

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

На правах рукописи

Паркевич Егор Вадимович

**Генерация плазмы высокой степени ионизации в
наносекундном искровом разряде в воздухе**

Специальность 01.04.08 —
«Физика плазмы»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Пикуз Сергей Александрович

Научный консультант:
кандидат физико-математических наук
Огинов Александр Владимирович

Москва — 2022

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Система диагностик и схема экспериментов	18
1.1 Синхронизация лазера и высоковольтного генератора	18
1.2 Высоковольтный кабельный генератор триггируемый лазерным излучением	20
1.2.1 Дизайн лазерно–триггируемого разрядника	20
1.2.2 Настройка поджига лазерно–триггируемого разрядника	22
1.2.3 Регистрация высоковольтного импульса	23
1.2.4 Коммутационные характеристики ЛТР	25
1.3 Транспортировка высоковольтного импульса к нагрузке	27
1.4 Датчики тока и напряжения	29
1.5 Исследуемый разрядный промежуток	31
1.6 Инструментарий оптических измерений	32
1.6.1 Многокадровая оптическая система регистрации	33
1.6.2 Шлирен фотографирование	36
1.6.3 Схема интерферометрии	36
1.6.4 Регистрация изображений и время экспозиции кадра	37
Глава 2. Получение количественной информации о параметрах плазмы	39
2.1 Обработка интерферограмм	39
2.1.1 Запись изображений	40
2.1.2 Предобработка интерферограмм	41
2.1.3 Поиск экстремальных точек	43
2.1.4 Построение трасс интерференционных полос	45
2.1.5 Получение карты сдвига фазы	47
2.2 Восстановление электронной плотности плазмы	48
2.2.1 Анализ показателя преломления	48
2.2.2 Чувствительность интерферометрического метода измерения	50

	Стр.	
2.2.3	Обратная задача Абеля	50
2.2.4	Численное решение обратного уравнения Абеля	53
2.2.5	Проблема осевой симметрии	55
Глава 3.	Основные результаты	58
3.1	Ранняя стадия развития анодо-направленных искровых каналов .	58
3.1.1	Генерация прикатодной плазмы высокой степени ионизации	58
3.1.2	Выброс плотной плазмы с поверхности катода	62
3.1.3	Развитие однородного анодо-направленного искрового канала	67
3.1.4	Эмиссионная способность катодной плазмы	69
3.2	Особенности генерации пятен на аноде	70
3.2.1	Время между моментами появления анодного и катодного пятен	71
3.2.2	Параметры плазмы пятен на аноде: сравнение с катодным пятном	73
3.2.3	Причина появления анодных пятен	76
3.3	Быстрая мелкомасштабная искровая филаментация	78
3.3.1	Разрешение микроструктуры искр оптическими диагностиками	78
3.3.2	Формирование микроструктуры у анодо-направленных искровых каналов	80
3.3.3	Получение данных о параметрах плазмы одиночных микроканалов	81
3.3.4	Характеристики плазмы одиночных микроканалов	87
3.3.5	Качество диагностирующей оптики	89
3.3.6	Возникновение филаментов на стадии генерации анодных пятен	89
3.3.7	Механизм искровой филаментации	92
Заключение		96
Список литературы		100

Введение

Благодаря многочисленным уникальным свойствам электрические разряды нашли свое место в таких приложениях как сильноточная коммутация в импульсной высоковольтной технике [1; 2], синтезе наночастиц [3–5], спектроскопии [6], воспламенении топлива [7; 8], при обработке поверхности различных материалов [9], и многих других. Сегодня данные приложения играют ключевую роль в развитии медицины, новых высокоэффективных устройств в современной энергетике и подходов для увеличения эффективности использования топливных смесей. Известно, что при подаче импульсов высокого напряжения (выше пробивного) на небольшие газонаполненные разрядные промежутки (от нескольких миллиметров) электрический пробой промежутка может сопровождаться быстрым образованием яркосветящихся и хорошо проводящих искровых каналов [10–14]. Развитие искр представляет собой нестационарный процесс генерации плазмы высокой степени ионизации, протекающий в микромасштабах разрядной среды на временах, короче или соизмеримых с длительностью прикладываемого импульса напряжения. Как правило, под искрой понимается хорошо проводящий плазменный канал, способный пропустить через себя большой ток, характерный для тока короткого замыкания. Поэтому, когда искровой канал (или каналы) возникает в разряде, его появление неизбежно сопровождается резким ростом тока разряда. При этом момент появления искры в разряде и начало резкого роста тока условно ассоциируются с наступлением электрического пробоя разрядного промежутка, качественно разделяющего слаботочную и сильноточную стадии импульсного газового разряда.

