся газе, при которых очередные импульсы взаимодействуют с предыдущими посредством индуцируемых газовых потоков и газодинамических возмущений.

1.7 Генерация направленных потоков газа в тихом оптическом разряде и при импульсно-периодическом оптическом пробое

В 2013 году в лаборатории лазерных разрядов ИПМех РАН в экспериментах по взаимодействию периодических наносекундных импульсов лазерного излучения с плазмой оптических разрядов было обнаружено, что в ксеноне при давлении несколько атмосфер и выше существует диапазон допробойных интенсивностей лазерного излучения, в котором возможно существование импульсно-периодического оптического разряда с высокой повторяемостью характеристик от импульса к импульсу. Разряд характеризуется малым поглощением лазерного излучения, малой диссипацией энергии порядка нескольких десятков микроджоулей в импульсе, а также относительно слабым и очень стабильным свечением по сравнению с импульсно-периодическими оптическими разрядами других типов, например, импульсно-периодическим лазерным

пробоем. Поэтому этот тип разряда получил название «тихого» импульсно-периодического оптического разряда [155].

Как оказалось, стабильность тихого разряда обусловлена не столько малой величиной диссипации энергии лазерного импульса, сколько структурой и направленностью генерируемых им газовых потоков. Влияние плазмы лазерного пробоя на движения окружающего газа исследуется довольно давно. Существуют работы, в которых исследуются потоки окружающего газа теневыми методами при лазерном пробое [41], а также публикации, в которых исследуются ударные волны и потоки на начальном этапе пробоя [156, 157]. Данные явления также исследованы методами численного моделирования в работах [158–160], где рассмотрена динамика газовых потоков, инициируемых при импульсном пробое газа.

В случае импульсно-периодического оптического разряда (ИПОР) сходные газодинамические механизмы приводят к появлению квазистационарных направленных потоков, которые могут влиять, в частности, на стабильность и повторяемость характеристик разряда от импульса к импульсу. Несмотря на потенциальную практическую важность этого явления, оно всё ещё остаётся малоизученным, работы, посвящённые ему, крайне немногочисленны [38, 155, 161]. Явление тихого оптического разряда в этом отношении особенно интересно тем, что позволяет наблюдать структурированные струйные течения с низкой степенью турбулентности, порождаемые разрядом данного типа.

Следует отметить, что до настоящего времени явление тихого оптического разряда изучено недостаточно. Первое исследование тихого оптического разряда было проведено в ксеноне под давлением от 8 до 16 бар [155]. Разряд поддерживался лазерным излучением предпробойной интенсивности на длине волны $\lambda = 1.064$ мкм. Было установлено, что для поддержания разряда необходимо сфокусированное импульсно-периодическое (ИП) лазерное излучение с интенсивностью в области фокальной перетяжки порядка 10^9 Вт/см² при частоте повторения импульсов более 10 килогерц с высокой повторяемостью характеристик от импульса к импульсу. Также в работе [155] были обнаружены квазистационарные газовые потоки из области разряда в направлении поперёк оптической оси лазерного луча. Кроме того, были зарегистрированы изменения распределения интенсивности в поперечном сечении

лазерного луча после прохождения области тихого оптического разряда вследствие дефокусирующего влияния тепловой линзы, создаваемой плазмой разряда.

Газовые потоки, сходные по структуре с наблюдаемыми в тихом оптическом разряде, генерирует оптический разряд с многофотонной ионизацией, реализуемый при интенсивности излучения порядка 10^{12} Вт/см², достигаемой в импульсах длительностью несколько сотен фемтосекунд. Такие потоки были впервые исследованы в работе [161]. Сходство генерируемых газовых потоков в исследованных случаях фемтосекундного и тихого оптических разрядов обусловлено близкими величинами поглощённой энергии порядка нескольких десятков микроджоулей за импульс. При прохождении через область фокуса одного фемтосекундного (точнее, субпикосекундного, длительностью 450 фс) импульса с энергией около 0.25 мДж практически все атомы газа, занимающего область вблизи фокуса, в которой интенсивность превышает пороговую для 1–2 кратной многофотонной ионизации, ионизируются. При этом поглощается 15–20 % падающего лазерного излучения. «Лишние» кванты, не участвующие в многофотонной ионизации, проходят область взаимодействия, не поглощаясь.

Тихий оптический разряд реализуется при энергии импульсов порядка E_p = 1 мДж с длительностью около ста наносекунд. Если интенсивность в фокусе ниже пробойной, лавинного размножения электронов за время импульса не происходит. Основным механизмом поглощения выступает фотоионизация атомов, находящихся в высоких электронно-возбуждённых состояниях. Для собственного излучения разряда характерен сплошной спектр, подобный фоторекомбинационному. При этом поглощённая энергия составляет примерно те же несколько десятков микроджоулей за импульс, что и при фемтосекундном разряде.

Основными свойствами тихого оптического разряда помимо малого поглощения лазерного излучения и относительно слабого свечения являются формирование квазистационарных направленных газовых потоков вокруг разряда, а также воздействие разряда на пространственные характеристики проходящего лазерного луча из-за создаваемой разрядом тепловой линзы. При повышении интенсивности импульсно-периодического лазерного излучения тихий оптический разряд в отдельных периодах переходит в оптический пробой, для которого характерно значительно более высокое поглощение лазерного излучения и соответственно высокое собственное излучение плазмы. С другой стороны, формирование тепловой линзы при тихом разряде ухудшает

фокусировку в области перетяжки, при этом из-за снижения интенсивности снижается вероятность перехода разряда в режим оптического пробоя. Таким образом, взаимодействие фаз тихого оптического разряда с фазами оптического пробоя при импульсно-периодическом оптическом разряде представляет определённый интерес.

1.8 Резюме обзора литературы и задачи исследования

Несмотря на то, что исследования оптических разрядов начались ещё в 1960-х, некоторые аспекты их поддержания, в частности, связанные с образованием и динамикой индуцируемых разрядами газовых потоков, требуют дальнейшего исследования.

Для многих применений оптических разрядов определяющую роль играет взаимодействие оптических разрядов с внешним потоком газа, как, например, в лазерном плазмотроне, в лазерном ракетном двигателе, при поддержании локализованной плазмы в набегающем сверхзвуковом потоке с целью управления головной ударной волной при сверхзвуковом обтекании. В данной диссертационной работе этот круг явлений не рассматривается, за исключением взаимодействия конвективного факела НОР с относительно медленным потоком газа, искусственно создаваемым с целью подавления пульсаций.

В связи с прогрессом лазерной техники в конце 2000-х и в 2010-х годах начали активно развиваться технологии, связанные с поддержанием непрерывных и импульсно-периодических оптических разрядов в инертных газах высокого давления излучением коротковолнового ИК-диапазона на длине волны от 0.9 до 1.1 мкм. Эти технологии позволили реализовать оптические разряды в кварцевых лампах с наполнением инертными газами высокого давления. Высокая эффективность поддержания оптических разрядов при такой длине волны позволила создать как небольшие источники широкополосного видимого и ультрафиолетового излучения, так и источники с лазерами киловаттного уровня мощности для применений в микроэлектронной промышленности. При повышении мощности разрядов фактор стабильности, связанной с образованием в разрядах потоков газа, выходит на первый план.

Несмотря на широкий спектр применений, НОР в инертных газах высокого давления, поддерживаемый лазерами коротковолнового ИК-диапазона, до сих пор

изучен недостаточно. Данные по пороговым мощностям поддержания НОР в опубликованной литературе отрывочны и противоречивы, особенно для НОР в аргоне. Процессы термогравитационной конвекции на сегодняшний день изучены только при малой мощности лазерного излучения и соответственно малой мощности разряда. В ксеноне повышенного давления теплопроводностью и конвекцией отводится небольшая часть выделяющейся в разряде мощности. Поэтому данные, полученные для разрядов в ксеноне, можно отнести к низкому уровню мощности. НОР в аргоне осуществляется при мощности лазерного излучения в несколько раз выше, чем в ксеноне. Коэффициент теплопроводности аргона также в несколько раз больше и соответственно выше доля мощности, которая отводится конвекцией. Поэтому изучение конвективных пульсаций НОР в аргоне, опубликованных данных по которым на момент начала исследований было крайне мало, представляется актуальным.

Новый тип ИПОР — тихий оптический разряд — был обнаружен в 2013 году в ИПМех РАН в экспериментах по импульсно-периодическому оптическому пробою ксенона высокого давления. Механизмы образования потоков в разряде этого типа также исследованы недостаточно, несмотря на то, что своей высокой стабильностью тихий разряд в значительной степени обязан стабильности и направленности индуцируемых им потоков.

Также мало изучены квазистационарные потоки, генерируемые ИПОР в режиме импульсно-периодического оптического пробоя. Данный тип ИПОР интересен как способ повышения температуры и удельных характеристик плазмы по сравнению с НОР при условии, что будет обеспечена хорошая повторяемость характеристик плазмы от импульса к импульсу. Поэтому необходимо изучить вопросы, связанные с генерацией потоков, нарушающих стабильность ИПОР, в особенности при переходе между двумя упомянутыми режимами ИПОР.

На момент начала работ по диссертации для решения указанного круга задач была разработана программа исследования факторов, влияющих на стабильность НОР и ИПОР в инертных газах повышенного давления при поддержании излучением непрерывных и импульсно-периодических волоконных иттербиевых лазеров различного уровня мощности. В частности, предполагалось для НОР при уровне мощности от сотен ватт до киловатта экспериментально изучить условия поддержания в аргоне и ксеноне в качестве плазмообразующего газа, исследовать конвективные пульсации и провести

оценки характеристик плазмы, а также исследовать возможности стабилизации факела термогравитационной конвекции НОР.

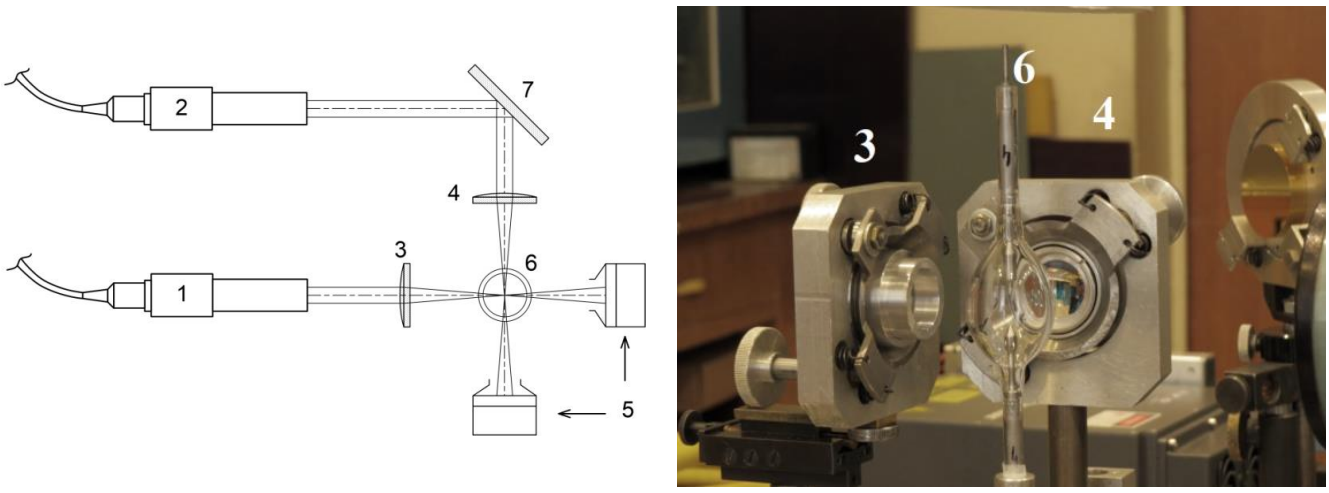
Для ИПОР в режимах импульсно-периодического оптического пробоя и тихого оптического разряда предполагалось провести исследование механизмов генерации газовых потоков в условиях перехода из одного режима ИПОР в другой и на этой основе изучить возможности стабилизации ИПОР в режиме лазерного пробоя, интересного для применений благодаря потенциально высоким удельным характеристикам плазмы.

ГЛАВА 2. НОР В АРГОНЕ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ В ЛУЧЕ ЛАЗЕРА БЛИЖНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

Глава посвящена исследованию характеристик НОР, поддерживаемого излучением непрерывного лазера на длине волны 1.08 мкм в аргоне высокого давления. Проводятся исследования пороговых мощностей поддержания НОР в аргоне при давлении от 23 до 50 бар, а также колебаний конвективного факела вокруг НОР. Определяются характеристики плазмы методами количественной эмиссионной спектроскопии.

2.1 Экспериментальная установка

В данной главе использовалась схема инициирования и поддержания НОР, представленная на рисунке 2.1. Излучение непрерывного волоконного иттербиевого лазера Raycus RFL-C1500 [162] (1) с максимальной выходной мощностью P = 1500 Вт на длине волны λ = 1.08 мкм фокусировалось просветлённой линзой (3) с фокусным расстоянием f = 50 мм внутри кварцевых колб (6) с наружным диаметром 18 или 32 мм, наполненных аргоном под давлением, соответственно, 30 и 22 бар. Диаметр луча на линзе составлял D = 15.5 мм. Диаметр луча в фокусе не превышал 50 мкм, интенсивность излучения в фокусе при инициировании НОР составляла до $2 \cdot 10^7$ Вт/см^2. Инициирование НОР осуществлялось путём оптического пробоя газа в фокусе с помощью импульсно-периодического лазера YLPP-1-150V-30 (2) (интенсивность в фокусе при фокусировке линзой с f = 50 мм доходила до 10^{10} Вт/см^2). Импульсное излучение фокусировалось второй линзой (4), фокальные перетяжки излучения импульсного и непрерывного лазеров при этом совмещались. Инициирование НОР происходило при мощности непрерывного лазера значительно выше пороговой мощности поддержания НОР. После зажигания НОР импульсный лазер отключался, мощность непрерывного лазера снижалась до нужного уровня, при котором стабилизировались температурный и газодинамический режимы разряда. Лазерное излучение, прошедшее через плазму, попадало на измеритель мощности (5).



а) б)

Рисунок 2.1 — а) Схема инициирования и поддержания НОР: 1 — непрерывный лазер для поддержания НОР; 2 — импульсно-периодический лазер для инициирования НОР; 3, 4 — фокусирующие линзы; 5 — поглотители-измерители мощности излучения; 6 — колба с аргоном; 7 — поворотное зеркало. б) Фото колбы 6 с линзами 3, 4; справа — поворотное зеркало 7 и край измерителя мощности 5

В качестве измерителя мощности (5) применялся термопарный датчик мощности ТИ-4 с приёмной апертурой диаметром 77 мм (рисунок 2.2). Датчик полного потока излучения с апертурой 26 мм располагался на расстоянии 130 мм от плазмы. Для измерения спектральной яркости излучение плазмы НОР собиралось с помощью ахроматической линзы с апертурой 10 мм и фокусным расстоянием $f = 116$ мм. Увеличенное в 14–15 раз изображение плазмы проецировалось на входную апертуру оптоволоконного спектрометрического измерителя освещённости, расположенную на расстоянии 1.9 м от плазмы НОР.

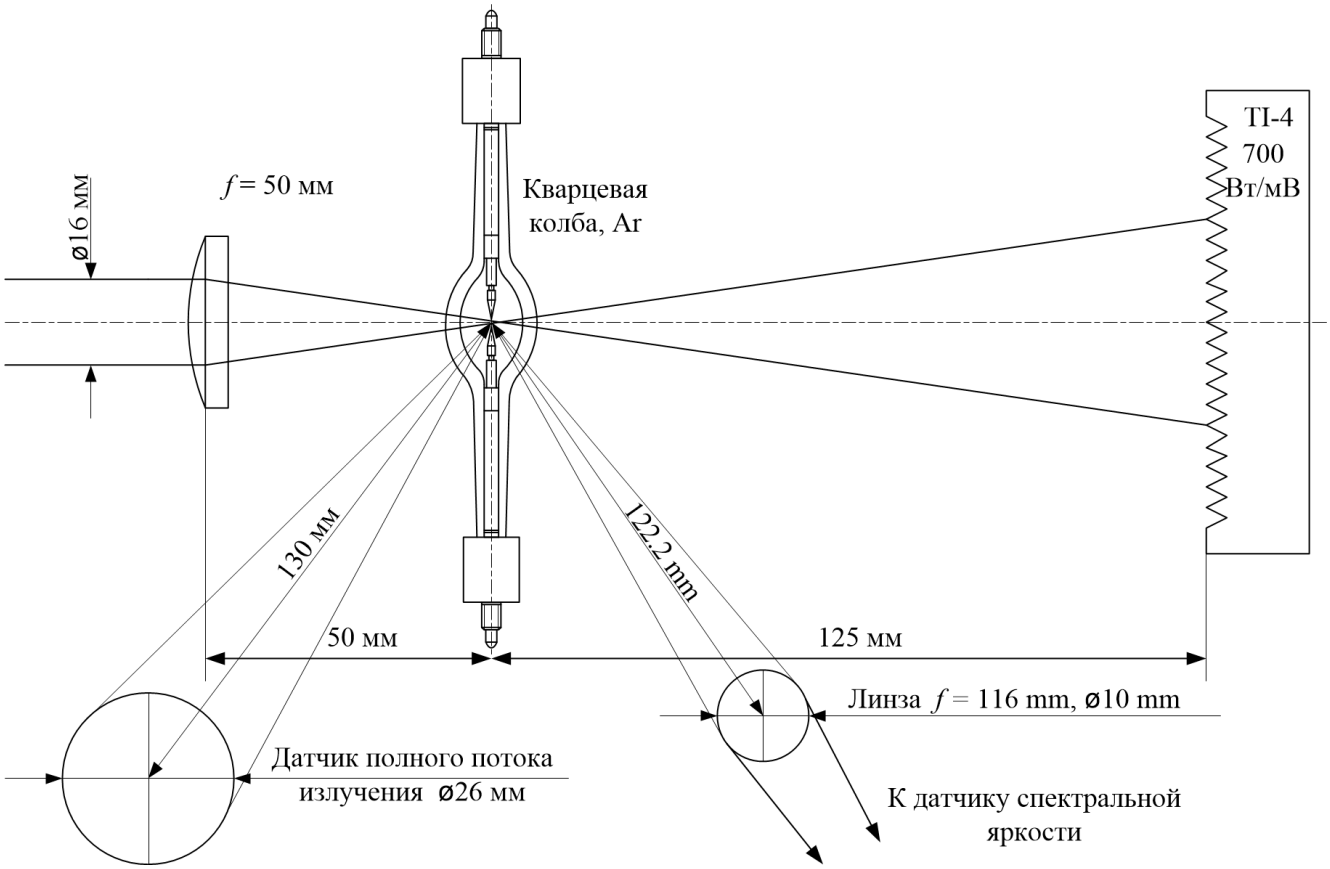


Рисунок 2.2 — Схема расположения датчиков вокруг НОР

Пороговая мощность поддержания разряда измерялась в момент погасания плазмы при постепенном снижении мощности непрерывного лазера. Плазма поддерживалась в замкнутых кварцевых колбах, наполненных аргоном до давления 22 бар и выше. Повышенное рабочее давление устанавливалось в результате нагрева колбы на 200–300 K разрядом.

Пульсации конвективного факела вокруг НОР наблюдались с помощью стандартной схемы получения теневых и шлирен-изображений по методу, аналогичному [102]. В качестве точечного источника света в теневом приборе использовался лазерно-плазменный источник широкополосного излучения XWS-65 [163]. Теневая картина регистрировалась с помощью скоростной съёмки с частотой 600 кадров в секунду. По теневым изображениям измерялась частота пульсаций и характерный радиус r_0 конвективного факела вокруг НОР. Радиус r_0 определялся из теневых изображений по методике, разработанной в [102], и был близок к минимальному радиусу головки конвективного факела за период пульсации.

2.2 Результаты экспериментов

2.2.1 Пороговая мощность поддержания НОР в аргоне

Пространственные характеристики используемого лазерного излучения соответствовали смешанной моде низкого порядка. Центр полосы генерации лазеров соответствовал $\lambda = 1.08$ мкм при её ширине от 3 до 5 нм в зависимости от мощности излучения. Пороговая мощность поддержания разряда измерялась в момент погасания плазмы при постепенном снижении мощности непрерывного лазера. Перед измерением пороговой мощности колба разогревалась путём последовательного увеличения мощности НОР для того, чтобы установилось поле температур наружной и внутренней поверхностей колбы, от которого зависит рабочее давление газа в колбе. Установившаяся температура колбы оценивалась из данных теплового баланса НОР и контролировалась тепловизором.

Стенки колб были изготовлены из кварцевого стекла без просветляющего покрытия. Измеренный коэффициент пропускания лазерного излучения стенкой колбы с учётом рассеяния и последовательного отражения от двух поверхностей составлял в среднем $\tau \simeq 0,92 \div 0,93$.

В таблице 2.1 представлены результаты отдельного цикла измерения параметров НОР в колбе с давлением наполнения 30 бар. Измерения полного потока излучения проводились датчиком 50(150)A-BB-26 прибора Ophir StarLite с апертурой 26 мм, на которую на расстоянии 130 мм от плазмы попадало 1/400 её излучения согласно телесному углу равномерного однородного сферического распределения (рисунок 2.2). Для исключения вклада рассеянного лазерного излучения и теплового излучения элементов конструкции колбы перед датчиком устанавливался граничный светофильтр, блокировавший излучение с длиной волны более 850 нм.

Таблица 2.1 — Цикл измерений параметров плазмы НОР в колбе с 30 бар Ar

P_{laser}, %	P_{in}^{bulb}, Вт	P_{in}^{plasma}, Вт	P_{out}^{plasma}, Вт	P_{out}^{bulb}, Вт	W_{plasma}, Вт	W_{rad}, Вт	W_{heat}, Вт
15	212	195	160	147	35	20	15
20	273	251	167	154	84	52	32
30	411	378	183	168	195	136	59
40	550	506	183	168	323	233	90
14	200	184	149	137	35	14	21
13	186	171	144	133	27	10	17
12	170	156	141	130	15	4	11
11	156	144	144	133	0	погасание плазмы	

Обозначения таблицы 2.1: P_{laser} — заданная мощность излучения лазера в процентах от максимальной; P_{in}^{bulb} — мощность лазерного излучения на входе в колбу; $P_{in}^{plasma} = \tau \cdot P_{in}^{bulb}$ — мощность лазерного излучения на входе в плазму; P_{out}^{plasma} и $P_{out}^{bulb} = \tau \cdot P_{out}^{plasma}$ — мощности лазерного излучения на выходе из плазмы и из колбы, соответственно; $W_{plasma} = P_{in}^{plasma} - P_{out}^{plasma}$ — суммарная мощность лазерного излучения, поглощаемая плазмой НОР; W_{rad} – полная мощность широкополосного излучения НОР в диапазоне короче 850 нм, $W_{heat} = W_{plasma} - W_{rad}$ — оценка мощности тепловых потерь НОР.

Из таблицы 2.1 видно, что эффективность преобразования поглощённой лазерной мощности в широкополосное излучение плазмы НОР растёт с ростом подводимой мощности лазерного излучения. Это связано с тем, что в режиме поддержания НОР, близком к пороговому, плазма поглощает лишь малую часть лазерного излучения [66]. Также соотношение $P_{out}^{plasma} / P_{in}^{plasma}$ уменьшается с ростом значения P_{in}^{plasma}.

Таким образом, пороговая мощность поддержания плазмы НОР, полученная в данном эксперименте, составляет 150 ± 5 Вт. При установившейся температуре колбы 500–550 K рабочее давление аргона составляет 50–55 бар, исходя из давления напуска 30 бар. Более подробно об оценке температуры из данных теплового баланса можно прочитать в работе [102].

В такой же экспериментальной схеме проводились измерения пороговой мощности в колбе с давлением напуска 22 бар (таблица 2.2). Небольшие различия зарегистрированных параметров при одинаковой подводимой мощности лазерного излучения можно объяснить постепенным прогревом колбы и, соответственно, ростом давления горячего газа аргона в ней. При температуре колбы 540 K и соответствующем

рабочем давлении аргона 33–35 бар пороговая мощность составляла 175–185 Вт, при температуре 470 K и рабочем давлении 30 бар — 185–195 Вт.

Таблица 2.2 — Цикл измерений параметров плазмы НОР в колбе с 22 бар Ar

P_{laser}, %	P_{in}^{bulb}, Вт	P_{in}^{plasma}, Вт	P_{out}^{plasma}, Вт	P_{out}^{bulb}, Вт	W_{plasma}, Вт	W_{rad}, Вт	W_{heat}, Вт
20	273	251	202	186	49	24	25
25	341	314	209	193	105	57	48
30	411	378	213	196	165	101	64
40	550	506	225	207	281	188	93
50	671	617	221	203	396	273	123
20	273	251	183	168	68	40	28
18	250	230	183	168	47	23	24
17	235	216	175	161	41	16	25
16	223	205	179	165	26	9	17
15	212	195	179	165	16	3	13
14	200	184	184	169	0	погасание плазмы	

Пороговую мощность поддержания НОР в аргоне в зависимости от давления можно оценить теоретически, отдельно учитывая вклад теплопроводностных и излучательных потерь в величину пороговой мощности $P_{th} = P_{th}^{heat} + P_{th}^{rad}$. Методика такого расчёта более подробно изложена в работах [66, 97], здесь ограничимся общими соображениями. Пороговую мощность поддержания плазмы при условии чисто теплопроводностных потерь можно оценить по формуле

$$P_{th}^{heat} = 2\pi\Theta(T) \Big/ \mu(T) \tag{2.1}$$

Здесь $\Theta(T) = \int_0^T C_p(T)dT$ — потенциал потока тепла [65]. $\mu(T)$ — коэффициент поглощения лазерного излучения в плазме НОР, который вычислялся по классической формуле Крамерса с поправкой Унзольда, учитывающей фотоионизацию, а также связанно-связанные электронные переходы, дающие существенный вклад в поглощение лазерного излучения в плотной сильно ионизованной плазме [65, 66, 97]. Для приблизительного учёта поглощения при связанно-связанных (внутриатомных) переходах в сильно ионизованной плазме при высоком давлении высоко возбуждённые электронные уровни считаются перекрывающимися из-за эффекта уширения. В таком приближении поглощение за счёт связанно-связанных переходов может учитываться аналогично фотоионизации введением коэффициента, аналогичного коэффициенту Унзольда в формуле Унзольда-Крамерса. Схожая операция применялась с целью учёта вклада сильно уширенных спектральных линий в интегральное излучение плазмы в [14].

Согласно данным работы [97], наилучшее согласие с наблюдаемой пороговой мощностью НОР в аргоне даёт расчёт коэффициента поглощения по формуле Унзольда-Крамерса, в которой переходы между связанными электронными уровнями с энергией возбуждения E ≥ 12.8 эВ учитываются так же, как фотоионизационные. Наблюдавшиеся в эксперименте минимальные пороговые мощности НОР соответствовали значениям коэффициента поглощения от $\mu \approx$ 2-2,5 до $\mu \approx$ 4.5 см$^{-1}$ в зависимости от давления.

Вклад излучательных потерь в пороговую мощность поддержания НОР был обусловлен тем, что при снижении мощности лазерного излучения плазма гасла раньше, чем её размеры уменьшались до таких, при которых можно было бы пренебречь лучистыми потерями по сравнению с теплопроводностными. Вклад излучательных потерь в величину пороговой мощности оценивался по формуле,

$$P_{th}^{rad} = V \cdot \int_{80\,нм}^{10\,мкм} \varepsilon(\lambda) d\lambda \Big/ l_p \cdot \mu(T), \qquad (2.2)$$

где V — объём сфероида, описывающего минимальный наблюдаемый объём плазмы НОР с размерами большой и малой полуосей $l_p/2 = 0,25$ мм и $d_p/2 = 0,15$ мм; $\varepsilon(\lambda)$ — объёмная спектральная излучательная способность плазмы, из которой вычислялась интегральная излучательная способность во всём диапазоне длин волн широкополосного излучения НОР (см. спектральные яркости работ [97, 37] и раздел 3.4). Так, например, при расчёте для рабочего давления аргона 20 бар получены следующие значения пороговой мощности поддержания НОР в аргоне — P_{th}^{heat} = 193.6 Вт, P_{th}^{rad} = 72.6 Вт. То есть, несмотря на то, что в припороговом режиме теплопроводностные потери более чем вдвое превосходят излучательные, пренебрегать последними нельзя.

На рисунке 2.3 представлены экспериментальные данные, полученные в кварцевой колбе с давлением заполнения 22 бар Ar (заштрихованные кружки) и с давлением заполнения 30 бар (заштрихованные квадраты), а также теоретическая оценка по описанной выше методике (линия), проведённая для всего диапазона давлений. Пороговый уровень мощности достигался либо путём уменьшения мощности непрерывного лазера при постоянном давлении, либо путём уменьшения давления по мере охлаждения лампы при постоянной мощности лазера. Таким образом, диапазон давлений, в котором наблюдался НОР, ограничивался снизу максимальной мощностью лазера, а сверху давлением наполнения колбы с учётом её нагрева. Интервал ошибки

определения рабочего давления показан горизонтальными отрезками, интервал ошибки определения пороговой мощности соответствует размеру точки.

Видно, что вновь полученные результаты в диапазоне 23−50 бар хорошо согласуются как с экспериментальными результатами работы [97] (нанесены в виде светлых кружков на графике рисунка 2.3), так и с теоретической оценкой, которая в работе [97] была экспериментально проверена в диапазоне давлений от 6 до 16 бар.

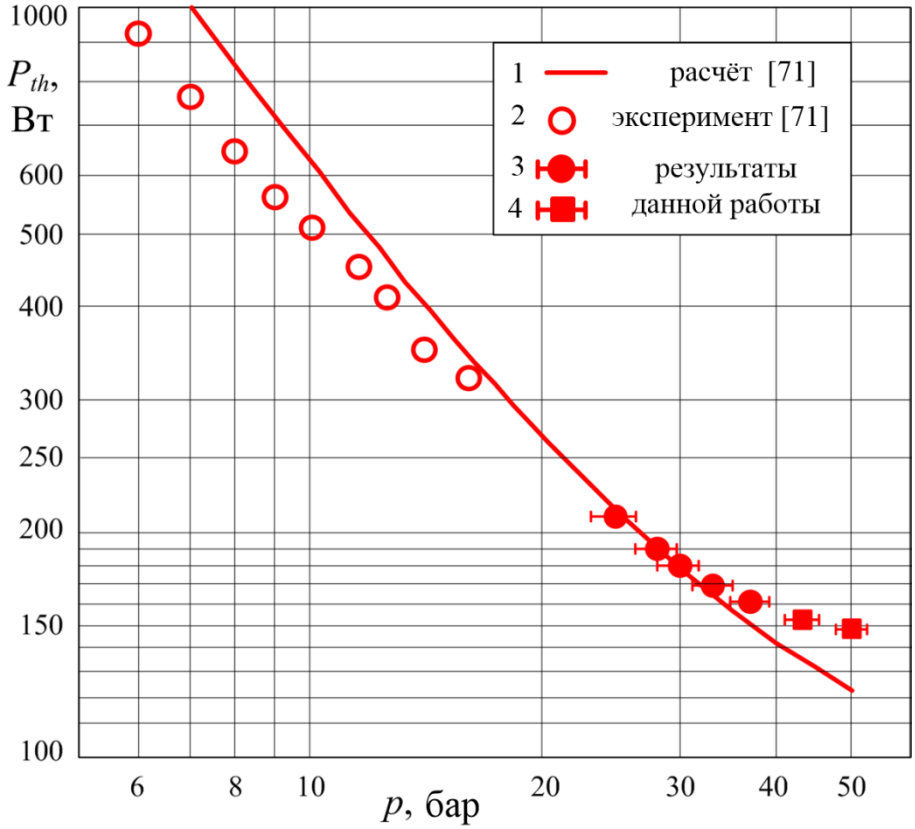


Рисунок 2.3 — Пороговая мощность поддержания НОР в аргоне P_{th} в зависимости от давления p: (1) теоретическая оценка с коэффициентом поглощения лазерного излучения, вычисленным по модифицированной формуле Унзольда-Крамерса [66] с учётом вклада связанных электронных состояний с энергией возбуждения E ≥ 12.8 эВ [97]; (2) экспериментальные данные работы [97] (параметр фокусировки f/d = 8, λ = 1.07 мкм) – светлые кружки; (3) и (4) экспериментальные результаты данной диссертации (параметр фокусировки f/d = 3.1, λ = 1.08 мкм)

Параметр фокусировки f/d определяет угол раствора конуса сходящегося луча, в котором распространяется 86 % мощности лазерного излучения. Он влияет на форму и устойчивость плазмы НОР, в частности, из-за рефракции излучения в плазме, сильнее проявляющейся при бóльших f/d. На величину пороговой мощности рефракция

практически не влияет, поскольку вблизи порога рефракция излучения в области взаимодействия с плазмой мала из-за малых размеров плазмы и её нахождения вблизи фокуса. Зависимость пороговой мощности от параметра фокусировки проявляется постольку, поскольку от него зависят минимальные размеры плазмы на пороге погасания. В этом случае, чем меньше будет *f/d* и, соответственно, чем острее фокусировка, тем меньше будут размеры плазмы на пороге погасания. Более подробная информация о влиянии параметра фокусировки и рефракции лазерного излучения на поведение НОР содержится в работах [96, 97]. В экспериментах данной диссертации *f/d* = 3.1.

2.2.2 Форма и размеры плазмы в зависимости от мощности лазерного излучения

Изображения плазмы создавались с помощью линзы с фокусным расстоянием *f* = 116 мм на экране обратной проекции, закреплённом вместо защитного стекла на объективе фотокамеры, как показано на рисунке 2.4. Съёмка плазмы проводилась через узкополосный светофильтр, пропускающий излучение 512 нм, которое входит в область непрерывного спектра свечения НОР. Поскольку излучение в непрерывном спектре связано в основном с концентрацией электронов, по нему можно делать выводы о структуре плазмы НОР и распределении температуры в предположении локального термодинамического равновесия (ЛТЕ). Результаты фотосъёмки представлены на рисунке 2.5 в условных цветах, обозначающих 16 уровней яркости. С увеличением мощности *W* плазма расширяется и перемещается от фокуса в сходящейся части лазерного луча в сторону лазера.

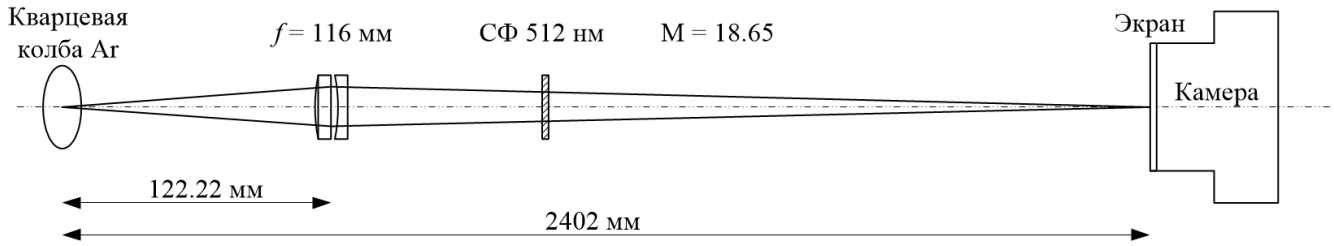


Рисунок 2.4 — Схема получения увеличенных изображений плазмы. Широкополосное излучение плазмы собирается с помощью ахроматической линзы, проходит через узкополосный светофильтр и попадает на экран обратной проекции. Полученное изображение регистрировалось с помощью цифровой камеры

На рисунке 2.5 показан рост размеров плазмы и изменение её положения в сфокусированном лазерном луче в зависимости от роста подводимой мощности лазерного излучения. Плазма располагается в сходящейся части лазерного луча перед фокусом, её размеры быстро растут по мере увеличения мощности падающего на неё лазерного излучения. Для каждого случая указано рабочее давление аргона, определённое по установившейся температуре колбы, а также входящая P_{in}^{plasma} и выходящая P_{out}^{plasma} из плазмы мощность лазерного излучения. Для оценки коэффициента поглощения плазмой лазерного излучения k_λ можно использовать закон Бугера-Ламберта-Бера: $k_\lambda \cdot l_p = \ln\left(P_{in}^{plasma} \middle/ P_{out}^{plasma} \right)$ Здесь l_p — длина плазменной области вдоль оптической оси луча по уровню 0.3 от максимальной яркости. Небольшая асимметрия линий равной яркости изображения плазмы в вертикальном направлении связана с влиянием конвекции — расположение оси лазерного луча при получении изображений было горизонтальным.

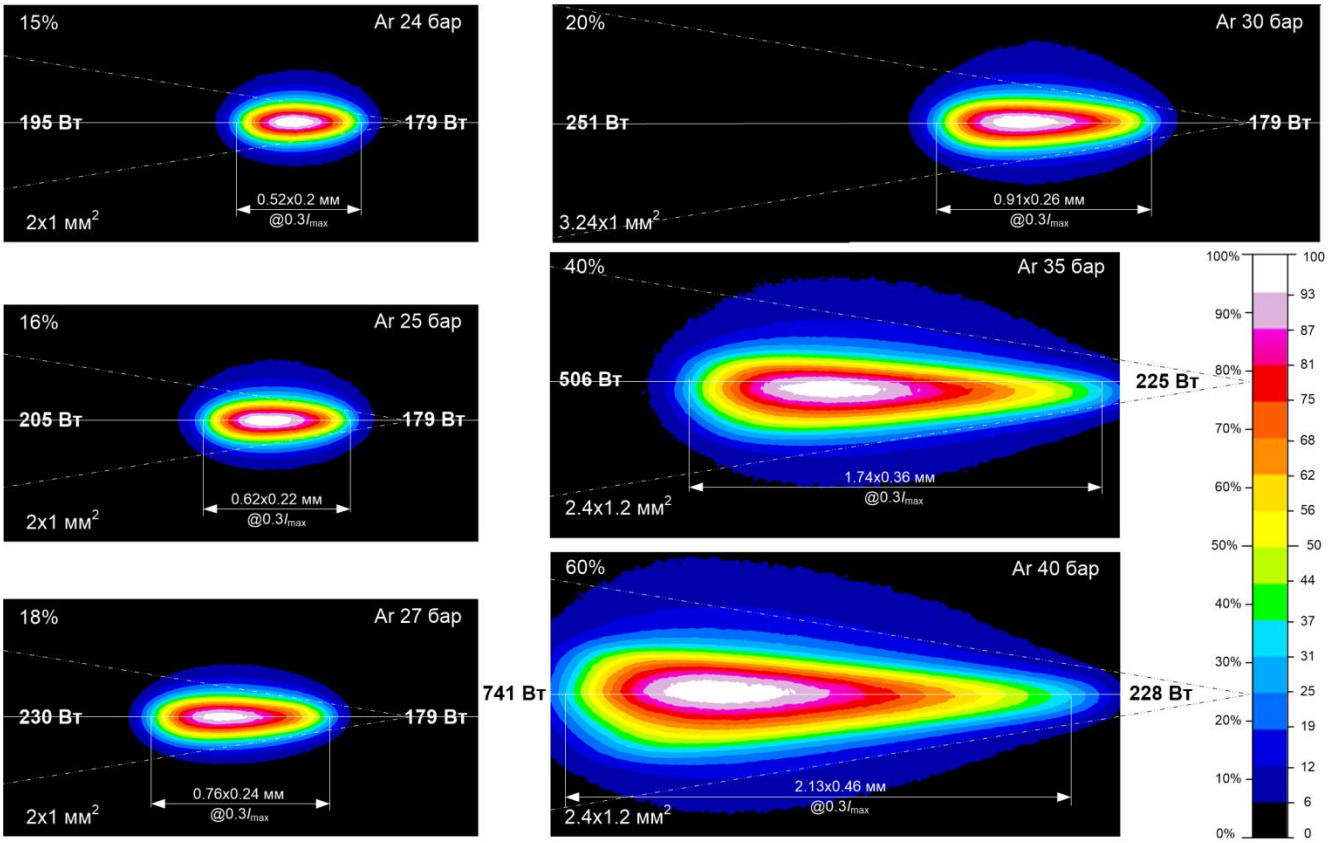


Рисунок 2.5 — Фотографии плазмы через светофильтр 512 нм при разных мощностях лазерного излучения в условных цветах. Пунктирными линиями показаны границы лазерного луча без учёта рефракции в плазме, тонкая сплошная линия — оптическая ось луча. В верхнем левом углу кадров указана установленная мощность лазерной генерации в процентах от максимальной, в левом нижнем углу — размер кадра, в правом углу — рабочее давление Ar. В средине кадра слева и справа указаны P_{in}^{plasma} и P_{out}^{plasma}, под изображениями плазмы указаны длина и диаметр поверхности равной яркости по уровню 0.3 $I_{\max}$

2.2.3 Пульсации конвективного факела НОР в аргоне

Во всех режимах горения НОР в аргоне в данных экспериментах наблюдались пульсации восходящего факела гравитационной конвекции вокруг НОР. Более подробно колебания термогравитационного факела вокруг НОР исследовались в работах [102, 164] на примере НОР в ксеноне высокого давления. На рисунке 2.6 представлена теневая картина одного периода пульсации конвективного факела, полученная в данной главе путём скоростной видеосъёмки прямотеневого изображения. Техника получения теневого изображения описана в работах [102, 164]. Период пульсации занимает около

32 мс. Видно, как радиус факела вблизи головки увеличивается из-за образования тороидального вихря вокруг основного факела. Затем вихрь всплывает вверх со скоростью конвекции и процесс повторяется. Пульсации конвективного факела вокруг НОР в аргоне выглядят аналогично случаю НОР в ксеноне, однако частота пульсаций при тех же давлениях газа в аргоне примерно в 1.5 раза ниже, а диаметр конвективного факела соответственно больше, чем в случае ксенона. Причина больших размеров факела и низкой частоты колебаний в случае аргона в большей тепловой мощности НОР.

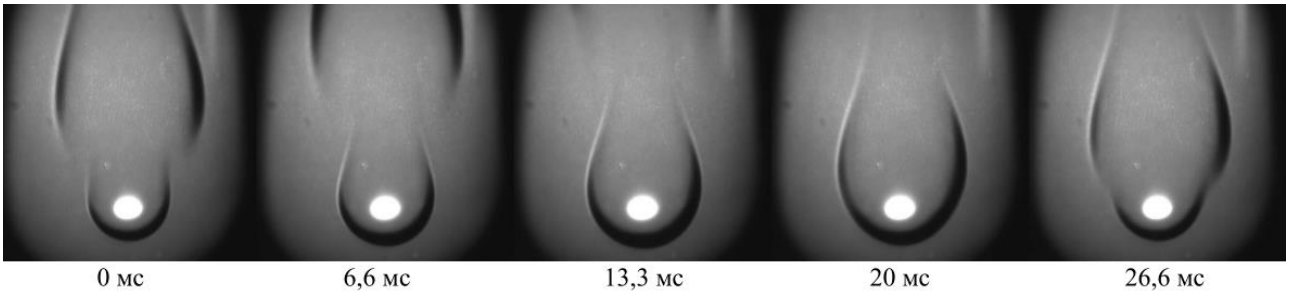


Рисунок 2.6 — Последовательность фотографий одного периода регулярной пульсации конвективного факела вокруг НОР в аргоне под давлением около 25 бар с частотой 31.6 Гц

В зависимости от мощности лазерного излучения были проведены измерения частот колебаний конвективного факела НОР ν и его характерного радиуса r_0 при разных мощностях лазерного излучения. Рабочее давление аргона составляло от 25 до 35 бар в зависимости от величины поглощённой плазмой мощности лазерного излучения. Полученные зависимости ν и r_0, а также зависимость поглощённой мощности от мощности лазерного излучения на входе в колбу P_{in} представлены на рисунках 2.7–2.9. На рисунке 2.10 представлена зависимость частоты колебаний конвективного факела от параметра характерной частоты конвекции $\sqrt{g/2r_0}$ (g — ускорение свободного падения, r_0 — характерный радиус конвективного факела, определённый по методике [102], близкий к минимальному радиусу за период пульсации), имеющего размерность частоты и связывающего частоту пульсаций с радиусом конвективного факела.

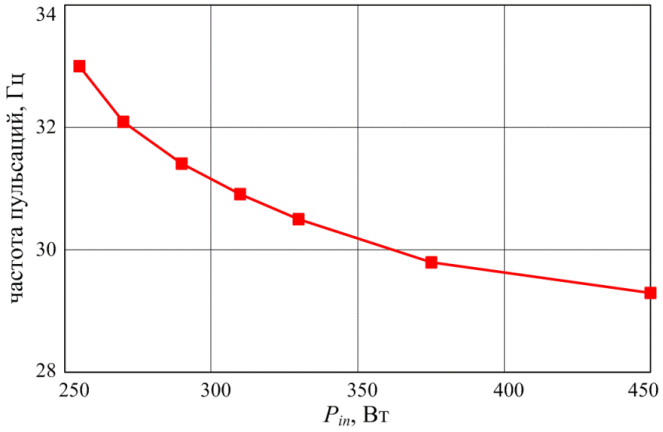


Рисунок 2.7 — Зависимость измеренной частоты колебаний конвективного факела вокруг НОР в аргоне от мощности лазерного излучения на входе в колбу P_{in}. Рабочее давление аргона 25–35 бар

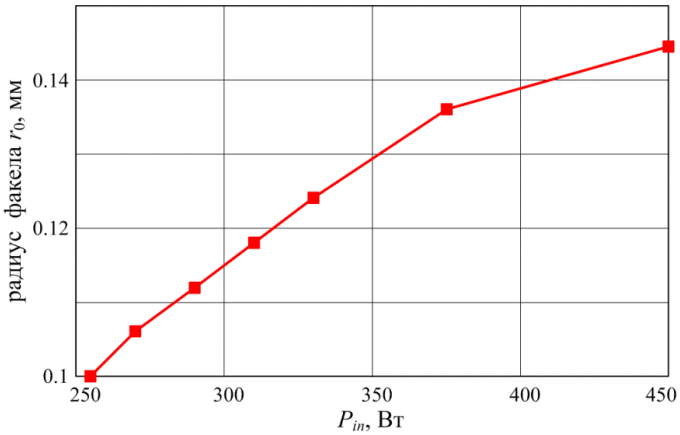


Рисунок 2.8 — Зависимость измеренного радиуса конвективного факела вокруг НОР в аргоне от мощности лазерного излучения на входе в колбу P_{in}. Рабочее давление аргона 25–35 бар

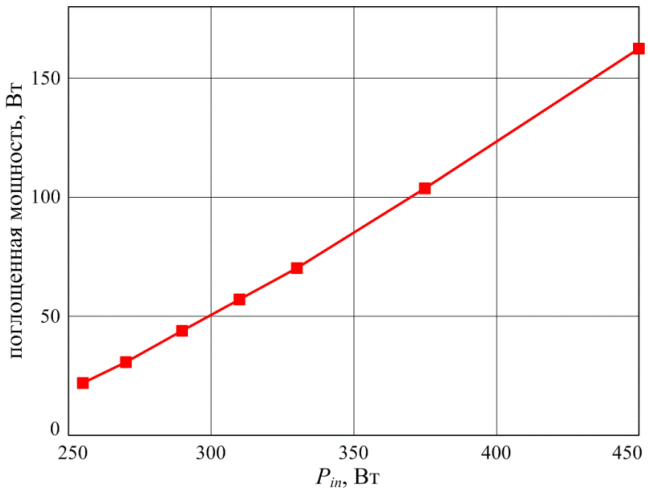


Рисунок 2.9 — Зависимость поглощённой мощности HOP в аргоне от мощности лазерного излучения на входе в колбу P_{in}. Рабочее давление аргона 25–35 бар

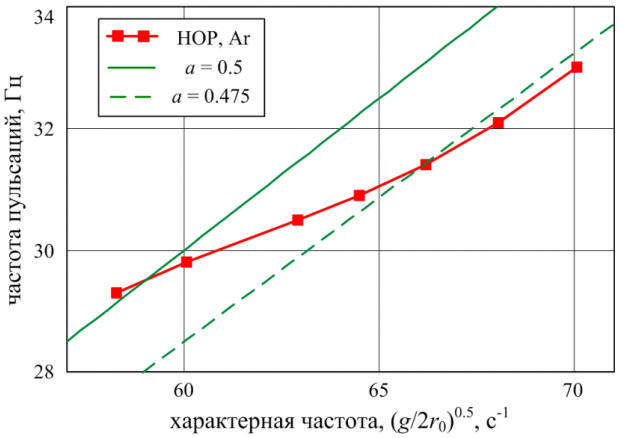


Рисунок 2.10 — Измеренная частота колебаний конвективного факела HOP в зависимости от параметра частоты конвекции $\sqrt{g/2r_0}$ (r_0 — измеренный радиус конвективного факела) в аргоне высокого давления. Сплошная и прерывистая прямые соответствуют различной величине параметра подобия a в соотношении $\nu = a\sqrt{g/2r_0}$ [102, 164]

Зависимость $\nu = \nu\left(\sqrt{g/2r_0}\right)$ представлена на рисунке 2.10 вместе с линейной зависимостью, выраженной соотношением подобия

$$\nu = a\sqrt{g/2r_0}\,. \qquad (2.3)$$

Видно, что экспериментальные точки удовлетворительно описываются соотношением подобия (2.3) с коэффициентом a = 0.475–0.5. Данные, полученные ранее в других условиях в работе [102] в ксеноне и в работе [5] в аргоне, также хорошо согласуются с соотношением подобия (2.3). Как показано в [102], закон подобия (2.3) с коэффициентом $a \approx 0.5$ практически совпадает с законом подобия для пульсирующих диффузионных пламён. Как показано в [102], это свидетельствует о том, что причина колебаний конвективного факела является гидродинамической и не связана с особенностями взаимодействия лазерного излучения с плазмой НОР.

2.2.4 Определение радиальных профилей температуры и концентрации электронов НОР в аргоне

На рисунке 2.11 приведён график максимальной спектральной яркости излучения НОР в аргоне при давлении горячего газа около 30 бар. При определении спектральной яркости использовался коэффициент пересчёта измеренной освещённости датчика в яркость с учётом увеличения системы сбора излучения и величины телесного угла, излучение из которого попадает в объектив. Эти характеристики определяются расстоянием от плазмы до датчика спектральной яркости, диаметром апертуры и фокусным расстоянием объектива. Датчиком спектральной освещённости служил спектрометр Ocean Optics HR4000CG-UV-NIR с оптоволоконным входом и косинус-корректором. Датчик был прокалиброван в абсолютных единицах освещённости с помощью стандартного калибровочного источника DH-2000 в спектральном диапазоне 220–1050 нм. Оптическая схема получения увеличенного изображения плазмы была аналогична представленной на рисунке 2.4 (без светофильтра и камеры). Коэффициент пересчёта яркости изображения в яркость плазмы учитывал спектральную зависимость коэффициента отражения от поверхностей двухкомпонентной ахроматической линзы, увеличение при проекции и величину телесного угла сбора излучения. Также учитывался коэффициент усреднения яркости по приёмной площадке датчика с апертурой диаметром 3.9 мм, по размеру сравнимой с изображением плазмы.

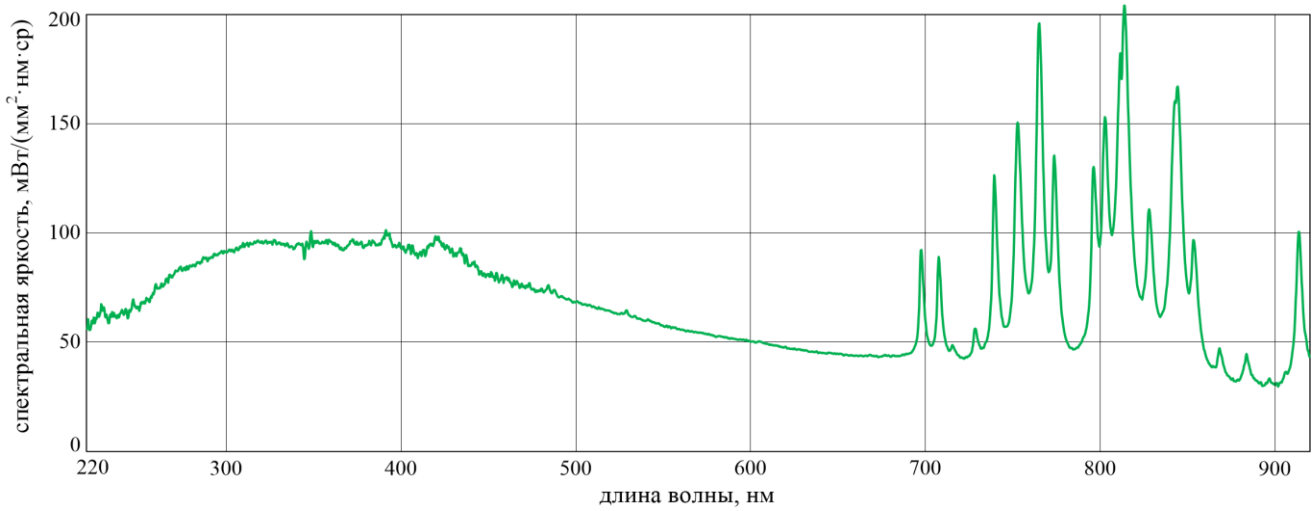


Рисунок 2.11 — Измеренная максимальная спектральная яркость плазмы НОР в аргоне

Объёмная излучательная способность плазмы определялась из полученных распределений яркости плазмы в области непрерывного спектра с помощью обратного преобразования Абеля в предположении осевой симметрии [165]. Результаты представлены на рисунке 2.12. На основе измерения абсолютных значений максимальной спектральной яркости плазмы и радиального профиля относительной интенсивности излучения плазмы на длине волны 512 нм вычислялось радиальное распределение объёмной излучательной способности плазмы (рисунок 2.12, *а*). Исходя из известных соотношений для излучательной способности плазмы в непрерывном спектре [165], определялось радиальное распределение концентрации электронов в плазме (рисунок 2.12, б) для последующего расчёта радиального профиля температуры плазмы (рисунок 2.12, в). Для расчёта распределения концентрации электронов использовалась формула Бибермана-Нормана [166] для плазмы водородоподобного газа. Радиальное распределение температур получено из радиального распределения концентрации электронов с помощью уравнения Саха в предположении локального термодинамического равновесия, которое для аргоновой плазмы высокого давления заведомо выполняется [65].

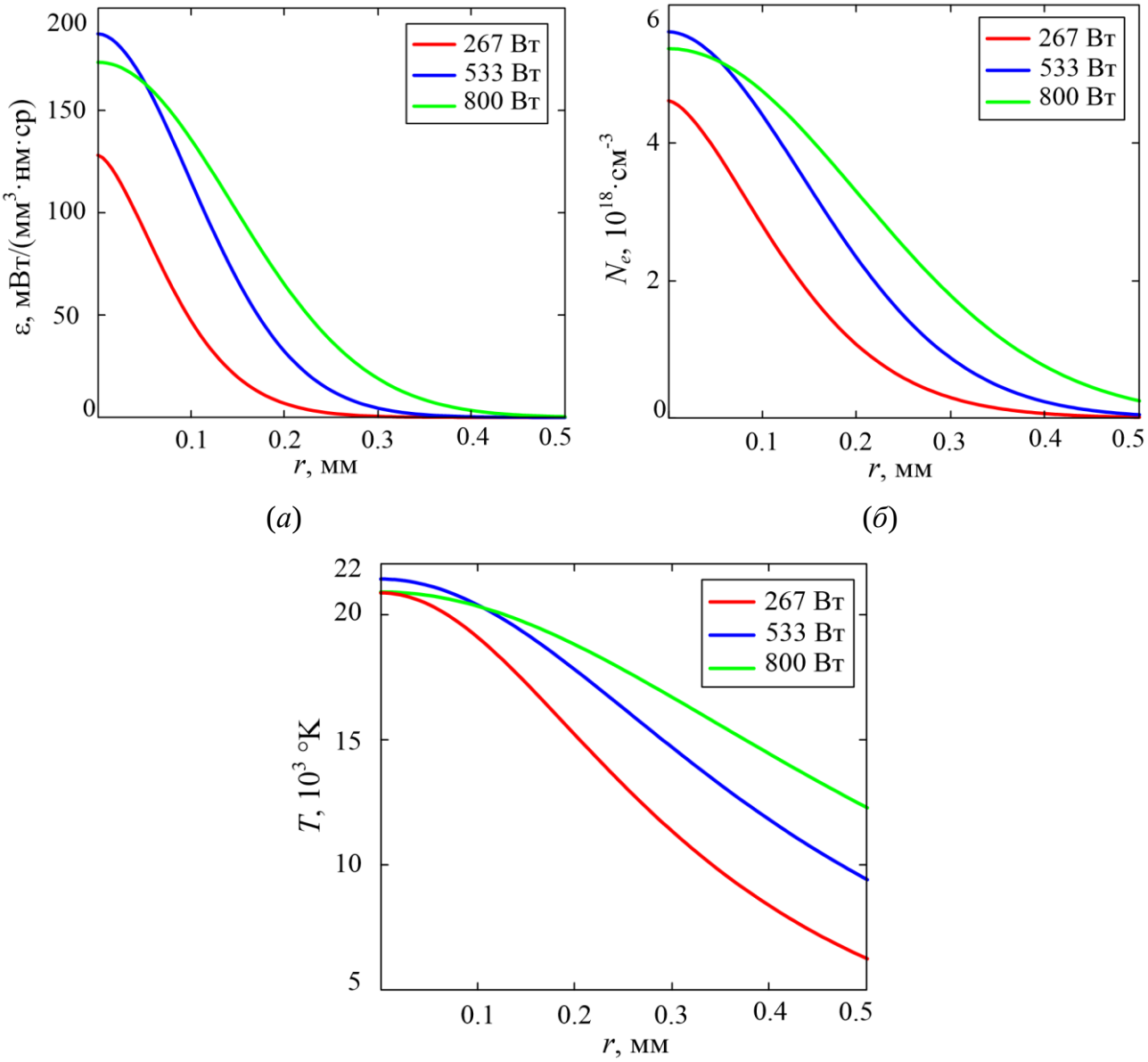


Рисунок 2.12 — *а*) Радиальные профили спектральной излучательной способности ε(*r*) плазмы НОР в Ar на длине волны 512 нм при трёх уровнях мощности лазерного излучения; *б*) Радиальные профили концентрации электронов $N_e(r)$ в плазме НОР; *в*) Радиальные профили температуры плазмы $T(r)$ в предположении ЛТР. В правом верхнем углу указана мощность лазерного излучения на входе в колбу, соответствующая каждой из кривых. Рабочее давление аргона росло с ростом мощности от 30 до 40 бар

Полученные значения максимальной температуры плазмы НОР в области 21–21.5 кК определены фактически исходя из зависимости излучения сплошного спектра от концентрации электронов. В свою очередь, пересчёт концентрации электронов в

температуру сделан в предположении ЛТР плазмы из уравнения Саха. Известно [167], что в аргоне при температуре свыше 20 кК первая ионизация в основном заканчивается и при дальнейшем повышении температуры концентрация электронов растёт слабо вплоть до начала второй ионизации. Следовательно, определённую таким образом температуру следует рассматривать как оценку снизу. Реальная температура может оказаться выше. Хотя в рассматриваемой области параметров рост температуры не приведёт к росту излучения в непрерывном спектре, он может проявляться в росте доли излучения в спектральных линиях ионов, и особенно в росте отношения интенсивности линий ионов к интенсивности непрерывного спектра. Это обстоятельство может быть использовано для уточнения данных по температуре плазмы НОР в наиболее горячих центральных областях.

2.3 Обсуждение результатов

Несмотря на то, что полученные данные по пороговой мощности поддержания НОР в аргоне излучением лазера коротковолнового ИК-диапазона находятся в согласии с данными предыдущих экспериментов [97, 148], отдельного комментария требует значительное расхождение с недавно опубликованными данными работ [103, 168]. В этих экспериментах по поддержанию аргоновой плазмы при давлениях от 6 до 20 бар диодными лазерами мощностью более 4 кВт получены минимальные пороговые мощности поддержания НОР от 2.5 до 1 кВт при изменении давления от 16 до 20 бар. В экспериментах и теоретических оценках данной главы, как и работ [97, 148] в том же диапазоне давлений пороговая мощность поддержания НОР снижается с ростом давления от 1000 Вт до 300 Вт. Кроме того, наблюдается дальнейшее снижение пороговой мощности с ростом давления вплоть до 150 Вт при давлении 50 бар.

В работах [103, 168] для поддержания НОР использовалась диодная лазерная сборка, состоящая из большого количества параллельно работающих некогерентных излучателей, расположенных в виде полосы шириной до 50 мм. Спектр излучения диодной лазерной сборки имел 2 максимума на 927 нм и 951 нм. При фокусировке асферической линзой *f*/2.0 с фокусным расстоянием 100 мм получался размер фокального пятна 1.23×1.52 мм^2. Минимальная длина перетяжки, полученная при параметре фокусировки *f*/1.2 (Рэлеевская длина) – около 2 мм. С такой формой луча в области перетяжки, в которой локализуется плазма НОР при мощности излучения

вблизи пороговой, минимальный объём плазмы при самой острой фокусировке был немногим меньше кубического миллиметра (минимальное поперечное сечение около 1 мм^2). Интегральная по спектру излучательная способность аргоновой плазмы с температурой около 18 кК (минимальной для того, чтобы обеспечить поглощение лазерного излучения вблизи порога поддержания плазмы НОР) по оценкам при 16 бар составляет около 500 Вт/мм^3, при 20 бар – 680 Вт/мм^3, при 30 бар – 1250 Вт/мм^3. Для того чтобы из интегральной излучательной способности определить пороговую мощность, нужно знать долю поглощённой лазерной мощности, определяемую как $l_p\mu$. Коэффициент поглощения лазерного излучения в аргоновой плазме при 18 кК на длине волны 0.94 мкм составляет $\mu = 2$ см$^{-1}$ при 16 бар, $\mu = 3$ см$^{-1}$ при 20 бар и около $\mu = 6$ см$^{-1}$ при давлении 30 бар. При длине плазмы $l_p = 0.1$ см доля поглощённой лазерной мощности составит $l_p\mu = 0.2$ при 16 бар, $l_p\mu = 0.3$ при 20 бар и $l_p\mu = 0.6$ при 30 бар. Пороговую мощность в условиях чисто излучательного энергетического баланса (без учёта потерь на теплопроводность и конвекцию) оценим как величину излучательных потерь, делённую на долю поглощённой мощности (2.2). Получаем пороговую мощность $P_{th}^{rad} = 2500$ Вт при 16 бар, $P_{th}^{rad} = 2270$ Вт при 20 бар и $P_{th}^{rad} = 2160$ при 30 бар, что соответствует данным статьи [168] для параметра фокусировки между *f*/1.5 и *f*/2.0. Соответствие оценки данным при более острой фокусировке легко получить, задавая соответственно меньший объём плазмы, приводящий к меньшим значениям радиационных потерь. Слабая зависимость пороговой мощности от давления при излучательном энергетическом балансе обусловлена сходным характером зависимости от давления излучательной способности и коэффициента поглощения, представляющих, соответственно, числитель и знаменатель формулы для пороговой мощности НОР (2.2).

Следует подчеркнуть, что для корректного расчёта коэффициента поглощения коротковолнового ИК-излучения плазмой совершенно недостаточно учёта одного только механизма поглощения, обратного тормозному излучению. На первый взгляд, если вычислить коэффициент обратного тормозного поглощения в аргоновой плазме по известной формуле Крамерса, получаются хотя и несколько меньшие, но по порядку величины близкие к реальным значениям коэффициента поглощения — 1 см$^{-1}$ при давлении 20 бар и температуре 18 кК. Однако, при корректном расчёте коэффициента поглощения следует иметь в виду, что значительная доля актов поглощения,

учитываемых формулой Крамерса, на самом деле не приводит к потере квантов лазерного излучения, поскольку тут же возвращается обратно в виде вынужденного излучения. Многие электроны, получившие энергию за счёт поглощения лазерных квантов, тут же возвращают её, вынужденно излучая в поле лазерного излучения. Учёт актов вынужденного излучения снижает оценку коэффициента поглощения по обратному тормозному механизму ещё примерно вдвое, на коэффициент $(1-\exp(-h\nu/kT))$, где ν — частота лазерного излучения [65]. В результате оценка с учётом одного обратного тормозного механизма с поправкой на вынужденное излучение даёт в несколько раз меньшую величину коэффициента поглощения, чем наблюдается в реальности, и игнорировать этот факт уже нельзя. Для корректной оценки поглощения коротковолнового ИК-излучения нужно обязательно учитывать фотоионизацию, которая в достаточно горячей плазме может происходить при достаточном количестве атомов в высоко-возбуждённых состояниях. Это можно сделать с помощью поправки Унзольда к формуле Крамерса [65]. Но для случая поглощения излучения лазеров коротковолнового ИК-диапазона в плотной плазме инертных газов этого также будет недостаточно. В плотном инертном газе обязательно нужно учитывать поглощение за счёт связанно-связанных переходов в атомах, находящихся в электронно-возбуждённом состоянии. Для плотной плазмы инертных газов из-за уширения и частичного перекрытия спектральных линий поглощения оценку поглощения за счёт связанно-связанных переходов можно учесть аналогично учёту фотоионизации путём выбора степенного коэффициента в поправочном коэффициенте Унзольда. В результирующем коэффициенте поглощения, как показывают оценки, около 15–20 процентов составляет поглощение по обратному тормозному механизму, примерно столько же по механизму фотоионизации, а остальное — переходы между связанно-связанными состояниями. Сравнительные оценки пороговой мощности НОР в ксеноне и аргоне с учётом различных механизмов поглощения можно найти в работе [97].

Дополнительного обсуждения требуют относительно низкие значения наблюдаемых в данной главе частот пульсаций конвективного факела вокруг НОР в аргоне по сравнению с НОР в ксеноне. В работе [102] наблюдаемые частоты конвективных пульсаций НОР в ксеноне изменялись в пределах 39–55 Гц в диапазоне давлений 20–50 бар. В экспериментах данной главы в близком диапазоне давлений 25–35 бар частота пульсаций оставалась в пределах 29–33 Гц, значительно ниже, чем в

ксеноне при тех же давлениях. Несмотря на очевидное различие, данные по конвективным пульсациям в аргоне соответствуют данным, полученным в ксеноне, если принять во внимание соотношение подобия (2.3), связывающее частоту пульсаций с радиусом конвективного факела. Если зависимость, представленную на рисунке 2.10, нанести на общий график из работы [102] (рисунок 2.13), видно, что вновь полученные данные по аргону продолжают зависимость для НОР в аргоне, взятую из работы [5] и заполняют пространство между старыми данными по конвективным пульсациям в аргоне [5] и данными работы [102] по конвективным пульсациям в ксеноне.

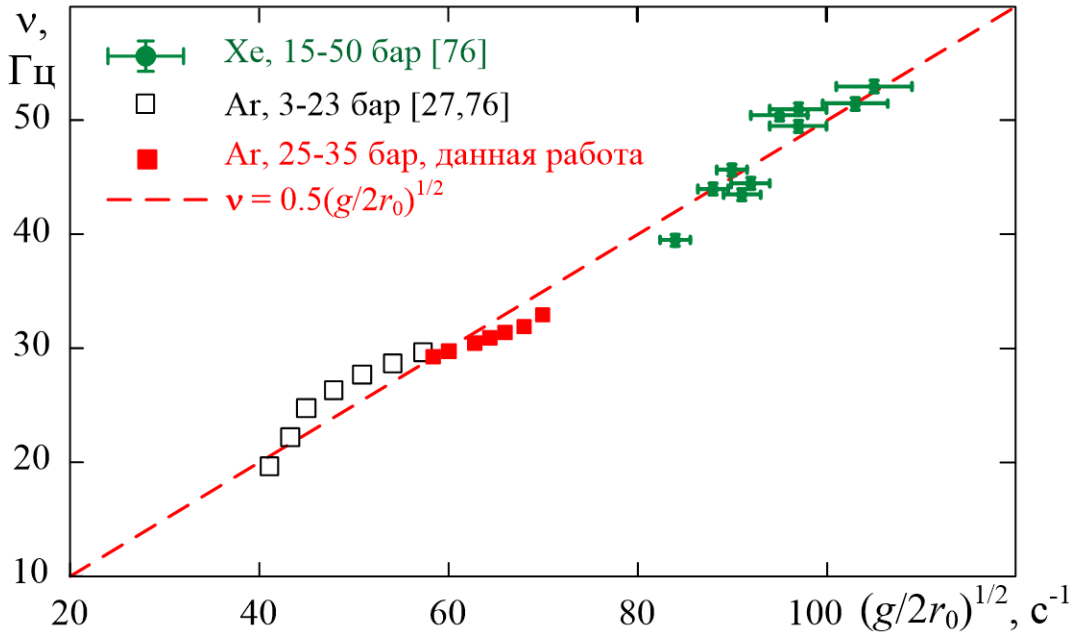


Рисунок 2.13 — Зависимость частоты пульсаций НОР ν от характерной конвективной частоты $\sqrt{g/2r_0}$ в аргоне и ксеноне высокого давления по данным этой диссертации, а также [5, 102]

Физически причина относительно низкой частоты колебаний конвективного факела в аргоне заключается в том, что мощность разряда в аргоне выше, чем в ксеноне, величина теплопроводностных и конвективных потерь также выше, в частности, из-за более высокой теплопроводности аргона по сравнению с ксеноном, а значит больше радиус конвективного факела, что отвечает меньшим частотам пульсаций в соответствии с соотношением подобия (2.3).

2.4 Выводы ко второй главе

Представлены результаты экспериментального исследования условий поддержания и стабильности НОР в аргоне в диапазоне давлений 20–50 бар. Пороговые мощности поддержания НОР, которые определены в работе экспериментально, подтвердили теоретические оценки работы [97], которые были сделаны на основе предложенного механизма поглощения лазерного излучения с длиной волны 1.07 мкм с определяющим вкладом поглощения в крыльях уширенных спектральных линий, то есть за счёт переходов между связанными энергетическими уровнями атома аргона. Полученные результаты могут рассматриваться как экспериментальное подтверждение предложенного в работе [97] механизма поглощения лазерного излучения для случая плазмы аргона.

Методом скоростной теневой съёмки определены частоты пульсаций и характерные размеры конвективного факела вокруг НОР в зависимости от мощности лазерного излучения. Полученные при давлениях 25–35 бар данные показали, что частоты пульсаций удовлетворяют закону подобия, полученному ранее в работах [102, 164] и справедливому также для случая пульсирующих ламинарных пламён.

Также показано, что при поддержании НОР лазерным излучением на длине волны 1.08 мкм достигаются максимальные температуры плазмы свыше 20–21 кК. Такие значения намного выше значений температур плазмы в аргоне при высоком давлении при поддержании НОР излучением CO_2-лазера (12–14 кК) и выше, чем температуры НОР в ксеноне (16–18 кК), что перспективно для использования НОР в аргоне в качестве широкополосного источника ультрафиолетового излучения большой яркости.

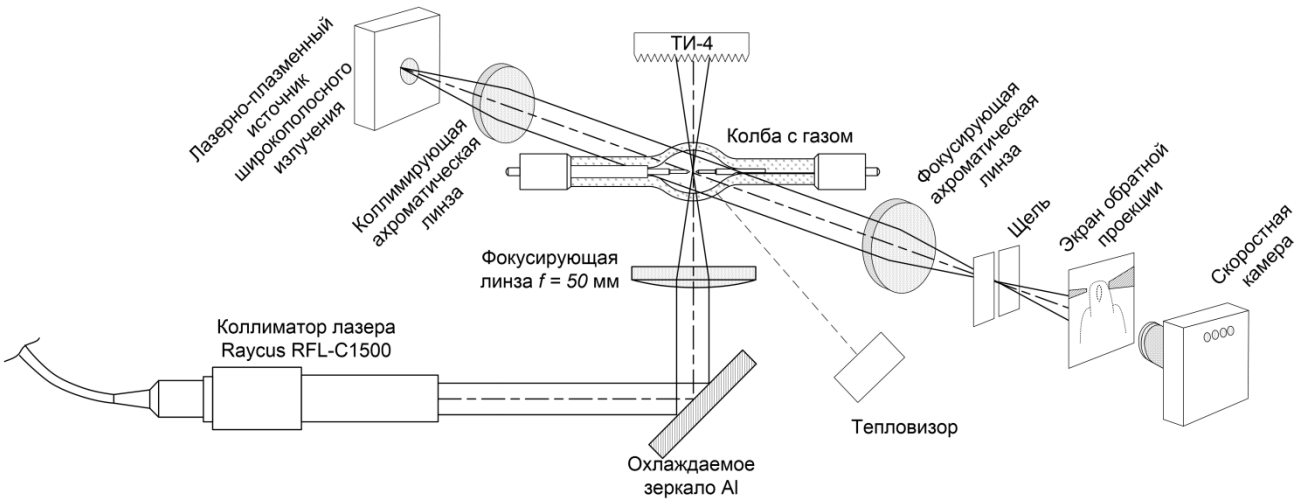
ГЛАВА 3. СТАБИЛИЗАЦИЯ КОНВЕКТИВНОГО ФАКЕЛА НОР В КСЕНОНЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Данная глава посвящена исследованию возможности стабилизации пульсаций конвективного факела, генерируемого НОР. Обнаружен эффект подавления пульсаций конвективного потока НОР, поддерживаемого в сфокусированном лазерном луче ($\lambda = 1.08$ мкм) в кварцевых колбах с ксеноном высокого давления в зазоре между стержневыми электродами инициирующего дугового разряда. Пульсации затухали при увеличении мощности лазерного излучения до некоторого порогового уровня, который был тем выше, чем больше было расстояние между электродами. Затухание конвективных пульсаций наблюдали методом скоростной теневой съёмки. Кроме того, исследуется влияние наведённых градиентов плотности плазмообразующего газа в объёме сапфировой трубки на пространственно-временную стабильность плазмы НОР.

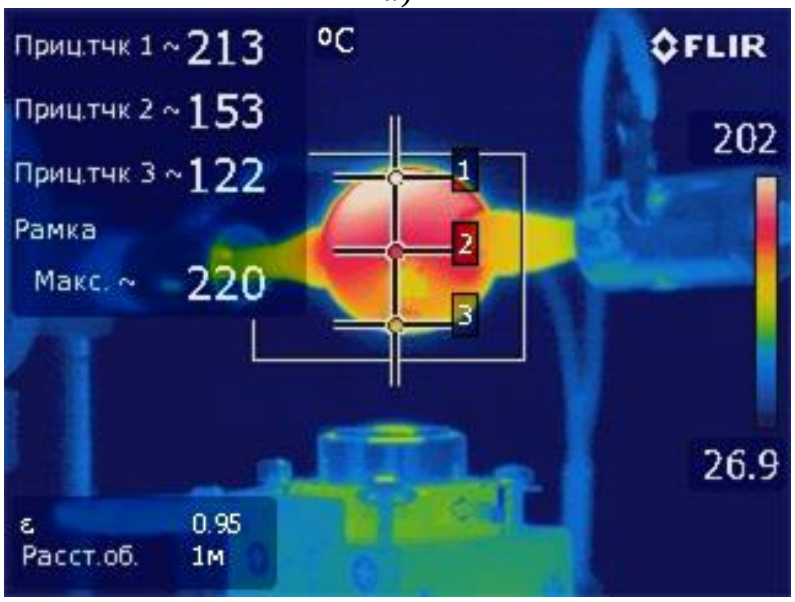
3.1 Экспериментальная установка

Для поддержания НОР в экспериментах использовался непрерывный волоконный иттербиевый лазер Raycus RFL-C1500 [162] с длиной волны $\lambda = 1.08$ мкм, луч которого фокусировался вблизи центра кварцевых колб с ксеноном при высоком давлении. НОР инициировался с помощью кратковременного дугового разряда между вспомогательными электродами. Использовались колбы из плавленого кварца диаметром от 14 до 44 мм, наполненные ксеноном до давления от 8 до 14 бар при нормальных условиях.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 3.1, *а*). Лазерный луч диаметром $d = 15$ мм подводился к разрядной колбе снизу с помощью охлаждаемого алюминиевого поворотного зеркала, и фокусировался в колбе в центре промежутка между вспомогательными электродами с помощью кварцевой линзы с фокусным расстоянием $f = 50$ мм (параметр фокусировки $f/d = 3.3$). Мощность прошедшего излучения регистрировалась термопарным измерителем мощности лазерного излучения ТИ-4. Температура наружной поверхности колбы измерялась с помощью тепловизора Flir E60. Полученное тепловизором распределение температуры на поверхности колбы изображено на рисунке 3.1, *б*).



а)



б)

Рисунок 3.1 — *а*) Схема экспериментальной установки. Показана траектория лазерного луча и теневого прибора для исследования градиента плотности газа. Луч волоконного непрерывного иттербиевого лазера [162], отражаясь от охлаждаемого зеркала, с помощью линзы фокусируется в центре разрядного объёма с ксеноном, где располагается НОР. Прошедший луч поглощается измерителем мощности ТИ-4. Конвективный факел вокруг НОР регистрируется с помощью высокоскоростной теневой съёмки. *б*) Распределение температуры на поверхности лампы, полученное с помощью тепловизора Flir E60

Пульсации факела термогравитационной конвекции НОР наблюдались теневым методом. Область вокруг НОР просвечивалась коллимированным излучением лазерно-плазменного источника широкополосного излучения ЛПИ-50 [37], затем излучение собиралось линзой, в фокусе которой была расположена вертикальная щель. Теневое изображение наблюдалось на экране обратной проекции. Изображение с экрана

регистрировалось высокоскоростной камерой Optronis CP70-1-M/C-1000 с частотой 1000 кадров в секунду. Определение частоты пульсаций проводилось путём измерения количества периодов колебаний за 1 с.

3.2 Результаты экспериментов

Была проведена серия экспериментов, в которых наблюдалась стабилизация (полное подавление пульсаций) конвективного факела в колбах стандартных дуговых и специально изготовленных ламп различного размера и с различным расстоянием между электродами. Было установлено, что для каждой лампы существует собственный порог стабилизации при стандартных внешних условиях, выше которого конвективный факел НОР будет всегда стабилен после достижения теплового равновесия. В таблице 3.1 указаны данные используемых в экспериментах ламп, а также результаты измерений поступающей в плазму мощности излучения, частоты пульсаций и диапазон температур поверхности ламп при стабилизации пульсаций конвективного факела НОР.

Таблица 3.1 — Экспериментальные данные пороговых мощностей стабилизации факела термогравитационной конвекции НОР в ксеноне

Лампа	Давление заполнения, бар	Диаметр колбы, мм	Расстояние между электродами l, мм	Диаметр анода лампы, мм	Мощность лазерного излучения на входе в плазму при стабилизации факела P_{sta}, Вт	Частота при стабилизации, Гц	Диапазон температур лампы при стабилизации, °C
Специальная лампа 1	12-13	14	1.65	1.2	128	48	270–360
OSRAM XBO 100 W OFR	13-14	-	1	-	52	48	180–205
OSRAM XBO 150 W/1	12	18	2.5	2.7	190	40	280–362
Специальная лампа 2	12	18	1.95	0.4	329	33	260–350
Специальная лампа 3	9	28	>18	-	без стабилизации		
ДКсШ-200	12-13	-	2.65	-	245	39	298–394
ДКсШ-500	10-11	30.6	3.14	5.7	190	31	180–272
ДКсЭл-1000	8	44	3.9	8	238	27	116–203

Стационарные теневые фотографии факела термогравитационной конвекции в различных лампах после стабилизации НОР представлены на рисунке 3.2. Данные фотографии были получены по достижении определённой (пороговой) мощности лазерного излучения, необходимой для стабилизации. Эта мощность фиксировалась при условии расположения НОР вблизи оси электродов лампы. При отклонении вверх или вниз от оси электродов пороговая мощность стабилизации факела возрастала. Таким образом, для каждой лампы была определена пороговая мощность стабилизации.

При низком давлении заполнения наблюдается конвективный факел большего диаметра, чем при более высоком давлении при прочих близких условиях. Например, при входящей в плазму мощности лазерного излучения P = 238 Вт в лампе с давлением заполнения p = 8 бар диаметр конвективного факела практически вдвое больше, чем в лампе с давлением наполнения p = 12–13 бар (рисунок 3.2, д, е) при мощности лазерного излучения P = 245 Вт.

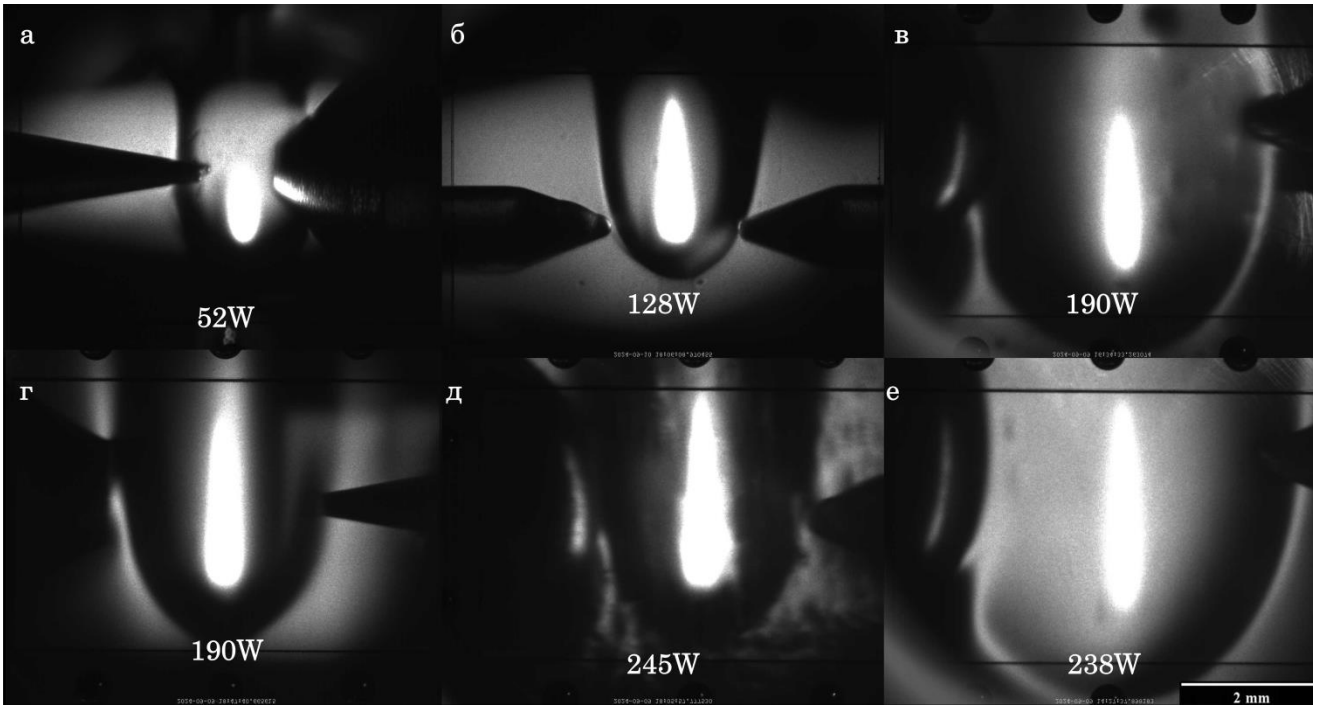


Рисунок 3.2 — Теневые фотографии стабилизированного конвективного факела в различных лампах. а) OSRAM XBO 100W OFR б) специальная лампа 1, в) ДКсШ-500, г) OSRAM XBO 150 W/1, д) ДКсШ-200, е) ДКсЭл-1000. Размер каждого кадра 5.25х4.20 мм^2

В экспериментах установлено, что при быстром подъёме мощности лазерного излучения до пороговой величины начинается процесс стабилизации конвективных пульсаций, происходящий по мере установления стационарного распределения

температуры в объёме лампы. В течение времени, необходимого для прекращения конвективных пульсаций, частота пульсации меняется мало, наблюдается только постепенное уменьшение амплитуды пульсаций до полного их прекращения. Процесс стабилизации занимал примерно одну минуту после включения пороговой мощности лазерного излучения. На рисунке 3.3 представлены фотографии одной выбранной фазы периода колебаний факела термогравитационной конвекции, на которой происходит отрыв вихревого кольца от основного факела, в процессе затухания колебаний в течение 76 секунд после момента включения пороговой мощности стабилизации.

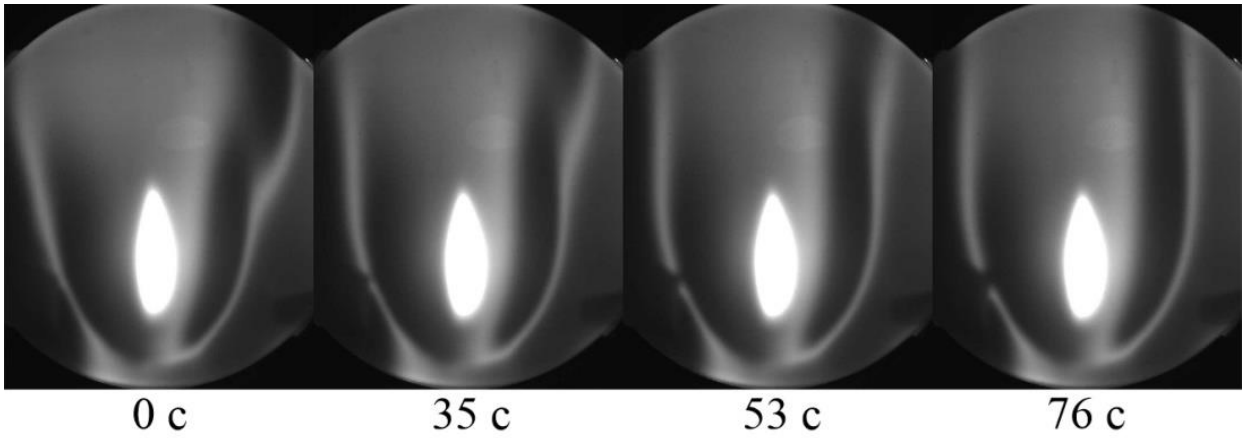


Рисунок 3.3 — Последовательность теневых изображений конвективного факела вокруг НОР в фазе отрыва тороидального вихря при конвективной пульсации, показывающая уменьшение амплитуды и полное исчезновение пульсации в течение 76 с после достижения пороговой мощности стабилизации. Лампа OSRAM XBO 150 W/1

Стабилизация конвективного факела НОР наблюдалась тогда, когда диаметр конвективного факела, увеличивающийся по мере роста мощности лазерного излучения, возрастал до размеров, как правило, превышающих расстояние между электродами. Для определения влияния фактора наличия электродов на стабилизацию факела НОР был проведён эксперимент в специальной лампе №3 с электродами, расстояние между которыми было заведомо больше диаметра конвективного факела в экспериментальном диапазоне мощности лазерного излучения (до 1 кВт) $l > 18$ мм. В такой лампе стабилизации конвективных колебаний не наблюдалось.

По результатам серии экспериментов был построен график зависимости пороговой мощности лазерного излучения, при которой наблюдался эффект полной стабилизации конвективного факела НОР при установившемся распределении

температуры в лампе, от межэлектродного расстояния (рисунок 3.4). Прямая линия на графике — результат линейной аппроксимации полученных данных методом наименьших квадратов.

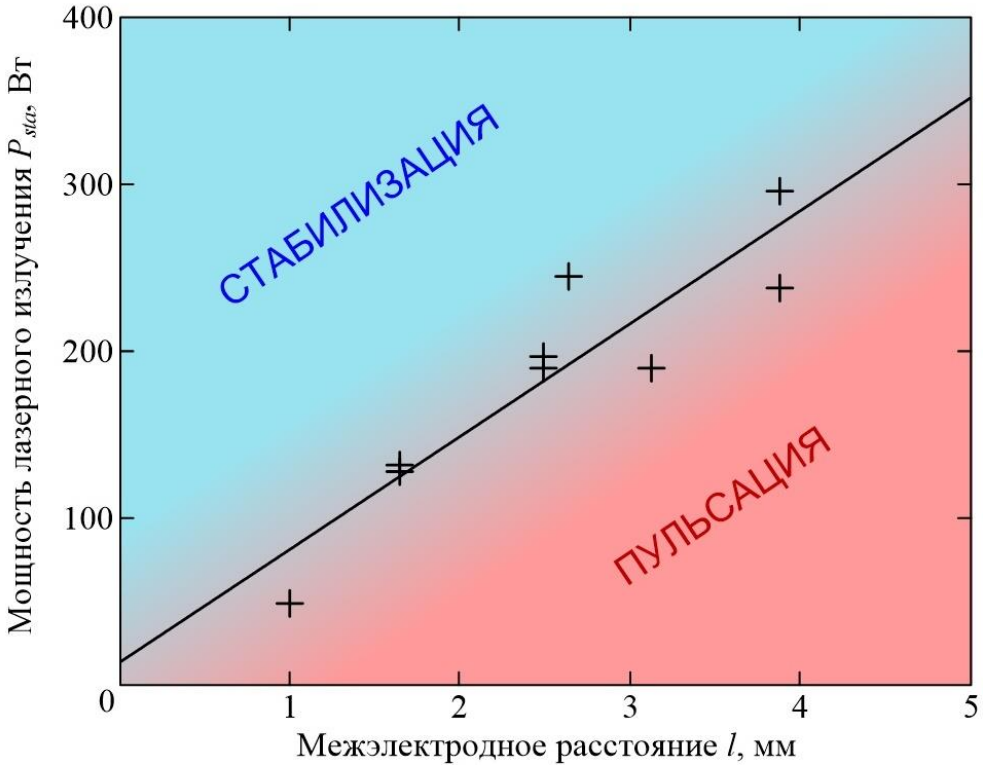


Рисунок 3.4 — Данные по пороговой мощности лазерного излучения P_{sta}, при которой происходит стабилизация конвективного факела НОР в Xe, в зависимости от расстояния между электродами ламп l. Линия показывает аппроксимацию данных методом наименьших квадратов

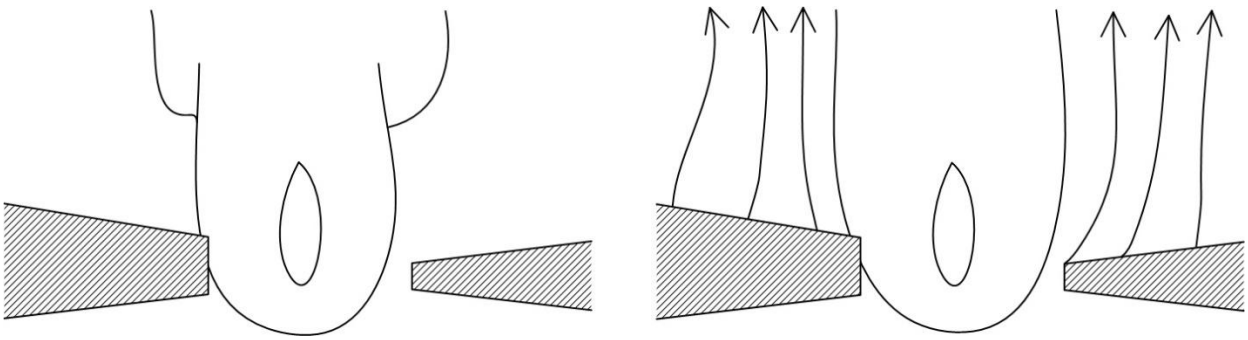
Данные рисунка 3.4 могут быть использованы для определения межэлектродного расстояния, необходимого для подавления конвективных пульсаций, при разработке ламп с ксеноном высокого давления, предназначенных для работы в плазменных источниках широкополосного излучения высокой спектральной яркости на основе НОР.