Времена, на которых в разряде генерируется плазма высокой степени ионизации, могут достигать единиц наносекунд и короче, а сами сгустки плазмы иметь микронный размер и менее. Появление высокоионизованной плазмы в газовом разряде до сих пор представляет собой предмет интенсивных исследований в виду отсутствия однозначных моделей механизмов её формирования и точных данных о динамике и достигаемых параметрах. Ключевую роль в данном случае играет большое разнообразие самих процессов плазмообразования, роль каждого из которых сменяется в зависимости от величины и распреде-

ления электрического поля в промежутке, а также рассматриваемых времен формирования разряда.

Большого продвижения в исследовании быстрых процессов формирования плазмы в импульсном газовом разряде удалось достичь благодаря развитию высокоскоростной осциллографической, фотоэлектрической, электронно-оптической и другой техники наблюдений. Способствовали этому отчасти интенсивные исследования в таких областях как ускорительная техника, мощная лазерная техника, мощная СВЧ электроника, которые с 50-60-ых годов прошлого века потребовали создания импульсных источников электрического тока и напряжения огромной мощности. К тому же, сами процессы генерации плазмы в газовом разряде вышли из сферы чисто научного изучения и получили широкое распространение в технике, экспериментальной физике и промышленной технологии. Использование высокоразрешающих техник диагностики импульсных разрядов, формирующихся при приложении высоковольтных импульсов с наносекундным фронтом и амплитудой, во много раз превышающей напряжение статического пробоя, позволило раскрыть много физических эффектов, связанных с быстрой генерацией потоков электронов и плазмы в газовом разряде. В частности, были уточнены границы существования классических таунсендовского и лавинно-стримерного механизмов пробоя газов под воздействием импульсного напряжения [14]. История экспериментально-эмпирического исследования данных механизмов подробно описана в монографиях Д. Мика и Д. Крэгса [15], Г. Ретера [16], и многих других. Были отмечены отступления от закона Пашена при больших перенапряжениях в импульсных разрядах [17]. Показана существенная роль инициирования начальных электронов с поверхности катода и указано, что характер инициирования начальных электронов определяющим образом влияет на процесс развития электрического пробоя [18; 19]. Установлена важная роль процесса непрерывного ускорения электронов в создании быстрой предыонизации газа при повышенных давлениях [20]. Были изучены переходы газового разряда из слаботоочного режима в режим сильноточный, сопровождающийся генерацией плазмы высокой степени ионизации. Обнаружены эффекты контракции столба объемного разряда и неустойчивости плазмы в приэлектродных областях [14; 21]. Было показано, что существенную роль в появлении первичных электронов в импульсном разряде играют автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы на катоде [22; 23]. Оказалось, что данные процессы тесно связаны друг с другом при очень силь-

ных электрических полях в разряде и способны приводить к крайне быстрому формированию потоков электронов с катода, а также последующим выбросам плазмы высокой степени ионизации. Детальные исследования процессов электронной эмиссии с катода в вакуумном и газовом разрядах раскрыли ключевую роль неровностей (нано- и микроострий) на поверхности катода, вызывающих возрастание локальной напряженности поля до величины 10^9 В/м [24]. Академиком Г. А. Месяцем и его сотрудниками [25; 26] в 1966 г. было открыто явление взрывной эмиссии электронов. Было показано, что увеличение тока термоавтоэлектронной эмиссии с крошечных острий приводит к испарению участков их поверхности вследствие большого выделения энергии и провоцирует последующее формирование сгустков плазмы, обладающих высокой эмиссионной способностью. Модельные расчеты и качественные оценки [27–29] показали, что время взрыва острий может быть короче или соизмеримо с 1 нс.