3.3 Постановка задачи компьютерного моделирования

Во всех случаях, когда удавалось добиться эффекта стабилизации, наименьшая пороговая мощность стабилизации достигалась при расположении плазмы НОР точно на оси электродов, посередине между ними. Нагрев электродов происходил, главным образом, за счёт поглощения ими излучения плазмы. Численные оценки на основе известного потока широкополосного излучения от НОР, а также измерения оптическим

пирометром показывают, что электроды нагревались до температуры T_{el} = 1000–1500°C. При такой температуре формируются дополнительные конвективные потоки, исходящие от электродов, со скоростями до 10–15 см/с и выше (см. результаты численного решения модельной задачи конвекции в работе [169]).

Совокупность полученных экспериментальных данных позволяет сделать предположение, что стабилизация конвективного факела происходит вследствие нагрева электродов и формирования вокруг них дополнительного конвективного потока, направленного вдоль границ конвективного факела (рисунок 3.5). На этот механизм, в частности, указывает тот факт, что исчезновение пульсаций по достижении пороговой мощности происходит не сразу, а по мере нагрева стержневых электродов и поверхности колбы в целом. Возникающий вокруг электродов конвективный поток уменьшает градиенты температуры и скорости потока на границе основного конвективного факела, тем самым устраняя условия для развития вихревых колец вследствие неустойчивости сдвигового течения типа Кельвина-Гельмгольца. Известно, что присутствие дополнительного потока вокруг основного конвективного факела может подавлять его колебания [102, 132]. Порог стабилизации факела термогравитационной конвекции НОР определяется размером конвективного факела относительно расстояния между электродами и температурой, до которой нагреваются электроды и от которой зависит скорость дополнительных конвективных потоков от электродов. Оба этих фактора растут с ростом мощности лазерного излучения. При этом, чем больше межэлектродное расстояние, тем больше требуется мощности и для увеличения диаметра факела, и для разогрева электродов. Таким образом, чем больше межэлектродное расстояние, тем выше будет пороговая мощность лазерного излучения, необходимая для стабилизации.



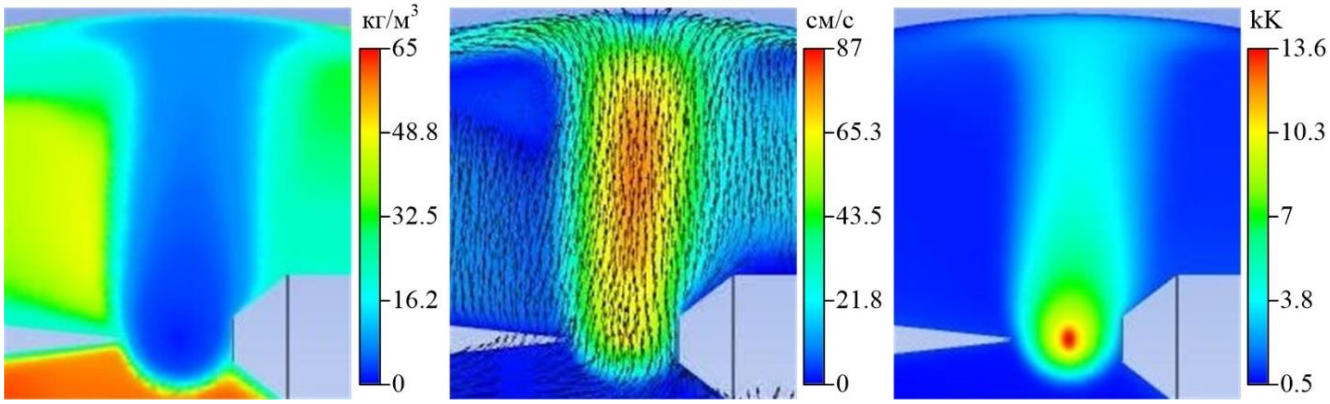
а) *б*)

Рисунок 3.5 — Схема, иллюстрирующая механизм стабилизации факела термогравитационной конвекции НОР: *а*) пульсирующий факел до нагрева электродов; *б*) факел, стабилизированный дополнительными конвективными потоками от разогретых электродов

В случае, когда в лампе один из электродов массивный, как, например, в ДКсШ-500 (рисунок 3.2, в), требуется намного больше времени на его прогрев до уровня, необходимого для стабилизации факела. Для прогрева массивного электрода до температур, при которых конвективный поток, исходящий от него, будет сравним с конвективным потоком от плазмы НОР, нужен больший поток энергии в течение более длительного времени, чем для разогрева небольшого электрода. При этом нагрев электрода происходит в основном за счёт излучения плазмы, а не посредством теплопроводности при соприкосновении электродов с горячим газом конвективного факела, по причине низкой теплопроводности ксенона.

С помощью программного пакета Ansys CFX [170] соавтором Торчик М.В. была создана численная модель процесса развития конвективного факела в колбе с ксеноном и исследовано её поведение при изменении температуры электродов. В результате численного решения нестационарной трёхмерной задачи были получены динамические распределения плотности, скорости и температуры газа вокруг области тепловыделения. Соавтором Торчик М.В. была проведена серия расчётов, в которых температура поверхности электродов повышалась от расчёта к расчёту с шагом 50 K. Развивающиеся в начале расчёта колебания конвективного факела начали затухать, когда температура поверхности электродов достигла 1200 K. На рисунке 3.6 представлены распределения плотности, скорости и температуры газа вокруг области тепловыделения после стабилизации факела при температуре электродов 1200 K. На рисунке 3.6, *б*) видно, что от электродов поднимаются дополнительные восходящие потоки газа со скоростями около 10–20 см/с. Эти потоки возникают вследствие термогравитационной конвекции от

нагретых электродов. Уменьшение сдвига скорости на границе конвективного потока оказывает существенное влияние на картину конвективных колебаний НОР вплоть до их подавления. Присутствие данных потоков является основным фактором стабилизации конвективного факела НОР.



а) *б*) *в*)

Рисунок 3.6 — Распределение плотности (*а*), скорости (*б*), температуры (*в*) вокруг НОР при температуре на поверхности электродов 1200 K. Размер каждого кадра 8x9 мм^2. Шкала соответствия значений параметра условным цветам показана справа от рисунка

Исследуемый в данной главе эффект имеет общие черты с результатами математического моделирования воздействия дополнительного потока газа на пульсации конвективного факела, представленными в работе [102]. В работе [102] расчёт конвективного течения вокруг сосредоточенного источника тепловыделения проводился в условиях искусственного дополнительного потока, направленного снизу вверх в область источника тепловыделения, благодаря чему стабилизация конвективного факела достигалась после преодоления пороговой скорости потока u = 16–20 см/с. По мере увеличения скорости дополнительного потока наблюдалось повышение частоты конвективных пульсаций при одновременном уменьшении амплитуды.

В эксперименте данной главы стабилизация факела не сопровождалась уменьшением частоты, уменьшалась только амплитуда. Следует отметить, что условия стабилизации не были в точности такими, как в работе [102]. В работе [102] поток охватывал всю зону конвективного факела, начиная с головки, и по всему сечению от оси до границ конвективного факела. В условиях данной главы конвективные потоки от электродов начинаются выше головки и идут вдоль границ конвективного факела, не затрагивая потока на оси факела. Соответственно, механизмы стабилизации при всей

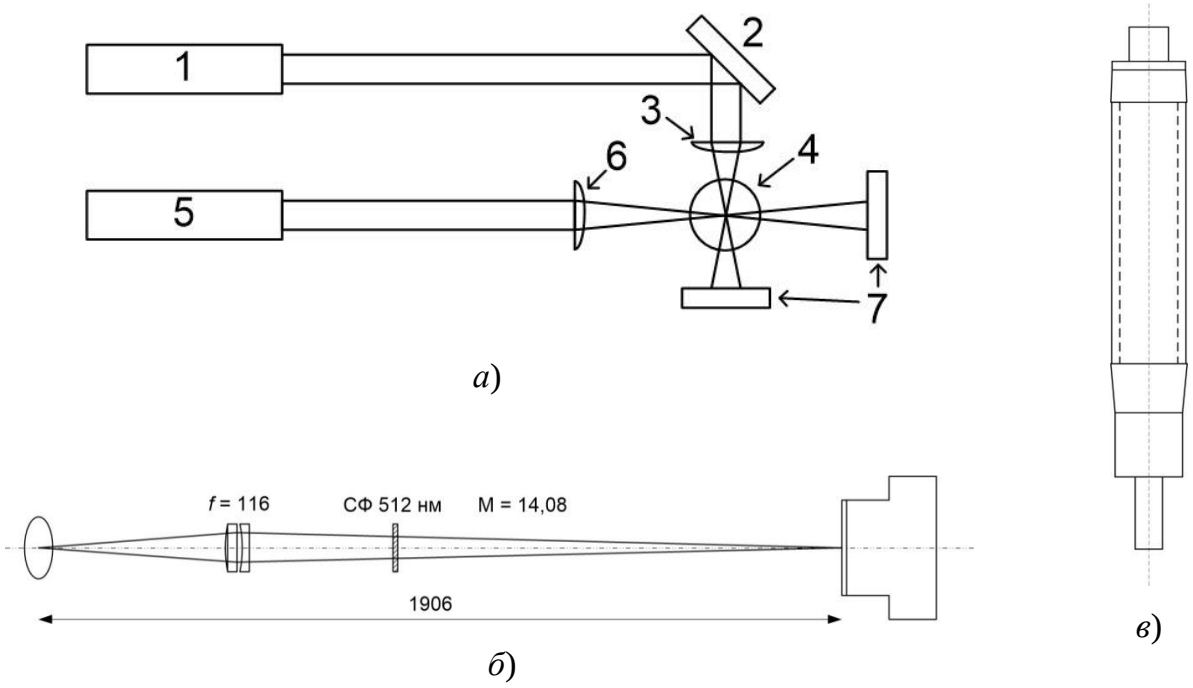
схожести условий должны быть различны. Роль дополнительных потоков от электродов сводится к уменьшению градиентов скорости сдвигового течения на границе конвективного факела, в результате чего подавляется неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, вследствие которой происходит образование вихревых колец и их отрыв.

Представленные результаты важны также тем, что стабилизация конвективных пульсаций вокруг НОР была достигнута в ряде сходных по конструкции разрядных объёмов, тем не менее, значительно различающихся по размерам и, следовательно, по уровню максимальной рассеиваемой мощности.

3.4 Влияние наведённых градиентов плотности плазмообразующего газа в разрядном объёме на пространственно-временную стабильность плазмы НОР

Одним из факторов, оказывающих влияние на стабильность плазмы НОР, может являться неоднородность коэффициента преломления среды, через которую проходит лазерный луч, формирующий и питающий плазму. Особенно это актуально при больших разрядных объёмах в колбах или камерах, когда термогравитационная конвекция, возникающая в плазмообразующем газе вокруг НОР [102, 164], создаёт направленный поток газа вверх вблизи плазмы, расположенной в центральной части колбы или камеры. В остальной части разрядного объёма, как правило, вблизи стенок, возникает обратное движение газа сверху вниз. Поскольку конвективный факел вокруг НОР подвержен пульсациям, при определённой геометрии разрядного объёма эти пульсации могут индуцировать фазовые искажения лазерного луча, поддерживающего плазму НОР, вследствие чего возникают дополнительные пространственно-временные неоднородности плазмы. Эксперимент данного раздела демонстрирует именно такой, ранее не наблюдавшийся механизм неустойчивости плазмы НОР.

В экспериментах НОР зажигался и поддерживался в сапфировой трубке с внутренним диаметром 15 мм и длиной 70 мм, наполненной ксеноном под давлением 30 бар (рисунок 3.7). Конструкция разрядной трубки повторяет конструкцию дуговой ксеноновой лампы СПКс-500 [171], только без электродов.



а)

б)

в)

Рисунок 3.7 — *а*) Оптическая схема установки (вид сверху): 1 — импульсно-периодический лазер, 2 — поворотное зеркало, 3, 6 — фокусирующие линзы, 4 — сапфировая трубка с ксеноном, 5 — лазер непрерывного излучения, 7 — измерители мощности лазерного излучения; *б*) схема получения изображения плазмы; *в*) конструкция разрядной трубки с ксеноновым наполнением: пунктиром показаны стенки сапфировой трубки с металлическими фланцами

Инициирование и поддержание плазмы проводилось по такой же схеме, как в главе 2 (рисунок 3.7). Излучение ИП-лазера YLPP-1-150V-30 на длине волны 1.064 мкм с помощью поворотного зеркала (2) и линзы с фокусным расстоянием $f = 50$ мм (3) фокусировалось в центре разрядного объёма (4). В фокусе луча возникала плазма оптического пробоя. Излучение непрерывного лазера Raycus RFL-C1500 диаметром d = 15.5 мм (5) с выходной мощностью 150–1500 Вт на длине волны 1.08 мкм с помощью линзы с $f = 50$ мм (6) фокусировалось также в центре разрядной трубки, фокальные перетяжки лучей обоих лазеров при этом совмещались. Для инициирования НОР мощность излучения непрерывного лазера устанавливалась несколько выше пороговой мощности поддержания НОР. После инициирования НОР импульсный лазер выключался, а мощность непрерывного лазера устанавливалась на уровне, необходимом для поддержания плазмы. Измерение мощности излучения обоих лазеров во время эксперимента осуществлялось с помощью измерителей мощности (7). В эксперименте

ось разрядной трубки располагалась вертикально, а оптическая ось подводимого лазерного луча была горизонтальной.

На рисунке 3.7, *б* показана схема получения изображений плазмы. Изображение плазмы через ахроматический объектив с $f = 116$ мм и светофильтр 512 нм проецировалось на рассеивающий экран обратной проекции, установленный непосредственно перед объективом скоростной камеры. Временные последовательности теневых изображений пульсирующего конвективного факела, а также волн плотности газа, распространяющихся сверху вниз вдоль поверхности трубки, были получены с помощью теневого прибора, аналогичного показанному на рисунке 3.1 и использующему тот же объектив, экран обратной проекции и скоростную камеру, что и схема получения изображений плазмы. Съёмка проводилась со скоростью 1000 кадров в секунду. При получении изображений яркой плазмы использовалась экспозиция длительностью 50 нс, а при съёмке менее ярких теневых изображений — 998 нс.

На полученных сериях изображений конвективных пульсаций вокруг плазмы НОР (рисунок 3.8) отмечено нестабильное поведение факела термогравитационной конвекции. Изображение НОР находится в нижней части кадров, лазерное излучение к нему подводится слева направо, оптическая ось расположена горизонтально. Вверх от него вдоль оси трубки поднимается факел термогравитационной конвекции, границы которого видны в виде тёмных полос. Вдоль факела видны поднимающиеся вверх утолщения, представляющие собой вихревые кольца, формирование которых вызывает пульсацию температуры, скорости и плотности в конвективном факеле, а также пульсацию яркости плазмы.

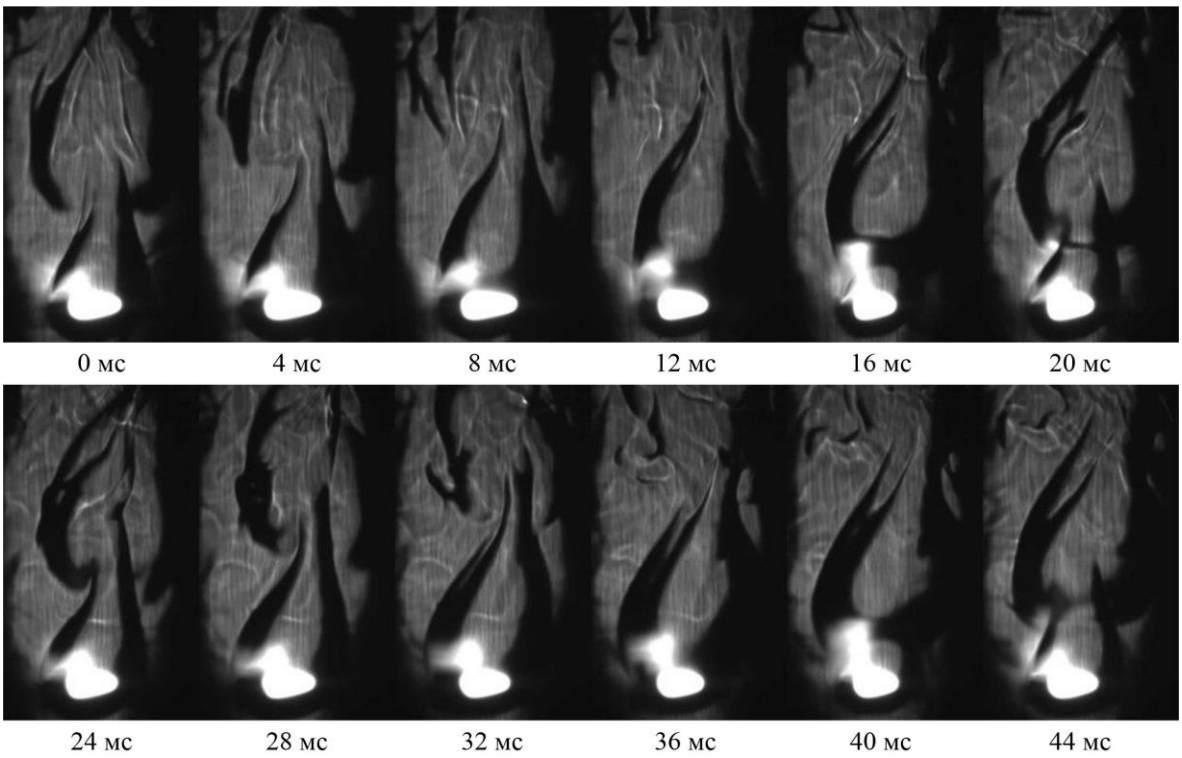


Рисунок 3.8 — Серия шлирен фотографий конвективных пульсаций НОР, поддерживаемого непрерывным лазерным излучением мощностью 210 Вт. Размер одного кадра 4.35x7.45 мм^2

На рисунке 3.9 показана эволюция теневой картины течений в трубке сразу после отключения лазера, поддерживающего НОР. Сразу после отключения конвективный факел всплывает вверх, поэтому на теневой картине он не виден. Обращают на себя внимание остаточные волны плотности в периферийной области разрядного объёма. Эти волны непрерывно движутся сверху вниз под действием конвекции во время горения НОР. Волны образуются из-за того, что горячий газ в пульсирующем факеле поступает к верхнему фланцу порциями с частотой пульсации и, растекаясь вдоль поверхности трубки, образует волны, которые видны на теневой картинке. Расстояние между последовательными волнами определяется частотой пульсации конвективного факела и скоростью движения газа сверху вниз вдоль стенки трубки.

На рисунке 3.10 представлены прямые фотографии плазмы с малой выдержкой, при которой видна её структура. Видно, что плазма неоднородна, выглядит состоящей из горизонтальных шнуров различной яркости, перемещающихся по изображению плазмы сверху вниз. Путём сопоставления с движением волн плотности вдоль стенки трубки эти шнуры были идентифицированы как теневые следы волн плотности на плазме. Волны плотности газа разной температуры, движущиеся сверху вниз вдоль

стенок разрядной трубки, при высоком давлении и плотности ксенона создают значительные градиенты коэффициента преломления в газовой среде, вызывающие рефракцию лазерного луча при прохождении через плазмообразующий газ в разрядном объёме. Распределение интенсивности лазерного излучения при поглощении в плазме изменяется соответственно градиентам коэффициента преломления, через которые проходит луч в объёме трубки, от чего возникает пространственно-временная нестабильность структуры плазмы НОР, которая проявляется в поперечной стратификации плазмы.

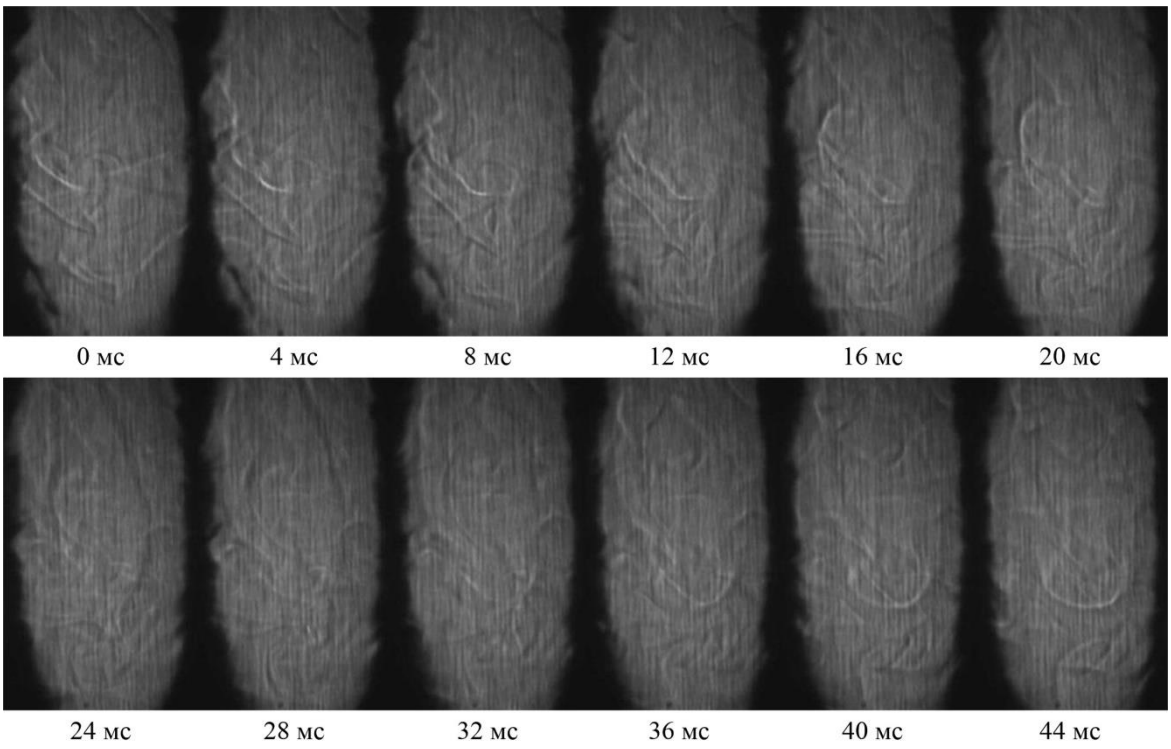


Рисунок 3.9 — Серия шлирен фотографий волн плотности и коэффициента преломления газа, вызванных конвекцией горячего газа вокруг НОР, сразу после его выключения. Размер одного кадра 4.35x7.45 мм^2

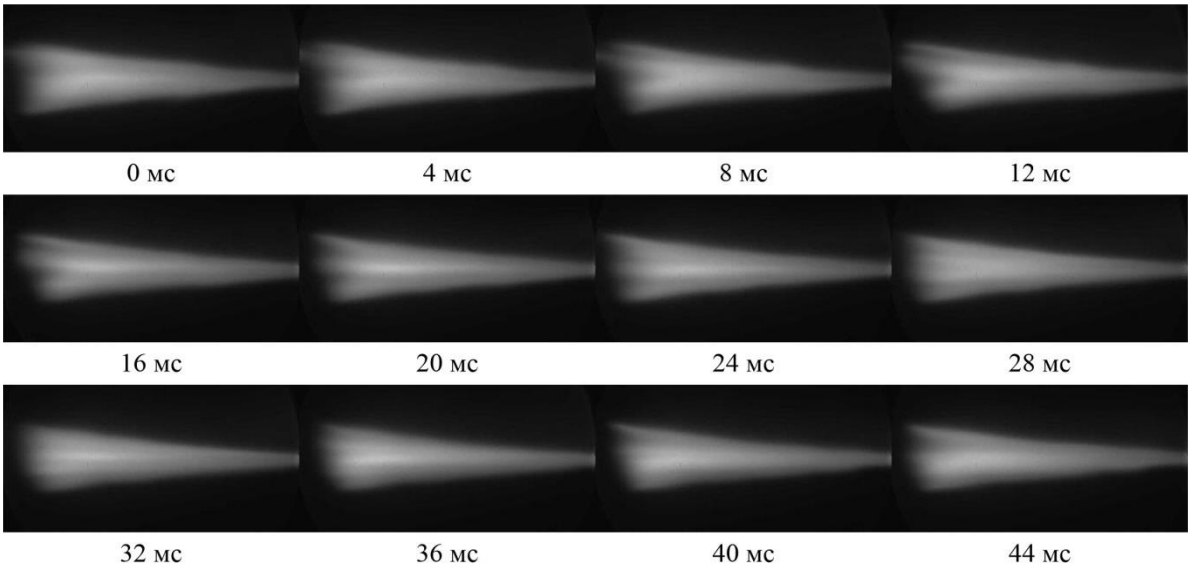


Рисунок 3.10 — Серия фотографий плазмы НОР при мощности непрерывного лазерного излучения 675 Вт с интервалом 4 мс. Видны неустойчивости в виде горизонтальных страт разной яркости, перемещающихся сверху вниз. Размер одного кадра 3.8x1.9 мм^2

Такое влияние на структуру плазмы НОР можно объяснить цилиндрической геометрией разрядной трубки (рисунок 3.7, *в*). При вертикальном расположении трубки пульсация конвективного потока вокруг НОР передаётся практически без изменения нисходящему обратному потоку газа вдоль стенок трубки, через который при вертикальном расположении трубки проходит подводимый к плазме лазерный луч.

Другая ситуация возникает при горизонтальном расположении разрядной трубки и вертикальном подводе лазерного излучения к плазме НОР через нижнюю стенку трубки. В этом случае взаимное расположение лазерного луча и конвективных потоков в трубке таково, что влияние потоков на подводимый луч минимально. Для сравнения со случаем вертикального расположения трубки был проведён эксперимент с горизонтальным расположением сапфировой трубки (рисунок 3.11). В этом случае объём конвективного факела уменьшался по сравнению с вертикальным расположением — расстояние от НОР до верхней внутренней поверхности трубки менее 7.5 мм.

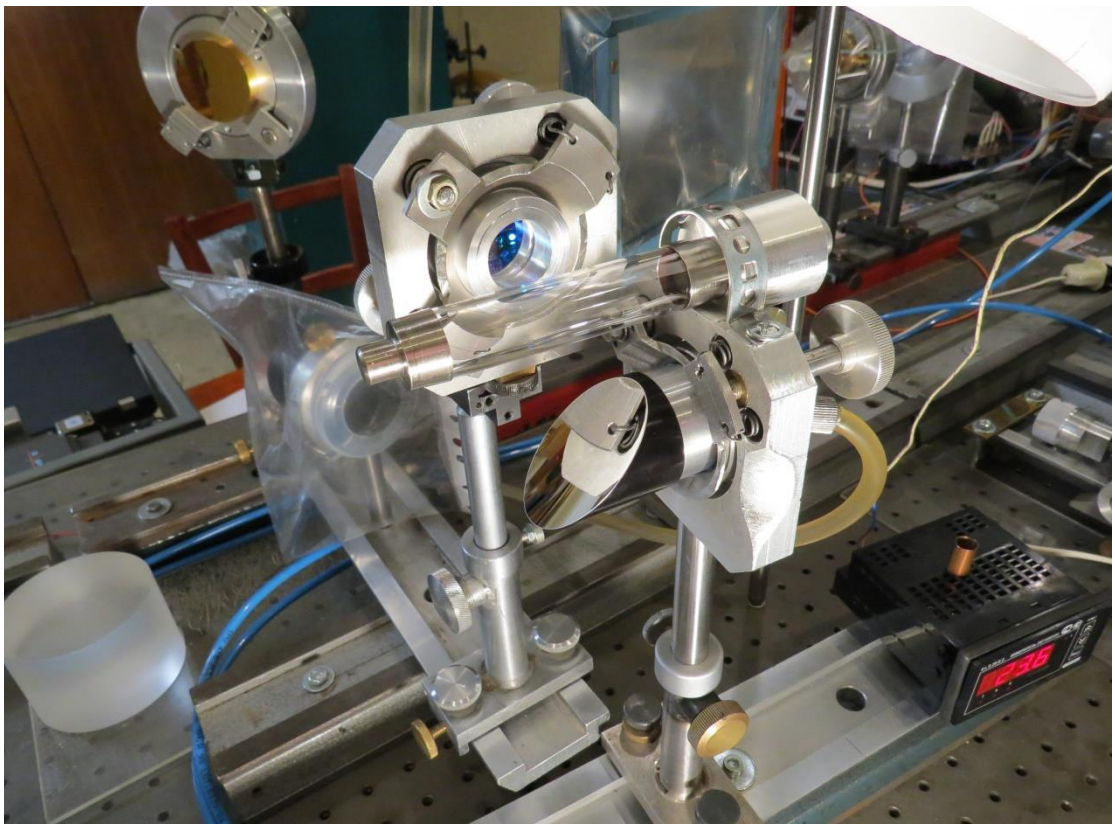


Рисунок 3.11 — Фотография схемы поддержания НОР в сапфировой трубке горизонтального расположения с фокусировкой внеосевым параболическим зеркалом

Непрерывное лазерное излучение подавалось снизу вверх и фокусировалось с помощью внеосевого (90°) параболического зеркала с $f = 50$ мм. При такой конфигурации НОР горячий газ конвективного факела растекается по большой поверхности в сторону фланцев вдоль верхней стенки трубки. Остаточные волны плотности на цилиндрической поверхности трубки в поле наблюдения не появляются, напротив, сохраняется регулярность конвективных пульсаций и однородная структура плазмы НОР (рисунок 3.12).

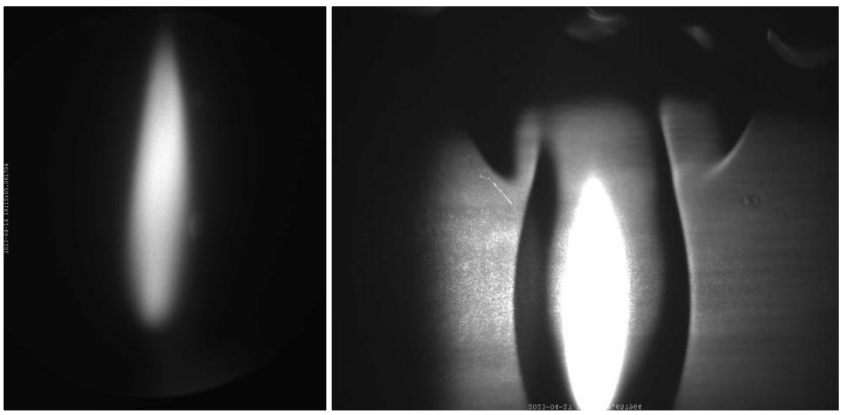


Рисунок 3.12 — Фотография плазмы НОР (слева) и шлирен фотография конвективного факела НОР (справа) при горизонтальном расположении разрядной трубки и вертикальном расположении оптической оси лазерного луча. Мощность непрерывного лазерного излучения 600 Вт. Размер кадров 2.55x3.18 мм^2 и 4.48x3.58 мм^2 для левого и правого рисунков соответственно

Наблюдаемое различие структуры плазмы НОР и конвективных потоков в разрядном объёме в случаях вертикальной и горизонтальной установки разрядной трубки и соответствующей ориентации оптической оси лазерного луча и фокусирующей системы прямо указывает на определяющее влияние волн плотности, возникающих в плазмообразующем газе при вертикальном расположении разрядной трубки. Следует ещё раз отметить, что данный механизм нарушения однородности плазмы НОР ранее не наблюдался.

3.5 Выводы к третьей главе

В результате проведённых исследований определена пороговая мощность лазерного излучения, при которой происходит стабилизация (подавление пульсаций) конвективного факела НОР, в зависимости от межэлектродного расстояния в кварцевых колбах, наполненных ксеноном под давлением 8–14 бар при нормальных условиях. На основе полученных экспериментальных данных в качестве основного механизма стабилизации рассматривается влияние дополнительных конвективных потоков от электродов, возникающих по мере нагрева электродов излучением плазмы НОР. Прогрев электродов до температуры T_{el} = 1000–1500 °C позволяет за счёт дополнительного конвективного потока вдоль границ конвективного факела НОР снять условия возникновения неустойчивости и стабилизировать конвективный факел вокруг

НОР. Порог стабилизации определяется межэлектродным расстоянием, а также положением плазмы относительно оси электродов.

Проведена скоростная видеосъёмка процесса постепенного затухания пульсаций конвективного факела НОР после повышения мощности лазерного излучения до пороговой величины, при которой наблюдается стабилизация. Установлено, что в процессе стабилизации постепенно уменьшается амплитуда конвективных пульсаций, частота пульсаций при этом практически не изменяется. Процесс стабилизации занимает от 1 до 2 минут после включения мощности, превышающей пороговую. Это время интерпретировано как время, необходимое для нагрева электродов до температуры, обеспечивающей нужную скорость конвективных потоков от электродов. Смещение плазмы вверх или вниз от оси электродов увеличивало пороговую мощность стабилизации. Во всех случаях, когда наблюдалась стабилизация, диаметр конвективного факела был не меньше расстояния между электродами. В отдельном эксперименте со специальной лампой, межэлектродное расстояние в которой было в несколько раз больше диаметра конвективного факела во всём диапазоне доступной мощности лазерного излучения в пределах до 1 кВт, стабилизации конвективных пульсаций не наблюдалось.

С целью уточнения физических механизмов наблюдаемого эффекта соавторами было выполнено численное моделирование процесса пульсаций конвективного факела вокруг локальной области тепловыделения в зависимости от температуры поверхности электродов. В результате выяснилось, что причиной стабилизации колебаний факела НОР является появление дополнительных конвективных потоков газа со скоростями до 27 см/с вокруг электродов, нагретых до температуры 1200 K. Установлено, что температура поверхности электродов для эффекта подавления конвективных пульсаций должна быть не менее $T_{el} = 1200$ K (930 °C). Дополнительный поток на границе основного конвективного факела приводит к уменьшению градиента скорости сдвигового течения и устраняет условия развития неустойчивости типа Кельвина-Гельмгольца.

В эксперименте с разрядным объёмом в форме сапфировой трубки с металлическими фланцами, наполненной ксеноном под давлением 30 бар, при вертикальном расположении трубки и горизонтальном подводе лазерного излучения наблюдались пространственно-временные неоднородности плазмы НОР.

Неоднородности данного типа наблюдались впервые и были вызваны фазовыми искажениями (рефракцией) лазерного луча при прохождении через волны плотности в нисходящем газовом потоке вдоль стенки трубки, индуцированные пульсациями конвективного факела НОР. При горизонтальном расположении трубки и вертикальном подводе луча снизу вверх влияние пульсаций газового потока на подводимый луч минимизировалось, и неоднородности плазмы не наблюдались.

Представленные в данной главе результаты были получены в естественных условиях эксплуатации ламп, таких же, как в источниках широкополосного излучения высокой спектральной яркости. Проведены эксперименты в нескольких лампах с различным давлением, объёмом и межэлектродным расстоянием. Результаты данной главы можно использовать при проектировании разрядных объёмов для стабильных плазменных источников широкополосного излучения высокой яркости, а также для валидации гидродинамических расчётов конвективных течений при численном моделировании.

ГЛАВА 4. ГАЗОВЫЕ ПОТОКИ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ ТИХИМ ОПТИЧЕСКИМ РАЗРЯДОМ И ИПОР В РЕЖИМЕ ЛАЗЕРНОГО ПРОБОЯ

Тихий оптический разряд в ксеноне высокого давления представляет собой предпробойную стадию ИПОР, поддерживаемого излучением ближнего инфракрасного диапазона с интенсивностью порядка 10^9 Вт/см^2. При увеличении интенсивности лазерного излучения тихий разряд переходит в ИПОР в режиме импульсно-периодического оптического пробоя. В главе приведены результаты сравнительного экспериментального исследования особенностей образования газовых потоков в зависимости от характеристик ИПОР в двух режимах и при переходе из одного режима в другой. Исследуются квазистационарные направленные потоки, генерируемые как тихим разрядом, так и оптическим пробоем. Теневыми методами с применением лазерно-плазменного источника излучения визуализируются квазистационарные потоки, а также начальные стадии формирования потоков при ограниченном количестве разрядных импульсов. Исследуется влияние аберраций оптической системы и дефокусировки тепловой линзой на расположение газовых струй, генерируемых разрядом. Предложены механизмы образования потоков, объясняющие различие структуры и направления потоков в упомянутых режимах ИПОР.

4.1 Экспериментальная установка

В экспериментах использовался импульсно-периодический волоконный иттербиевый лазер фирмы IPG Photonics YPLN-1-100-200-R [172] с длиной волны $\lambda = 1.064$ мкм и длительностью импульсов $\tau \approx 100$ нс (FWHM). Тихий оптический разряд инициировался в кварцевой колбе, наполненной ксеноном под давлением 12 бар. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 4.1.

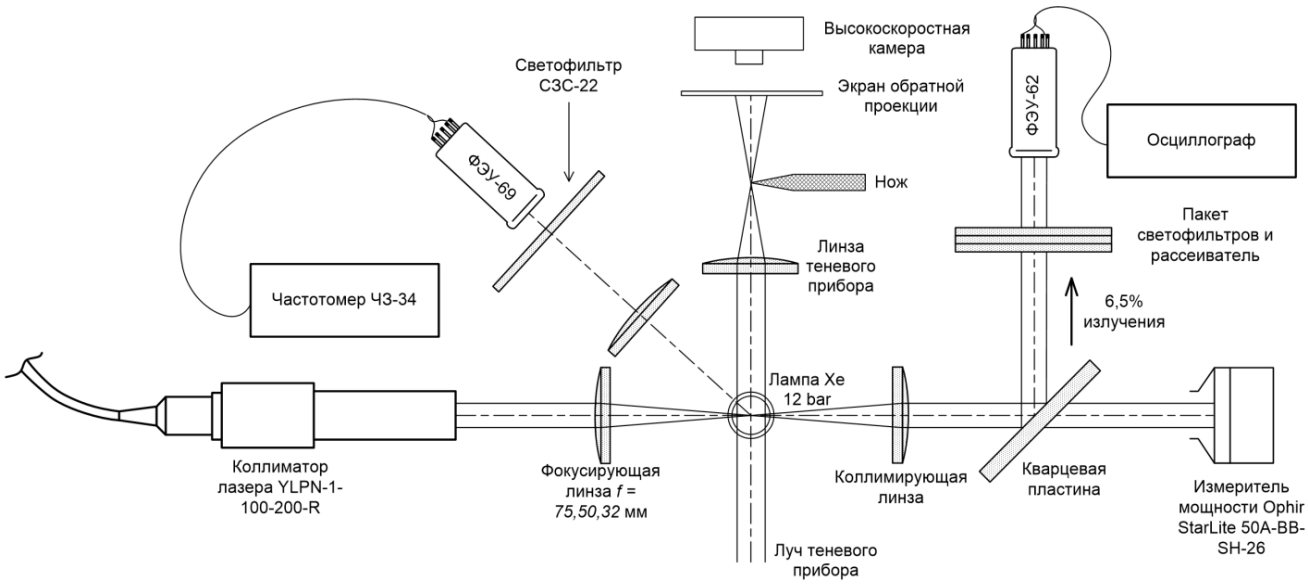


Рисунок 4.1 — Схема экспериментальной установки (вид сверху). Луч импульсно-периодического иттербиевого лазера [172] с помощью линзы фокусируется в центре колбы с ксеноном p = 12 бар (лампа с электродами дугового разряда). Справа система измерения средней мощности излучения и формы импульса. Слева система регистрации импульса излучения плазмы и частоты лазерных пробоев. В центре теневой прибор для регистрации течений вокруг разряда

Лазерный луч диаметром d = 7.1 мм фокусировался в центре колбы с параметрами фокусировки f/d = 10.6, 7, 4.5 с помощью кварцевых линз с фокусными расстояниями f = 75, 50, 32 мм, соответственно. Луч, прошедший через колбу, после выхода из колбы попадает на коллимирующую линзу. После линзы сформированный ею параллельный пучок проходит через светоделительную кварцевую пластину. Проходящая часть попадает на измеритель мощности Ophir StarLite 50A-BB-SH-26. Отражённый от светоделительной пластины луч, последовательно проходя через ослабляющий нейтральный светофильтр и граничный светофильтр, пропускающий только ИК-излучение, а также светорассеивающую пластину, направлялся на вход быстродействующего датчика ИК-излучения ФЭУ-62.

Отдельная линза собирает излучение плазмы, которое затем через граничный светофильтр, поглощающий лазерное излучение, попадает на ФЭУ-69, подключенный к частотомеру Ч3-34, используемому для счёта количества и частоты лазерных пробоев.

Съёмка теневой картины потоков в зоне разряда проводилась теневым прибором на основе шлирен-метода с помощью высокоскоростной камеры. В качестве точечного

источника излучения для теневого прибора использовался лазерно-плазменный источник широкополосного излучения на основе непрерывного оптического разряда ЛПИ-50 [37].

Диапазон энергий в импульсе для реализации режима тихого оптического разряда без пробоев при частоте $\nu_p = 20$ кГц был довольно узок. Нижний порог поддержания тихого оптического разряда по энергии в импульсе составляет $E_p = 0.35$ мДж для $f/d = 10.6$. При первом включении излучения после длительного перерыва тихий оптический разряд не инициируется до тех пор, пока не произойдёт оптический пробой. Факт случайного пробоя при допробойной интенсивности объясняется тем, что в колбах, наполненных газом под давлением, по различным причинам присутствует мелкодисперсная пыль. В колбе, в которой пыль была каким-либо образом (например, с помощью внешнего электрического поля) собрана на стенках или электродах, пороговая мощность инициирования импульсного оптического пробоя могла быть намного выше, чем в колбе, в которой ударные волны и потоки от предварительного оптического или электрического пробоя распространили пыль по всему объёму колбы. При энергии в импульсе выше $E_p = 0.4$ мДж одновременно с тихим оптическим разрядом наблюдается некоторое количество лазерных пробоев. Для $f/d = 7$ диапазон существования тихого оптического разряда без пробоев $E_p = 0.3$–0.35 мДж. Для $f/d = 4.5$ тихий оптический разряд существует при $E_p = 0.4$–0.45 мДж. В случае $f/d = 15.8$ ($f = 112$ мм) в диапазоне частот $\nu_p = 20$–50 кГц почти каждый раз при включении излучения происходит короткая серия пробоев, после чего зажигается тихий оптический разряд. После серии лазерных пробоев в области фокуса в течение некоторого времени наблюдается вращательное движение газа в плоскости наблюдения по направлению часовой стрелки (лазерное излучение падает справа налево).

4.2 Результаты экспериментов

4.2.1 Динамика потоков, генерируемых тихим оптическим разрядом и импульсно-периодическим оптическим пробоем

Потоки, генерируемые тихим оптическим разрядом и импульсно-периодическим оптическим пробоем, исследованы при помощи теневого метода. В качестве точечного источника излучения для теневого прибора используется лазерно-плазменный источник

широкополосного излучения ЛПИ-50 [37], в котором телом свечения является плазма непрерывного оптического разряда в ксеноне высокого давления. Характерный размер плазменного излучателя 0.5x0.3 мм^2. Излучение такого источника коллимировалось объективом типа РО2-2М и пропускалось через кварцевую колбу с тихим оптическим разрядом. Теневое изображение проецировалось вторым объективом на светорассеивающий экран обратной проекции (рисунок 4.1). В фокусе объектива располагался пространственный фильтр, отсекающий прямое излучение («нож»). Последовательные теневые изображения регистрировались высокоскоростной камерой с частотой 1000 кадров в секунду и выдержкой 0.998 мс.

Было обнаружено несколько разных режимов квазистационарных направленных потоков газа, исходящих из области тихого оптического разряда (рисунок 4.2). Кроме того, были зафиксированы квазистационарные направленные турбулентные потоки, возникающие при импульсно-периодическом оптическом пробое (рисунок 4.4). На верхнем и нижнем краях кадров присутствуют теневые изображения концов электродов, расположенных внутри разрядного объёма. Расстояние между верхним широким электродом (анодом) и нижним (катодом) 2.5 мм определяет масштаб изображения.

В случае тихого оптического разряда было обнаружено четыре различных режима, различающихся видом структурированных потоков, исходящих от тихого оптического разряда, по мере изменения его характеристик при переходе к сериям оптических пробоев. Эти структуры показаны на рисунке 4.2, *a–e*.

В каждом из режимов наблюдаются картины струйных течений газа из трёх фиксированных точек вдоль перетяжки сфокусированного луча, занятой тихим оптическим разрядом. Отдельные струи объединяются в потоки, движущиеся в различных направлениях под углом к оси лазерного луча. Стрелками показано направление таких потоков, движение которых хорошо заметно при замедленном воспроизведении видеороликов, соответствующих кадрам, приведённым на рисунке 4.2, *a–e*.

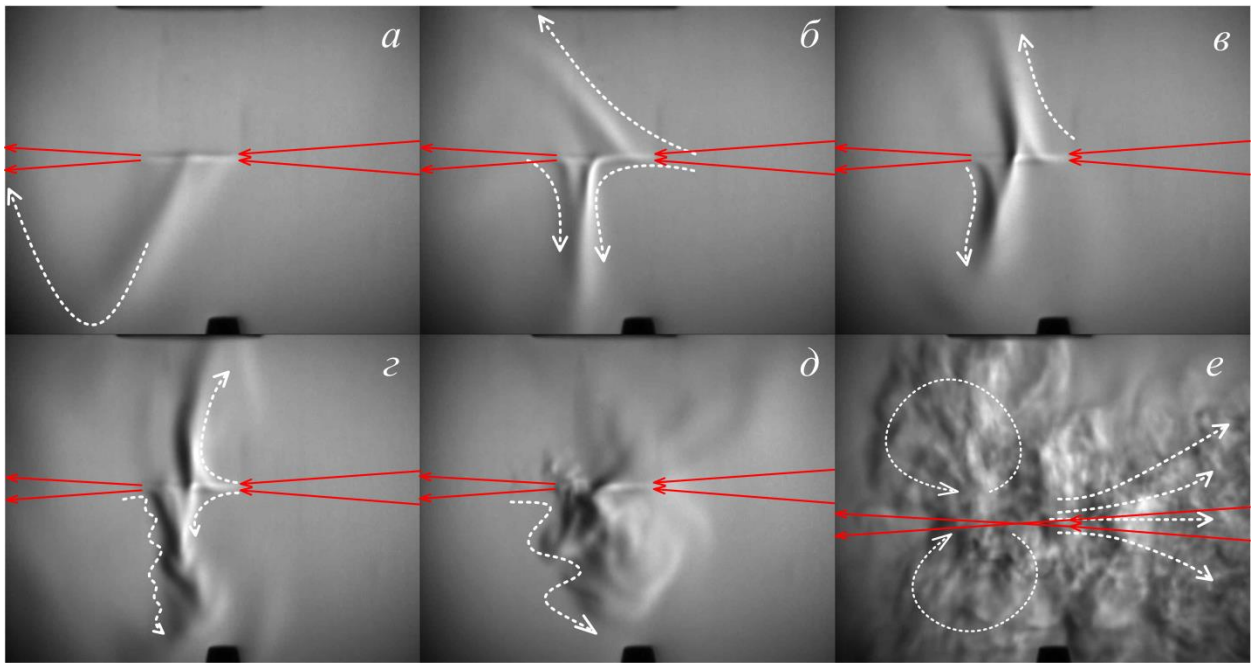
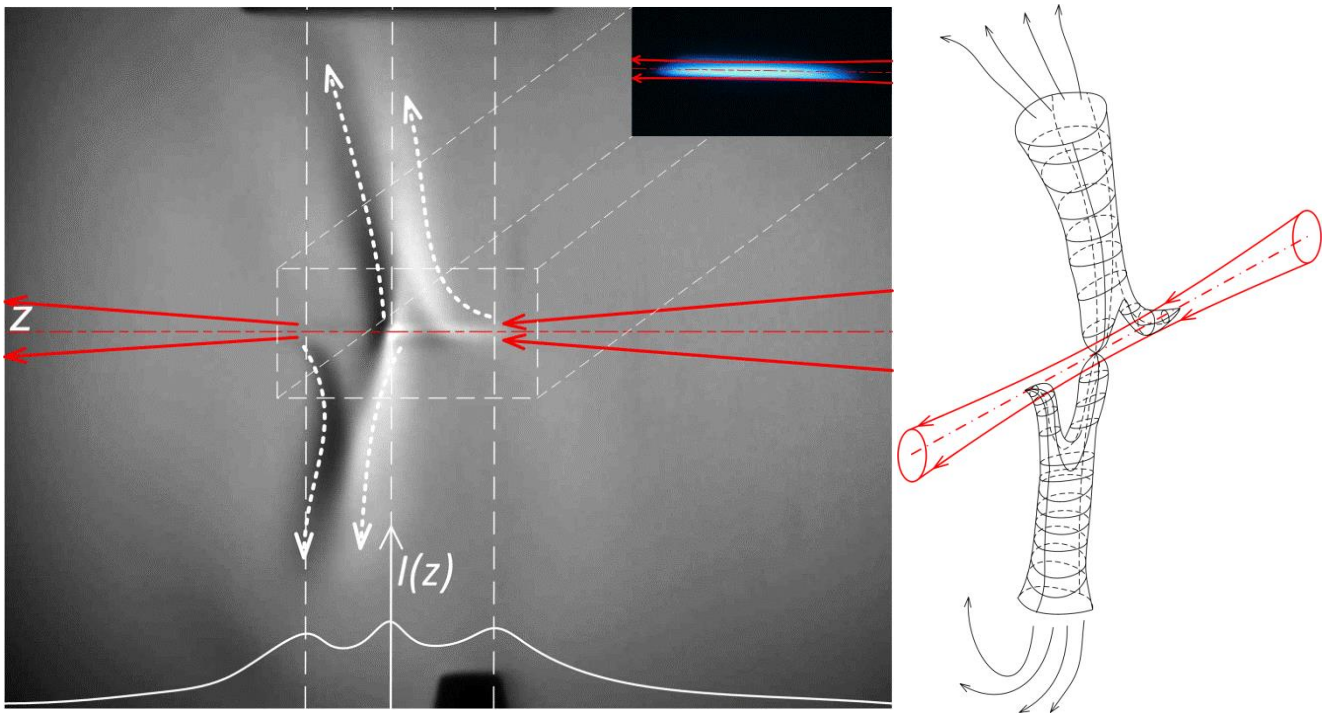


Рисунок 4.2 — Теневые фотографии режимов течений вокруг тихого оптического разряда (*а*-*д*) и вокруг импульсно-периодического оптического пробоя (*е*). ν_p = 26 кГц, E_p = 1 мДж, *f*/*d* = 10.6 (красные стрелки обозначают границы луча). Сила тяжести направлена вниз. Лазерный луч падает справа налево. *а*, *б*, *в* — квазистационарные ламинарные струйные потоки вокруг тихого оптического разряда. *г*, *д* — при увеличении интенсивности лазерного излучения струи осциллируют, быстро меняя направление. Режим *е* — картина турбулентных потоков после серии оптических пробоев

Каждый из выделенных режимов может существовать стационарно при соответствующем подборе параметров интенсивности лазерного излучения, зависящей от энергии в импульсе и фокусировки. На первом фото показан самый спокойный режим (рисунок 4.2, а), который является типичным для картины потоков тихого оптического разряда. Данный режим представляет собой относительно медленно движущуюся струю нагретого газа, исходящую из центральной точки разряда примерно со скоростью гравитационной конвекции, только в случайном направлении, в том числе противоположном направлению гравитационной конвекции, как показано на рисунке. Направление вытекающей струи может быть неизменным, или относительно медленно меняющимся, а иногда и осциллирующим со временем. При повышении частоты следования импульсов более 30 кГц и/или при уменьшении интенсивности генерируемое разрядом струйное течение вырождается в поток обычной

гравитационной конвекции, поднимающийся вверх по всей длине разряда, без генерации узких направленных струй, привязанных к определённым точкам перетяжки. Во втором режиме (рисунок 4.2, б, в) стационарно генерируются два или три потока, исходящих из точек разряда, приблизительно соответствующих точкам максимальной интенсивности вдоль перетяжки, формирующейся в результате аберрации типа астигматизм (рисунок 4.3). Потоки могут сталкиваться и объединяться, формируя две относительно стабильных струи, направленных в противоположные стороны поперечно оптической оси луча. Третий режим (рисунок 4.2, г) возникает, когда одна или обе струи начинают осциллировать, причём точка, из которой выходит струя, может менять своё положение относительно разряда, вероятно, в связи с осцилляциями второго астигматического фокуса из-за влияния тепловой линзы. В четвёртом, последнем перед оптическим пробоем режиме (рисунок 4.2, д), потоки не только случайным образом колеблются с увеличивающейся амплитудой, но и часто меняют направление, что указывает на приближение условий, при которых могут начаться оптические пробои.

На рисунке 4.3, *а*) представлен второй режим тихого оптического разряда со схематичной визуализацией границ луча и интенсивности излучения вдоль оси лазерного луча. На основе анализа последовательности кадров теневой съёмки построена трёхмерная структура струйных течений вокруг тихого оптического разряда (рисунок 4.3, *б*). Такие течения могут поворачиваться и вращаться вокруг оси лазерного луча. Определяющее влияние на структуру струйных потоков газа, генерируемых тихим оптическим разрядом, оказывает структура перетяжки луча. Вследствие астигматизма, возникающего при прохождении стенки колбы, имеющей различную кривизну в вертикальной и горизонтальной плоскостях, в перетяжке образуется несколько локальных максимумов интенсивности лазерного излучения. Тихий оптический разряд из-за выделяющегося в нем тепла действует на проходящий луч как рассеивающая тепловая линза. Чем слабее фокусировка (больше параметр фокусировки *f/d*), тем большее влияние тепловая линза оказывает на лазерный луч, а именно удлиняет перетяжку и зону энерговыделения. Зарождение струйных потоков происходит в трёх центрах повышенной интенсивности излучения, существование которых обусловлено совместным действием астигматизма и рефракции, как будет показано в конце данного раздела.



а) *б*)

Рисунок 4.3 — *а*) Теневая фотография картины квазистационарных струйных потоков, типичных для тихого оптического разряда. Частота повторения импульсов ν_p = 26 кГц. Энергия в импульсе E_p = 1 мДж. Параметр фокусировки *f/d = 10.6*. Пунктирными стрелками обозначены газовые струи. График изменения интенсивности излучения I(Z) вдоль оси лазерного луча Z показан в условных единицах сплошной белой линией у нижнего края фотографии. На врезке показан общий вид тихого оптического разряда и ход лучей в области перетяжки. Размер кадра 3.4x2.7 мм^2. Размер врезки 1x0.5 мм^2. *б*) Схематическое трёхмерное представление картины потока, полученное на основе теневой скоростной съёмки. Серыми стрелками указаны турбулентные вихри. Красные линии и стрелки обозначают границы и направление луча. Сила тяжести направлена вниз

В экспериментах с тихим оптическим разрядом никогда не наблюдались газовые струи, исходящие из разряда вдоль оси лазерного луча, а тем более навстречу лучу, как в случае лазерного пробоя. Объяснение этому можно найти в рассмотрении динамики развития течений после лазерного пробоя в условиях низкого поглощения лазерного излучения. Подобная задача численно решалась в работе [152]. Направление газового потока при импульсном лазерном воздействии определяется типом симметрии энерговыделения относительно направления лазерного луча. При сильном поглощении, когда обратный коэффициент поглощения сравним с длиной плазмы, основной поток,

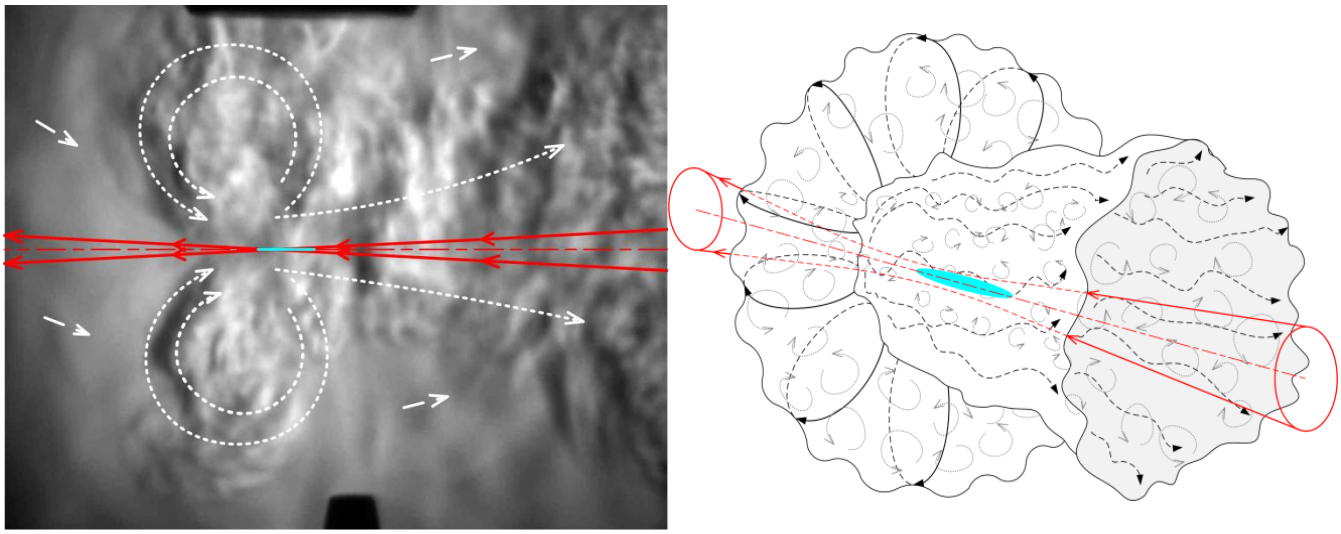
образующийся при коллапсе области нагретого газа пониженной плотности, будет направлен в сторону большей плотности тепловой мощности, то есть навстречу лазерному лучу. При слабом поглощении, как в тихом оптическом разряде, когда интенсивность излучения мало меняется от входа до выхода из плазмы, направления навстречу лучу и в обратную сторону равноправны. В результате область пониженной плотности газа (пузырь), формирующаяся после импульсного энерговыделения, коллапсирует симметрично. Встречные потоки с обоих концов симметричного пузыря, вытянутого вдоль оси луча, в центре объединяются и растекаются в стороны, поперечно к оси, в идеальном случае в виде радиально симметричного потока. Небольшие отклонения от осевой симметрии ведут к тому, что поток не будет строго радиальным, а будет преимущественно направлен в какую-то сторону поперечно к оптической оси.

В случае импульсно-периодического оптического пробоя формируется широкий турбулизированный поток со слабо выраженной структурой (рисунок 4.4, *а*). В результате множественных пробоев образуется широкая турбулентная струя нагретого газа, движущаяся навстречу лазерному лучу со скоростью около 3 м/с. На основе анализа смещения неоднородностей на последовательности кадров теневой съёмки построена трёхмерная структура турбулентного потока, генерируемого импульсно-периодическим оптическим пробоем (рисунок 4.4, *б*).

Скорость потока определялась по сносу картины неоднородностей за время между кадрами скоростной съёмки с частотой до 10 тыс. кадров в секунду. Поток формируется в результате объединения разнонаправленных струй от отдельных пробоев в фокальной перетяжке лазерного луча. Направления струй от отдельных пробоев беспорядочно меняются вследствие искажений волнового фронта при прохождении лазерного луча сквозь среду с множеством разнонаправленных градиентов плотности и коэффициента преломления, создаваемых встречным потоком нагретого разрядами газа. В результате колебаний точки максимальной интенсивности и изменений самой интенсивности от импульса к импульсу меняется место пробоя в перетяжке и, соответственно, направление микропотока, возникающего вследствие пробоя. Тем не менее, основной поток, формирующийся в результате объединения микропотоков от отдельных импульсов, сохраняет усреднённое направление навстречу лазерному лучу.

Одновременно с основным потоком генерируется турбулентный кольцевой вихрь, движущийся в противоположном направлении. В условиях установившегося основного

потока кольцевой вихрь сохраняет своё положение в разрядном объёме, поскольку газ в разрядном объёме в целом приходит в движение, увлекаемый основным потоком. Движение газа в целом можно увидеть по сносу турбулентной картины при выключении излучения и разряда. Уровень диссипации энергии при импульсно-периодическом оптическом разряде составляет в среднем несколько сотен микроджоулей в импульсе. Как уже было сказано, конфигурация зоны энерговыделения и доля поглощённой энергии меняются от импульса к импульсу.



а) *б*)

Рисунок 4.4 — *а*) Теневая фотография турбулентных потоков газа при импульсно-периодическом оптическом пробое при частоте следования лазерных импульсов ν_p = 26 кГц. Параметр фокусировки *f/d = 10.6*. Основной поток направлен навстречу лазерному лучу. Слева от центра наблюдается кольцевой вихрь. В целом газ движется слева направо, увлекаемый основным потоком. Стрелками указано направление потоков газа, а также границы и направление лазерного луча. Размер кадра 3.5x2.76 мм^2. *б*) Схематическое трёхмерное представление картины потока, полученное на основе теневой скоростной съёмки. Серыми стрелками указаны турбулентные вихри. Красные линии и стрелки обозначают границы и направление луча. Сила тяжести направлена вниз

Более детально формирование потоков при оптическом пробое можно было наблюдать при низкочастотной модуляции непрерывной последовательности импульсов лазерного излучения, в которой серии лазерных импульсов искусственно ограничены за счёт модуляции. В случайный момент времени от начала серии импульсов могла начаться серия пробоев, которая искусственно прерывалась с окончанием серии. При

этом формирование потока прекращалось на той или иной начальной или неустановившейся стадии, теневая картина образовавшейся структуры сносилась потоком и/или рассеивалась за время около 1 мс. Таким методом удалось получить множество теневых изображений на различной стадии развития картины потоков после ограниченных серий оптических пробоев, некоторые из них показаны на рисунке 4.5.

Использовалась модуляция с частотой 100–200 Гц и скважностью 10 (длительность импульса модуляции 0.3–1 мс). В серии импульсов за период модуляции в некоторых случаях происходил пробой, в других случаях пробоя не было совсем. Ещё реже пробой происходил на последних импульсах перед окончанием серии модуляции. В этом случае наблюдалась хорошо изученная картина образования потока нагретого газа, характерная для одиночного пробоя [39]. Перетяжку лазерного луча на многих изображениях можно было наблюдать на значительном протяжении за счёт нагрева газа в тихом оптическом разряде.

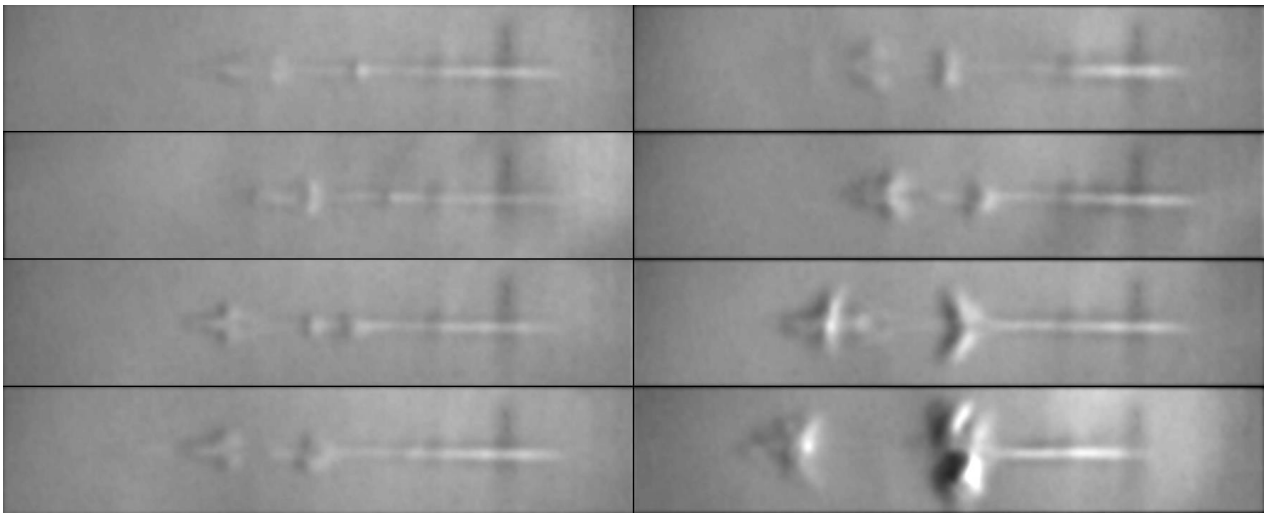


Рисунок 4.5 — Теневые фотографии начальных этапов импульсно-периодического оптического пробоя, иллюстрирующие динамику его развития в течение менее 1 мс, полученные методом прерывания серии пробоев при низкочастотной модуляции. Параметр фокусировки *f/d = 15.8.* Частота повторения импульсов v_p = 20 кГц, энергия в импульсе E_p = 1 мДж. Протяжённая перетяжка луча в правой части кадра видна за счёт фазы тихого оптического разряда. Луч направлен справа налево. Размер каждого кадра 2.5х0.5 мм^2

Полученные изображения упорядочены по степени развития пробоя в течение менее чем 1 мс. На них можно отследить два центра пробоя газа, соответствующих двум

областям максимальной интенсивности астигматической перетяжки. По мере развития потока в обоих центрах образуются характерные структуры из потоков, направленных вдоль оси лазерного луча в направлении как навстречу лучу, так и противоположно, а также сопровождающие их кольцевые вихри, аналогичные вихрям, генерируемым при лазерном пробое в различных условиях [39, 152]. На последних стадиях видны сформировавшиеся потоки в направлении поперёк лазерного луча, которые возникают при столкновении исходных осевых потоков, направленных навстречу друг другу, как показано в работе [152]. Видно, как от снимка к снимку точка зарождения потока, находящаяся дальше от лазера («теневой» источник), перемещается вдоль перетяжки так, что расстояние между двумя точками истечения растёт от 0.3 до 0.6 мм. Это вызвано действием тепловой линзы, усиливающимся по мере роста мощности тепловыделения в разряде в области перетяжки. Такой вывод можно сделать на основании наблюдения луча после прохождения зоны разряда и оценок дефокусирующего влияния тепловой линзы, сделанных в работе [155].

В некоторых случаях в экспериментах наблюдались колебательные режимы тепловой линзы, приводившие к осцилляции положения «теневого» источника и появлению колебаний истекающей из него струи. Такие колебания наблюдались экспериментально и позволили определить скорость газа в потоке и величину расхода газа в струе. В экспериментах определялась скорость потока при его колебаниях с периодом около 8 мс (рисунок 4.6). Скорость определялась следующим образом. На последовательности, состоящей из 24 кадров (частота кадров 1000 к/с) наблюдалось движение вдоль струи возмущения (изгиба струи), порождаемого колебаниями точки выхода потока из зоны разряда. На каждом из этих кадров определялось расстояние от максимума наблюдаемого возмущения (изгиба) до источника потока, откуда и получились значения скорости в зависимости от расстояния до источника. Масштаб изображения определяется расстоянием между электродами 2.5 мм (чёрные тени у верхних и нижних краёв кадров). По мере отдаления от источника средняя величина скорости потока остаётся неизменной и равной 0.06 ± 0.01 м/с. Следует отметить, что направление данного потока противоположно направлению гравитационной конвекции, а скорость его превышает скорость гравитационной конвекции, которая в этих условиях также была измерена и составила от 0.02 до 0.04 м/с.

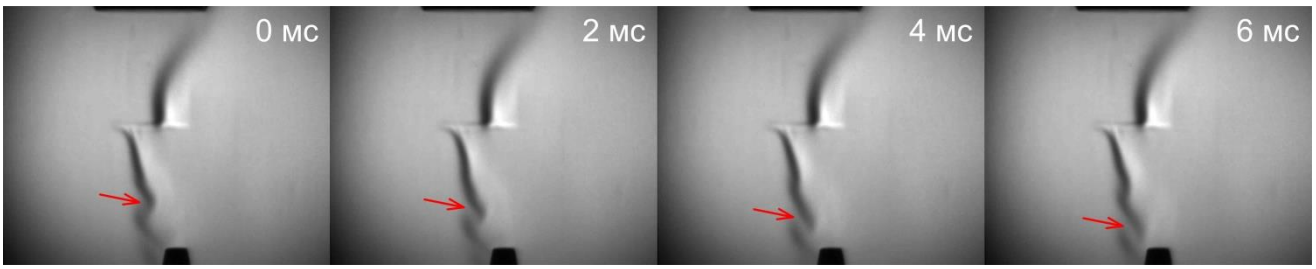


Рисунок 4.6 — Последовательность теневых фотографий потоков, генерируемых в режиме тихого оптического разряда (разряд в центре кадра). Красная стрелка указывает на возмущение, движущееся со скоростью потока. Струя, направленная вниз, совершает колебания. Кадры сняты с интервалом 2 мс. Частота повторения импульсов ν_p = 26 кГц, энергия в импульсе E_p = 1 мДж. Параметр фокусировки f/d = 10.6. Излучение падает справа налево. Размер каждого кадра 3.5x2.76 мм^2

Объёмный расход газа (ксенона) в струе рассчитывается из предположения, что струя имеет круглое сечение.

$$Q = U \cdot \pi r^2 = 3.53 \text{ мм}^3/\text{с},$$

где Q — объёмный расход газа, U — скорость потока, равная 0.06 м/с, r — радиус струи. Средний расход газа в молях в секунду и частицах в секунду приблизительно рассчитан из уравнения состояния идеального газа:

$$Q_\nu = \frac{pQ}{RT} = 1.58 \cdot 10^{-6} \text{ моль/с}, \; Q_\nu N_A = 9.517 \cdot 10^{17} \text{ частиц/с},$$

где p — давление ксенона, принятое равным $1.2 \cdot 10^6$ Па (12 бар), T — средняя температура газа в струе, принятая равной 323 K, исходя из оценки градиента плотности в струе по теневому изображению.

Положение источников струйных течений можно связать с положением точек локальных максимумов интенсивности лазерного луча в фокальной перетяжке, искажённой действием астигматизма и отрицательной тепловой линзы, возникающей за счёт тепловыделения в разряде. На рисунке 4.7 представлен ход лучей в области фокальной перетяжки сфокусированного пучка с параметром фокусировки f/d = 15.8, полученный путём расчёта методом лучевой оптики. Лазерный луч представлен в виде пучка отдельных лучей, ход каждого из лучей рассчитывался методами геометрической оптики. После прохождения пучком стенки колбы, в расчёте представленной как сфероидальная оболочка из кварцевого стекла толщиной 2 мм с радиусами кривизны внутренней поверхности 7 мм в горизонтальной плоскости и 25.5 мм в вертикальной,

возникает астигматизм. Астигматизм приводит к появлению нескольких точек максимальной интенсивности вдоль перетяжки в виде первого астигматического фокуса, в котором пятно излучения имеет вид вертикальной полосы, а также второго астигматического фокуса с пятном в виде горизонтальной полосы. Астигматические фокусы, согласно расчёту, находятся на расстоянии 0.32 мм друг от друга. Расчёт не учитывает дефокусирующего влияния возникающей в процессе развития тихого оптического разряда тепловой линзы. Полученное в расчёте расстояние между астигматическими фокусами соответствует минимальному наблюдаемому расстоянию между двумя центрами истечения струй газа на рисунке 4.5 (0.3 мм). Учёт дефокусировки тепловой линзой приводит к увеличению расстояния между астигматическими фокусами до 0.6–0.9 мм в зависимости от параметра фокусировки лазерного луча, что соответствует наблюдаемым значениям расстояния между центрами истечения на стадии установившегося режима тихого оптического разряда от 0.6 до 0.9 мм.

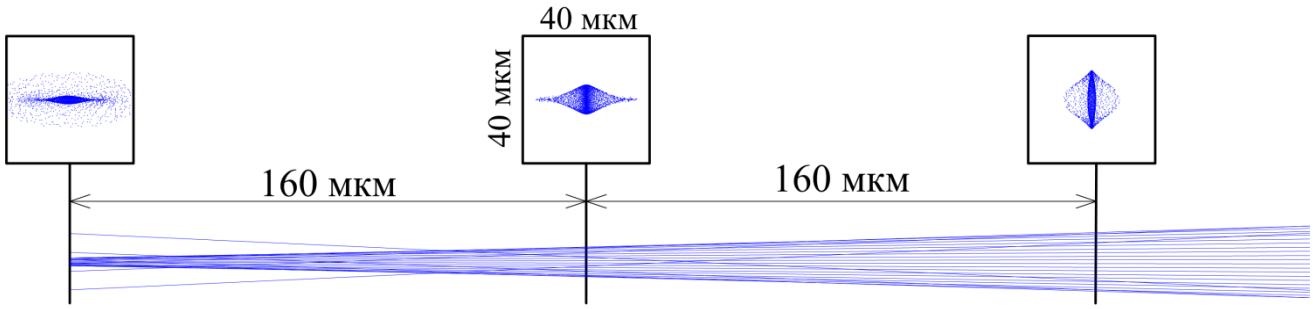


Рисунок 4.7 — Результат расчёта хода лучей вблизи фокальной перетяжки методом лучевой оптики при фокусировке сферической линзой в центре эллиптической колбы. Параметр фокусировки пучка *f/d* = 15.8. Лучи падают справа налево. На врезках точками показаны картины распределений отдельных лучей в поперечном сечении пучка в области астигматических фокусов и посередине между ними. Размер кадров 0.04x0.04 мм^2

4.2.2 Среднее по времени поглощение излучения в тихом оптическом разряде и при импульсно-периодическом оптическом пробое

Исследование основано на возможности инициирования и гашения тихого оптического разряда и генерируемых им потоков в присутствии импульсно-периодического лазерного излучения. В эксперименте определено, что для быстрого

запуска тихого оптического разряда при достаточной для его поддержания энергии лазерных импульсов достаточно инициировать на короткое время оптический пробой. После этого тихий оптический разряд возникает каждый раз почти сразу же после включения лазерного излучения. Для мгновенного гашения тихого оптического разряда в присутствии лазерного излучения оказалось достаточным приложить электрическое напряжение нужной величины (около 300 В) к электродам, между которыми был расположен разряд. При подаче достаточного напряжения и наличии в газе фотоэлектронов (результат фотоионизации ультрафиолетовыми квантами) между электродами возникает движение газа из-за эффекта «ионного ветра» — потока газа от катода к аноду. Это течение должно быть достаточно сильным, чтобы за время между импульсами выносить из области фокуса центры поглощения, необходимые для возобновления разряда в следующем импульсе.

С помощью данного метода быстрого выключения и последующего самопроизвольного включения тихого оптического разряда удалось достаточно точно определить относительно небольшую разницу средней мощности лазерного излучения, проходящего через область разряда в присутствии и в отсутствие тихого оптического разряда, а также при импульсно-периодическом лазерном пробое. Так были получены данные о доле энергии лазерного импульса, поглощаемой в плазме тихого оптического разряда, а также среднем по времени поглощении при импульсно-периодическом оптическом пробое. При проведении эксперимента непрерывно регистрировались значения средней мощности проходящего излучения с помощью измерителя мощности Ophir StarLite 50A-BB-SH-26, как показано на рисунке 4.1. Полученная временная диаграмма прошедшей через область разряда мощности лазерного излучения от времени представлена на рисунке 4.8.

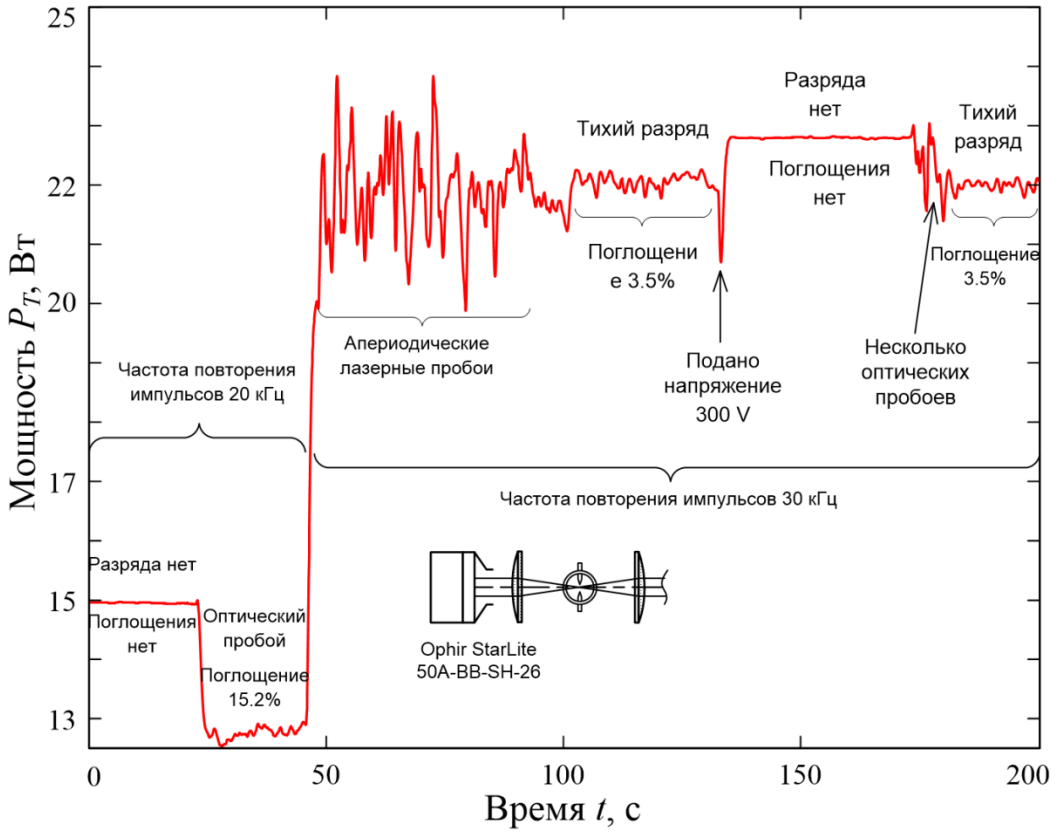


Рисунок 4.8 — Изменение прошедшей через колбу мощности лазерного излучения с течением времени в процессе инициирования, стабилизации и выключения импульсно-периодического лазерного пробоя и тихого оптического разряда при параметре f/d = 10.6. Режимы лазерных импульсов: 0–45 с: 20 кГц, 1 мДж; 45–200 с: 30 кГц, 1 мДж

Первые 45 секунд диаграммы на рисунке 4.8 соответствуют частоте импульсов лазерного излучения ν_p = 20 кГц при энергии в импульсе E_p = 1 мДж. После начала серии оптических пробоев на 25-й секунде средняя доля поглощённой мощности установилась на уровне 15.2 %. На 45-й секунде из-за увеличения частоты следования лазерных импульсов до 30 кГц при той же энергии в импульсе оптические пробои прекратились, и разряд перешёл в фазу тихого оптического разряда. Среднее поглощение при этом уменьшилось до 3.5 %. Вначале демонстрировавшее колебания, поглощение излучения в тихом оптическом разряде стабилизировалось примерно на 100-й секунде диаграммы, через 50 секунд после смены фазы оптических пробоев фазой тихого оптического разряда. На 100-й секунде тихий оптический разряд был искусственно погашен кратковременной подачей напряжения 300 вольт на электроды. В течение примерно 40 секунд никакого разряда не было, несмотря на наличие лазерного излучения с прежними параметрами и отсутствие напряжения на электродах. Затем

тихий оптический разряд инициировался после случайного одиночного пробоя, скорее всего на частице пыли, с тем же средним уровнем доли поглощённой мощности. Стабилизация поглощённой мощности произошла через 10 секунд. Время стабилизации поглощения, как оказалось, определяется временем установления квазистационарного течения, генерируемого тихим разрядом.

4.2.3 Динамика поглощения лазерного излучения в импульсе

Были проведены измерения доли поглощённой энергии импульса лазерного излучения после прохождения плазмы тихого оптического разряда и лазерного пробоя. В данном эксперименте форма лазерного импульса, прошедшего через область разряда, измерялась с помощью быстродействующего датчика ИК-излучения ФЭУ-62, нагруженного на сопротивление 50 Ом без усилителя. Лазерный пучок перед попаданием на фотокатод ФЭУ частично отражался от делительной пластины (1/15), проходил через нейтральный светофильтр НС-3, ИК фильтр ИКС-1 и рассеивающий слой фторопласта. В данной главе получены формы импульса лазерного излучения, зарегистрированные одновременно с интегральным по спектру излучением плазмы тихого оптического разряда (рисунок 4.9). Также получены формы импульса излучения, прошедшего через колбу в отсутствие разряда, с пробоем и с тихим оптическим разрядом. Сравнение формы импульсов с разрядом и без разряда, а также импульса излучения плазмы, позволяет определить динамику развития поглощения в плазме разряда относительно начала и конца лазерного импульса. На рисунке 4.10 в относительных единицах показаны измеренные осциллограммы мощности подводимого излучения $P_L(t)$ и прошедшего излучения $P_T(t)$, а также вычисленная осциллограмма поглощённого излучения $P_A\ (t) = P_L(t) - P_T(t)$. Точность оценки динамики поглощения при импульсно-периодическом оптическом пробое и в тихом оптическом разряде значительно повышалась благодаря высокой повторяемости энергии и формы лазерных импульсов [172].

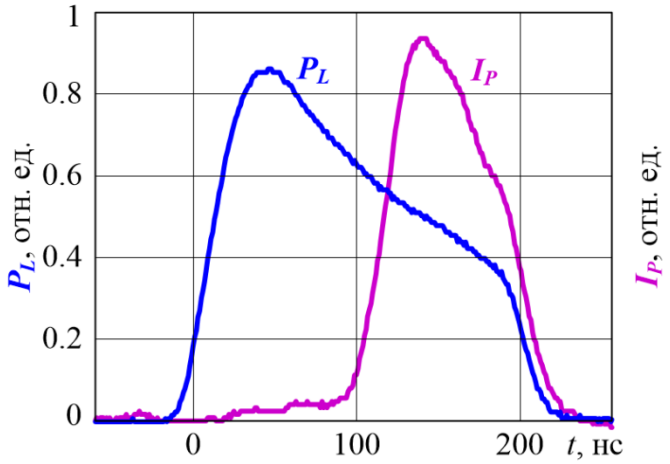


Рисунок 4.9 — Осциллограммы мощности лазерного импульса (синяя линия) и интенсивности интегрального потока излучения из области тихого оптического разряда с ксеноном при E_p = 1 мДж, p = 12 бар, f/d = 10.6, ν_p = 30 кГц (фиолетовая линия)

Формы регистрируемых падающего и проходящего импульсов лазерного излучения представлены в относительных единицах интенсивности в зависимости от времени. Из этих данных вычисляется временная диаграмма поглощения при импульсно-периодическом оптическом пробое и в тихом оптическом разряде.

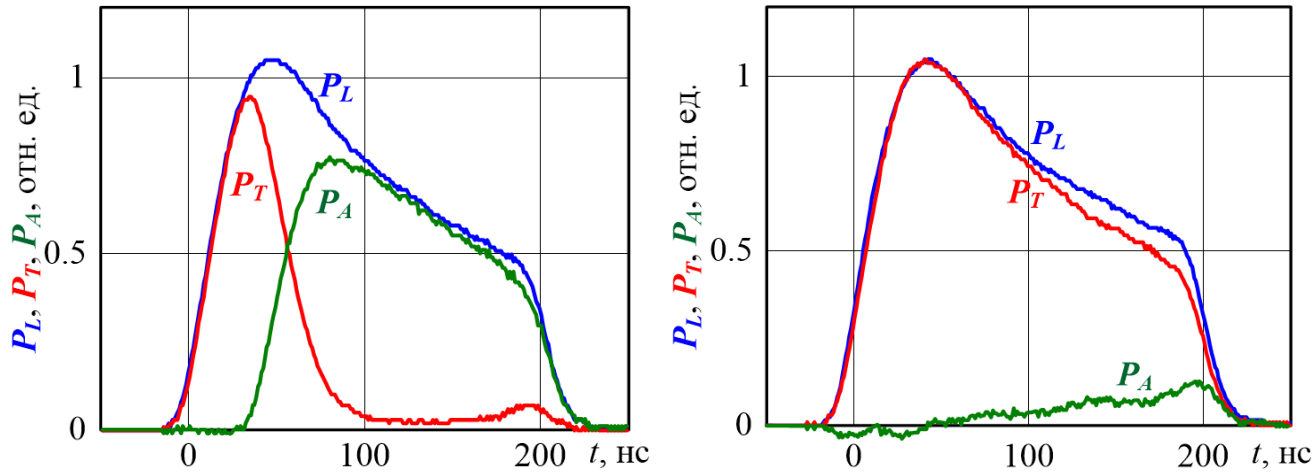


Рисунок 4.10 — Осциллограммы импульса подводимого излучения лазера YLPN-1-100-200-R [172] с энергией в импульсе E_p = 1 мДж и частотой повторения импульсов ν_p = 30 кГц, сфокусированного в разрядном объёме кварцевой колбы с параметром f/d = 10.6 ($P_L(t)$, синяя линия), осциллограммы импульсов прошедшего излучения при тихом разряде (красная линия $P_T(t)$, *а*) и при оптическом пробое (красная линия $P_T(t)$, *б*). Зелёная линия $P_A(t) = P_L(t) - P_T(t)$ (примерно соответствует поглощению в плазме) при оптическом пробое (*а*) и при тихом оптическом разряде (*б*)

При лазерном пробое поглощение начинает расти после преодоления пороговой интенсивности для оптического пробоя вблизи пика лазерного импульса через 40 нс после его начала. Максимальное поглощение приходит на вторую половину импульса (100–200 нс после начала). В случае тихого оптического разряда поглощение также начинается на пике лазерного импульса и растёт примерно линейно до конца импульса. В конце импульса перед задним фронтом относительное поглощение достигает 22 %, однако среднее поглощение энергии импульса в тихом оптическом разряде составляет около 3 %, в соответствии с данными измерения средней мощности (рисунок 4.8).

4.2.4 Переход от режима тихого оптического разряда к импульсно-периодическому оптическому пробою

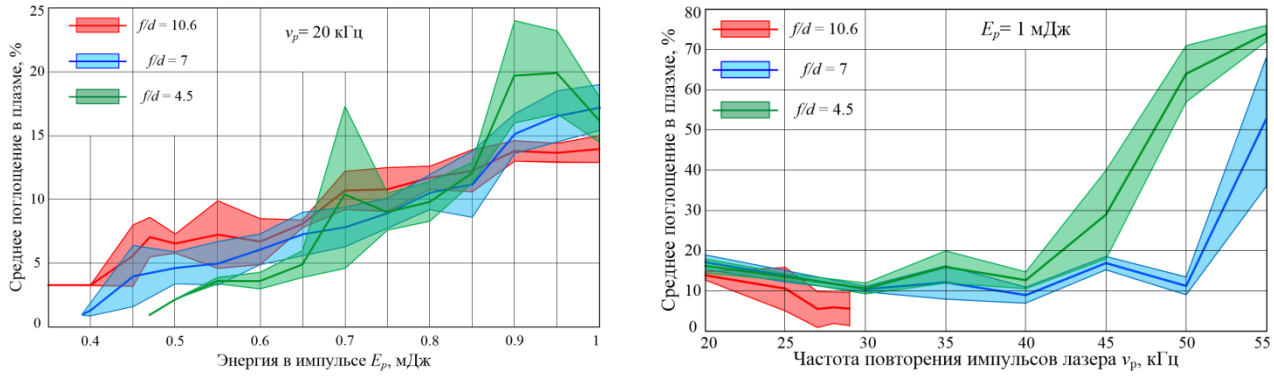
При импульсно-периодическом оптическом пробое поглощение достигает 70 % энергии лазерного импульса. Количество импульсов в фазе лазерного пробоя, приходящееся на определённое число лазерных импульсов, нарастает с увеличением энергии в импульсе.

Измерение количества пробоев за определённое время при данной частоте повторения импульсов проводилось с помощью частотомера Ч3-34 в режиме счёта импульсов с быстродействующего оптического датчика ФЭУ-69, на вход которого проецировалось изображение зоны пробоя через светофильтр СЗС-22, блокирующий лазерное ИК-излучение. Определялось среднее количество пробоев за 200000 лазерных импульсов при частоте повторения ν_p = 20 кГц.