Была указана связь взрывной электронной эмиссии с формированием быстро эволюционирующих пятен плазмы на катоде [30–33]. Многие экспериментальные исследования импульсного разряда в газе и вакууме косвенно и прямо показали, что при достаточно больших плотностях тока разряда пятна на катоде представляют собой плазму, образованную в большей степени в результате множественных взрывов различных микровыступов на поверхности катода [34]. Было показано, что плазма катодного пятна обладает высокой плотностью ($n_e > 10^{17}$ см⁻³) и температурой (T_e порядка единиц эВ) электронов [35–42], которые присущи характеристикам плазмы электрической искры и дуги [43–45]. Была указана ключевая роль катодных пятен в развитии неустойчивостей катодного слоя, приводящих к формированию анодо-направленных искровых каналов с высокой степенью ионизации плазмы. Наглядно это было продемонстрировано на примере развития объёмного наносекундного разряда в газе [14; 46]. Исследования показали, что ключевой особенностью объёмных разрядов является формирование первичного однородного (в среднем) столба светящейся плазмы, покрывающего большой объём разрядного промежутка. Было показано, что такой столб оказывается не всегда стабильным и подвержен развитию различных токовых неустойчивостей в объёме всего столба разряда и в приэлектродных областях, в частности, вызванных появлением катодных пятен. Высокая эмиссионная способность пятен может приводить к перераспределению тока в столбе разряда и, тем самым, усиливать процессы диссоциации и ионизации частиц газа в локальных областях разряда под действием нараста-

ющего потока электронов. Быстрая съёмка объёмных наносекундных разрядов в газе показала, что в объёме разряда могут возникнуть скопления диффузных каналов диаметром меньше миллиметра, привязанных к катодным пятнам. Было также показано, что диффузные каналы, в свою очередь, формируют локальные участки в газоразрядной среде, где постепенно происходит увеличение тока проводимости и создаются условия для прорастания высоко проводящих контрагированных искровых каналов диаметром в несколько сотен микрон. Было показано, что яркость свечения искровых каналов соизмерима с яркостью свечения прикатодной плазмы, при этом в некоторых случаях, помимо пятен на катоде, возможна генерация пятен на аноде. Анодные пятна также дают старт развитию искровых каналов, прорастающих навстречу анодо-направленным искрам. Было установлено, что слияние встречных искровых каналов завершает процесс контракции результирующего столба объёмного разряда.

В работах [47; 48] было отмечено, что переход объёмного разряда в стадию искры является хоть и часто наблюдаемым процессом формирования импульсного наносекундного разряда в газе, но может сопровождаться развитием промежуточных фаз плазменных образований в разряде, например, таких как квазистабильный тлеющий разряд, объёмный разряд с катодным пятном, объёмный разряд с катодным пятном и диффузным каналом, привязанным к пятну. При этом длительность фаз и характер перехода от одной фазы к другой могут различаться в зависимости от условий эксперимента, параметров среды и прикладываемого высоковольтного импульса.

В работах [14; 48] отдельно была указана важная роль анодных пятен. Появление анодных пятен с одной стороны ускоряет контракцию объёмного разряда, а с другой стороны представляет собой процесс генерации приэлектродной плазмы, который до сих пор является предметом интенсивных исследований. Результаты многих экспериментальных исследований указывают на то, что генерация анодных пятен зависит от мощности и плотности вложения энергии в локальных участках поверхности анода, обуславливающей их локальных нагрев и ионизацию материала вещества электрода при бомбардировке электронами. В некоторых работах инициирование анодных пятен связывалось с развитием в прианодном слое электродинамических и ионизационных неустойчивостей [49–53]. Было указано на тот факт, что неустойчивости в анодном слое могут порождать локальные флуктуации электронной плотности прианодной плазмы, приводя к перераспределению тока разряда в мелкомасштабных

областях поверхности анода и обеспечивая, тем самым, значительный нагрев его материала [27; 54]. В этом смысле предполагается, что на начальной стадии эволюции анодные пятна представляют собой плазму высокой степени ионизации, содержимое которой обусловлено в большей степени выбросом материала анода. Было отмечено, что немаловажную роль в процессе генерации анодных пятен играет состояние поверхности анода, в частности, содержание различных диэлектрических пленок на поверхности электрода [55; 56]. Последние могут при некоторых условиях разряда как препятствовать генерации анодных пятен, так и стимулировать их развитие.