Поскольку количество пробоев было разным в разных сериях, снималось 10 серий по 10 секунд, и вычислялось среднее значение частоты повторения пробоев. Апериодическое поведение импульсно-периодического пробоя объясняется тем, что после первого пробоя в серии лазерных импульсов происходит возмущение среды из-за снижения плотности газа при его нагреве разрядом. Вследствие этого уровень пороговой интенсивности для инициирования оптического пробоя для следующего импульса повышается, т.е. следующего пробоя может не произойти. В течение нескольких импульсов область газа, нагретого в первом импульсе серии, успевает релаксировать, плотность газа восстанавливается, и величина пороговой интенсивности уменьшается. В этот момент может произойти следующий пробой. Существует и второй фактор, препятствующий возникновению последующих пробоев. Генерация оптическим

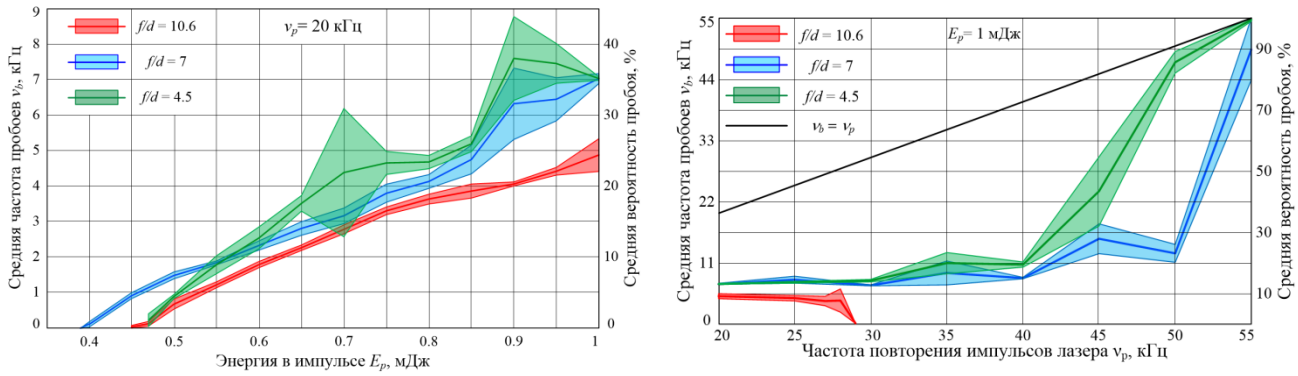
пробоем турбулентного газового потока, направленного навстречу лазерному лучу, приводит к рассеиванию луча и ухудшению фокусировки. Каждый раз от импульса к импульсу условия оптического пробоя могут нарушаться, пока не совпадут условия достаточной интенсивности излучения и плотности газа. Таким образом, имеет место вероятностный процесс возникновения пробоев, статистика которых представлена далее.

Экспериментально получены зависимости средней доли энергии импульса, поглощённой в плазме, (рисунок 4.11, *а*) и средней частоты пробоев (рисунок 4.12, *а*) от энергии в импульсе при частоте следования импульсов ν_p = 20 кГц, а также средней доли поглощённой энергии импульса (рисунок 4.11, *б*) и средней частоты пробоев (рисунок 4.12, *б*) от частоты следования импульсов. Средняя поглощённая в плазме мощность лазерного излучения, отнесённая к общей средней мощности излучения, пропорциональна частоте пробоев. При этом лишь небольшая часть мощности лазерного излучения идёт на поддержание тихого оптического разряда, который может гореть одновременно с периодическими лазерными пробоями, особенно если частота пробоев невелика по сравнению с частотой следования импульсов.



а) *б*)

Рисунок 4.11 — Влияние энергии в импульсе при частоте следования импульсов ν_p = 20 кГц (*а*) и частоты следования импульсов при энергии в импульсе E_p = 1 мДж (*б*) на процент поглощения мощности при пробое при параметрах фокусировки *f/d* = 10.6, 7, 4.5. Заштрихованные области вдоль кривых показывают статистические отклонения



а) *б*)

Рисунок 4.12 — Влияние энергии в импульсе при частоте следования импульсов ν_p = 20 кГц (*а*) и частоты следования импульсов при энергии в импульсе E_p = 1 мДж (*б*) на среднюю частоту пробоев в секунду при параметрах фокусировки *f/d* = 10.6, 7, 4.5. Заштрихованные области вдоль кривых показывают статистические отклонения

Диапазон интенсивности лазерного излучения для тихого оптического разряда в ксеноне под давлением 12 бар при частоте импульсов ν_p = 20 кГц можно оценить (1.3÷1.5)×10^9 Вт/см^2. При интенсивности свыше 4×10^9 Вт/см^2 и частоте повторения выше 50–55 кГц наблюдаются пробои в каждом импульсе при *f/d* ≤ 7. При *f/d* = 10.6 и ν_p > 28 кГц наблюдается полное отсутствие пробоев, скорее всего, из-за снижения интенсивности в результате влияния тепловой линзы, создаваемой тихим оптическим разрядом.

Более низкий порог лазерного пробоя при *f/d* = 7 объясняется вкладом аберраций. Рассмотрим соотношение вклада дифракционной расходимости и сферической аберрации при различных *f/d* в результирующий диаметр фокальной перетяжки, которая определяет геометрию зоны тихого оптического разряда. Согласно ГОСТ Р ИСО 11146-1-2008 [173] параметр M^2 = 1.33 определяет соотношение угла дифракционной расходимости излучения θ и радиуса пучка в перетяжке w_0, определяемого для M^2 близкого к 1 по уровню интенсивности $1/e^2$:

$$\frac{\theta}{2} = M^2 \frac{\lambda}{\pi w_0}.$$

Здесь θ — полный угол раствора конуса сфокусированного лазерного излучения, который можно примерно определить как *d/f* (при больших *f/d*), откуда для диаметра перетяжки получаем соотношение:

$$2w_0 = \frac{4M^2\lambda f}{\pi d}$$

Для f/d = 10.6, 7, 4.5 диаметры перетяжек, определяемые дифракционной расходимостью, равны $2w_0$ = 19, 12.7, 8.12 мкм, соответственно.

Вклад поперечной сферической аберрации оцениваем по формуле [174]:

$$A_T = -2\beta f$$

$$\beta = \frac{d^3}{32 f^3 (n-1)^2}\left[n^2 - (2n+1)K + \frac{(n+2)}{n}K^2 \right]$$

$$K = \frac{C_1}{C_1 - C_2}, C_1 = \frac{1}{r_1}, C_2 = \frac{1}{r_2},$$

где r_1 и r_2 — радиусы кривизны поверхностей фокусирующих линз, n — показатель преломления линзы на длине волны λ. Полученные диаметры кружков рассеяния перетяжек лазерного излучения для тех же f/d = 10.6, 7, 4.5 равны A_T = 1.42, 3.82, 9.33 мкм, соответственно.

Суммарные значения диаметров фокальных перетяжек луча с учётом дифракционной расходимости и сферической аберрации равны $2w_1$ = 20.42, 16.52, 17.46 мкм, соответственно. Видно, что f/d = 7 соответствует условиям наилучшей фокусировки и соответственно минимального энергетического порога возникновения пробоев, так как интенсивность излучения в фокусе при таких параметрах максимальна.

4.3 Обсуждение результатов

Из полученных данных тихий оптический разряд можно охарактеризовать как недоразвившийся оптический пробой с малым поглощением в импульсе (около 3.5 %) и малым энерговыделением на уровне десятков микроджоулей. В течение импульса поглощение медленно нарастает, не переходя в стадию оптического пробоя с лавинным размножением электронов, на которой практически всё излучение поглощается. Наиболее вероятный механизм поглощения энергии в тихом разряде — фотоионизация атомов газа, находящихся в высоковозбуждённых электронных состояниях. Исключительная стабильность тихого оптического разряда от импульса к импульсу указывает на тот факт, что для начального поглощения в очередном импульсе тихого оптического разряда необходимо существование метастабильных возбуждённых атомов

со временем жизни не менее 50–100 мкс, определяемым минимальной частотой повторения импульсов 10–20 кГц, при которой наблюдался тихий оптический разряд.

О механизмах поддержания тихого оптического разряда свидетельствует тот факт, что тихий оптический разряд можно погасить путём приложения к разрядной области электрического поля напряжённостью порядка 1 кВ/см. Электрическое поле удаляет из фокальной перетяжки нейтральные возбуждённые атомы за счёт возникающего под его действием ионного ветра. Скорость ионного ветра, определяемая напряжённостью электрического поля, должна быть такой, чтобы за время между импульсами возбуждённые частицы успевали выйти с потоком из фокальной перетяжки. После выключения электрического поля через некоторое время тихий оптический разряд инициируется, обычно с однократным лазерным пробоем, вероятно, с участием случайной частицы пыли размером порядка 10 мкм. Возможность быстрого выключения тихого оптического разряда в присутствии лазерного излучения даёт возможность точно измерить весьма малое среднее по времени поглощение лазерного излучения в тихом оптическом разряде на уровне 3–4 %.

Тихий оптический разряд генерирует структурированные потоки за счёт относительно малого и практически однородного по длине разряда импульсно-периодического тепловыделения. Стабильность практически ламинарных потоков, генерируемых тихим оптическим разрядом, обусловлена небольшим уровнем энерговыделения, и тем фактом, что эти потоки всегда направлены поперечно к оптической оси, то есть практически не могут повлиять на характеристики подводимого лазерного луча. На близких к переходу к лазерному пробою режимах тихого оптического разряда возникают осцилляции струйных течений, способствующие нарушению стабильности разряда в целом посредством воздействия на параметры проходящего через зону тепловыделения лазерного луча.

В случае импульсно-периодического оптического пробоя ситуация меняется. В этом случае из-за высокого коэффициента поглощения лазерного излучения тепловыделение перестаёт быть однородным, что приводит к генерации быстрого турбулентного потока, в среднем направленного навстречу лазерному лучу. Кроме того, генерируется также турбулизированный и неподвижный по отношению к наблюдателю тороидальный вихрь. В объёме лампы под действием генерируемой разрядом струи возникает общая циркуляция газа. Относительно этого общего движения газа

тороидальный вихрь движется во встречном направлении, противоположном направлению основной струи. При пробое тепловыделение составляет в среднем несколько сотен микроджоулей за импульс, примерно на порядок выше тепловыделения в тихом оптическом разряде. Сильная турбулентность струи, генерируемой при импульсно-периодическом пробое, возникает, в частности, по причине принципиальной нестабильности разряда этого типа. Нестабильность возникает из-за того, что при прохождении через направленную навстречу лучу турбулентную струю нагретого газа, лазерный луч случайным образом многократно преломляется на градиентах плотности газа в струе, из-за чего нарушается его фокусировка, стабильность распределения интенсивности излучения и условий пробоя в фокальной перетяжке.

Оптический пробой, как и связанные с ним потоки, инициируется в нескольких точках вдоль фокальной перетяжки, соответствующих точкам максимальной интенсивности, что хорошо видно на кадрах начальных этапов пробоя, полученных методом модуляции лазерного излучения. Инициирование пробоя в нескольких точках происходит под влиянием оптических аберраций типа астигматизм и дефокусировка тепловой линзой, возникающей из-за тепловыделения в разряде. В режиме тихого оптического разряда генерируются потоки, в силу своей стабильности позволяющие увидеть структуру, связанную с точками наибольшей интенсивности вдоль фокальной перетяжки при прохождении импульса. В каждом из фокусов в силу малого поглощения энергии импульса и связанной с этим симметрии генерируются потоки в поперечном оптической оси направлении, представляющие собой результат взаимодействия двух направленных навстречу друг другу потоков. Структура общего потока зависит в большей степени от расположения точек истечения отдельных потоков, то есть от действия оптических аберраций. В главе показано, что величина астигматизма, возникающего вследствие прохождения лучом стенки кварцевой колбы, а также дефокусировки тепловой газовой линзой в области перетяжки, занятой разрядом, позволяет количественно описать расстояние между точками истечения отдельных струй потока, генерируемого при тихом оптическом разряде.

4.4 Выводы к четвёртой главе

В главе исследован тихий оптический разряд как предпробойная стадия импульсно-периодического оптического разряда, поддерживаемого лазерным

излучением на длине волны $\lambda = 1.064$ мкм в ксеноне под давлением $p = 12$ бар. В результате проведённых исследований определён диапазон интенсивности лазерного излучения для существования тихого оптического разряда в данных условиях при частоте повторения импульсов $\nu_p = 20$ кГц от 1.3×10^9 до 1.5×10^9 Вт/см^2. При интенсивности свыше 4×10^9 Вт/см^2 и частоте повторения выше 50–55 кГц наблюдаются пробои в каждом импульсе при параметре фокусировки $f/d \leq 7$. При $f/d = 10.6$ и $\nu_p > 28$ кГц тихий оптический разряд не переходит в импульсно-периодический оптический пробой по причине дефокусировки тепловой линзой.

Обнаружены квазистационарные направленные потоки, генерируемые как тихим оптическим разрядом, так и импульсно-периодическим оптическим пробоем. Потоки визуализируются теневыми методами с применением лазерно-плазменного источника излучения с непрерывным оптическим разрядом. Получены последовательности теневых изображений нескольких основных структур потоков, генерируемых тихим оптическим разрядом и импульсно-периодическим оптическим пробоем. Кроме того, даны оценки для скорости потоков, генерируемых импульсно-периодическим оптическим пробоем (3 м/с), тихим оптическим разрядом (60 мм/с), а также оценка объёмного расхода газа (3.5 мм^3/с) в отдельной струе, генерируемой тихим оптическим разрядом.

Показано, что структура струйных течений, образующихся при тихом оптическом разряде, отвечает распределению интенсивности лазерного излучения в фокальной перетяжке с несколькими максимумами излучения, возникающими вследствие астигматизма и дефокусировки наведённой разрядом газовой тепловой линзой. Направление образующихся потоков нагретого газа в стороны от оптической оси способствует стабильности тихого оптического разряда.

Плазма ИПОР в режиме оптического пробоя характеризуется, в отличие от тихого разряда, нестабильным излучением вплоть до пропуска импульсов. При таком режиме ИПОР из-за увеличенного поглощения образуется быстрый турбулентный поток нагретого газа из зоны, направленный навстречу лазерному лучу, а нестабильность разряда приводит к дальнейшему росту турбулентности потока. Турбулентность потока оказывает негативное влияние на стабильность и повторяемость характеристик разряда, поскольку за счёт фазовых искажений на хаотически распределённых градиентах плотности и коэффициента преломления характеристики подводимого к разряду луча

успевают сильно измениться перед тем, как излучение достигнет фокуса. Методом модуляции лазерного излучения получены кадры начальных этапов установления течения при оптическом пробое, при которых наблюдаются потоки от отдельных импульсов или от небольшой серии импульсов оптического пробоя. Эти кадры позволяют лучше понять механизм возникновения потоков, которые возникают вследствие коллапса области пониженной плотности газа, образующейся вследствие импульсного тепловыделения при импульсно-периодическом оптическом пробое или тихом оптическом разряде.

Обнаружено, что диапазон энергий в импульсе, при котором реализуется тихий оптический разряд, сужается при фокусировке короткофокусными линзами с $f \leq 75$ мм (параметр фокусировки $f/d \leq 10.6$). При такой или лучшей фокусировке за пределами диапазона 0.3–0.4 мДж либо возникает импульсно-периодический оптический пробой, либо тихий оптический разряд гаснет. Увеличение интенсивности в фокусе за счёт уменьшения аберраций также ведёт к переходу от тихого оптического разряда к импульсно-периодическому оптическому пробою, и наоборот. Самыми благоприятными для устойчивой реализации тихого оптического разряда являются фокусные расстояния $f \geq 112$ мм ($f/d \geq 15.8$). В устойчивых режимах тихого оптического разряда, далёких от пробоя, наблюдается только термогравитационная конвекция без генерации динамических структурированных потоков в различных направлениях.

Исследована динамика изменения среднего по времени поглощения лазерного излучения в ИПОР при переходе из режима тихого разряда в режим лазерного пробоя, а также непосредственно в тихом оптическом разряде и импульсно-периодическом оптическом пробое в течение отдельного лазерного импульса. Импульсно-периодический оптический пробой характеризуется высоким поглощением в импульсе (от 70 до 100 %, тогда как среднее поглощение около 15 %) и высоким энерговыделением на уровне сотен микроджоулей, и соответственно более высокими скоростями генерируемых потоков.

Переход от тихого оптического разряда к оптическому пробою при импульсно-периодическом режиме исследовался в виде зависимостей доли средней по времени мощности лазерного излучения, поглощённой разрядом, а также частоты оптических пробоев в зависимости от:

— энергии в импульсе от 0.35 до 1 мДж при частоте следования импульсов v_p = 20 кГц и параметрах фокусировки *f/d* = 10.6, 7, 4.5.

— частоты следования импульсов от 20 до 55 кГц при энергии в импульсе E_p = 1 мДж и параметрах фокусировки *f/d* = 10.6, 7, 4.5

Установлено, что более высокая частота оптических пробоев при *f/d* = 7 в области энергий в импульсе от 0.4 до 0.55 мДж наблюдается по причине того, что из-за сферической аберрации, вносимой фокусирующими линзами, параметр фокусировки *f/d* = 7 соответствует минимальному диаметру фокальной перетяжки.

ГЛАВА 5. УПРАВЛЕНИЕ ГАЗОВЫМИ ПОТОКАМИ, ОБРАЗУЮЩИМИСЯ ПРИ ИПОР В ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ ЛУЧАХ В КСЕНОНЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Глава посвящена исследованию возможности повышения стабильности и повторяемости от импульса к импульсу ИПОР в ксеноне высокого давления. Предложена новая оптическая схема для поддержания ИПОР, в которой лазерный луч делится на две одинаковые компоненты, которые фокусируются по отдельности с последующим пересечением фокальных перетяжек в центре общего разрядного объёма с ксеноном высокого давления. В данной оптической схеме исследуется возможность изменения направления индуцируемого потока газа из зоны разряда, так чтобы он не попадал в подводимый лазерный луч и не вносил в него динамических фазовых искажений, ухудшающих стабильность ИПОР и его характеристики. Определяются излучательные характеристики плазмы ИПОР. Даётся оценка максимальной концентрации электронов в плазме по измеренной максимальной яркости и по рефракции лазерного излучения на плазме. Приводятся результаты сравнения средних по времени излучательных характеристик плазмы НОР и ИПОР, поддерживаемых в одной и той же оптической схеме при близком уровне средней по времени лазерной мощности, а также близких пространственных характеристиках и условиях фокусировки лазерного излучения.

5.1 Образование потоков на начальных стадиях пробоя в тихом оптическом разряде

Для того, чтобы в экспериментах с ИПОР в пересекающихся лучах получить желаемую картину потоков и тем самым добиться повышения стабильности ИПОР, важно детально разобраться в механизмах образования потоков в тихом разряде, сопоставив наблюдаемую картину потоков с распределением плотности мощности поглощаемого лазерного излучения, которое в случае тихого разряда по причине низкого поглощения примерно соответствует исходному распределению интенсивности лазерного излучения.

Детальную регистрацию начальных этапов генерации потоков в тихом оптическом разряде удалось осуществить с помощью экспериментального импульсно-периодического волоконного иттербиевого лазера разработки VPG LaserONE [175]:

длительность импульса 200–300 нс, частота следования импульсов 90 кГц, энергия в импульсе 7 мДж, BPP = 4 мм×мрад. Лазерный луч со средней мощностью 620 Вт и диаметром d = 29 мм фокусировался вблизи центра кварцевой колбы с аргоном под давлением 23 бар с помощью линзы с фокусным расстоянием f =100 мм.

Последовательность кадров теневой съёмки области вокруг фокальной перетяжки луча в момент лазерного пробоя представлена на рисунке 5.1. Скорость съёмки 2000 кадров в секунду.

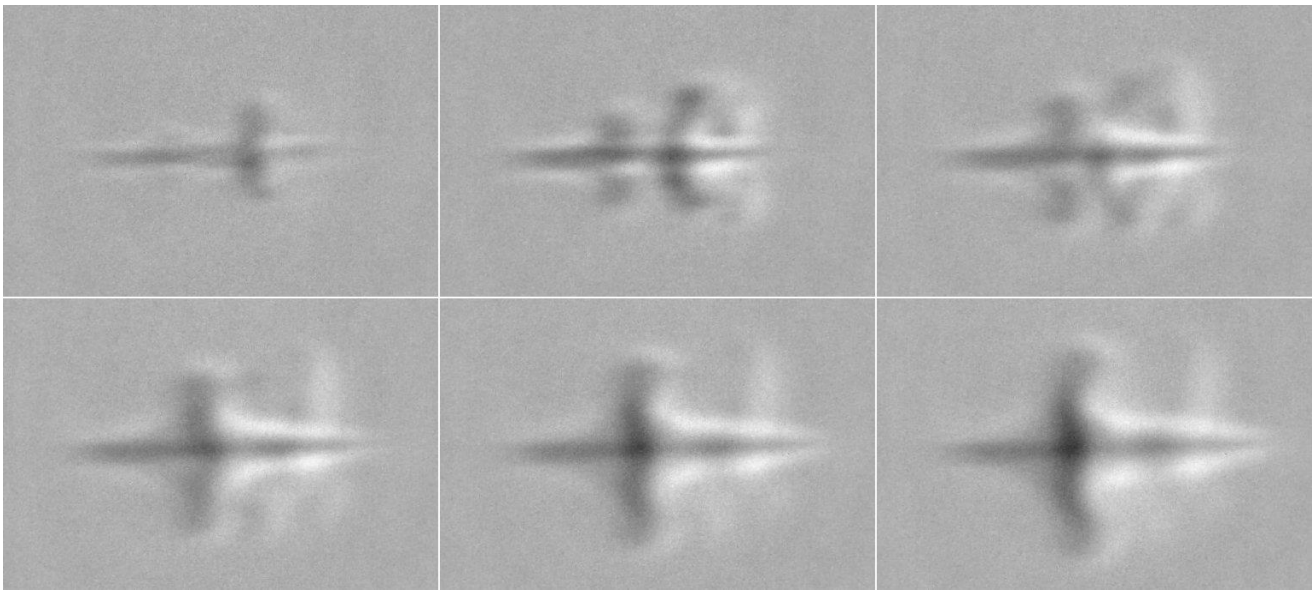


Рисунок 5.1 — Последовательность теневых изображений области вокруг фокальной перетяжки от момента пробоя при инициировании тихого оптического разряда в аргоне при давлении p = 23 бар. Параметр фокусировки лазерного излучения f/d = 3.5. Луч падает справа налево. Интервал между кадрами 0.5 мс. Размер кадров 1.5×1 мм^2

На последовательности изображений скоростной теневой съёмки можно видеть, как в результате столкновения встречных потоков, генерируемых при пробое, формируются потоки, направленные перпендикулярно оптической оси. При анализе последовательности теневых изображений надо обязательно учитывать, что фокусировка лазерного излучения осуществляется вблизи центра кварцевой колбы, стенка которой имеет форму вытянутого в вертикальном направлении сфероида с радиусом кривизны в горизонтальной плоскости примерно вдвое меньше, чем в вертикальной плоскости. Толщина кварцевой стенки составляет 2.2–2.4 мм, внешние радиусы кривизны, соответственно 16 и 32 мм. При прохождении через такую стенку лазерный луч приобретает астигматизм, вследствие которого фокальная перетяжка

удлиняется и приобретает структуру с двумя максимумами интенсивности, расположенными на оптической оси на расстоянии 0.3–0.5 мм друг от друга. В осесимметричном приближении распределение интенсивности в фокальной перетяжке может выглядеть, как показано на рисунке 5.2. Распределение интенсивности показано в условных цветах, тёмными линиями показан ход лучей в лазерном пучке. Для наглядности изображение растянуто в радиальном (вертикальном) направлении в 6.25 раз по сравнению с масштабом в осевом направлении (масштаб указан в микрометрах). Средний уровень интенсивности в фокальной перетяжке при импульсной мощности 35 кВт равен 1.5×10^9 Вт/см^2.

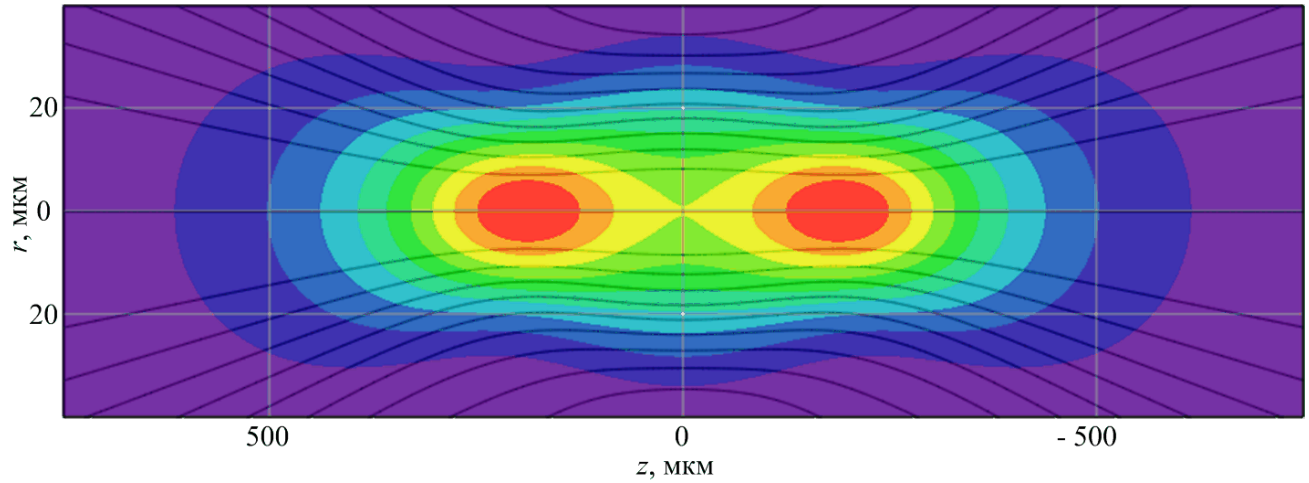


Рисунок 5.2 — Осесимметричное приближение распределения интенсивности излучения в фокальной перетяжке лазерного луча при слабом астигматизме, возникающем при прохождении эллиптической стенки разрядного объёма. Разница в масштабах осевой и радиальной осей 6.25 раз (размер поля 1500×80 мкм^2)

Модельное распределение помогает представить механизм генерации потоков в начальный момент тихого разряда как суперпозицию потоков, возникающих вокруг каждого из фокусов. Вокруг каждого из фокусов возникает два потока, направленных из периферийной области с малым энерговыделением в сторону области с бóльшим энерговыделением, соответствующей ближайшему максимуму интенсивности. При малом поглощении, на уровне нескольких процентов, как в тихом разряде (рисунок 4.8), плотность поглощаемой мощности лазерного излучения примерно пропорциональна интенсивности лазерного излучения. Как видно на втором и третьем кадре рисунка 5.1, примерно через 1–1.5 мс после инициирования разряда можно видеть формирование двух потоков, направленных перпендикулярно оптической оси. Расположение этих

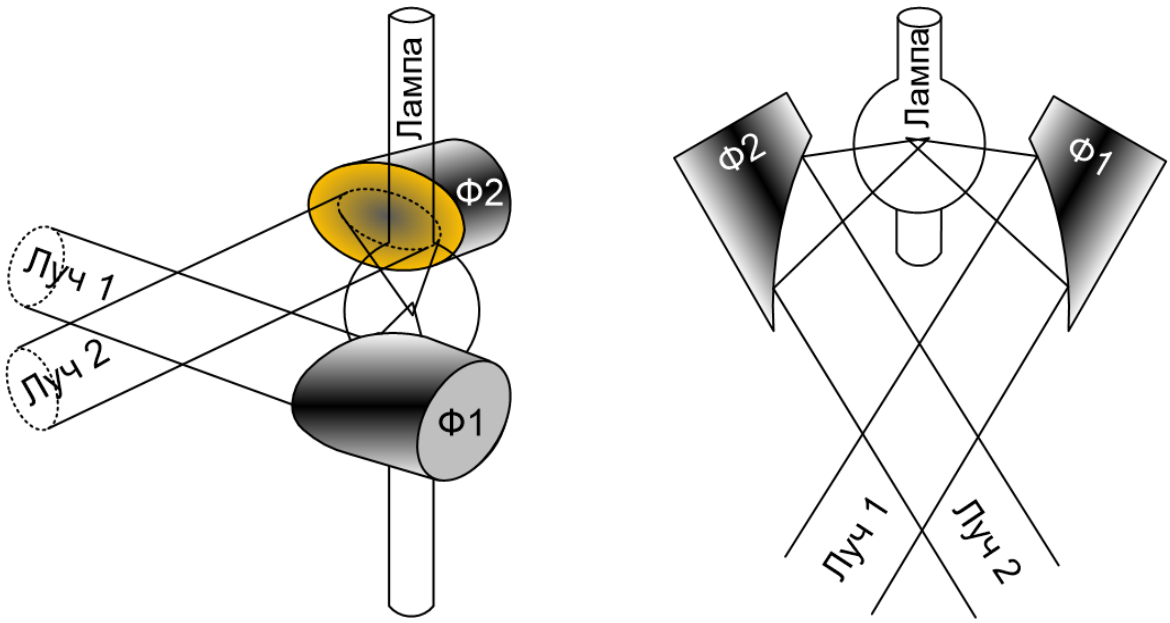
потоков примерно соответствует положению максимумов интенсивности на распределении рисунка 5.2. В ходе дальнейшей эволюции форма перетяжки меняется из-за того, что вследствие энерговыделения в газе и образования потока в области перетяжки образуется тепловая газовая отрицательная линза [155]. В результате ближний к лазеру максимум интенсивности смещается в сторону второго максимума, из-за чего ближний к лазеру поперечный поток исчезает, а второй наоборот усиливается, что и наблюдается на последующих кадрах. Таким образом, поперечный поток, наблюдаемый на кадрах скоростной съёмки, возникает вследствие столкновения и растекания в стороны первичных потоков.

Первичные потоки образуются в результате коллапса области нагретого газа, некоторое время расширяющейся после лазерного пробоя. Условиями образования направленного потока являются вытянутая вдоль оптической оси форма области энерговыделения, а также градиент плотности энерговыделения вдоль оси. Когда заканчивается расширение газа вокруг вытянутой области энерговыделения, коллапс начинается с того конца, где плотность энерговыделения меньше. Таким образом, формируется первичный поток вдоль оптической оси, направленный в сторону большей плотности энерговыделения.

5.2 Экспериментальная установка и методика исследования

5.2.1 Поддержание оптических разрядов на пересечении двух сфокусированных лучей

Для поддержания НОР и ИПОР использовалась оптическая схема фокусировки с пересечением двух сфокусированных лазерных лучей вблизи фокуса [149, 176, 177]. Похожая схема была впервые рассмотрена теоретически в работе [178]. О её применении для накачки источников широкополосного излучения высокой яркости сообщалось в работах [149, 176, 177]. В настоящее время данная схема считается перспективной и активно исследуется [125, 126]. В предыдущих исследованиях эта схема была реализована как для поддержания НОР [126, 149], так и ИПОР [149]. В данном разделе применяется вариант с фокусировкой внеосевыми параболическими зеркалами, как показано на рисунке 5.3.



а) *б*)

Рисунок 5.3 — Схема поддержания оптических разрядов в области пересечения двух лазерных лучей, сфокусированных с помощью внеосевых параболических зеркал Ф1 и Ф2. Вид сбоку (*а*), вид сверху (*б*)

Основная идея такой схемы — возможность настройки формы и размеров области максимальной интенсивности лазерного излучения в зависимости от суммарной мощности лазерного излучения, поддерживающего плазму. Тем самым достигаются оптимальные условия для генерации плазмы.

При заданном давлении и мощности лазерного излучения при условии преобладания лучистых потерь в энергетическом балансе НОР размеры плазмы определяются величиной пороговой интенсивности поддержания плазмы в определённом сечении сфокусированного лазерного луча. Эта интенсивность определяет положение границы плазмы в большем или меньшем сечении сходящейся части сфокусированного лазерного луча. В отдельном сфокусированном лазерном луче граница плазмы со стороны, освещаемой лазером, при увеличении мощности передвигается навстречу излучению в сходящейся части луча так, что объём плазмы растёт примерно пропорционально доле мощности лазерного излучения, поглощённого плазмой. При этом температура плазмы и её излучательная способность практически не растёт или снижается.

Плазма, находящаяся в области пересечения двух сходящихся лучей вблизи фокальной перетяжки, освещается лазерным излучением с двух сторон. Область

пересечения сходящихся лазерных лучей может быть настроена так, чтобы её граница примерно соответствовала сечению отдельного луча, в котором интенсивность лазерного излучения немного меньше пороговой для поддержания плазмы при заданной мощности. В этом случае плазма будет располагаться в ограниченной области пересечения лучей. Интенсивность излучения в области пересечения будет в два раза (или более) превышать пороговую для поддержания плазмы. Тем самым в области пересечения лучей будут создаваться условия не для увеличения объёма плазмы, а для повышения её температуры, излучательной способности и яркости.

Источники нестабильности плазмы НОР в сфокусированном лазерном луче хорошо изучены и предложены меры их устранения [126, 179]. В случае НОР в пересекающихся лучах картина потоков вокруг разряда не меняется, стабильность НОР остаётся высокой при условии соблюдения известных методов подавления неустойчивостей, связанных с рефракцией лазерного излучения и конвективными потоками, генерируемыми плазмой.

В случае ИПОР для применений важна повторяемость характеристик плазмы от импульса к импульсу, то же самое важно для корректного сравнения средних по времени характеристик НОР и ИПОР. Вследствие большой плотности мощности тепловыделения при коротком лазерном импульсе накачки вокруг ИПОР возникают газодинамические возмущения, приводящие к нестабильности плазмы [40]. Как показано в главе 4, в случае ИПОР в одиночном сфокусированном луче принципиально асимметричное энерговыделение приводит к генерации интенсивного турбулентного квазистационарного потока, направленного навстречу лазерному лучу. Прохождение луча через турбулентный поток с хаотическими пульсациями плотности и коэффициента преломления вызывает колебания его фазового фронта и диаграммы направленности. Вследствие такого механизма самовоздействия нарастает нестабильность разряда. В результате развития нестабильности возникают хаотические изменения формы, размеров и положения плазмы от импульса к импульсу вплоть до пропусков импульсов ИПОР, т.е. комплекс факторов, препятствующих достижению высоких пиковых и средних по времени характеристик плазмы.

5.2.2 Пространственные характеристики излучения лазеров

В экспериментах использовались два волоконных иттербиевых лазера. Непрерывный лазер Raycus RFL-C1500 [162] и импульсно-периодический лазер IPG YLPN-1-100-200-R λ = 1.064 мкм [172]. Основные характеристики лазеров согласно измерениям и данным [162, 172] представлены в таблицах 5.1, 5.2.

Таблица 5.1 — Характеристики лазерного излучения Raycus RFL-C1500 [162]

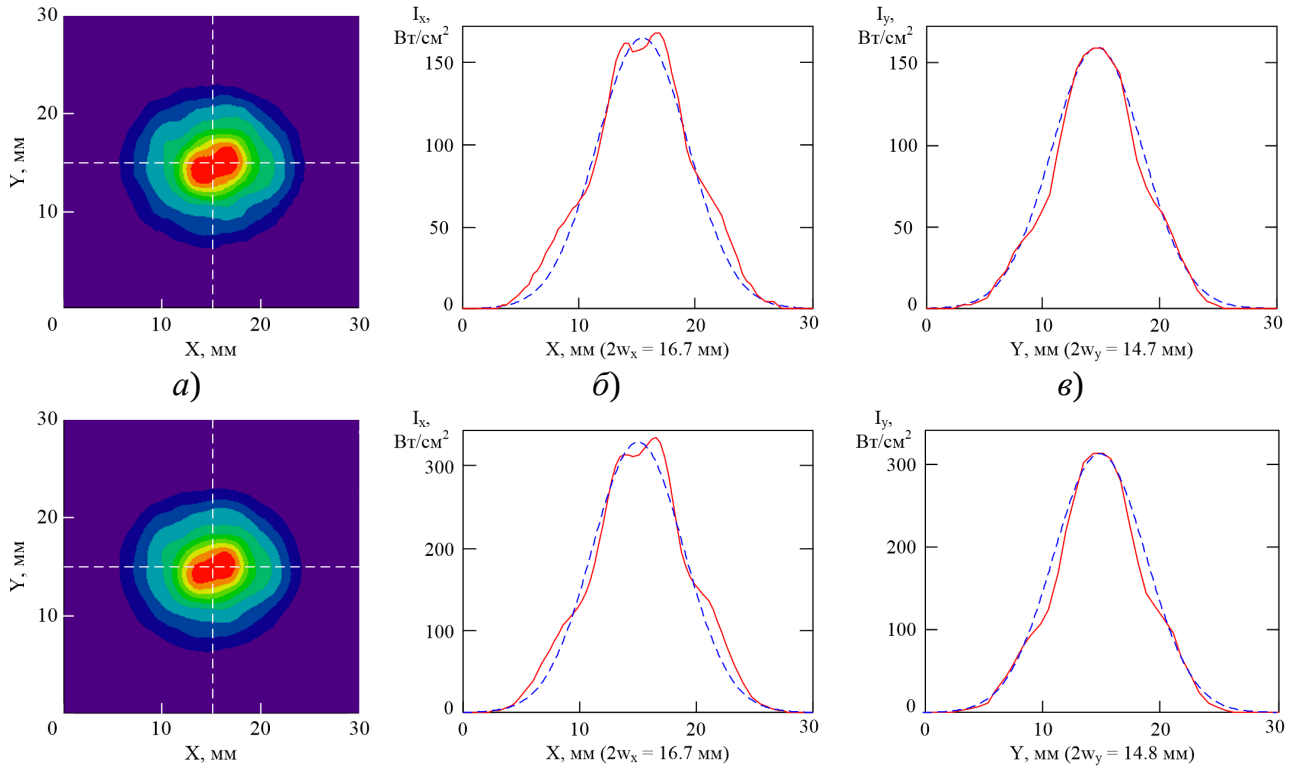
Длина волны излучения, нм	1080 ± 5
Диаметр сердцевины оптического волокна, мкм	50
Половинный угол расходимости излучения (без коллиматора), рад	<0.07
Произведение параметров луча (BPP), мм·мрад	BPP<2
Параметр распространения луча (M^2)	$M^2 < 6$
Тип излучения	Смесь поперечных мод низкого порядка

Таблица 5.2 — Характеристики лазерного излучения IPG YLPN-1-100-200-R [172]

Длина волны излучения, нм	1064 ± 5
Диаметр луча на выходе коллиматора, мм	7
Параметр распространения луча (M^2)	$M^2 = 1.3$
Тип излучения	Близкое к одномодовому
Частота повторения импульсов (f_p), кГц	20–2000
Длительность импульса (FWHM), нс	100
Энергия в импульсе (E_p, при f_p= 20–200 кГц), мДж	≤1
Энергия в импульсе (E_p, при f_p= 200–2000 кГц), мДж	≤200/(f_p [кГц])

В качестве коллиматора для непрерывного лазера использовался стандартный двухкомпонентный ахроматический (исправляющий одновременно и сферическую аберрацию) объектив с апертурой 30 мм и фокусным расстоянием f = 125 мм, просветлённый на длине волны лазерного излучения. С таким коллиматором диаметр луча на выходе был в пределах 14.7–16.7 мм, согласно измерениям. Поскольку пространственные характеристики излучения непрерывного лазера, представлявшего собой смесь нескольких поперечных мод низкого порядка, не были паспортизованы, были проведены измерения распределения интенсивности лазерного луча на выходе лазерного коллиматора. Измерения проводились стандартным измерителем распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного луча Prometec Laserscope UFF-100. Результаты измерений для двух уровней мощности лазерного излучения приведены на рисунке 5.4 в виде двумерных распределений интенсивности (рисунок 5.4, *а, г*) в условных цветах с шагом 10 % от максимума интенсивности и

центральных профилей интенсивности по осям X и Y (рисунок 5.4, *б*, *в*, *д*, *е*). По результатам измерений определялась ширина луча методом вторых моментов в соответствии с рекомендациями стандарта [173] для горизонтальной и вертикальной осей. Средний диаметр луча оказался равным 15.7 мм. Для сравнения на графиках профилей распределений интенсивности (рисунок 5.4, *б*, *в*, *д*, *е*) синей пунктирной линией показано гауссовское распределение интенсивности шириной 15.7 мм по уровню $1/e^2$. Можно видеть, что измеренные профили распределения интенсивности в поперечном сечении луча близки к усреднённому гауссову распределению. Для формирования излучения импульсно-периодического лазера подбиралась внешняя оптика так, чтобы распределение интенсивности на выходе также было близко к этому гауссову распределению.



а) *б*) *в*)

г) *д*) *е*)

Рисунок 5.4 — Распределения интенсивности излучения лазера Raycus RFL-C1500 в условных цветах (10 градаций через 10 % от максимума) (*а*, *г*) и их профиль вдоль осей X (*б*, *д*) и Y (*в*, *е*) при мощности лазерного излучения P = 160 Вт (*а*–*в*) и P = 300 Вт (*г*–*е*). Пунктирной линией показан усреднённый гауссов профиль шириной 15.7 мм по уровню $1/e^2$, близкий к профилю луча лазера YLPN-1-100-200-R после расширителя пучка

Луч импульсно-периодического лазера YLPN-1-100-200-R характеризуется близким к гауссову распределением интенсивности диаметром 7 мм на выходе

встроенного коллиматора. Для приведения диаметра луча в соответствие с диаметром луча непрерывного лазера после коллиматора устанавливался телескопический расширитель пучка с нормальным увеличением 2.25. При этом на выходе расширителя диаметр лазерного луча составлял 15.75 мм, что, согласно данным измерений (рисунок 5.4), было близко к параметрам луча непрерывного лазера. На оптической схеме рисунка 5.5, общей для НОР и ИПОР, выходной коллиматор непрерывного лазера и коллиматор с телескопическим расширителем луча импульсно-периодического лазера представлены как общий элемент — блок вывода излучения. Встроенный коллиматор импульсно-периодического лазера включает в себя также оптический изолятор Фарадея, препятствующий попаданию обратных отражений в оптический резонатор, что способствует повышению стабильности лазерной генерации от импульса к импульсу.

С точки зрения поглощения лазерного излучения в плазме длины волн обоих лазеров практически равноправны. В области спектра 1040–1100 нм присутствуют 5 активных линий поглощения атома ксенона. Лазерные полосы расположены между двумя наиболее сильными линиями 1053 нм и 1084 нм. Высокая степень ионизации в оптическом разряде и высокое рабочее давление приводят к уширению линий поглощения. В результате поглощение лазерного излучения происходит в перекрывающихся крыльях спектральных линий, почти одинаково для обеих длин волн. Механизмы поглощения в непрерывном спектре — обратное тормозное поглощение и фотоионизация — также мало отличаются для длин волн 1.08 и 1.064 мкм. Суммарные коэффициенты поглощения отличаются ещё меньше.

5.2.3 Схема экспериментальной установки

На рисунке 5.5 представлена оптическая схема установки для поддержания и наблюдения оптических разрядов на пересечении двух сфокусированных лазерных лучей вблизи фокальных перетяжек. Два луча получаются путём разделения лазерного луча на две компоненты с последующей их фокусировкой и сведением в одном разрядном объёме с пересечением. Лучи непрерывного волоконного лазера для поддержания НОР или импульсно-периодического волоконного лазера в случае ИПОР формируются в блоке вывода излучения, состоящем из выходного коллиматора в первом случае или коллиматора в паре с расширителем пучка во втором случае.

Излучение фокусировалось вблизи межэлектродного промежутка стандартной короткодуговой лампы, наполненной ксеноном под давлением 12 бар. Для реализации режима поддержания ИПОР в пересекающихся лучах использовалась светоделительная пластина с коэффициентами отражения и пропускания около 50 %.

На расстоянии 300 мм от блока вывода излучения располагалось светоделительное зеркало, отражавшее примерно 55 % падающего на неё лазерного излучения под углом 152 градуса к оси исходного луча на поворотное зеркало (плоское металлическое водоохлаждаемое зеркало диаметром 50 мм с золотым покрытием, коэффициент отражения около 0.95). Далее лазерный луч, отразившись от второго такого же поворотного зеркала, попадал на фокусирующее зеркало Ф2. Другая часть луча мощностью около 45 %, прошедшая через светоделительное зеркало, попадала на фокусирующее зеркало Ф1. Перед попаданием на фокусирующие зеркала лучи проходили через первую область пересечения, в которой они никак не взаимодействовали из-за низкой интенсивности в несфокусированных лучах.