Описанная выше картина контракции оказывается достаточно общей для развития импульсного наносекундного разряда в газе. Об этом свидетельствуют также результаты современных работ [9; 57; 58], в которых использовались кадровые системы субнаносекундной регистрации собственного свечения газоразрядной плазмы с пофотонной чувствительностью.

Эффект контракции представляет большой интерес для многих приложений импульсного наносекундного разряда. Благодаря контракции, сопровождающейся формированием тонких искровых каналов с высокой степенью ионизации плазмы, удается получать за наносекундные времена высокие удельные энергии, вводимые в единицу объема газа. Величина удельных энерговкладов потенциально может достигать нескольких джоулей в кубическом сантиметре на одну атмосферу. Эффект контракции активно используется в различных системах с плазменно-стимулированным горением, в системах с искровым зажиганием газообразных топливных смесей, в технике на основе сильноточных газовых коммутаторов, и многих других. Обладая высокой проводимостью и плотностью тока, контрагированный искровой канал способен обеспечить большие мощности вложения удельной энергии в материал металлического образца. Высокие удельные энерговклады не только меняют физико-химические свойства обрабатываемой поверхности образца, но и позволяют произвести синтез новых материалов (частиц) при взаимодействии с газоразрядной плазмой. Благодаря этому воздействие искрового канала на электрода находит применение при обработке поверхности различных материалов, а также при генерации наночастиц с использованием искровых генераторов. Таким образом, широкое практическое применение и разнообразие физических процессов, протекающих при взаимодействии искрового канала с поверхностью электрода, стимулирует детальное исследование явления контракции

импульсного наносекундного разряда в газе для развития соответствующих приложений. В этом плане процессы быстрой генерации первичной приэлектродной плазмы в микромасштабах поверхности электродов заслуживают отдельного внимания, поскольку они во многом определяют переход наносекундного разряда в газе в сильноточный режим (стадию искры и дуги). Интерес также представляет уточнение данных о параметрах приэлектродной плазмы и её эволюции на временах, сравнимых с одной наносекундой и пространственных масштабах порядка единиц микрон. Динамика приэлектродной плазмы на данных масштабах времени и пространства пока недостаточно изучены широкодоступными методами диагностики плазмы.

Неоднородность генерации приэлектродной плазмы и развитие ионизационных неустойчивостей могут существенным образом влиять на процесс контракции импульсного наносекундного разряда в газе. В этом плане нельзя не отметить ряд работ [59–61], в которых проводились систематические исследования автографов, оставляемых на поверхности электродов после воздействия искрового разряда. Суть такого подхода заключается в анализе изменений общей морфологии и эрозии поверхности того или иного электрода, произошедших при одиночном воздействии разряда или при серии его воздействий. Сопровождаясь резким ростом тока разряда, формирование искрового канала в газовом разряде приводит к нагреву и частичному испарению материала электродов. В свою очередь, это приводит к образованию эрозионных кратеров на поверхности катода и анода, анализ параметров которых позволяет качественно оценить характерные удельные энерговыделения в материал соответствующего электрода и уточнить распределение тока проводимости в области контакта искрового канала с электродом. Авторами работ [59–61] было указано на то, что после воздействия даже одиночного искрового канала на поверхности анода и катода регистрируется большое количество микрократеров с характерными диаметрами от 0.1 до 50 мкм, распределенных по сечению автографа. Сложная микроструктура автографов регистрировалась вне зависимости от варьируемых в экспериментах материала, геометрии, полярности электрода, а также уровня тока разряда и состава газоразрядной среды. Анализ физико-химического воздействия плазмы на материал электрода свидетельствовал в пользу того, что появление кратеров на поверхности электродов в большей степени обусловлено неоднородностью распределения тока разряда в результирующем искровом канале. Другими словами, в области воздействия искрового канала

на поверхность соответствующего электрода сам канал должен обладать сильно неоднородной микроструктурой, представляющей собой тонкие нити плазмы высокой степени ионизации.