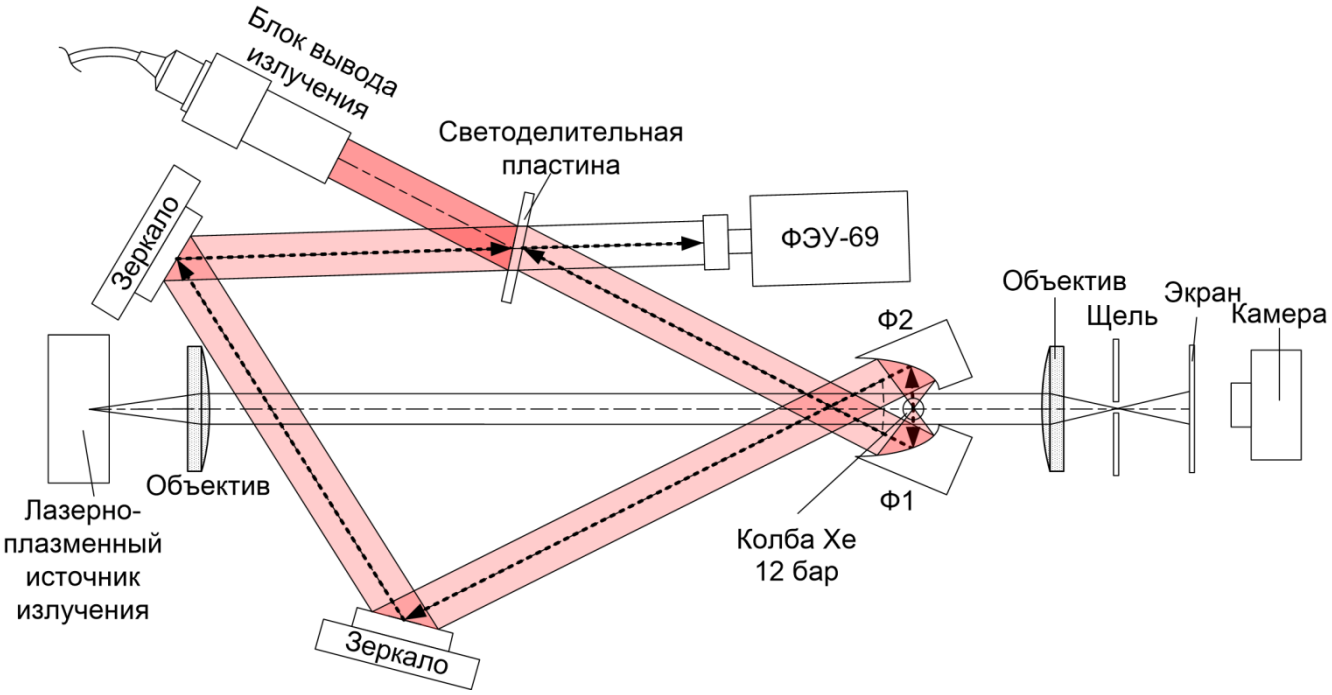


Рисунок 5.5 — Оптическая схема поддержания НОР и ИПОР в пересекающихся лучах и теневого прибора. Луч лазера разделяется на светоделительной пластине. Каждый из лучей фокусируется вблизи центра колбы с ксеноном внеосевым параболическим зеркалом с f = 25.4 мм. Вблизи горизонтальной оси рисунка показан теневой прибор для скоростной фоторегистрации образующихся потоков. ФЭУ используется для регистрации лазерного излучения, проходящего через плазму (пунктирные линии со стрелками)

Фокусировка лучей двумя внеосевыми (90°) параболическими зеркалами в схеме с пересекающимися лучами позволяла уменьшить количество оптических элементов при сохранении функциональности и высоких характеристик излучения волоконного лазера в фокальных перетяжках. Применялись зеркала диаметром d_m = 25 мм с эффективным фокусным расстоянием f_m = 25 мм. Зеркала имели золотой отражающий слой с защитным покрытием, обеспечивающим коэффициент отражения не менее 0.95 на длинах волн лазерного излучения λ = 1.064 мкм и λ = 1.08 мкм. Зеркала были установлены на водоохлаждаемых пластинах, расположенных на юстируемых основаниях, позволявших настроить положение зеркала по трём координатам и по углу к оптической оси. Для настройки области пересечения лучей узлы крепления зеркал могли плавно перемещаться вдоль осей падающих лучей.

Область фокусировки располагалась в средине межэлектродного промежутка стандартной короткодуговой лампы высокого давления Osram XBO 150W/1

номинальной мощностью 150 Вт. Колба лампы, изготовленная из стандартного кварцевого стекла (Osram standard quartz), была наполнена ксеноном под давлением около 12 бар. Во время работы с разрядом из-за нагрева колбы и электродов давление могло возрастать в 2–2.5 раза и достигать 25–30 бар. Электроды лампы использовались для инициирования НОР/ИПОР кратковременным дуговым разрядом. Точная настройка положения лампы осуществлялась по трём координатам с помощью микрометрических винтов.

Узел фокусирующих зеркал, установленных на охладителях с юстировочными элементами и ксеноновой лампой, показан на рисунке 5.6. Широкополосное излучение разряда для измерения яркости и анализа формы разряда выводилось по биссектрисе угла между оптическими осями лучей, падающих на фокусирующие зеркала. Объектив, применявшийся для проецирования изображения разряда, виден на заднем плане фотографии на рисунке 5.6. В верхней части снимка находится коллектор и две подводящие иглы системы охлаждения колбы потоком чистого газообразного азота.

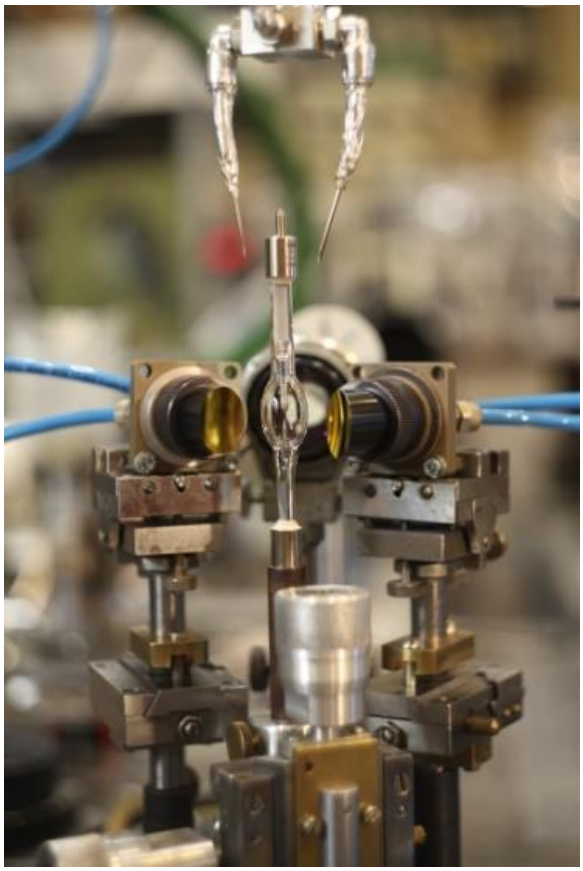


Рисунок 5.6 — Общий вид разрядного объёма с ксеноном (в центре) и двух фокусирующих зеркал с юстировочными приспособлениями

Регистрация формы прошедших через плазму импульсов лазерного излучения проводилась с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-69. ФЭУ был установлен так, чтобы на фотокатод попадало отражённое от светоделительной пластины и проходящее сквозь неё излучение, ранее прошедшее через плазму. Путь лучей, прошедших через разряд, представлен пунктирной линией на рисунке 5.5.

Потоки, генерируемые ИПОР в разрядном объёме, регистрировались теневым методом. Область вокруг плазмы просвечивалась пучком света, создаваемым коллимирующим объективом, использовавшим лазерно-плазменный источник широкополосного излучения ЛПИ-50 в качестве точечного источника света [37]. Второй объектив проецировал теневое изображение на экран обратной проекции. Вблизи фокуса объектива между объективом и экраном располагалась вертикальная щель, с помощью которой повышалась контрастность теневого изображения. С экрана изображение регистрировалось скоростной камерой Optronis CP70-1-M/C-1000 с частотой 1000 или 2000 кадров в секунду.

5.2.4 Инициирование НОР и определение размеров плазмы

Инициирование НОР в ксеноновой дуговой лампе проводилось по стандартной схеме кратковременного дугового разряда между электродами, расположенными внутри колбы с межэлектродным промежутком 2.5 мм. В присутствии лазерного излучения достаточной интенсивности плазма в луче поддерживалась и после выключения дугового разряда.

Для фотосъёмки НОР и ИПОР в проекции на вертикальную плоскость широкополосное излучение выводилось через окно между фокусирующими зеркалами вдоль биссектрисы угла, образованного подводимыми лазерными лучами. Схема получения распределения яркости показана на рисунке 5.7.

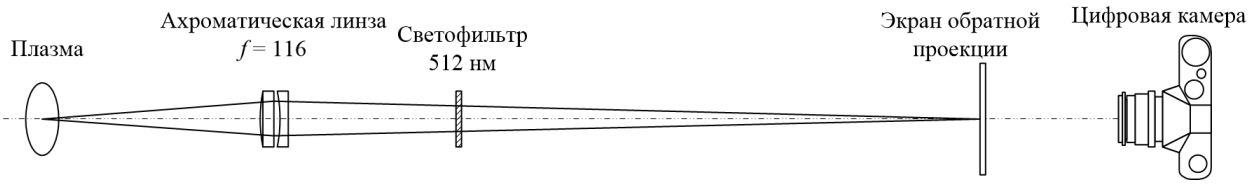


Рисунок 5.7 — Схема получения изображения плазмы. Излучение плазмы собирается ахроматической линзой и фокусируется на экране обратной проекции, с которого происходит регистрация изображения цифровой камерой

Изображение разряда с известным увеличением создавалось на матовом экране обратной проекции с помощью ахроматического объектива с фокусным расстоянием f_1 = 117 мм, диафрагмой d_1 = 10 мм. Увеличенное изображение проецировалось через интерференционный светофильтр с центром 527 или 512 нм с шириной полосы, соответственно, 6 или 6.5 нм и пропусканием в максимуме 44 и 44.5 %. Диапазон пропускания узкополосного фильтра выбирался по признаку отсутствия в нем сильных линий атомов или ионов ксенона, которые могли бы существенно менять распределение яркости. Увеличение составляет M = 19.3.

Изображение фотографировалось с обратной стороны частично прозрачного матового экрана цифровой камерой, расположенной на расстоянии 100 мм. Для получения одного кадра делалось несколько снимков с различными выдержками, а затем изображения складывались. Это позволяло повысить отношение сигнал/шум и увеличить динамический диапазон изображения плазмы. Полученные изображения плазмы использовались для анализа распределения яркости и определения размеров плазмы. Ширина и высота изображения измерялись по уровню 50 % от максимальной яркости.

5.2.5 Излучательные характеристики разряда в пересекающихся лучах

Яркость разряда определялась путём измерения спектральной освещённости в самом ярком месте увеличенного изображения плазмы разряда, соответствующем точке пересечения оптических осей лазерных лучей (см. ниже, рисунок 5.11, *в*, *г*). Оптическая схема измерения яркости показана на рисунке 5.8. Использовалась аналогичная рисунку 5.7 схема. Отличие состоит в отсутствии светофильтра, а вместо экрана обратной проекции в плоскости изображения установлена приёмная площадка спектрального датчика освещённости. Непосредственно измерялась средняя по времени спектральная освещённость приёмной площадки спектрального прибора (диаметр приёмной апертуры 3.9 мм), создаваемая наиболее яркой частью изображения плазмы. Увеличенное изображение плазмы создавалось с помощью стандартного двухкомпонентного ахроматического объектива с известными фокусным расстоянием и апертурой. В типичных условиях эксперимента телесный угол сбора излучения объективом составлял $\Omega \cong 0.005$ Ср при расстоянии от источника излучения до линзы

соответственно $l \cong 125.0$ мм. Точные величины угла и расстояния от линзы до источника излучения определялись условиями фокусировки увеличенного изображения плазмы.

Спектральная освещённость датчика, помещаемого в самой яркой части изображения плазмы, измерялась прокалиброванным спектрометром Ocean Optics HR4000-CG-UV-NIR в спектральном диапазоне 220–1020 нм. Спектрометр калибровался в абсолютных единицах освещённости с помощью стандартного калибровочного источника DH-2000 (комбинированный источник в составе дейтериевой и вольфрамовой галогенной ламп) совместно с оптоволоконным кабелем типа XSR 450 мкм длиной 2 м и стандартным косинус-корректором с рассеивателем из спектралона. Для пересчёта зарегистрированной спектральной освещённости в спектральную яркость плазмы использовался коэффициент, определяемый характеристиками оптической системы. Он учитывал спектральную зависимость коэффициента отражения от поверхностей двухкомпонентной ахроматической линзы, увеличение оптической системы при проекции и телесный угол сбора излучения. Увеличение системы и телесный угол определялись расстоянием между плазмой и датчиком, диаметром апертуры и фокусным расстоянием объектива. В экспериментах размер изображения плазмы существенно превышал диаметр входной апертуры спектрального датчика. Тем не менее, фактор усреднения спектральной яркости по площади входной апертуры учитывался при вычислении максимальной спектральной яркости из данных измерений размеров изображения плазмы по фотографиям.

Косинус-корректор, служивший входной апертурой оптоволоконного спектрометра, устанавливался на подвижной площадке, положение которой относительно изображения плазмы могло плавно подстраиваться с помощью микрометрических винтов по трём координатам, чтобы в процессе измерения настраивать положение входной апертуры на максимум сигнала, соответствующее области максимальной яркости изображения плазмы.

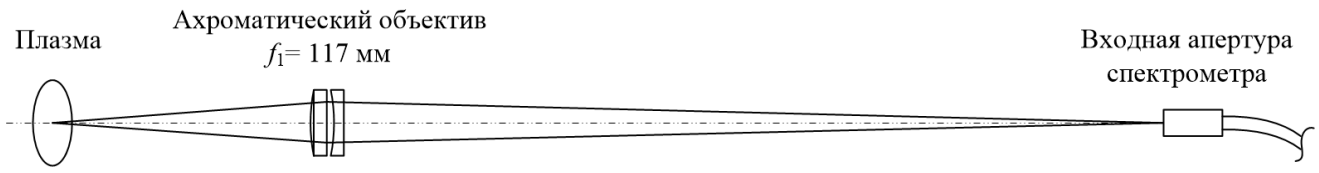


Рисунок 5.8 — Оптическая схема измерения яркости плазмы. Изображение плазмы фокусируется на приёмной площадке спектрометра Ocean Optics HR4000CG-UV-NIR с оптоволоконным вводом с установленным косинусным корректором

Измеряемой геометрической величиной было расстояние от плазмы до датчика вдоль оптической оси системы. Из известных параметров фокусного расстояния линзы f_l и апертуры d_l определялись величины телесных углов, в которых распространялся измеряемый поток излучения. Эти величины использовались для пересчёта измеряемой величины спектральной освещённости в спектральную яркость.

При определении максимальной яркости необходимо учитывать фактор усреднения по площади входной апертуры при измерении. Поскольку апертура датчика и изображение плазмы имеют сравнимые размеры, на апертуре датчика освещённость изображения может заметно меняться. При этом прибор будет измерять не максимальную, а среднюю по площади апертуры освещённость, поэтому для максимальной яркости нужно вводить поправочный коэффициент исходя из измеренного по фотографиям распределения яркости. В условиях данных экспериментов этот поправочный коэффициент мог составлять до 1.5 в зависимости от реального распределения яркости по телу свечения.

Осциллограммы пульсаций яркости плазмы регистрируются с помощью ФЭУ, приёмная площадка которого устанавливается на месте экрана обратной проекции при фотографировании, как показано на рисунке 5.9.

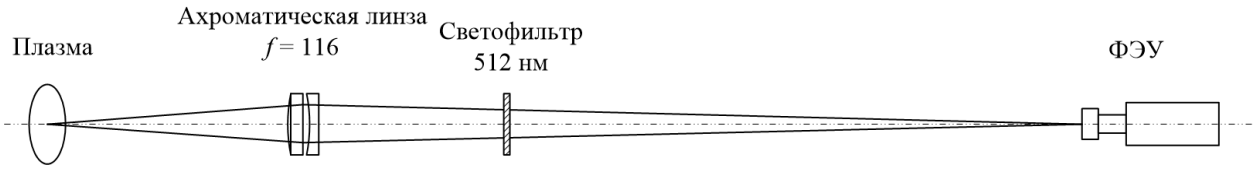


Рисунок 5.9 — Схема измерения временной нестабильности спектральной яркости плазмы на длине волны 512 нм

5.3 Результаты экспериментов

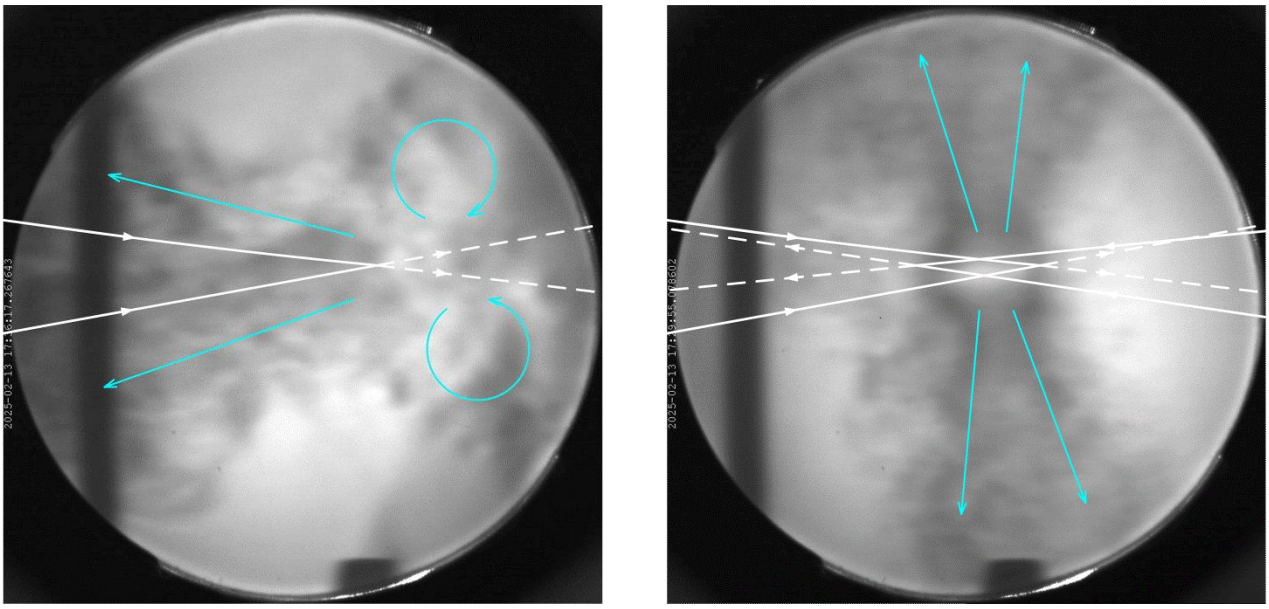
5.3.1 Динамика потоков, генерируемых ИПОР в пересекающихся лучах

Как можно заключить из анализа механизмов генерации потока в направлении поперёк оптической оси, представленного в разделе 5.1, картину потоков, максимально близкую к случаю тихого разряда, можно получить при симметричном распределении плотности энерговыделения. В важном для применений случае ИПОР с сильным поглощением (рисунок 4.10) нужно организовать область разряда таким образом, чтобы

распределение энерговыделения вдоль продольной оси разрядной области было симметричным относительно центра разрядной области, несмотря на высокий коэффициент поглощения лазерного излучения.

Для этого можно использовать схему ИПОР на пересечении двух лазерных лучей, оптические оси которых расположены под достаточно большим углом друг к другу, но не направленных прямо навстречу друг другу. При встречном расположении лучей кроме проблем с возвращением лучей после многих отражений обратно в лазер возникнет проблема воздействия плазмы, возникающей в фокусе одного из лучей, на прохождение другого луча. Чтобы избежать этих проблем, была выбрана схема пересечения двух сфокусированных лучей под углом 127°. Фокусировка каждого из лучей осуществлялась внеосевым параболическим зеркалом с параметром фокусировки f/d = 3.6. Совмещение лучей в области фокуса настраивалось из условия максимальной яркости плазмы. Методика измерения спектральной яркости плазмы представлена в следующем разделе.

Теневая съёмка показала, что направление квазистационарного потока, генерируемого ИПОР, различно в случае поддержания ИПОР одном из пересекающихся лучей (второй луч при этом выключен) и в схеме с пересекающимися лучами. Кадры высокоскоростной фотосъёмки, полученные для обоих случаев, показаны на рисунках 5.10, *а* и 5.10, *б*. Голубые стрелки указывают направления потоков газа. Сплошные белые линии показывают границы и направления падающих лучей, а пунктирные белые линии — границы и направления лучей, прошедших через разряд. Тёмная вертикальная полоса у левого края отверстия представляет собой тень от провода, расположенного на внешней поверхности колбы. ИПОР в одном луче поддерживался в том случае, когда второй луч был просто перекрыт непрозрачным поглощающим излучение экраном. В этом случае квазистационарный турбулентный поток (пятнистая тёмная область на более светлом фоне), генерируемый разрядом, был направлен вдоль оптической оси, преимущественно навстречу падающему лучу (рисунок 5.10, *а*). Такое же направление потока было отмечено в предыдущей главе. В случае, когда пути обоих лучей были открыты, и ИПОР поддерживался в области пересечения лучей, на теневом изображении наблюдались потоки, направленные вверх и вниз (рисунок 5.10, *б*), в среднем перпендикулярно оптическим осям пересекающихся лучей, расположенных почти горизонтально.



а) *б*)

Рисунок 5.10 — Кадры скоростной теневой съёмки (1000 fps) потоков, генерируемых ИПОР. (*а*) Случай одного луча (второй перекрыт); (*б*) случай двух лучей, пересекающихся в зоне ИПОР. Голубые линии показывают направление потоков. Белые линии показывают границы и направление лазерных лучей. Частота повторения импульсов $f_{\text{р}}$ = 20 кГц, энергия в импульсе 0.4 мДж (*а*), 0.8 мДж (*б*). Размер кадров 2.74×2.74 мм

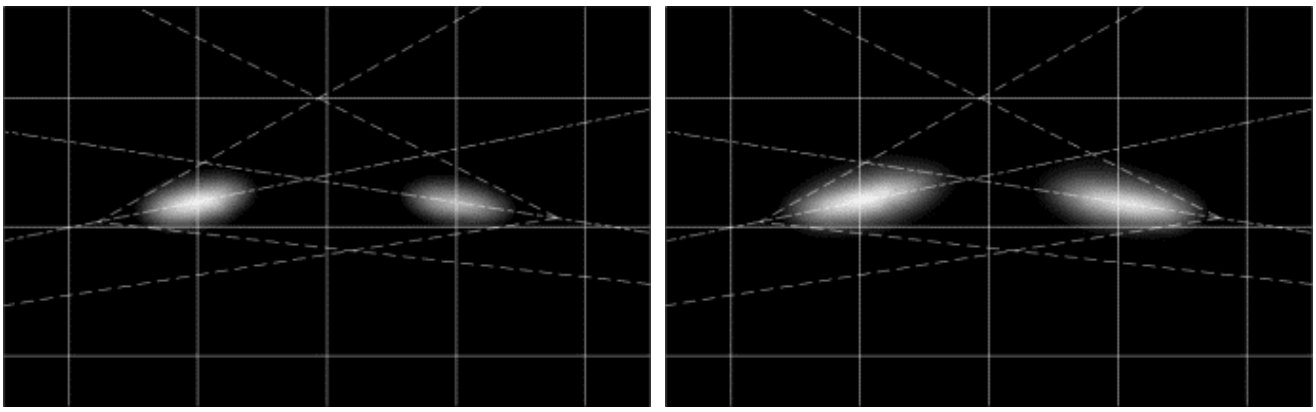
Потоки из области разряда, выглядящие на рисунке 5.10, *б*, как два потока, направленных вверх и вниз, на самом деле представляют собой единый веерообразный поток, направленный приблизительно вдоль биссектрисы угла пересечения оптических осей 127°. Такое направление соответствует логике образования наблюдаемого потока в результате столкновения двух потоков, подобных представленному на рисунке 5.10, *а*.

Таким образом, в конфигурации ИПОР с пересекающимися в зоне разряда лазерными лучами, генерируемые потоки приобретают направление практически поперечно к оптическим осям подводимых лучей. При этом подводимые лучи не испытывают преломления на градиентах плотности встречных турбулентных потоков из зоны разряда, что должно способствовать повышению стабильности плазмы ИПОР от импульса к импульсу. В следующем разделе приведены данные измерений излучательных характеристик и стабильности ИПОР в пересекающихся лучах.

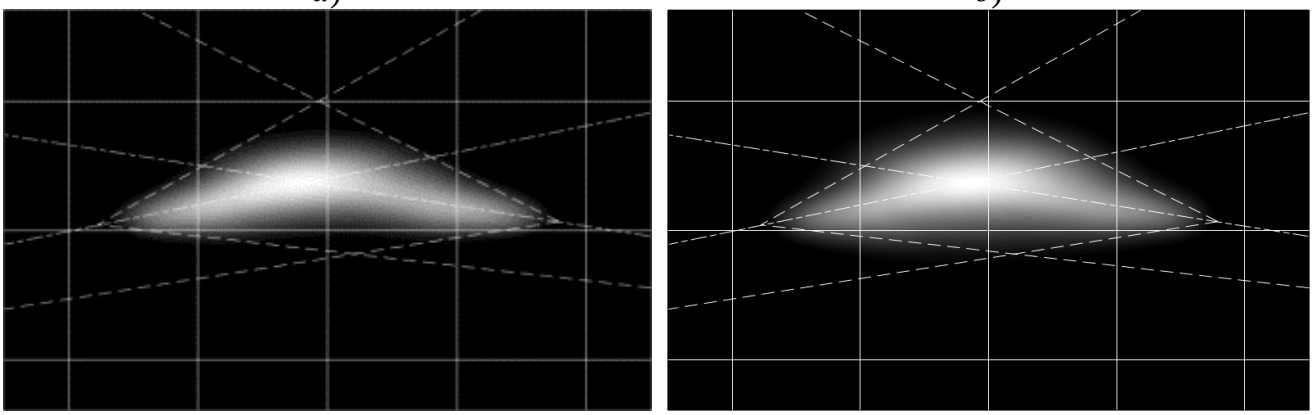
5.3.2 Плазма НОР в схеме с пересекающимися лучами

При оптимальной настройке положения фокусов, определяемой экспериментально, сфокусированные лазерные лучи пересекались сходящимися частями конусов фокусировки так, что расстояние между точками их фокусов составляло a = 1.35 мм. Области, занятые плазмой разряда, при малой мощности локализовались вблизи фокуса в сходящейся части каждого из лучей. С ростом мощности плазма увеличивалась и занимала всю область пересечения лучей, при этом точка максимальной яркости плазмы примерно совпадала с точкой пересечения оптических осей сфокусированных лазерных лучей. Данное расстояние было принято как близкое к оптимальному, как для случая НОР, так и для ИПОР.

Была определена пороговая мощность поддержания НОР в схеме с пересекающимися лучами. Фотография плазмы в припороговом режиме в проекции на вертикальную плоскость представлена на рисунке 5.11, *а*. Суммарная мощность лазерного излучения составляет 37+35=72 Вт. На фотографии можно видеть, что в таком режиме горят две плазмы, при этом каждая плазма горит в своём луче. Лучи наклонены под небольшим углом, образованным за счёт поворотов зеркал вокруг собственной оси при совмещении фокусов. При дальнейшем уменьшении мощности лазера плазма сдвигалась ближе к фокальным перетяжкам лучей, пока наконец не гасла при пороговой мощности около 35±1 Вт в каждом из лучей.



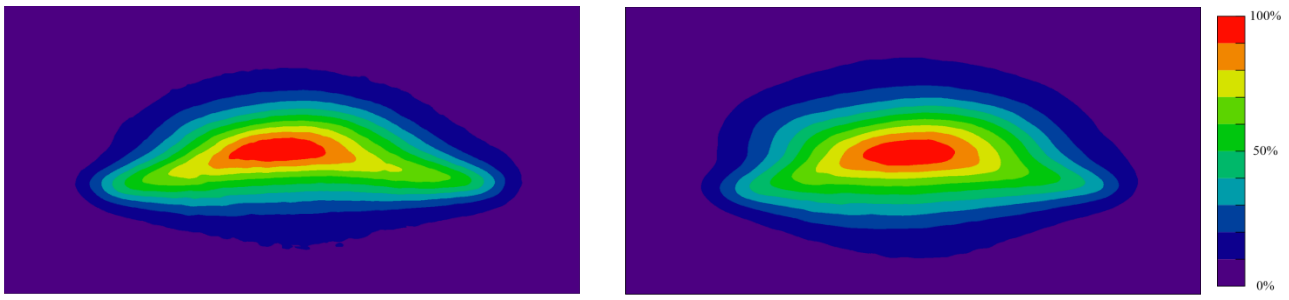
а) *б*)



в) *г*)

Рисунок 5.11 — Расположение плазмы НОР в зоне пересечения лучей в проекции на вертикальную плоскость. Прерывистыми линиями показаны оптические оси и границы сходящихся частей лучей по уровню 86 % мощности. Параметр фокусировки f_m/d_m = 1.6 (NA = 0.3). Расстояние между центрами перетяжек лучей a = 1.3–1.4 мм. Фото через узкополосный светофильтр 527 нм. Мощность в каждом из лучей: *а*) P = 37+35 Вт; *б*) 50+47 Вт; *в*) 113+106 Вт; *г*) 147+138 Вт. Шаг координатной сетки — 0.4 мм. Кадр 2×1.24 мм^2

При увеличении суммарной мощности излучения свыше $P > 200$ Вт плазма занимала всю область пересечения лазерных лучей, увеличивая яркость с ростом мощности. Распределения яркости изображений плазмы НОР в сплошном спектре на длине волны 512 нм, полученные при суммарной мощности лазерного излучения P = 113+106=219 Вт и P = 147+138=285 Вт, показаны на рисунке 5.12, *а*, *б*, в условных цветах. Цвета обозначают уровни яркости с интервалом 10 % от максимальной. Размеры плазмы, используемые при определении поправочных коэффициентов для вычисления спектральной яркости, определялись по уровню 1/2 от максимальной (FWHM), который на рисунке соответствует границе между зелёным и сине-зелёным уровнями.



а) *б*)

Рисунок 5.12 — Распределение яркости плазмы НОР на длине волны λ = 527 нм при мощности лазерного излучения (*а*) P = 219 Вт и (*б*) P = 285 Вт в условных цветах (10 градаций через 10 % от максимума). Размер кадров 2×1 мм^2

Размеры плазмы по уровню FWHM для случая рисунка 5.12, *а* — ширина w = 1.2 мм, высота h = 0.24 мм, площадь фигуры, ограниченная изолинией FWHM — s = 0.20 мм^2. Соответственно, для рисунка 5.12, *б* — w = 1 мм, h = 0.26 мм, s = 0.21 мм^2.

Измерения яркости начинались с настройки положения входной апертуры оптоволоконного спектрометра на максимум сигнала в плоскости изображений ахроматического объектива. Полученные данные спектральной освещённости изображения преобразовались в яркость плазмы с учётом размеров и положения апертуры спектрометра относительно измеренного распределения яркости плазмы. Была определена спектральная яркость плазмы НОР при мощности лазерного излучения P = 219 и 285 Вт (рисунок 5.13). Максимальный уровень яркости наблюдается в диапазоне λ = 300–500 нм. С повышением мощности лазерного излучения усиливается эффект самообращения атомных линий. Данный эффект обусловлен большей оптической толщиной плазмы НОР в центрах линий и, соответственно, поглощением излучения внутренних областей плазмы атомами ксенона, находящимися в более холодных внешних слоях разряда.

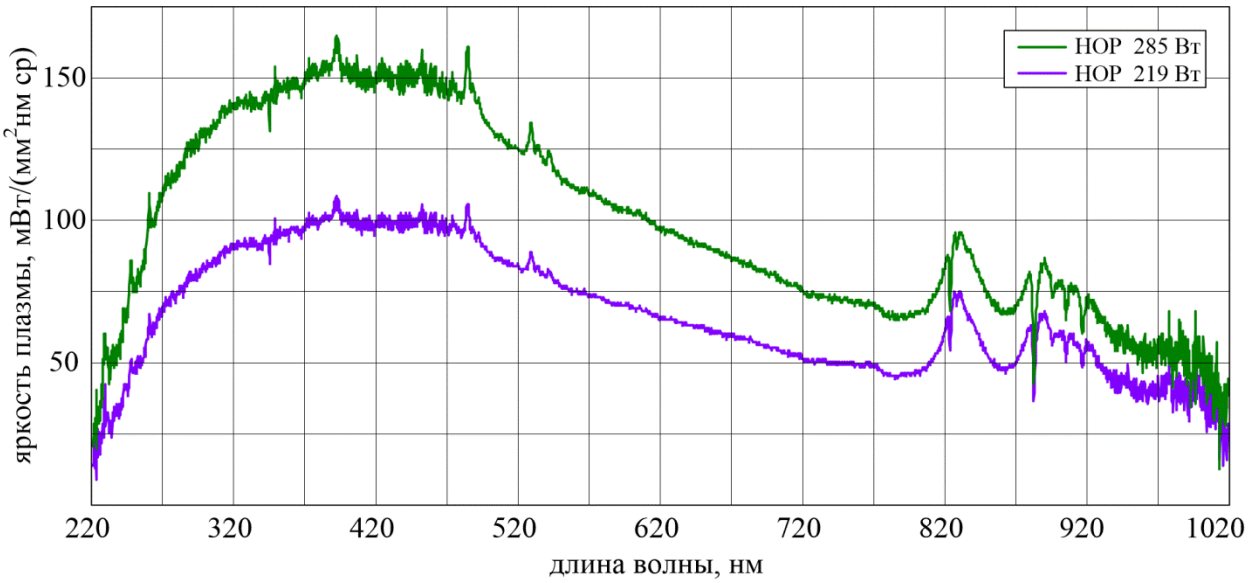
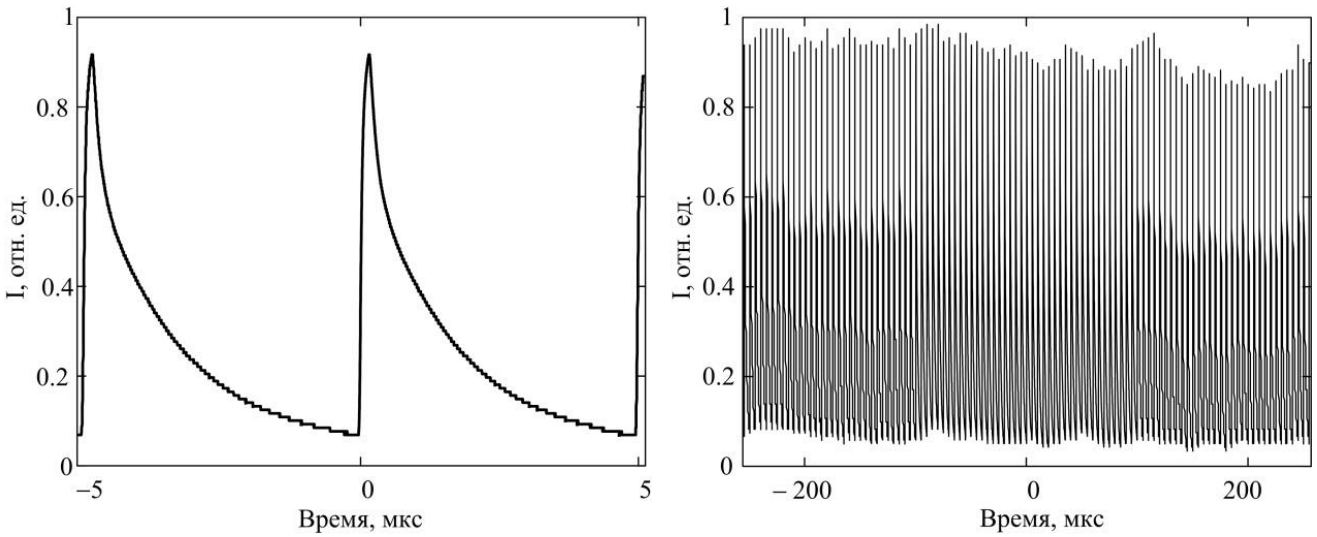


Рисунок 5.13 — Максимальная спектральная яркость НОР в пересекающихся лазерных лучах при мощности лазерного излучения P = 219 Вт (фиолетовая кривая) и P = 285 Вт (зелёная кривая)

Уменьшение уровня яркости в УФ-диапазоне $\lambda < 300$ нм отчасти обусловлено снижением пропускания обычного кварцевого стекла. Тем не менее, для сравнения эффективности генерации УФ-излучения НОР и ИПОР это обстоятельство не имеет особого значения, поскольку оба разряда были реализованы в одной и той же колбе.

5.3.3 Плазма ИПОР в схеме с пересекающимися лучами

Скважность пульсаций яркости плазмы (S = 3.14 для f_p = 200 кГц), определённая по осциллограммам, полученным с помощью ФЭУ (рисунок 5.14, *а*), позволяет оценить, что мгновенная яркость в импульсе в области непрерывного спектра достигает величин 700 мВт/(мм^2·нм·ср). В ионных линиях ($\lambda < 300$ нм) средняя по времени спектральная яркость достигает двукратного уровня непрерывного спектра, а её пиковое значение, например, в группе ионных линий 230 нм (XeII), достигает 1400 мВт/(мм^2·нм·ср).



а) *б*)

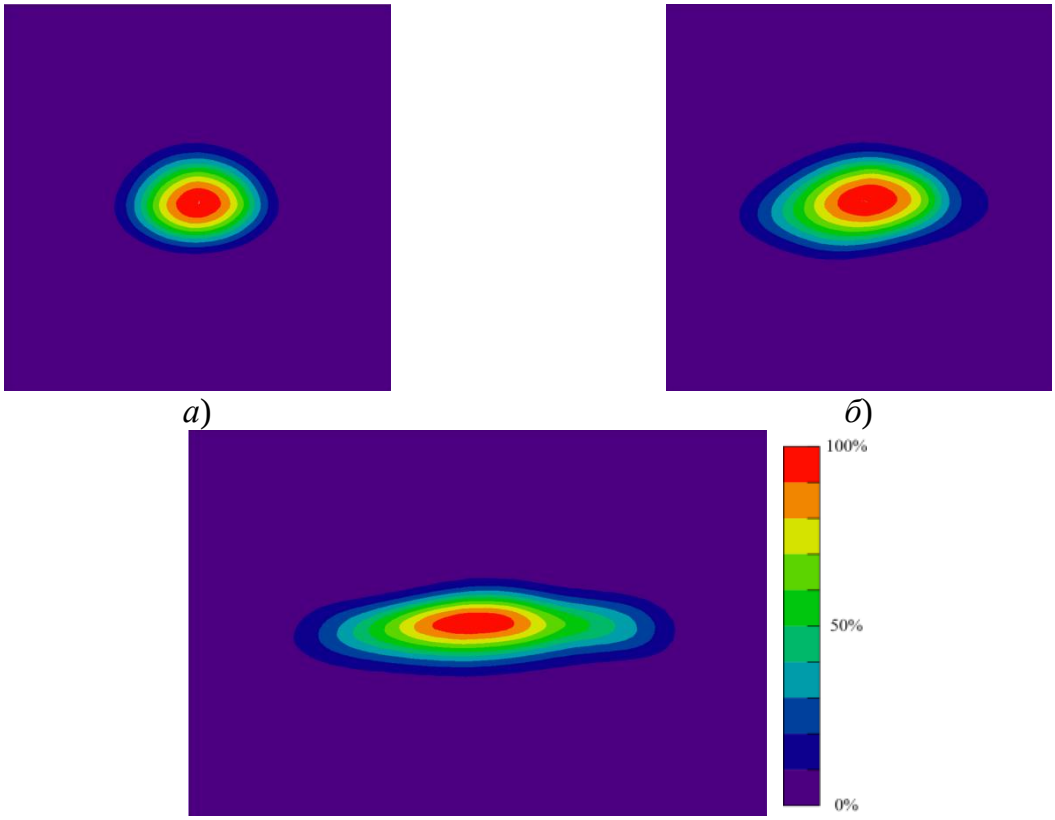
Рисунок 5.14 — Осциллограммы спектральной яркости импульсно-периодического оптического пробоя (на длине волны 512 нм) в пересекающихся лучах при частоте повторения импульсов лазерного излучения $f_{\text{р}}$ = 200 кГц. (*а*) Развёртка 10 мкс; (*б*) Развёртка 500 мкс

Нестабильность от импульса к импульсу, оценённая по данным осциллограмм спектральной яркости, таким, как показаны на рисунке 5.14, *а*, *б*, составляет от 7 до 10 %. Как показали наблюдения, в ряде режимов поддержания ИПОР пробой от импульса к импульсу может инициироваться в различных местах вдоль фокальной перетяжки. В этом заключается основная причина нестабильности характеристик плазмы ИПОР. Эффект значительно уменьшается в схеме пересекающихся лучей и при увеличении остроты фокусировки (уменьшении параметра фокусировки) лазерного излучения, тем не менее оставаясь существенным. Для использования режимов ИПОР в источниках широкополосного излучения высокой спектральной яркости требуются дополнительные меры по стабилизации формирования разряда в каждом импульсе.

Данные по характеристикам плазмы ИПОР были получены теми же приборами в тех же условиях, что и данные по характеристикам НОР. Усреднение временных флуктуаций при фотографировании разряда обеспечивалось сложением 8–10 кадров, снятых с разными выдержками. Одновременно достигалось увеличение динамического диапазона и снижение отношения сигнал/шум. При снятии спектра также применялось усреднение путём сложения нескольких десятков спектров.

Полученные распределения яркости плазмы ИПОР при трёх частотах повторения лазерных импульсов в сплошном спектре на длине волны 512 нм представлены на

рисунке 5.15. Остальные параметры — энергия в импульсе около 1 мДж и длительность импульса около 100 нс — во всех случаях оставались неизменными. Исследовались режимы: 1) Частота повторения импульсов $f_p = 100$ кГц при средней по времени мощности лазерного излучения $P = 97$ Вт (рисунок 5.15, *а*), 2) $f_p = 200$ кГц, $P = 191$ Вт, (рисунок 5.15, *б*), 3) $f_p = 2$ МГц и $P = 191$ Вт (рисунок 5.15, *в*). Размеры плазмы по уровню яркости FWHM (ширина w, высота h, площадь s), определённые так же, как в случае НОР, следующие: 1) $w = 0.26$ мм, $h = 0.17$ мм, $s = 0.07$ мм^2, 2) $w = 0.37$ мм, $h = 0.18$ мм, $s = 0.09$ мм^2, 3) $w = 0.59$ мм, $h = 0.15$ мм, $s = 0.127$ мм^2.



а) *б*) *в*)

Рисунок 5.15 — Распределение яркости плазмы на длине волны 512 нм ИПОР при частотах повторения импульсов лазерного излучения *а*) $f_p = 100$ кГц и мощности $P = 97$ Вт, *б*) $f_p = 200$ кГц и мощности $P = 191$ Вт, *в*) $f_p = 2$ МГц и мощности $P = 191$ Вт в условных цветах. Размер кадров (*а*, *б*) 1×1 мм^2 и (*в*) 1.5×1 мм^2

Из сравнения данных рисунков 5.12 и 5.15 можно заключить, что размеры плазмы ИПОР заметно меньше, чем в случае НОР при аналогичных уровнях средней по времени лазерной мощности. Данный эффект обусловлен импульсно-периодическим характером излучения, благодаря которому плазма за время импульса не успевает выйти из области

высокой интенсивности лазерного излучения. Именно удержанием плазмы вблизи фокальной перетяжки обусловлено значительное увеличение спектральной яркости плазмы ИПОР в ультрафиолетовом диапазоне. Высокая интенсивность лазерного излучения обеспечивает увеличение температуры и концентрации электронов в плазме, что является необходимым условием для повышения эффективности генерации ультрафиолетового излучения.

Соответствующие данные по спектральной яркости плазмы ИПОР представлены на рисунке 5.16.

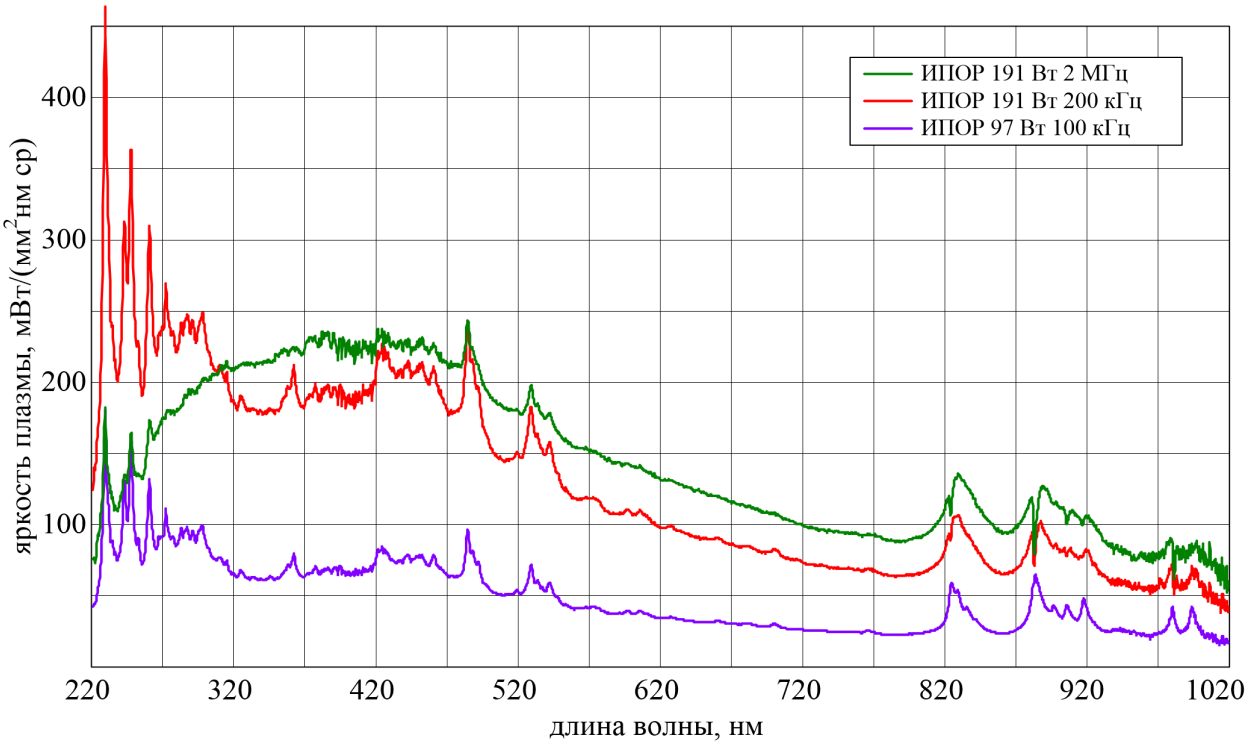


Рисунок 5.16 — Средняя по времени максимальная спектральная яркость ИПОР в пересекающихся лазерных лучах при частоте повторения импульсов f_p = 100 кГц, средней мощности P = 97 Вт (фиолетовая кривая); f_p = 200 кГц, P = 191 Вт (красная кривая); f_p = 2 МГц, P = 191 Вт (зелёная кривая)

Видно, что кривые средней по времени спектральной яркости ИПОР для частоты повторения импульсов f_p = 100 и 200 кГц выделяются весьма значительным увеличением в УФ-диапазоне, так что максимум смещается в область короче 300 нм, несмотря на то, что стандартное кварцевое стекло, из которого изготовлена колба лампы, имеет сниженное пропускание в этом диапазоне. Особенно выделяется излучение в спектральных линиях однократно ионизованного ксенона в диапазоне 220–280 нм, которые едва заметны на спектральных кривых для НОР рисунка 5.13. Это

свидетельствует о значительно более высокой степени ионизации ксенона в ИПОР, более высокой температуре и концентрации электронов и, соответственно, высокой эффективности излучения в УФ-диапазоне. При частоте повторения импульсов 2 МГц эффективность излучения в УФ-диапазоне снижается, наблюдается относительный спад излучения ионных линий, а максимум спектральной кривой смещается в видимый диапазон 400–500 нм, что делает спектр ИПОР при данной частоте повторения похожим на спектр НОР. Это неудивительно, если принять во внимание, что при частоте повторения $f_{\text{р}}$ = 2 МГц энергия в импульсе снижена в 10 раз по сравнению с режимом $f_{\text{р}}$ = 200 кГц (одинаковая средняя мощность), а отдельные импульсы излучения, длительность которых 1–1.5 мкс определяется скоростью рекомбинации электронов, практически сливаются. В таких условиях режим ИПОР начинает приближаться к режиму НОР. Тем не менее, лазерные импульсы, длительность которых даже по основанию не превышает 200 нс, не сливаются даже при частоте 2 МГц, поэтому плазма ИПОР и выглядит компактнее, и излучает в среднем ярче, чем плазма НОР при сравнимом уровне мощности лазерного излучения. Но если сравнивать с режимом ИПОР при $f_{\text{р}}$ = 200 кГц, на частоте повторения импульсов $f_{\text{р}}$ = 2 МГц плазма в среднем находится дальше от фокусов, чем при $f_{\text{р}}$ = 200 кГц, когда импульсы излучения ещё не сливаются, поэтому кривая спектральной яркости для $f_{\text{р}}$ = 2 МГц демонстрирует спад с уменьшением длины волны в УФ-диапазоне, приближаясь к характеристикам НОР.

5.3.4 Сравнение спектральной яркости плазмы НОР и ИПОР

На рисунке 5.17 приведены графики максимальной спектральной яркости плазмы НОР и ИПОР. Сравнение спектральной яркости ИПОР при средней лазерной мощности 191 Вт и частоте повторения импульсов $f_{\text{р}}$ = 200 кГц с НОР при лазерной мощности 219 Вт показало, что в синем и ультрафиолетовом диапазонах спектральная яркость ИПОР увеличивается более чем в 2 раза по сравнению с НОР при близком или даже большем уровне средней по времени лазерной мощности. Главное отличие ИПОР заключается в том, что ИПОР намного эффективнее излучает в УФ-диапазоне. В диапазоне короче 300 нм ИПОР при средней лазерной мощности 97 Вт генерирует столько же или больше излучения, чем НОР при мощности 285 Вт.

Также можно видеть, что при сопоставимом уровне лазерной мощности (219 Вт для НОР и 191 Вт для ИПОР), средняя по времени яркость ИПОР выше, чем НОР, во

всей рассмотренной области спектра. Это обусловлено значительно меньшими размерами плазмы ИПОР при сопоставимом уровне поглощённой мощности лазерного излучения.

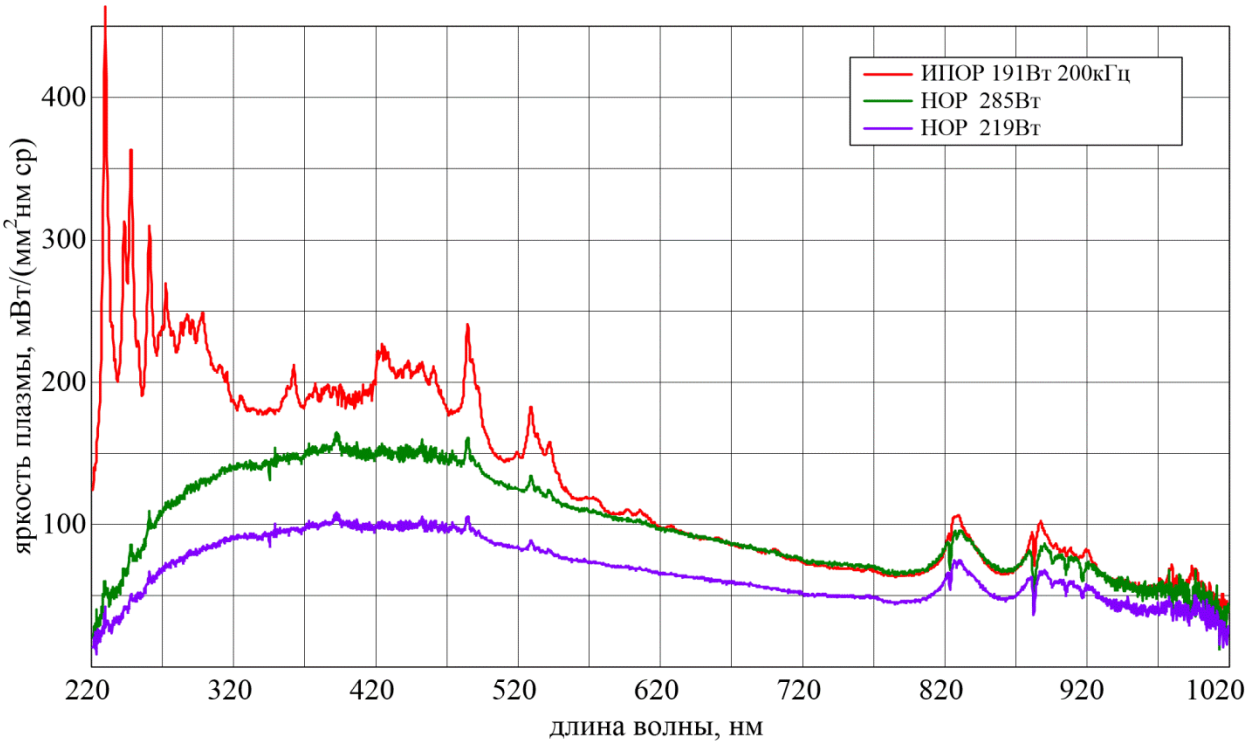


Рисунок 5.17 — Средняя по времени максимальная спектральная яркость НОР при лазерной мощности P = 219 Вт (зелёная линия); P = 285 Вт (фиолетовая линия) и ИПОР при f_p = 200 кГц, P = 191 Вт (красная линия) в пересекающихся лазерных лучах

Как было определено ранее, в схеме с пересекающимися лазерными лучами при частоте повторения импульсов f_p = 200 кГц скважность импульсов яркости плазмы составляет $S > 3$. Нестабильность пиковых значений яркости от импульса к импульсу остаётся в пределах 7–10 %. В соответствии с этими данными, мгновенная яркость в импульсе в области непрерывного спектра достигает 700 мВт/(мм^2 нм ср). При этом пиковое значение яркости сильной ионной линии в области 220–240 нм достигает 1400 мВт/(мм^2 нм ср). Яркость НОР при лазерной мощности 285 Вт в той же спектральной линии не превышает 65 мВт/(мм^2·нм·ср), более чем в 20 раз ниже.

Справедливости ради следует отметить, что если сравнивать не максимальную яркость, а полный поток или силу света в УФ-диапазоне, преимущество ИПОР выглядит не таким впечатляющим. Для оценки силы света можно умножить интегральную по спектру яркость в диапазоне 220–320 нм на эффективную излучающую площадь плазмы s. Результат представлен в таблице 5.3.

Таблица 5.3 — Сравнение силы света и интегральной яркости НОР и ИПОР в диапазоне 220–320 нм

$\Delta\lambda$ = 220÷320 нм	НОР, 219 Вт	НОР, 285 Вт	ИПОР, 200 кГц, 191 Вт	ИПОР, 2 МГц, 191 Вт
$I_{\Delta\lambda}$, мВт/(мм^{2}ср)	6.2	9.8	23.7	16.6
s, мм^2	0.202	0.21	0.09	0.127
$I_{\Delta\lambda} \cdot s$, Вт/ср	1.25	2.07	2.14	2.11

Эффект сравнимых значений силы света при значительно различающихся значениях яркости обусловлен меньшими размерами плазмы ИПОР по сравнению с НОР. Однако и в отношении силы света плазма ИПОР излучает в УФ-диапазоне так же, как плазма НОР при средней лазерной мощности, превышающей мощность ИПОР в 1.5 раза, а при сопоставимом уровне средней лазерной мощности сила света ИПОР превышает силу света НОР более чем в 1.5 раза. Таким образом, для применений, в которых существенное значение имеет не только сила света, но и яркость в УФ-диапазоне, преимущества ИПОР могут оказаться решающими.

Полученные данные указывают на существенную роль подбора частотных режимов в формировании спектральных характеристик источника, что следует учитывать при оптимизации параметров ИПОР для задач, в которых требуется повышенная спектральная яркость в УФ-диапазоне.

5.3.5 Осциллограммы падающего и проходящего импульсов лазерного излучения

Важной характеристикой, отличающей разные типы импульсно-периодических оптических разрядов, выступает динамика изменения пропускания плазмой лазерного излучения. На рисунке 4.10 были приведены данные, показывающие различие формы импульсов проходящего через область разряда лазерного излучения для случаев тихого разряда и импульсно-периодического пробоя в схеме с одним лучом. В этих экспериментах также использовалось излучение лазера YLPN-1-100-200-R с энергией в импульсе $E_р$ = 1 мДж и частотой повторения импульсов $f_р$ = 30 кГц, сфокусированное в разрядном объёме кварцевой колбы с ксеноном с параметром фокусировки f/d = 10.6.

Тихий оптический разряд отличается малым поглощением излучения, которое начинается практически с момента достижения максимальной интенсивности падающего излучения и продолжается до конца импульса (рисунок 4.10, *а*). Принципиально другая картина наблюдается при ИПОР в виде импульсно-периодического пробоя в фокальной перетяжке одного луча (рисунок 4.10, *б*).

Поглощение лазерного излучения также начинается в момент максимума интенсивности, затем быстро нарастает. В течение 30–40 нс достигается поглощение более 90 % подводимой мощности. При таком поглощении симметрия энерговыделения относительно центра перетяжки нарушается, максимум плотности мощности энерговыделения смещается в сторону источника излучения, навстречу лучу. При таком распределении плотности поглощённой энергии излучения образуется поток навстречу лазерному лучу, как показано на рисунке 5.10, *а*.

При реализации ИПОР с двумя пересекающимися лучами наблюдается другой вид осциллограммы проходящего излучения, показанный на рисунке 5.18. Как видно из рисунка, к концу лазерного импульса (энергия в импульсе $E_{\text{р}} = 1$ мДж, частота повторения импульсов $f_{\text{р}} = 200$ кГц) наблюдается значительное увеличение интенсивности прошедшего излучения по сравнению с уровнем, характерным для ИПОР в одном луче, приведённом на рисунке 4.10, *б*. Строго говоря, небольшое повышение интенсивности к моменту окончания импульса наблюдается и на рисунке 4.10, *б*. Таким образом, форму сигнала проходящего лазерного импульса рисунка 5.18 можно рассматривать как следствие усиления в пересекающихся лучах некоторого фактора, действующего и в случае одиночного луча. То есть, в рассматриваемом случае разность осциллограмм падающего и прошедшего излучения уже нельзя интерпретировать как форму импульса поглощённого излучения.

Наблюдаемую форму импульса проходящего излучения нельзя объяснить частичным отражением лазерного излучения от плазмы, поскольку для эффективного отражения излучения плотность электронов в плазме N_e должна приближаться к критической $N_{\text{с}}$, определяемой из условия равенства частоты Лэнгмюровских колебаний плазмы частоте лазерного излучения: $N_{\text{с}} \cong 10^{21}$ см$^{-3}$ для $\lambda = 1.064$ мкм. Из приведённой в следующем разделе оценки для $N_{\text{е}} \approx 2\times10^{19}$ см$^{-3}$ в случае ИПОР следует, что $N_{\text{е}} << N_{\text{с}}$, то есть отражение излучения от плазмы несущественно.

Более важным фактором может быть рефракция лазерного излучения при прохождении разрядной плазмы, в результате которой лазерный пучок дефокусируется, угол его расхождения после прохождения плазмы уменьшается, что приводит к его частичной концентрации на приёмной площадке ФЭУ, регистрирующего интенсивность проходящего излучения, и к соответствующему росту сигнала. Значительное увеличение наблюдаемого эффекта в случае пересекающихся лучей в таком случае

связано с достижением более высокой концентрации электронов в плазме, что приводит к росту эффекта дефокусировки в зоне разряда.

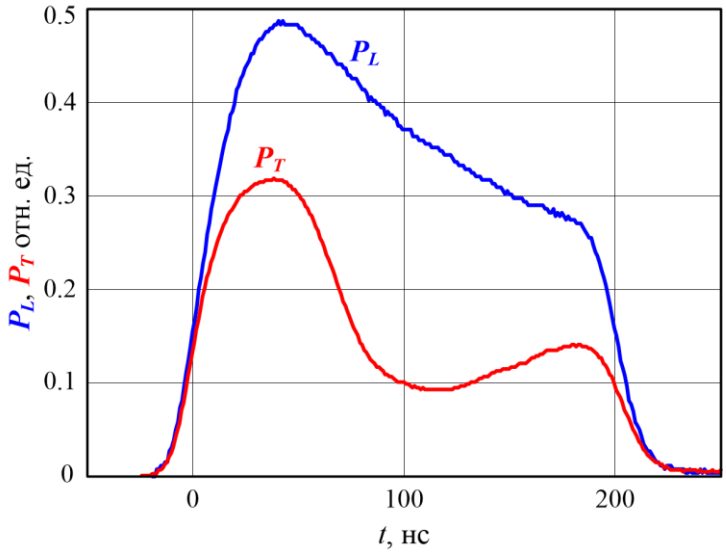


Рисунок 5.18 — Осциллограмма импульса подводимого лазерного излучения $P_L(t)$ (синяя линия) и осциллограмма лазерного импульса, прошедшего через плазму импульсно-периодического оптического пробоя в конфигурации пересекающихся лучей $P_T(t)$ (красная линия), зарегистрированная ФЭУ-69, показанным на рисунке 5.5

Пространственное распределение энерговыделения и характер формируемых потоков, с одной стороны, определяются динамикой поглощения лазерного излучения в плазме, и, с другой стороны, влияют на величину электронной плотности и яркости излучения плазмы. В условиях, характерных для ИПОР в перетяжке одного луча, формируется турбулентный поток нагретого газа из зоны разряда навстречу лазерному лучу. Этот поток ухудшает стабильность фазовых характеристик подводимого к плазме луча. Положение и форма перетяжки меняется, нестабильность возрастает. В случае двух пересекающихся лучей генерируемые потоки направлены перпендикулярно оптическим осям и не оказывают сильного воздействия на стабильность излучения, что позволяет достигать более высоких параметров плазмы. При этом также происходит резкий рост поглощения лазерного излучения в течение лазерного импульса, как и в случае одиночного луча. Повышение сигнала датчика прошедшего излучения в конце импульса, как будет показано в следующем разделе, объясняется эффектом дефокусировки лазерного луча плазменной линзой, вызывающей уменьшение угла расхождения прошедшего через плазму луча на входе установленного на определённом расстоянии датчика прошедшего излучения.

5.3.6 Оценка плотности электронов в плазме ИПОР

Из полученных данных по мгновенной яркости плазмы ИПОР в непрерывном спектре при частоте повторения $f_{\text{р}} = 200$ кГц $I_0 = 700$ мВт/(мм^2·нм·ср) и по радиусу плазмы на уровне яркости I_0/e^2, $r_0 = 0.13$ мм, можно оценить максимальную излучательную способность плазмы на оси ε_0, следуя методике главы 2, как

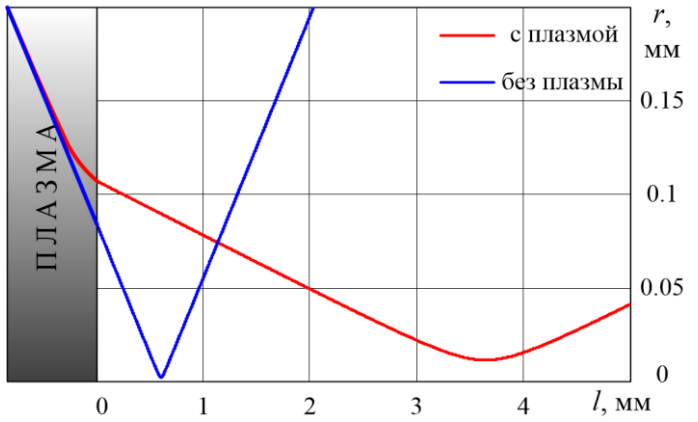
$$\varepsilon_0 \cong \frac{I_0}{r_0 \pi^{1/2}} \cong 3000 \frac{\text{мВт}}{\text{мм}^3 \cdot \text{нм} \cdot \text{ср}}. \qquad (5.1)$$

Полагая, что излучательная способность плазмы в непрерывном спектре $\varepsilon \sim N_{\text{e}}^2$, сопоставляем полученные данные с данными раздела 2.2.4. Поскольку мгновенная излучательная способность плазмы ИПОР оказывается примерно в 20 раз выше излучательной способности НОР, определённой в разделе 2.2.4, мгновенная плотность электронов в плазме ИПОР должна быть в $20^{1/2} \cong 4.5$ раз выше, чем в НОР, что в данном случае даёт $N_{\text{e}} \cong 2\times10^{19}$ см$^{-3}$. Данную оценку можно считать справедливой как для аргоновой, так и для ксеноновой плазмы, поскольку для таких N_{e} в формуле Бибермана-Нормана [166] ξ-фактор близок к единице для обоих газов.

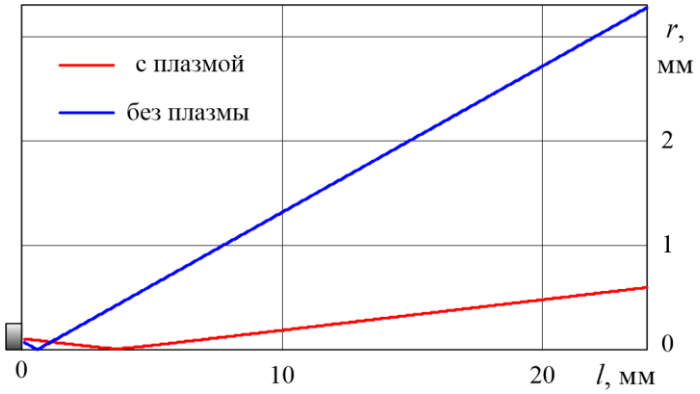
Другим способом плотность электронов можно оценить, используя необычную форму импульса проходящего излучения (рисунок 5.18). Наблюдаемая форма импульса проходящего излучения может быть объяснена ростом интенсивности лазерного излучения на входе ФЭУ по причине уменьшения диаметра лазерного луча вследствие достаточно сильной рефракции в момент достижения максимальной плотности свободных электронов в плазме. Данная рефракция, происходящая за несколько десятков наносекунд, может быть обусловлена только быстрым изменением электронной плотности. Образующейся при ИПОР тепловой линзой можно пренебречь, так как тепловые процессы в газе происходят за гораздо бóльшие времена порядка микросекунд.

Опираясь на это наблюдение, можно оценить по порядку величины градиент коэффициента преломления, обусловленный свободными электронами, и получить ещё одну оценку для плотности электронов в плазме. Для того чтобы прошедшее через плазму лазерное излучение заметно сконцентрировалось на входе ФЭУ в результате рефракции, диаметр луча должен уменьшиться так, чтобы интенсивность лазерного излучения возросла в несколько раз. Например, если диаметр уменьшится в 2 раза,

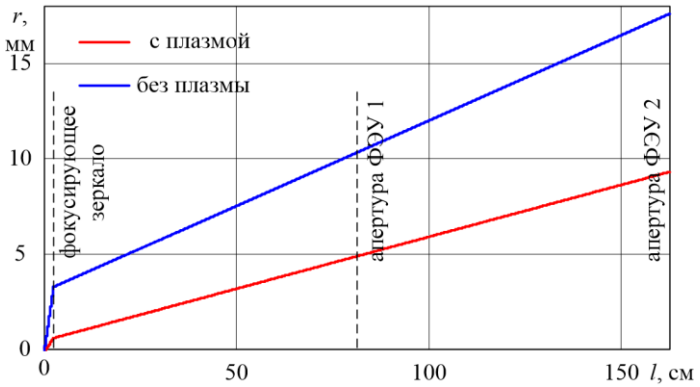
интенсивность излучения возрастёт в 4 раза. В оптической системе с пересекающимися лучами на рисунке 5.5 плазма расположена симметрично относительно зеркал, фокусирующих пересекающиеся пучки, и находится в сходящейся части каждого из пучков, вблизи их фокуса. На рисунке 5.19 красной линией показана вычисленная методом матричной оптики [180] зависимость радиуса гауссова луча от расстояния вдоль оптической оси. Дефокусирующий участок с радиальным градиентом коэффициента преломления моделирует плазму с эффектом отрицательной линзы, расположенную вблизи фокуса в оптической системе, аналогичной одному из двух симметричных каналов подвода луча, показанных на рисунке 5.5. Синей линией на рисунке 5.19 показано изменение с расстоянием радиуса луча в отсутствие дефокусирующей среды.



а)



б)



в)

Рисунок 5.19 — Результаты расчёта распространения луча с распределением Гаусса в среде с эффектом отрицательной тепловой линзы (при рефракции в ИПОР) методом матричной оптики. Синей линией показано изменение с расстоянием радиуса луча в отсутствие дефокусирующей среды. Красной линией показана вычисленная зависимость радиуса луча от расстояния вдоль оптической оси в масштабе плазмы (*а*), вблизи плазмы (*б*), и в масштабе расстояния от плазмы до апертуры ФЭУ для первого (1) и второго (2) лучей, попадающих в ФЭУ по разным оптическим путям (*в*)

Отрицательная плазменная линза моделировалась квадратичной радиальной зависимостью коэффициента преломления (5.2). Принятое модельное распределение коэффициента преломления удобно тем, что оно не меняет гауссова характера пучка и позволяет точно рассчитать его распространение методами матричной оптики. Реальное распределение коэффициента преломления, связанного с наличием свободных электронов в плазме, скорее всего, отличается от модельного квадратичного распределения.

$$n(r) - n(0) = \frac{1}{2}(n_2 r)^2 \tag{5.2}$$

Индекс n_2 задаётся из условия определённого изменения коэффициента преломления Δn на радиусе плазмы r_p = 0.1 мм. Δn зависит от N_e. Известно, что коэффициент преломления на свободных электронах в плазме может быть выражен в рассматриваемом случае $N_e << N_c$, как

$$n = \left(1 - \frac{N_e}{N_c}\right)^{\frac{1}{2}} \cong 1 - \Delta n, \tag{5.3}$$

$$\text{где } \Delta n = \frac{N_e}{2N_c} \tag{5.4}$$

при $N_e \cong 2 \cdot 10^{19}\,\text{см}^{-3}$, $\Delta n \cong 0.01$.

Вместо длины l_p и радиуса r_p дефокусирующей среды для оценки используются измеренные в эксперименте размеры плазмы для случая f_p = 200 кГц, соответственно, l_p = 0.4 мм и r_p = 0.1 мм. Ситуации, показанной на рисунке 5.19, соответствует Δn = 0.012. Используя выражение (5.4) для Δn, получаем следующую оценку для N_e:

$$N_e = 2N_c \Delta n \cong 2.4 \cdot 10^{19}\,\text{см}^{-3} \tag{5.2}$$

Таким образом, оценка N_e в предположении сильной рефракции согласуется с оценкой по интенсивности излучения в непрерывном спектре.

5.3.7 Акустический резонанс, генерируемый ИПОР

В ходе экспериментов был обнаружен диапазон частот следования лазерных импульсов, при котором в разрядном объёме возбуждаются резонансные акустические колебания. Воздействие этих колебаний приводит к стабилизации структуры потоков,

формируемых ИПОР, что отчётливо наблюдается на теневых изображениях (рисунок 5.20). Положение разрядного объёма в теневом приборе такое же, как на рисунке 5.10, *а*) и 5.10, *б*). Вертикальная тёмная полоса, видимая у левого края отверстия — это тень того же провода на внешней поверхности колбы. Рядом с нижним краем находится тень штыревого электрода внутри колбы. Сам разряд виден как более светлое пятно чуть выше и правее центра.

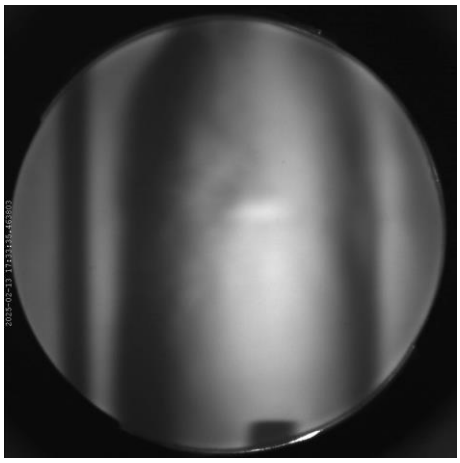


Рисунок 5.20 — Теневая картина потоков вокруг ИПОР, возникающих в условиях акустического резонанса на частоте 21.2 кГц. Тёмная вертикальная полоса слева — тень от провода диаметром 0.2 мм, проходящего снаружи колбы

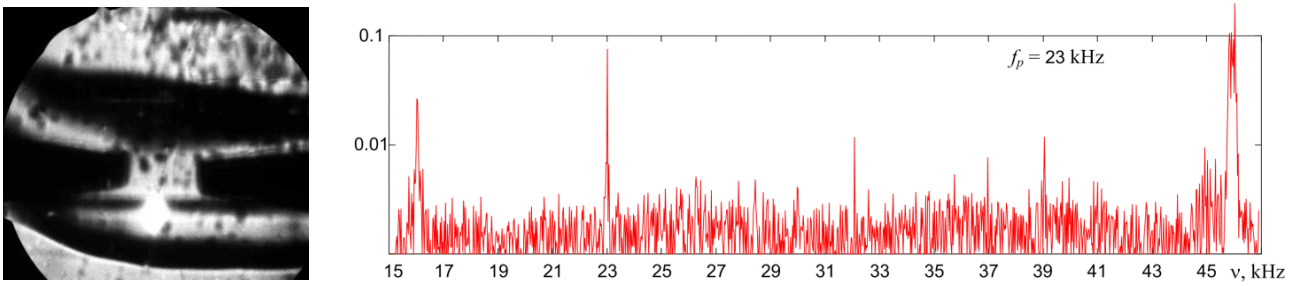
Установлено, что данный эффект проявлялся в узком диапазоне частоты повторения лазерных импульсов, например, $f_{\text{р}} = 21.1 \pm 0.1$ кГц, что указывало на акустический резонанс в разрядном объёме с возбуждением колебаний определённого типа. В процессе эксперимента замечено, что резонансная частота подвержена сдвигу, зависящему от степени нагрева лампы. При изменении температуры лампы в пределах 300–400 К наблюдались изменения положения пика резонансной частоты в пределах $f_{\text{р}} = 20.0 \div 21.3$ кГц. После достижения равновесной температуры газа внутри лампы резонансная частота стабилизировалась. При дополнительном охлаждении лампы потоком газа резонансная частота смещалась в сторону более низких значений.

На резонансной частоте отмечено исчезновение турбулентных струй, обычно генерируемых ИПОР, и наблюдается формирование устойчивого осесимметричного потока цилиндрической формы. Резонансный поток растекается вдоль электродов и охватывает область разряда, создавая условия для дополнительной стабилизации плазмы. Внешний вид картины градиентов плотности газа указывает на радиальный тип резонансных акустических колебаний. Простая оценка для характерного внутреннего

размера 10^{-2} м и скорости звука в ксеноне 200 м/с даёт характерную частоту резонансного акустического колебания 20 кГц, близкую к наблюдаемой.

Схожий эффект наблюдался ранее в работе [150]. В аналогичном разрядном объёме с ксеноном высокого давления поддерживался НОР, поглощаемая мощность которого модулировалась с переменной частотой. При определённой частоте модуляции была зафиксирована устойчивая трансформация конвективного факела вокруг разряда в виде растекания в стороны вдоль электродов, как показано на рисунке 5.21, *а*. Тени от внутренних штыревых электродов вместе с тенью от внешнего проволочного электрода расположены горизонтально, немного ниже середины изображения. Изогнутые тёмные полосы над и под электродами представляют собой границы конвективного факела, образующегося в условиях акустического резонанса. Более светлое пятно между электродами — это плазма разряда.

Эффект проявлялся при возбуждении резонансных акустических колебаний при частоте модуляции импульсного лазерного излучения f_p = 23 кГц. Частотный спектр акустических колебаний показан на рисунке 5.21, *б*. Немного более высокая резонансная частота, чем в случае ИПОР, могла быть обусловлена как особенностями разрядного объёма, так и более высокой установившейся температурой в разрядном объёме.



а) *б*)

Рисунок 5.21 — *а*) Трансформация конвективного факела вокруг непрерывного оптического разряда при частоте повторения импульсов модуляции f_p = 23 кГц и *б*) спектр возбуждаемых резонансных звуковых колебаний в разрядной колбе с ксеноном при рабочем давлении 30–45 бар. Размер кадра (*а*) 4×4.5 мм^2. По данным работы [150]

Наличие аналогичного резонансного эффекта возникновения осесимметричной цилиндрической структуры нагретого газа в схожем объёме при резонансной частоте, близкой к случаю [150], указывает на то, что в рассмотренном случае при ИПОР возбуждаются такие же собственные частоты и возникают аналогичные акустические потоки, как и в случае [150].

5.4 Обсуждение результатов

На основе результатов исследования динамики потоков, генерируемых тихим оптическим разрядом, в данной главе была предпринята попытка увеличения стабильности и повторяемости характеристик от импульса к импульсу импульсно-периодического лазерного пробоя, как значительно более высокоэнергетичного импульсно-периодического оптического разряда. Одной из причин стабильности тихого импульсно-периодического разряда является тот факт, что генерируемый разрядом поток нагретого газа всегда направлен в сторону от оптической оси, и поэтому не может влиять на стабильность подводимого к зоне разряда лазерного луча. Исследование механизма образования потока в тихом оптическом разряде показало, что растекание газа в стороны возникает вследствие столкновения двух потоков, первоначально направленных вдоль оптической оси от областей фокальной перетяжки с низкой интенсивностью лазерного излучения в сторону центра перетяжки, где интенсивность максимальная. Примерно равная интенсивность сталкивающихся в фокальной перетяжке потоков обусловлена низким поглощением лазерного излучения в тихом оптическом разряде. Более сложная картина потоков наблюдается в случае астигматизма, когда распределение интенсивности в перетяжке приобретает сложную форму, тем не менее, результирующий поток и в этом случае направлен в сторону от оптической оси.

Полученные данные измерения спектральной яркости показали, что в одинаковых условиях ИПОР намного эффективнее излучает в УФ-диапазоне, чем НОР. В диапазоне короче 300 нм ИПОР при средней лазерной мощности 97 Вт демонстрирует яркость на уровне НОР при мощности лазерной накачки 285 Вт. Особенно сильно в случае ИПОР растёт интенсивность спектральных линий однозарядных ионов ксенона, что указывает на высокую степень ионизации и электронную температуру ИПОР.

Зарегистрирована форма прошедшего через зону разряда импульса лазерного излучения с двумя максимумами. Похожая форма импульса наблюдалась в главе 4, но второй максимум был слабо выражен из-за недостаточной рефракции вследствие низкой плотности электронов. Первый максимум возникает из-за временной задержки между началом лазерного импульса и резким ростом поглощения при лазерном пробое. Последующий спад происходит из-за роста поглощения лазерного излучения в плазме с увеличением концентрации свободных электронов при развитии пробоя. Второй

максимум возникает из-за рефракции лазерного излучения на градиентах коэффициента преломления в области пробоя малого радиуса, которая действует как дефокусирующая (отрицательная) линза. Дефокусировка обоих лазерных лучей на плазме пробоя в условиях данного эксперимента приводит к уменьшению диаметра проходящего лазерного излучения на входной апертуре ФЭУ, из-за чего происходит всплеск интенсивности излучения и возникает второй максимум на осциллограмме.

Полученная оценка максимальной концентрации электронов по спектральной яркости и рефракции $N_e \approx 2\times10^{19}$ см$^{-3}$, может быть достигнута только при существенном вкладе двукратной ионизации, тогда как для НОР характерна однократная ионизация с $N_e \approx (3\div4)\times10^{18}$ см$^{-3}$ в рассматриваемом диапазоне давлений. При увеличении частоты повторения импульсов ИПОР до $f_{\text{р}}$ = 2 МГц при сохранении той же средней мощности энергия в импульсе соответственно снижается, а импульсы излучения плазмы сливаются. Кривая спектральной яркости ИПОР становится схожей со спектральной яркостью НОР. Вместе с тем, поскольку лазерные импульсы на порядок короче импульсов плазменного излучения, разряд остаётся импульсно-периодическим. Размер плазмы ИПОР остаётся меньше размера плазмы НОР, яркость ИПОР превышает яркость НОР при средней мощности лазерного излучения в 1.5 раза большей, чем в случае ИПОР. Уровень силы света в УФ-области оказывается одинаковым в этих двух случаях.

Главной причиной более эффективной генерации света в ИПОР, чем в НОР, является более высокая температура и концентрация электронов в ИПОР, обусловленная тем, что ИПОР осуществляется при более высокой интенсивности лазерного излучения. Если поднимать мощность лазерного излучения в НОР, плазма будет двигаться по сфокусированному лучу, занимая более широкие сечения с той же интенсивностью лазерного излучения, что и до повышения мощности. Задняя граница плазмы при этом также будет удаляться от фокуса из-за рефракции луча в плазме. В ИПОР движение плазмы по лучу ограничено временем длительности лазерного импульса, поэтому в условиях достаточно коротких лазерных импульсов плазма сохраняет относительно небольшие размеры при гораздо более высокой интенсивности лазерного излучения, чем в случае НОР. Конечно, достижение высокой средней по времени яркости плазмы ИПОР возможно только в случае принципиального решения проблемы газодинамических возмущений, нарушающих стабильность и повторяемость

характеристик ИПОР от импульса к импульсу, как это было сделано в оптической схеме, предложенной в работе [125] и использованной в данной главе.

Следует отметить, что само по себе достижение высоких средних по времени излучательных характеристик при относительно небольших размерах плазмы ИПОР свидетельствует о высокой стабильности плазмы и хорошей повторяемости характеристик от импульса к импульсу. В самом деле, если бы это было не так, то наблюдались бы пропуски импульсов и нестабильность положения плазмы от импульса к импульсу: первый фактор ведёт к снижению средней по времени яркости плазмы, а второй — к снижению яркости и увеличению размеров. Тем не менее, как было отмечено в разделе 3.3, остаётся нестабильность яркости ИПОР от импульса к импульсу в пределах 10 %. Такая нестабильность ограничивает область применений источника излучения с ИПОР. Вместе с тем, можно ожидать, что если удастся добиться лучшей стабильности и повторяемости характеристик, одновременно будут улучшены также излучательные характеристики плазмы ИПОР и эффективность генерации широкополосного излучения в ультрафиолетовом диапазоне.

5.5 Выводы к пятой главе

Создана оптическая схема для поддержания НОР и ИПОР в двух лазерных лучах, пересекающихся вблизи фокальных перетяжек, на основе непрерывного или импульсно-периодического лазеров с близкими пространственными характеристиками излучения. В схеме ИПОР с двумя лазерными лучами, пересекающимися в области фокальных перетяжек под углом, достаточно близким к развёрнутому, было экспериментально продемонстрировано, что генерация потоков в перетяжке одного луча и в области пересечения двух лучей происходит по-разному. При ИПОР в перетяжке одного луча (второй луч был перекрыт) образуется квазистационарный турбулентный поток, направленный вдоль оптической оси, преимущественно навстречу подводимому лазерному лучу. При ИПОР в области пересечения двух сфокусированных лазерных лучей генерируется результирующий поток, направленный в стороны от оптических осей, что на теневой картине выглядит как две турбулентных струи, направленных вверх и вниз, тогда как оба падающих луча расположены почти горизонтально. Это интерпретируется как проекция единого широкого веерообразного потока с преимущественным направлением в сторону скоростной камеры. Было отмечено

повышение стабильности и повторяемости от импульса к импульсу характеристик ИПОР в схеме пересекающихся лазерных лучей.

Разработана единая методика измерения средней по времени яркости НОР и ИПОР. В сходных условиях поддержания разрядов и методов измерения были получены данные по размерам и спектральной яркости плазмы НОР и ИПОР. Одновременно с измерением спектральной яркости регистрировалось распределение яркости плазмы как тела свечения для НОР и ИПОР в выделенной спектральной полосе. В одной и той же оптической схеме с близкими пространственными характеристиками лазерных лучей была продемонстрирована возможность получения высокой спектральной яркости как НОР, так и ИПОР. На основании полученных распределений яркости и результатов измерения спектральной яркости плазмы проведено сравнение излучательных характеристик НОР и ИПОР по яркости и силе света в ультрафиолетовом диапазоне.

Сравнение спектральной яркости ИПОР при близком уровне средней мощности на частоте повторения импульсов $f_{\text{p}} = 200$ кГц показало, что в синем и ультрафиолетовом диапазонах спектральная яркость ИПОР увеличивается более чем в 2 раза по сравнению с НОР с накачкой близкой или даже большей средней по времени лазерной мощностью.

Из излучательных характеристик ИПОР определена максимальная яркость в импульсе, а также оценивается нестабильность характеристик. Отмечено, что импульсная яркость плазмы в непрерывном спектре в УФ-диапазоне достигает 700 мВт/(мм^2·нм·Ср), а в группе спектральных линий XeII в области 230 нм — 1400 мВт/(мм^2·нм·Ср). Оценка максимальной концентрации электронов в плазме по измеренной максимальной яркости и измеренному радиусу плазмы составляет $N_{\text{e}} \cong 2 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. Оценка максимальной концентрации электронов из условия рефракции, приводящей ко второму максимуму на осциллограмме проходящего излучения, даёт $N_{\text{e}} \cong 2.4 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, что близко к оценке по максимуму яркости.

Также была обнаружена возможность дополнительной стабилизации потоков вокруг ИПОР за счёт возбуждения акустических резонансных колебаний в разрядном объёме. Определён диапазон частот следования импульсов ИПОР, в котором наблюдаются резонансные колебания. Возникающие при этом акустические течения значительно меняют картину течений вокруг ИПОР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей диссертации были получены следующие основные результаты:

1. В диссертации впервые экспериментально определены пороговые мощности поддержания НОР в аргоне при давлениях 23–50 бар, проведены оценки характеристик плазмы с учётом особенностей фокусировки лазерного излучения. Сопоставление полученных данных с теоретическими оценками пороговой мощности подтверждает сделанные ранее выводы о механизмах поглощения лазерного излучения с определяющим вкладом поглощения в крыльях спектральных линий. Установлено, что частоты пульсаций конвективного факела в аргоне при давлениях 25–35 бар подчиняются закону подобия, установленному в другом диапазоне параметров. Методами количественной эмиссионной спектроскопии определены концентрация электронов и температура аргоновой плазмы НОР в зависимости от мощности лазерного излучения.

2. Экспериментально обнаружен эффект стабилизации конвективного факела НОР при повышении мощности лазерного излучения выше некоторого предела, зависящего от расстояния между вспомогательными электродами. Установлено, что стабилизация конвективного факела НОР с ростом мощности происходит по мере нагрева вспомогательных электродов, увеличение конвективного потока от которых приводит к уменьшению сдвига скорости на границе холодного и горячего газа, препятствуя возникновению кольцевых вихрей.

3. Экспериментально определены области существования тихого оптического разряда и импульсно-периодического оптического пробоя в ксеноне высокого давления в зависимости от интенсивности лазерного излучения, частоты повторения импульсов и параметра фокусировки. Исследованы потоки, генерируемые тихим оптическим разрядом и импульсно-периодическим оптическим разрядом (ИПОР) при переходе от тихого разряда к ИПОР при изменении параметров лазерного излучения.

4. Показано, что структура струйных течений, образующихся при тихом оптическом разряде, определяется распределением интенсивности лазерного излучения в фокальной перетяжке с несколькими максимумами излучения, возникающими вследствие астигматизма и дефокусировки наведённой разрядом газовой тепловой линзой.

5. Исследована динамика изменения среднего по времени поглощения лазерного излучения в ИПОР при переходе из режима тихого разряда в режим лазерного пробоя, а также непосредственно в тихом оптическом разряде и импульсно-периодическом оптическом пробое в течение отдельного лазерного импульса. В отличие от тихого разряда, ИПОР в режиме лазерного пробоя отличается нестабильностью вплоть до пропуска импульсов.

6. Установлено, что при переходе от тихого импульсно-периодического оптического разряда к импульсно-периодическому оптическому пробою в фокальной перетяжке одиночного лазерного луча образуется турбулентный поток нагретого газа из зоны разряда, направленный навстречу лазерному лучу. Этот поток вносит фазовые неоднородности в подводимый луч, вследствие чего нарушается стабильность и повторяемость ИПОР от импульса к импульсу. Показано, что в оптической схеме с пересекающимися лазерными лучами можно изменить направление генерируемого потока с осевого на перпендикулярное к оптической оси, вследствие чего удаётся повысить стабильность и повторяемость ИПОР в режиме лазерного пробоя.

7. Для ИПОР, удельные характеристики которого были повышены за счёт повышения стабильности, приведены оценки максимальной концентрации электронов в плазме по измеренному профилю яркости плазмы и по рефракции лазерного излучения на плазме. Полученные значения совпадают в пределах точности проведённых оценок.

8. Разработана и реализована оптическая схема для поддержания ИПОР в пересекающихся лучах с системой скоростной теневой видеосъёмки газодинамических процессов. Исследованы газовые потоки, генерируемые в данной конфигурации разряда. Получены данные по излучательным характеристикам и стабильности плазмы, свидетельствующие о повышении стабильности ИПОР. Обнаружен эффект изменения картины газовых течений вокруг ИПОР при возбуждении резонансных акустических колебаний в разрядном объёме.