Развитие сложной нитевидной микроструктуры у одиночных искровых каналов, как некоего фундаментального subprocessa более общего процесса контракции, хоть и подтверждается многими косвенными фактами, но до сих пор остается предметом дискуссий в виду отсутствия надежных данных о её характеристиках в объеме искрового канала. Существенные трудности в изучении микроструктуры одиночных искр связаны с её мелкомасштабностью, быстрой эволюцией, спорадичностью в пространстве и принципиальной сложностью диагностики самого объекта исследования. Таким образом, существование нитевидных микроканалов внутри одиночных искр остается открытой проблемой из-за отсутствия достоверных экспериментальных данных, полученных прямыми методами диагностики, а также из-за определенных сомнений в физической возможности существования каналов микронного диаметра внутри результирующей искры.

Резюмируя выше сказанное, можно отметить следующие факты. Имеется явный недостаток экспериментальных данных о параметрах приэлектродной плазмы, формирующейся на коротких временах в микронных масштабах импульсного наносекундного разряда в газе. Соответствующий недостаток данных препятствует созданию состоятельных моделей, надежно описывающих процессы контракции разряда на временах, близких к единицам наносекунд и короче. Не до конца понятна роль неоднородности генерации приэлектродной плазмы в формировании потенциальной микроструктуры у одиночных искр во время контракции наносекундного разряда. Неизвестны ни характерные параметры микроструктуры искры, ни динамика микроструктуры во времени и в пространстве. Не существует четко выработанных подходов по её диагностике с высоким временным и пространственным разрешением. Наконец, запечатлеть быстро эволюционирующую плазму и уточнить её параметры на столь коротких временах и в малых масштабах во всём объеме пространства, занятого разрядом, невозможно широкодоступными методами диагностики плазмы.

Учитывая трудности диагностики мелкомасштабных плазменных формирований, а также суть стоящих проблем, автором диссертационной работы были разработаны специализированные подходы по изучению описанных выше явлений при помощи зондирования импульсами лазерного излучения.

По отношению к лазерному излучению плазма выступает в качестве амплитудно-фазового модулятора, параметры которого определяются локальными градиентами электронной плотности плазмы (если зондирование ведется импульсами с частотами, далекими от резонансных частот среды). Прохождение лазерного излучения через плазму приводит к изменениям его интенсивности и фазы. Эти изменения можно отследить при помощи хорошо развитых техник фотографирования малоразмерных объектов. Например, для этих целей хорошо подходят классические интерферометрия (визуализация фазовых изменений волнового фронта лазерного пучка) и теневое фотографирование (прямая регистрация интенсивности поля лазерного излучения) [62–64]. Временное разрешение данных техник определяется длительностью зондирующего светового пучка, а пространственное разрешение ограничивается конечной апертурой проецирующей оптики и её геометрическими aberrациями. Анализируя зарегистрированные интерферограммы и тенеграммы, можно восстановить характеристики излучения, прошедшего исследуемый плазменный объект, а также решить обратную задачу по восстановлению параметров объекта. Точность решения обратной задачи во многом зависит от точности данных, получаемых при фотографировании объекта. Поэтому большое внимание следует уделить качествам регистрирующей оптики и устройств, детектирующих зондирующее излучение. В то же время используемый метод численного решения обратной задачи, которая всегда является некорректной при наличии ошибок входных данных, не должен приводить к заметному накоплению ошибки во время расчета показателя преломления или распределения электронной плотности просвечиваемого плазменного объекта.

Техническая составляющая диагностик на основе методов лазерного зондирования и их реализация в постановке экспериментов по исследованию импульсного наносекундного разряда в газе, обработка данных, извлекаемых из изображений, а также получаемые при этом результаты подробно описаны в соответствующих главах данной диссертационной работы.

Цель и задачи диссертационной работы. Целью диссертационной работы является исследование особенностей генерации плазмы высокой степени ионизации в приэлектродных областях и во всём объёме воздушного разрядного промежутка на временах, сравнимых с одной наносекундной, и масштабах порядка единиц микрон.

В работе решались следующие научно-технические задачи:

1. Разработка комплекса диагностик плазмы на временах, сравнимых с одной наносекундной, и масштабах, близких к единицам микрон.
2. Разработка методов численной обработки массива экспериментальных данных, получаемых при использовании методов лазерного зондирования плазмы.
3. Получение надежных данных о параметрах приэлектродной плазмы и её динамике.
4. Уточнение роли неоднородности генерации приэлектродной плазмы в создании и поддержании условий для формирования последующей микроструктуры одиночных искровых каналов.
5. Изучение характеристик и эволюции микроструктуры искровых каналов с использованием методов лазерного зондирования.

Методология и методы исследования. В работе проведены исследования формирования импульсного наносекундного разряда в воздушной среде с использованием разработанной автором диагностической системы быстрого фотографирования плазмы. Диагностическая система основана на использовании методов лазерного зондирования плазмы и включает в себя одновременную регистрацию лазерных интерферограмм, тенеграм, и шпирен изображений с высоким пространственным (до 3 мкм) и временным (при субнаносекундном времени экспозиции кадров и скважности кадров на уровне 1–2 нс) разрешением. Данные о характеристиках плазмы (распределении показателя преломления, электронной плотности и её градиентов) получены при помощи обработки интерферограмм. Для этого была разработана специализированная процедура обработки интерференционных изображений, которая включает в себя подавление шумов на изображении (предобработка), алгоритмы поиска экстремальных точек (максимумы и минимумы интенсивности интерференционной картины), построение трасс интерференционных полос, извлечение распределения сдвига фазы излучения, прошедшего просвечиваемые плазменные формирования. Представлен подход к решению обратной задачи по восстановлению распределения электронной плотности плазмы по измеренному сдвигу фазы, обсуждены смежные проблемы данной задачи. Наряду с оптическими диагностиками газоразрядной плазмы, в работе проведены измерения электрофизических характеристик разряда.

Научная новизна.

– в работе получены новые данные о параметрах и динамике приэлектродной плазмы высокой степени ионизации в момент перехода импульсного наносекундного разряда в сильноточный режим.

– установлена связь взрывных процессов генерации первичной приэлектродной плазмы с развитием фронтов мощной ионизации, распространяющихся от областей первоначального взрыва на катоде и аноде. Показано, что фронты ионизации неустойчивы и сопровождаются их дроблением на нитевидные плазменные каналы диаметром порядка 10 мкм,

– подтверждено существование эффекта нестационарной мелкомасштабной филаментации, приводящей к развитию сложной нитевидной микроструктуры у одиночных искровых каналов. Получены данные о характеристиках микроструктуры искровых каналов и её динамике во времени и в пространстве.

Практическая значимость. Практическая значимость работы состоит в получении новых данных о параметрах и динамике приэлектродной плазмы высокой степени ионизации, а также в установлении процессов, ответственных за развитие сложной нитевидной микроструктуры у одиночных искровых каналов. Результаты диссертационной работы тесно связаны со многими широко обсуждаемыми научными проблемами в области физики газового разряда и динамики сложных систем, а также имеют перспективы практических применений.

Фундаментальный характер нестационарной мелкомасштабной филаментации одиночных искр свидетельствует о том, что данное явление или некоторые варианты его проявления могут иметь место в различных газоразрядных системах, используемых в медицинских, научных и промышленных целях, и могут существенно влиять на параметры плазмы, генерируемой в объеме разряда. Исследования, проводимые в диссертационной работе, представляют интерес с фундаментальной и прикладной точки зрения, поскольку могут помочь установить механизмы инициирования мелкомасштабной филаментации, а также уточнить факторы, способствующие или препятствующие развитию данного явления, определить его пороговость по отношению к ключевым параметрам газоразрядной среды. Результаты исследований могут помочь в уточнении возможных путей контроля и управления параметрами генерируемой газоразрядной плазмы и интегральных параметров всего разряда, включая его структуру. Заметим, что существование сложной нитевидной микрострукту-