9. Проведено сравнение спектральной яркости НОР и ИПОР при близких мощностях лазерного излучения в одной и той же оптической схеме с пересекающимися лучами. При сопоставлении излучательных характеристик НОР и ИПОР в схеме с пересекающимися лучами обнаружено, что при частоте повторения импульсов до 200 кГц и постоянной энергии в импульсе около 1 мДж плазма в зоне пересечения лучей

имеет среднюю по времени спектральную яркость, превышающую спектральную яркость НОР при близком уровне средней по времени мощности лазерного излучения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает большую благодарность научному руководителю, д.ф.-м.н. Якимову Михаилу Юрьевичу за постановку задач, помощь в работе, постоянное внимание, поддержку и ценные обсуждения, ведущему инженеру Кузнецову Владимиру Алексеевичу за плодотворные дискуссии, критику и помощь в проведении экспериментов, д.ф.-м.н. Соловьеву Николаю Германовичу, к.ф.-м.н. Котову Михаилу Алтаевичу, к.т.н. Шемякину Андрею Николаевичу, к.ф.-м.н. Лаврентьеву Сергею Юрьевичу за помощь в проведении экспериментов, решении организационных вопросов и содействие в разработке и регистрации патентов, Торчик Марине Васильевне за проведение численных расчётов, а также всему коллективу лаборатории лазерных разрядов за постоянную помощь и поддержку на всех этапах работы.

Автор выражает также свою глубокую признательность ООО «Троицкий инженерный центр», ООО «Лумо» и ООО «ВПГ Лазеруан», а также к.ф.-м.н. Долгоносову Максиму Сергеевичу, д.ф.-м.н., профессору Николаю Николаевичу Евтихиеву, к.т.н. Логинову Владимиру Владимировичу., д.т.н. Гавришу Сергею Викторовичу за техническую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. О возможности создания светового плазмотрона и необходимой для этого мощности // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т.11. №3. С. 195—199.
2. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Козлов Г. И., Масюков В. А., Райзер Ю. П. Непрерывно горящий оптический разряд // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т.11. С. 447—449.
3. Smith D. C., Fowler M. C. Ignition and maintenance of a cw plasma in atmospheric pressure air with CO2 laser radiation // Appl. Phys. Lett. 1973. Vol. 22. No. 10. P. 500—502. DOI: 10.1063/1.1654484
4. Keefer D. R., Henriksen B. B., Braerman W. F. Experimental study of a stationary laser-sustained air plasma // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. No. 3. P. 1080—1083.
5. Барановский А., Муха З., Перадзыньский З. Неустойчивость непрерывного оптического разряда в газах // Успехи механики. 1978. Т. 1(3/4). С. 125—147.
6. Махвиладзе Г. М., Селезнева И. К. О тепловой устойчивости стационарной волны оптического разряда // ПМТФ. 1981. №5. С. 61—67.
7. Inoue T., Ijiri T., Hosoda S., Kojima K, Uehara S., Komurasaki K., Arakawa Y. Oscillation phenomenon of laser-sustained plasma in a CW laser propulsion // Vacuum. 2004. Vol. 73. P. 433—438, DOI: 10.1016/j.vacuum.2003.12.063.
8. Генералов Н. А., Зимаков В. П., Козлов Г. И., Масюков В. А., Райзер Ю. П. Экспериментальное исследование непрерывно горящего оптического разряда // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1971. Т. 61. №4(10). С. 1434—1446.
9. Фаулер М. К. Измерение коэффициентов молекулярного поглощения применительно к созданию лазерного ракетного двигателя // Ракетная техника и космонавтика. 1981. №9, С. 194—202.
10. Глэмб Р. Дж., Криер Х. Принципы устройства и современное состояние лазерных ракетных двигателей // Аэрокосмическая техника. 1985. №1, С. 119—132.
11. Keefer D. R. Laser sustained plasmas // Laser-induced plasmas and applications. Radziemski L. J., Cremers D. A., Eds. NY. : Marcel Dekker, 1989. P. 169—206. DOI: 10.1201/9781003066200.

12. Zerkle D., Schwartz S., Mertogul A., Chen X., Krier H., Mazumder J. Laser-sustained argon plasmas for thermal rocket propulsion // J. Propul. 1990. Vol. 6. No. 38. DOI: 10.2514/3.23220.
13. Kamei T., Niwa R., Ishikawa K., Matsui M., Mori K. Feasibility study of laser propulsion system for launch demonstration and generation of laser sustained plasma as heat source // AIAA Scitech 2020 Forum, AIAA paper 2020-0192.2587.
14. Козлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А. Лучистые потери аргоновой плазмы и излучательная модель непрерывного оптического разряда // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1974. Т.66. №3, С. 954—964.
15. Козлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А. Исследование лучистых потерь ксеноновой плазмы непрерывного оптического разряда // Физика плазмы. 1975. Т. 1. №5. С. 830—835.
16. Зудов В. Н., Грачев Г. Н., Крайнев В. Л., Смирнов А. Л., Третьяков П. К., Тупикин А. В. Инициирование горения оптическим разрядом в сверхзвуковой метановоздушной струе //Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49. №2. С. 144—147.
17. Зудов В. Н., Шмагунов О. А. Инициирование локальным энергоподводом воспламенения горючей смеси в потоке // Сибирский физический журнал. 2020. Т. 15. №1. С. 80—89. DOI: 10.25205/2541-9447-2020-15-1-80-89.
18. Тупикин А. В., Третьяков П. К. Стабилизация оптическим разрядом водородовоздушного пламени в высокоскоростном потоке // Физика горения и взрыва. 2023. Т. 59. №6. С. 3—9.
19. Козлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А. Исследование сплошного спектра излучения ксеноновой плазмы непрерывного оптического разряда // Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 37. №6. С. 1049—1057.
20. Chen X., Mazumder J. Emission spectroscopy of cw CO2 laser-sustained argon plasma: effects of gas flow speed // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 66. No. 12. P. 5756—5762.
21. Козлов Г. И., Кузнецов В. А., Масюков В. А. Непрерывный оптический разряд в молекулярных газах // Журнал технической физики. 1979. Т. 49. №11, С. 2304—2310.
22. Cremers D. A., Archuleta F. L., Martinez R. J. Evaluation of the continuous optical discharge for spectrochemical analysis // Spectrochimica Acta Part B: Atomic

Spectroscopy. 1985. Vol. 40. No. 4. P. 665—679. DOI: 10.1016/0584-8547(85)80113-0.

23. Генералов Н. А., Захаров А. М., Косынкин В. Д., Якимов М. Ю. Непрерывный оптический разряд в потоке воздуха при атмосферном давлении // Элементарные процессы в химически реагирующих средах. М. : изд. МФТИ, 1985. С. 35—40.
24. Generalov N. A., Zakharov A. M., Kosynkin V. D., Yakimov M. Y. Stability of a continuous optical discharge in an atmospheric-air flow // Combust. Explos. Shock Waves. 1986. Vol. 22. P. 214—218. DOI:10.1007/BF00749269. русский перевод: Генералов Н. А., Захаров А. М., Косынкин В. Д., Якимов М. Ю. Устойчивость непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22. №2, С. 91—94.
25. Криер Х., Мазумдер Дж., Рокстрох Дж., Бендер Т. Д., Глэмб Дж. Нагрев газа непрерывным лазером с помощью поддержания плазмы в потоке аргона // Аэрокосмическая техника. 1987. №6, С. 140—148.
26. Keefer D., Welle R., Peters C. Power absorption in laser sustained argon plasmas //AIAA Journal. 1986. Vol. 24. No. 10. P. 1663—1669, русский перевод: Кифер Д., Уэлле Р., Питерс К. Поглощение мощности лазерной аргоновой плазмой // Аэрокосмическая техника. 1987. №6. С.149—156.
27. Уэлле Р., Кифер Д., Питерс К. Лазерная плазма в потоке аргона. Часть I. Эксперимент // Аэрокосмическая техника. 1988. №3. С. 65—72.
28. Szymanski Z., Peradzynski Z., Kurzyna J. Free burning laser-sustained plasma in a forced flow // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. Vol. 27. P. 2074—2079.
29. Conrad R., Raizer Y. P., Sarzhikov S. T. Continuous optical discharge stabilized by gas flow in weakly focused laser beam // AIAA J. 1996. Vol. 34. No. 8. P. 1584—1588. DOI: 10.2514/3.13275
30. Akarapu R., Nassar A. R., Copley S. M., Todd J. A. Numerical model of a laser-sustained argon plasma, J. Laser Appl. 2009. Vol. 21. No. 4. 169—175. DOI: 10.2351/1.3263120.
31. Rafatov I. R., Yedierler B., Kulumbaev E. B. Modelling of a continuous optical discharge stabilized by a gas flow in quasi-optical approximation // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. No. 5. Paper 055212. DOI: 10.1088/0022-3727/42/5/055212.

32. Biblarz O., Nelson R. E. Turbulence effects on an ambient pressure discharge // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. No. 2. P. 633—637.
33. Fowler M. C., Smith D. C. Ignition and maintenance of subsonic plasma waves in atmospheric pressure air by cw CO_2 laser radiation and their effect on laser beam propagation // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. No. 1. P. 138—150. DOI: 10.1063/1.322197.
34. Глова А. Ф., Лебедев Ф. В., Ярцев В. П. О рефракции лазерного излучения на плазме оптического разряда // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. №12. С. 2471—2473.
35. Козлов Г. И., Кузнецов В. А. Влияние на режим горения оптического разряда рефракции лазерного излучения на плазме разряда // Письма в ЖТФ. 1994.Т. 20. №5. С. 46—50.
36. Будник А. П., Вакуловский А. С., Попов А. Г., Суржиков С. Т. Математическое моделирование оптического разряда, движущегося по лучу CO2-лазера в режиме медленного горения с учетом рефракции излучения // Математическое моделирование. 1996. Т. 8. №5. С. 4—25.
37. Зимаков В. П., Кузнецов В. А., Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Шилов А. О., Якимов М. Ю. Новые возможности применения оптических разрядов в аэрофизическом эксперименте // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2016. Т. 17. № 2. URL: http://chemphys.ipmnet.ru/issues/2016-17-2/articles/653/.
38. Тищенко В. Н., Грачев Г. Н., Павлов А. А., Смирнов А. Л., Павлов А. А., Голубев М. П. Газодинамические эффекты взаимодействия неподвижного оптического пульсирующего разряда с газом // Квантовая электроника. 2008. Т. 38 № 1. С. 82—87.
39. Буфетов И. А., Прохоров А. М., Федоров В. Б., Фомин В. К. Гидродинамическая релаксация облака горячего газа после лазерного пробоя в воздухе // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261. № 3. С. 586—588.
40. Фомин В. М., Яковлев В. И. Энергообмен в сверхзвуковых газоплазменных течениях с ударными волнами. М. : "Физматлит", 2017. — 368 с.

41. Kojima H., Takahashi E., Furutani H. Breakdown plasma and vortex flow control for laser ignition using a combination of nano- and femto-second lasers // Opt. Express. 2014. Vol. 22. No. 1. P. A90—A98. DOI: 10.1364/OE.22.000A90.
42. Androsenko V. N., Kotov M. A., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Properties of a continuous optical discharge sustained by short-wave infrared laser radiation in high pressure argon // Journal of Physics D: Applied Physics. 2024. Vol. 57. No. 47. Paper 475203. DOI: 10.1088/1361-6463/ad6f23.
43. Androsenko V. N., Kotov M. A., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Gas flows generated by pulse-periodic optical breakdown and quiet optical discharge // Physics of Fluids. 2024. Vol. 36. No. 10. Paper 475203. DOI: 10.1063/5.0229754.
44. Androsenko V. N., Kotov M. A., Solovyov N. G., Torchick M. V., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Stabilization of laser-sustained plasma convective plume in the interelectrode gap of high-pressure xenon lamps // Physics of Fluids. 2025. Vol. 37. No. 6. Paper 064113. DOI: 10.1063/5.0273723.
45. Androsenko V. N., Kotov M. A., Shemyakin A. N., Solovyov N. G., Torchick M. V., Yakimov M. Yu. Control of streams generated by pulse-periodic laser breakdown in the intersected focused beams in high-pressure xenon // Physics of Fluids. 2025. Vol. 37. No. 12. Paper 124118. DOI: 10.1063/5.0307160.
46. Androsenko V. N., Kotov M. A., Shemyakin A. N., Solovyov N. G., Torchick M. V., Yakimov M. Yu. Continuous and pulse-periodic optical discharges in a unified optical scheme with crossed laser beams // Optics & Laser Technology. 2026. Vol. 204. Part B. Paper 116130. DOI: 10.1016/j.optlastec.2026.116130.
47. Патент № 2 829 706 Российская Федерация, МПК G02B 7/182 (2006.01). Способ юстировки внеосевого параболического зеркала с фотодатчиком: № 2024110078: заявл. 12.04.2024: опубл. 05.11.2024 / Андросенко В. Н., Котов М. А., Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 8 с.
48. Патент № 2 830 041 Российская Федерация, МПК G02B 7/182 (2006.01). Способ юстировки внеосевого параболического зеркала: № 2024110077: заявл. 12.04.2024: опубл. 11.11.2024 / Андросенко В. Н., Котов М. А., Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 8 с.
49. Патент № 2 830 043 Российская Федерация, МПК G02B 7/182 (2006.01). Способ юстировки внеосевого параболического зеркала с проекцией в области фокуса:

№ 2024110079: заявл. 12.04.2024: опубл. 11.11.2024 / Андросенко В. Н., Котов М. А., Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 8 с.

50. Патент № 2 851 073 Российская Федерация, МПК H01S 3/097 (2006.01). Способ инициации непрерывного оптического разряда импульсно-периодическим лазерным излучением поджигающего лазера с преобразованием распределения непрерывного лазерного излучения поддерживающего лазера в кольцеобразное: № 2025118976: заявл. 09.07.2025: опубл. 18.11.2025 / Андросенко В. Н., Котов М. А., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 8 с.
51. Патент № 2 852 891 Российская Федерация, МПК H01S 3/097 (2006.01). Способ инициации непрерывного оптического разряда импульсно-периодическим лазерным излучением поджигающего лазера с отражающим лазерное излучение зеркалом в непрерывном лазерном излучении поддерживающего лазера: № 2025118972: заявл. 09.07.2025: опубл. 16.12.2025 / Андросенко В. Н., Котов М. А., Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 8 с.
52. Патент № 2 852 895 Российская Федерация, МПК H01S 3/097 (2006.01). Способ инициации непрерывного оптического разряда импульсно-периодическим лазерным излучением поджигающего лазера с кратковременным вводом отражающего лазерное излучение зеркала в непрерывное лазерное излучение поддерживающего лазера: № 2025118975: заявл. 09.07.2025: опубл. 16.12.2025 / Андросенко В. Н., Котов М. А., Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 8 с.
53. Андросенко В. Н., Котов М. А., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Влияние индуцированных неоднородностей плотности газа на стабильность плазмы непрерывного оптического разряда // Волны и вихри в сложных средах: 14-ая международная конференция – школа молодых ученых. Москва, 28 ноября – 01 декабря 2023 г. Сборник материалов школы. ISBN 978-5-91741-289-4.
54. Андросенко В. Н., Котов М. А., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Условия поддержания и колебания непрерывного оптического разряда в аргоне при высоком давлении // XIII Всероссийский Съезд по теоретической и прикладной механике: сборник докладов в 4 томах. Т. 2. г. Санкт-Петербург, 21 –

25 августа 2023 г. ISBN 978-5-7422-8281-5. С. 288—290. DOI: 10.18720/SPBPU/2/id23-628.

55. Андросенко В. Н., Котов М. А., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Переход из режима «тихого» оптического разряда к оптическому пробою // XXIII Международное Совещание по магнитоплазменной аэродинамике, 23 – 25 апреля 2024. г. Москва. С. 69—71.
56. Androsenko V. N., Kotov M. A., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Transition from “silent” optical discharge to optical breakdown mode // XXIII Международное Совещание по магнитоплазменной аэродинамике, 23 – 25 апреля 2024. г. Москва. С. 71—73.
57. Андросенко В. Н. Эффект пороговой мощности стабилизации конвективного факела непрерывного оптического разряда // Волны и вихри в сложных средах: 15-ая международная конференция – школа молодых ученых. Москва, 19 – 22 ноября 2024 г. Сборник материалов школы ISBN 978-5-91741-292-4. С. 13—16.
58. Андросенко В. Н., Котов М. А., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Газовые потоки, генерируемые импульсно-периодическим оптическим пробоем и «тихим» оптическим разрядом // Волны и вихри в сложных средах: 15-ая международная конференция – школа молодых ученых. Москва, 19 – 22 ноября 2024 г. Сборник материалов школы. ISBN 978-5-91741-292-4. С. 16—20.
59. Андросенко В. Н., Котов М. А., Соловьев Н. Г., Торчик М. В., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Условия стабилизации конвективного факела непрерывного оптического разряда // XXIV Международное Совещание по магнитоплазменной аэродинамике, 20 – 22 мая 2025. г. Москва. С. 70—71.
60. Андросенко В. Н., Котов М. А., Соловьев Н. Г., Торчик М. В., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Управление газовыми потоками, образующимися при импульсно-периодическом оптическом пробое // XXIV Международное Совещание по магнитоплазменной аэродинамике, 20 – 22 мая 2025. г. Москва, С. 113—115.
61. Андросенко В. Н., Котов М. А., Соловьев Н. Г., Торчик М. В., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Стабилизация импульсно-периодического лазерного пробоя в скрещенных лучах // Волны и вихри в сложных средах: 16-ая международная конференция – школа молодых ученых. Москва, 02 – 05 декабря 2025 г. Сборник материалов школы ISBN 978-5-91741-299-3. С. 13—16.

62. Андросенко В. Н., Котов М. А., Соловьев Н. Г., Торчик М. В., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Излучательные характеристики непрерывного и импульсно-периодического оптических разрядов // XXV Международное Совещание по магнитоплазменной аэродинамике, 26 – 28 мая 2026. г. Москва. С. 73—75.
63. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М. : Наука, 1974. — 308 с.
64. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М. : Наука, 1980. — 415 с.
65. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. М. : Интеллект, 2009. — 736 с.
66. Райзер Ю. П. Оптические разряды // Успехи физических наук. 1980. Т. 132. №3. С. 549—581.
67. Райзер Ю. П. О возможности поджигания бегущей лазерной искры при интенсивностях светового луча, много меньших пороговой для пробоя // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. С. 73—76.
68. Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М., Федоров В. Б. Лазерная искра в режиме "медленного горения" // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9, С. 609—611.
69. Буфетов И. А., Прохоров А. М., Федоров В. Б., Фомин В. К. Медленное горение лазерной плазмы и стационарный оптический разряд в воздухе // Медленное горение лазерной плазмы и оптические разряды. Труды ИОФАН; Т. 10. М. : Наука, 1988. С. 3—74.
70. Джексон Дж. П., Нильсен П. Е. Роль переноса излучения в распространении волн горения, стимулированных лазером // Ракетная техника и космонавтика. 1974. Т. 12. №11. С. 54—58.
71. Batteh J. H., Keefer D. R. Two dimensional generalization of Raizer's analysis for the subsonic propagation of laser sparks // IEEE Trans. Plasma Sci. 1974. Vol. 2. No. 3. P. 122—129.
72. Кемп Н. Х., Рут Р. Г. Теоретическое исследование лазерных волн горения в водороде // Ракетная техника и космонавтика. 1979. №5. С. 138—150.
73. Кифер Д., Питерс К., Кроудер Х. Новый подход к исследованию лазерных волн горения // Аэрокосмическая техника. 1986. №1. С. 150—155.
74. Jeng S.-M., Keefer D. R. Numerical study of laser-sustained hydrogen plasmas in a forced convective flow // J. Propul. Power. 1987. Vol. 3. No. 3. P. 255—262.

DOI:10.2514/3.22982. русский перевод: Дженг С. М., Кифер Д. Р. Расчет лазерной плазмы, создаваемой в потоке водорода // Аэрокосмическая техника. 1987. №11. С. 109—118.

75. Глэмб Р. Дж., Криер Х. Метод расчета лазерной плазмы в осесимметричном потоке газа // Аэрокосмическая техника. 1987. №6. С. 133—140.
76. Райзер Ю. П., Силантьев А. Ю., Суржиков С. Т. Двумерные расчеты процессов в лазерном плазмотроне с учетом лучистого теплообмена. Препринт №284 М. : изд. ИПМ АН СССР, 1986. — 48 с.
77. Райзер Ю. П., Силантьев А. Ю., Суржиков С. Т. Двумерные расчеты непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха (оптического плазмотрона) // Теплофизика высоких температур. 1987. Т. 25. №3. С. 454—461.
78. Дженг С.-М., Кифер Д. Р., Уэлле Р., Питерс К. Э. Лазерная плазма в потоке аргона. Часть II. Сравнение численных расчетов и эксперимента // Аэрокосмическая техника. 1988. №3. С. 73—81.
79. Суржиков С. Т. Численное моделирование медленного установившегося горения в луче CO2-лазера // Математическое моделирование. 1990. Т. 2. №7. С. 85—95.
80. Суржиков С. Т., Ченцов А. А. Численный анализ устойчивости непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха // Физика плазмы. 1996. Т. 21. №11. С. 1054—1061.
81. Суржиков С. Т. Численный анализ радиационных медленных волн лазерного горения // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. №5. с. 416—420.
82. Суржиков С. Т. Физическая механика газовых разрядов. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Е. Баумана, 2006. — 640 с.
83. Козлов Г.И. Лазерный плазмотрон с протоком газа // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. №10. С. 586—589.
84. Герасименко М. В., Козлов Г. И., Кузнецов В. А. Лазерный плазмотрон // Квантовая электроника. 1983. Т.10. №4. С. 709—717.
85. Алексеева И.В., Будник А. П., Жеребцов В. А., Зродников А. В., Суржиков С. Т. Непрерывный оптический разряд в термоэмиссионном преобразователе энергии лазерного излучения в электрическую энергию // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. №7. С. 90—95.

86. Конов В. И., Углов С. А. Синтез алмазных пленок с помощью лазерной плазмы // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. №4. С. 291—292.
87. Konov V. I., Prokhorov A. M., Uglov S. A., Bolshakov A. P., Leontiev I. A., Dausinger F., Hugel H., Angstenberger B., Sepold G., Metev S. CO2 laser-induced plasma CVD synthesis of diamond // Appl. Phys. 1998. Vol. 66. P. 575—578.
88. Bolshakov A. P., Konov V. I., Prokhorov A. M., Uglov S. A., Dausinger F. Laser plasma CVD diamond reactor // Diamond Relat. Mater. 2001. Vol. 10. P. 1559—1564.
89. Metev S., Brecht H., Schwarz J., Sepold G. New technology for high rate synthesis of PC-diamond coatings in air with photon plasmotron // Diamond Relat. Mater. 2002. Vol. 11. P. 472—477.
90. Большаков А. П., Вострикова В. Г., Дубровский В. Ю., Конов В. И., Косырев Ф. К., Наумов В. Г., Ральченко В. Г. Лазерный плазмотрон для бескамерного осаждения алмазных пленок // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 4. С. 385—389.
91. Багаев С. Н., Грачев Г. Н., Смирнов А. Л., Хомяков М. Н., Токарев А. О., Смирнов П. Ю. Применение метода лазерно-плазменной модификации поверхности металлов для улучшения триботехнических характеристик цилиндров двигателей внутреннего сгорания // Обработка металлов (технология, оборудование, инструменты). 2014. №1 (62). С. 14—23.
92. Tokarev A., Bataeva Z., Grachev G., Smirnov A., Khomyakov M., Gerber A. Laser-plasma treatment of structural steel // Applied Mechanics and Materials. 2015. Vol. 788. P. 58—62. DOI: 10.4028/www.scientific.net/AMM.788.58.
93. Хомяков М. Н., Пинаев П. А., Стаценко П. А., Мирошниченко И. Б., Грачев Г. Н. Получение упрочняющих покрытий из аморфизируемых сплавов Fe-Cr-Si-B-C лазерно-плазменными методами // Обработка металлов (технология, оборудование, инструменты). 2018. Т. 20. №4. С. 21—34. DOI: 10.17212/1994-6309-2018-20.4-21-34.
94. Шулятьев В. Б., Гулов М. А., Карпов Е. В., Маликов А. Г., Бойко К. Р. Лазерная резка алюминиевых сплавов излучением импульсного CO2-лазера в струе аргона в условиях формирования оптического разряда // Квантовая электроника. 2023. Т. 53. № 6. С. 441—443.
95. Шулятьев В. Б., Гулов М. А., Карпов Е. В., Маликов А. Г., Филиппов А. А. Механические свойства образцов из авиационного алюминий-литиевого сплава

полученных методом лазерно-плазменной резки // Прикладная механика и техническая физика. 2024. Т. 65. № 1 (383). С. 23—31. DOI: 10.15372/PMTF202315338.

96. Zimakov V. P., Kuznetsov V. A., Shemyakin A. N., Solovyov N. G., Shilov A. O., Yakimov M. Y. Bistable behavior of a continuous optical discharge as a laser beam propagation effect // Proc. SPIE. 2013. Vol. 8600. P. 860002-1—860002-12. DOI: 10.1117/12.2003658.
97. Зимаков В. П., Кузнецов В. А., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Шилов А. О., Якимов М. Ю. Взаимодействие лазерного излучения ближнего ИК-диапазона с плазмой непрерывного оптического разряда // Физика плазмы. 2016. Т. 42. №1. С. 74—80. DOI: 10.7868/S0367292115110104.
98. Matsui M., Ono T., Kamei T., Argon–Xenon laser-sustained plasma using 1-kW diode laser // IEEE Trans. Plasma Sci. 2020. Vol. 48. No. 7. 2684—2686. DOI: 10.1109/TPS.2020.2998007.
99. Matsui M., Okamoto K., Takano S., Ishikawa K. Characteristics of krypton and krypton-based mixed gases laser-sustained plasma using a 4-kW laser diode // IEEE Trans. Plasma Sci. 2023. Vol. 51. No. 12. 3556—3562. DOI: 10.1109/TPS.2023.3336840.
100. Matsui M., Ono T., Kamei T., Mori K. Generating conditions of argon laser-sustained plasma by disk, fiber and diode lasers // Vacuum. 2019. Vol. 167. No. 17. P. 490—494.
101. Lu Q., Yuan B. S., Song Y., Yang Q., Qiao J., Wang D., Xiong Q. Characteristic diagnostics of a laser-stabilized high-pressure argon plasma by optical emission spectroscopy // IEEE Transactions on Plasma Science. 2022. Vol. 50. 2578—2587. DOI: 10.1109/TPS.2022.3172977
102. Kotov M. A., Lavrentyev S. Y., Shemyakin A. N., Solovyov N. G., Yakimov M. Yu. Oscillations of convective flow around a continuous optical discharge in high-pressure xenon // Plasma Sources Science and Technology. 2022. Vol. 31. No. 12. Paper 124002.
103. Okamoto K., Ishikawa K., Matsui M. Generation of Argon Laser-Sustained Plasma using Diode Laser // Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. 2023. Vol. 66. No. 4. P. 141—144. DOI: 10.2322/tjsass.66.141.
104. Рохлин Г. Н. Разрядные источники света. М. : Энергоатомиздат, 1991. — 720 с.

105. Flesch P. G. Light and light sources: high intensity discharge lamps. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2006. — 344 p.
106. Зимаков В. П., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Оптические разряды, поддерживаемые излучением лазеров ближнего ИК-диапазона // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2014. Т. 15. № 5. URL: http://chemphys.ipmnet.ru/issues/2014-15-5/articles/247/.
107. Patent US #7,435,982B2, Int Cl. A61N 5/06 (2006.01). Laser-Driven Light Source: #11/395,523: register 04.10.2007: published 14.10.2008 / Smith D. K. — 12 p.
108. Patent US #8,309,943B2, Int Cl. H01J 63/08 (2006.01). Laser-Driven Light Source: #13/099,823: register 25.08.2011: published 13.11.2012 / Smith D. K., Holber W. M., Casey J. A. — 35 p.
109. Horne S., Smith D., Besen M., Partlow M., Stolyarov D., Zhu H., Holber W. A novel high-brightness broadband light-source technology from the VUV to the IR. Proc. SPIE 7680, Next-Generation Spectroscopic Technologies III. 2010. 76800L. DOI: 10.1117/12.850269.
110. Arp U., Vest R., Houston J., Lucatorto T. Argon mini-arc meets its match: use of a laser-driven plasma source in ultraviolet-detector calibrations // Applied Optics, 2014. Vol. 53. No. 6. P. 1089—1093. DOI: 10.1364/AO.53.001089.
111. Патент № 2 534 223 Российская Федерация, МПК H01J 65/04 (2006.01). Источник света с лазерной накачкой и способ генерации излучения: № 2013116408: заявл. 11.04.2013: опубл. 27.11.2024 / Анциферов П. С., Кошелев К. Н. Кривцун В. М., Лаш А. А. — 26 с.
112. Patent US #9,357,627B2, Int Cl. H01J 17/04 (2012.01). Light source with laser pumping and method for generating radiation: #14/782,644: register 08.04.2014: published 11.02.2016 / Antsiferov P. S., Koshelev K. N., Krivtsun V. M., Lash A. A.
113. Ржанов А. В., Свиташев К. К., Семененко А. И., Семененко Л. В., Соколов В. К. Основы эллипсометрии. Новосибирск : Наука, 1979. — 424 с.
114. Лабусов В. А., Болдова С. С., Селюнин Д. О., Скоробогатов Д. Н., Саушкин М. С., Зарубин И. А., Бокк Д. Н., Семёнов З. В., Неклюдов О. А., Ващенко П. В. Атомно-абсорбционный спектрометр высокого разрешения для одновременного многоэлементного анализа // Аналитика и контроль. 2018. Т. 22. № 4. С. 451—457. DOI: 10.15826/analitika.2018.22.4.003.

115. Bezel I., Delgado G., Derstine M., Gross K., Solarz R., Shchemelinin A., Shortt D. High power laser-sustained plasma lightsources for KLA-Tencor broadband inspection tools. 2015 Conf, Lasers Electro-Opt, CLEO. 2015. P. 1—2. DOI: 10.1364/CLEO_AT.2015.ATu4M.2.
116. Bezel I., Derstine M., Gross K., Lange S., Shchemelinin A., Szilagyi J., Shortt D. High Power Laser-Sustained Plasma Light Sources for KLA-Tencor Broadband Wafer Inspection Tools // 2017 EUVL Workshop. 2017. URL: https://www.euvlitho.com/2017/S63.pdf.
117. Matsui M. Diode laser-sustained plasma for continuous-wave laser propulsion // Beamed-mobility Engineering. Springer Tracts in Electrical and Electronics Engineering / Mori K., Oda Y., Masayuki T., Shimamura K. (eds) – Singapore: Springer, 2024. – Ch. 10. – P. 237—255. ISBN 978-981-99-4620-4. DOI: 10.1007/978-981-99-4618-1_10.
118. Hu Y., Wang X., Zuo D. Research of continuous fiber laser sustained Xe plasma.// Vacuum. 2022. Vol. 203. Paper 111229. DOI: 10.1016/j.vacuum.2022.111229.
119. Hu Y., Wang X., Zuo D. Optical emission spectroscopy of fiber laser sustained Xe plasma // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2023. Vol. 212. Paper 106843. DOI: 10.1016/j.sab.2023.106843.
120. Hu Y., Hao Z., Wang X., Zuo D. Stability analysis of continuous fiber laser sustained Xe plasma // Optics & Laser Technology. 2025. Vol. 184. Paper 112487. DOI: 10.1016/j.optlastec.2025.112487.
121. Hu H., Yang S., Shi Z., Yu X. Ultra-broadband incoherent sources based on laser-sustained plasma // Optics & Laser Technology. 2025. Vol. 189. Paper 113098. DOI: 10.1016/j.optlastec.2025.113098.
122. Shi Z., Yang S., Yu F., Yu X. Investigation of the laser-sustained plasma of a Xenon lamp driven by an annular beam // Optics Express. 2023. Vol. 31. P. 6132-6142. DOI: 10.1364/OE.480954.
123. Yang S., Shi Z., Yu F., Yu X. Laser-sustained plasma of high radiance in the ultraviolet spectral range based on the reservoir effect of the annular beam // Optics Express. 2023. Vol. 31. P. 25625—25634. DOI: 10.1364/OE.496045.

124. Yang S., Shi Z., Hu H., Yu X. High Efficiency Laser-Sustained Plasma Source // 2023 IEEE 8th Optoelectronics Global Conference (OGC), Shenzhen, China. 2023. P. 5—7. DOI: 10.1109/OGC59456.2023.10314647.
125. Shi Z., Yang S., Hu H., Lei H., Yang Z., Yu X. Bright compact ultrabroadband source by orthogonal laser-sustained plasma // Light: Science & Applications. 2024. Vol. 13. DOI: 10.1038/s41377-024-01602-2.
126. Lavrentyev S. Yu, Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Buoyancy driven convection instability and related pulsing of continuous optical discharges // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1394. Paper 012012.
127. Зимаков В. П., Лаврентьев С. Ю., Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. Пространственная и временная нестабильность оптических разрядов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2018. Т. 19. № 4. DOI: 10.33257/PhChGD.19.4.754. URL: http://chemphys.ipmnet.ru/issues/2018-19-4/articles/754/.
128. Бойко В. М., Оришич А. М., Павлов А. А., Пикалов В. В. Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте: Монография / Рос. акад. наук, Сиб. отд-ние, Ин-т теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича. Новосибирск : НГУ. 2009. — 450 с.
129. Cetegen B. M., Ahmed T. A. Experiments on the periodic instability of buoyant plumes and pool fires // Combustion and Flame. 1993. Vol. 93. P. 157—184. DOI: 10.1016/0010-2180(93)90090-P.
130. Xia X., Zhang P. A vortex-dynamical scaling theory for flickering buoyant diffusion flames // Journal of Fluid Mechanics. 2018. Vol. 855. P. 1156—1169. DOI: 10.1017/jfm.2018.707.
131. Boettcher P., Menon S., Ventura B., Blanquart G., Shepherd J. Cyclic Flame Propagation in Premixed Combustion // Journal of Fluid Mechanics. 2013. Vol. 735 P. 176—202.
132. Darabkhani H. G, Zhang Y. Stabilisation mechanism of a flickering methane diffusion flame with co-flow of air // Eng Lett. 2010. Vol. 18. No. 4. P. 2—8.
133. Патент № 2 734 162 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Устройство и способ стабилизации излучения оптического разряда:

№ 2020118924: заявл. 08.06.2020: опубл. 13.10.2020 / Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 12 с.

134. Патент № 2 735 947 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Устройство и способ подавления колебаний оптического разряда: № 2020118926: заявл. 08.06.2020: опубл. 11.11.2020 / Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 12 с.
135. Патент № 2 734 074 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Приспособление и способ стабилизации излучения оптического разряда: № 2020118929: заявл. 08.06.2020: опубл. 12.10.2020 / Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 12 с.
136. Патент № 2 738 461 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Устройство и способ устранения колебаний оптического разряда: № 2020118931: заявл. 08.06.2020: опубл. 14.12.2020 / Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 12 с.
137. Патент № 2 734 111 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Способ предотвращения колебаний оптического разряда: № 2020118918: заявл. 08.06.2020: опубл. 13.10.2020 / Соловьев Н. Г., Лаврентьев С. Ю. Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 12 с.
138. Патент № 2 735 948 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Способ подавления неустойчивостей оптического разряда: № 2020118935: заявл. 08.06.2020: опубл. 11.11.2020 / Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 11 с.
139. Патент № 2 738 462 Российская Федерация, МПК H01J 61/00 (2006.01). Устройство и способ устранения неустойчивостей оптического разряда: № 2020118937: заявл. 08.06.2020: опубл. 14.12.2020 / Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 12 с.
140. Патент № 2 738 463 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Устройство и способ избавления от неустойчивостей оптического разряда: № 2020118938: заявл. 08.06.2020: опубл. 14.12.2020 / Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 12 с.
141. Патент № 2 734 112 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Устройство и способ избавления от неустойчивостей оптического разряда:

№ 2020118939: заявл. 08.06.2020: опубл. 13.10.2020 / Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 12 с.

142. Patent US #9,526,158 B1, Int Cl. H02J 1/02 (2006.01). Laser-Sustained Plasma Light Source: #14/814,622: register 31.06.2015: published 20.12.2016 / Bezel I., Shchemelinin A., Zhao Y., Delgado G. R.
143. Patent US #9,390,892 B2, Int Cl. H01J 7/24 (2006.01). Laser sustained plasma light source with electrically induced gas flow: #13/924,608: register 23.06.2013: published 26.12.2013 / Shchemelinin A., Bezel I.
144. Patent US #9,775,226B1, Int Cl. A61N 5/06 (2006.01). Method and system for generating a light-sustained plasma in a flanged transmission element: #14/231,196: register 31.03.2014: published 26.09.2017 / Bezel I., Shchemelinin A., Derstine M.
145. Patent US #9,185,788B2, Int Cl. H01J 65/04 (2006.01). Method and system for controlling convection within a plasma cell: #14/288,092: register 27.05.2014: published 05.12.2015 / Bezel I., Shchemelinin A., Derstine M.
146. Патент № 2 734 026 Российская Федерация, МПК H01J 61/02 (2006.01). Устройство и способ избавления от колебаний оптического разряда: № 2020118934: заявл. 08.06.2020: опубл. 12.10.2020 / Соловьев Н. Г., Шемякин А. Н., Якимов М. Ю. — 13 с.
147. Carlhoff C., Krametz E., Schafer J. H., Schildbach K., Uhlenbusch J., Wroblewski D. Continuous optical discharges at very high pressure // Physica B+C. 1981. Vol. 103. No. 2. P. 439—447.
148. Sperber D., Eckel H.-A., Steimer S., Fasoulas S. Objectives of Laser-Induced Energy Deposition for Active Flow Control // Contrib. Plasma Phys. 2012. Vol. 52. No. 7. P. 636—643. DOI 10.1002/ctpp.201210060.
149. Зимаков В. П., Кузнецов В. А., Рудой И. Г., Соловьев Н. Г., Сорока А. М., Шемякин А. Н., Шилов А. О., Якимов М. Ю. Импульсно-периодические и комбинированные режимы поддержания оптических разрядов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16. № 2. URL: http://chemphys.ipmnet.ru/issues/2015-16-2/articles/548/.
150. Kotov M. A., Lavrentyev S. Yu., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Acoustic resonances in a pressurized discharge volume with xenon and instabilities of

periodic-pulse optical discharges // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. Vol. 1698. Paper 012018. DOI: 10.1088/1742-6596/1698/1/012018.

151. Gallo C. F., Lama W. L. Acoustical resonances in modulated compact arc lamps // Applied Optics. 1977. Vol. 16. No. 4. P. 819—820.
152. Mahamud R., Tropina A. A., Shneider M. N., Miles R. B. Dual-pulse laser ignition model // Physics of Fluids. 2018. Vol. 30. No. 10. Paper 106104. DOI: 10.1063/1.5043295.
153. Бобарыкина Т. А., Малов А. Н., Оришич А. М., Чиркашенко В. Ф., Яковлев В. И. Оптический разряд с поглощением импульсно-периодического излучения CO_2-лазера в сверхзвуковом потоке воздуха: волновая структура и условие квазистационарности // Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 9. С. 836—840.
154. Киселева Т. А., Коротаева Т. А., Яковлев В. И. Моделирование лазерного энергоподвода в газовый поток // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 7. С. 29—32.
155. Zimakov V. P., Kuznetsov V. A., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Shilov A. O., Yakimov M. Yu. Quasi-stationary convection in a periodic-pulsed optical discharge in high pressure rare gas // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 815. Paper 012003. DOI: 10.1088/1742-6596/815/1/012003.
156. Leela C., Bagchi S., Kumar V., Tewari S., Kiran P. Dynamics of laser induced micro-shock waves and hot core plasma in quiescent air // Laser and Particle Beams. 2013. Vol. 31. No. 2. P. 263—272. DOI: 10.1017/S0263034613000153.
157. Thiyagarajan M., Scharer J. Experimental investigation of ultraviolet laser induced plasma density and temperature evolution in air // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104. No. 1. Paper 013303. DOI: 10.1063/1.2952540.
158. Dors I. G., Parigger C. G. Computational Fluid-Dynamic Model of Laser-Induced Breakdown in Air // Applied Optics. 2003. Vol. 42. No. 30. P. 5978—5985. DOI: 10.1364/AO.42.005978
159. Morsy M. H., Chung S. H. Numerical simulation of front lobe formation in laser-induced spark ignition of CH4/air mixtures // Proceedings of the Combustion Institute. 2002. Vol. 29. No. 2. P. 1613-1619. DOI: 10.1016/S1540-7489(02)80198-5.
160. Ghosh S., Mahesh K. Numerical simulation of the fluid dynamic effects of laser energy deposition in air // J. Fluid Mech. 2008. Vol. 605. P. 329—354. DOI: 10.1017/S0022112008001468.

161. Lavrentyev S. Yu., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Gasdynamic effects in optical discharges produced by periodic pulse femtosecond laser // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. Vol. 1250. Paper 012027. DOI: 10.1088/1742-6596/1250/1/012027.
162. Wuhan Raycus Fiber Laser Technologies Co., Ltd. [Электронный ресурс]. URL: https://en.raycuslaser.com/upload/20220324/1futhmi6h1r9g1vrto.pdf (дата обращения: 26.06.2026).
163. XWS-65 Broadband plasma light source [Электронный ресурс]. URL: https://www.isteq.nl/xws-65.php (дата обращения: 26.06.2026)
164. Kotov M. A., Lavrentyev S. Y., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Yakimov M. Y. Dynamics of laser plasma convective plume in high pressure xenon // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. Vol. 1675. Paper 012073. DOI: 10.1088/1742-6596/1675/1/012073.
165. Масюков В. А., Шлехта И. Диагностика свободной аргоновой струи плазмотрона по сплошному и интегральному излучению М. : Изд-во ИПМ АН СССР, 1985. Препр. № 244. — 40 с.
166. Биберман Л. М., Норман Г. Э. Непрерывные спектры атомарных газов и плазмы // УФН. 1967. Т. 91. № 2. С. 193—246.
167. Murphy A. B., Tam E. Thermodynamic properties and transport coefficients of arc lamp plasmas: argon, krypton and xenon // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014. Vol. 47. No. 29. Paper 295202. — DOI: 10.1088/0022-3727/47/29/295202.
168. Takano S., Homme Y., Matsui M. Effects of the F-number on the generation condition of a diode-laser-sustained plasma // Opt Lett. 2023. Vol. 48. No. 21. P. 5447-5450.
169. Androsenko V. N., Kotov M. A., Solovyov N. G., Torchick M. V., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Stabilization of laser-sustained plasma convective plume in the interelectrode gap of high-pressure xenon lamps // Physics of Fluids. 2025. Vol. 37. No. 6. Paper 064113. — DOI: 10.1063/5.0273723.
170. ANSYS CFX [Электронный ресурс]. URL: http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-CFX (дата обращения: 18.10.2021).
171. Логинов В. В. Новые ксеноновые короткодуговые лампы сверхвысокого давления с сапфировой оболочкой // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7 № 1. С. 70—75.
172. IPG Photonics Corp.: Nanosecond Pulsed Ytterbium Fiber Lasers [Электронный ресурс]. URL: https://www.ipgphotonics.com/en/products/lasers/nanosecond-fiber-lasers/1-06-micron/ylpn-1-2-mj-100-500-w (дата обращения: 03.12.2017).

173. ГОСТ Р ИСО 11146-1—2008. Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Часть 1. Стигматические (гомоцентрические) и слабоастигматические пучки. — М. : Стандартинформ, 2010. — 20 с.
174. Smith, Warren J. Practical Optical System Layout: And Use of Stock Lenses. 1st ed. New York. : McGraw-Hill, 1997. 201 p.
175. ООО "ВПГ Лазеруан" [Электронный ресурс]. URL: https://www.vpglaserone.ru/ (дата обращения: 26.06.2026).
176. Рудой И. Г., Соловьев Н. Г., Сорока А. М., Якимов М. Ю. Способ генерации широкополосного оптического излучения с высокой яркостью // Заявка №2014133807/28, 2014. Патент на изобретение РФ № 2571433, 2015.
177. Рудой И. Г., Соловьев Н. Г., Сорока А. М., Якимов М. Ю. Источник широкополосного оптического излучения с высокой яркостью // Заявка №2015109061/28, 2015. Патент на полезную модель РФ №157892, 2015.
178. Кулумбаев Э. Б., Лелевкин В. М. Непрерывный оптический разряд в пересекающихся лазерных лучах // Физика плазмы. 2000. Т. 26. № 7. С. 658—661.
179. Zimakov V. P., Lavrentyev S. Y., Solovyov N. G., Shemyakin A. N., Yakimov M. Yu. Spatial and Temporal Instabilities of Optical Discharges // Fluid Dyn. 2022. Vol. 57. No. 1. P. S84—S96. — DOI: 10.1134/S0015462822601486.
180. Zimakov V. P., Kedrov A. Yu., Kuznetsov V. A., Shemyakin A. N., Solov'yov N. G., Yakimov M. Yu. Laser sustained plasma ball lensing effect controlled by means of coaxial gas flow // Laser Resonators XIII. Proc. SPIE. 2011. Vol. 7913. P. 791305-1—791305-10.