ры у естественно формирующихся электрических искр, в противоположность широко используемого приближения однородного искрового канала, влечет за собой принципиально иные плотности мощности воздействия на поверхности электродов и удельные вложения энергии в газовую среду. Явление мелко-масштабной филаментации также значительно облегчает генерацию плазмы высокой степени ионизации на временах единиц наносекунд в масштабах всего разрядного промежутка. Благодаря большим вложениям энергии в газовую среду, эффект мелко-масштабной филаментации может представлять интерес с точки зрения увеличения эффективности воспламенения и поддержания горения в различных газообразных топливах.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Разработанный комплекс диагностики импульсной плазмы, включающий в себя высоковольтный генератор, синхронизованный с пикосекундным лазером с точностью ~ 1 нс; системы многокадрового фотографирования плазмы с использованием методов лазерного зондирования; системы одновременной съёмки лазерных теневых, интерференционных и шпирен изображений плазмы с пространственным разрешением до 3 мкм.
2. Методы и алгоритмы численной обработки лазерных интерферограмм с точностью нахождения сдвига фаз 0.63 рад, включающие: шумоподавление с использованием Фурье-фильтрации и выравнивание интенсивности интерференционной картины; алгоритмы итеративного поиска экстремальных точек; технику построения трасс интерференционных полос; процедуру извлечения двумерной карты сдвига фазы зондирующего излучения с использованием опорного интерференционного кадра; восстановление распределения плотности электронов плазмы.
3. Оценки оптических характеристик плазмы и анализ механизмов её визуализации в поле лазерного излучения показали, что плазма вдали от электродов является оптически прозрачной для лазерного излучения с длиной волны 532 нм при плотности и температуре электронов $n_e \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 1 - 5$ эВ, а показатель преломления плазмы связан с концентрацией электронов в рамках приближения идеальной плазмы; приэлектродная плазма может быть непрозрачной,

- иметь электронную плотность выше 10^{20} см^{-3} и быть многокомпонентной, состоять из ионизованных молекул и атомов воздуха и электрода.
4. Исследование эволюции прикатодной и прианодной плазмы высокой степени ионизации, генерируемой на ранней стадии развития импульсного наносекундного разряда в воздухе: момент перехода разряда в сильноточный режим с субнаносекундной точностью совпадает с моментом появления прикатодной и прианодной плазмы с электронной плотностью $n_e \sim 10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и градиентами электронной плотности $\sim 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-4}$; Генерация катодной и прианодной плазмы носит взрывной характер, приводит к появлению первичных сгустков плазмы размером $\sim 10 \text{ мкм}$ с последующим выбросом вещества электрода, сопровождающегося изменением морфологии его поверхности; Появление прианодной плазмы зависит от геометрии разрядного промежутка, качества полировки поверхности анода, а также от плотности мощности энергии, подводимой к поверхности анода бомбардирующими электронами; За время $\sim 1 \text{ нс}$ прикатодная и прианодная плазма дают старт развитию фронтов ионизации, распространяющихся со средней скоростью $7 \times 10^6 \text{ см/с}$ и создающих плазму в промежутке с электронной плотностью выше $n_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.
 5. Исследование эффекта быстрой мелкомасштабной искровой филаментации, приводящий к развитию сложной нитевидной микроструктуры у растущих анодо-направленных и катодно-направленных искровых каналов: фронты ионизации, распространяющиеся от областей первоначального взрыва на катоде и аноде, неустойчивы и сопровождаются их дроблением на нитевидные плазменные каналы диаметром $\sim 10 \text{ мкм}$, что приводит к развитию сложной нитевидной микроструктуры с количеством микроканалов плазмы в объеме разряда до нескольких десятков и более; Измеренные скорости роста микроканалов с электродов составили $\sim 10^8 - 10^9 \text{ см/с}$, что заметно выше характерной скорости расширения приэлектродной плазмы на катоде и аноде; Электронная плотность плазмы одиночных микроканалов может составлять $\sim (1 - 5) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что свидетельствует о достижении почти полной диссоциации и однократной ионизации молекул воздуха.

Степень достоверности результатов. Подходы к численной обработке данных, получаемых при помощи методов лазерного зондирования плазмы,

тестировались на примере решения модельных задач. Используемые методы быстрой съёмки плазмы калибровались в экспериментах. Отдельно анализировалась проблема пространственного разрешения используемой оптики, были уточнены параметры оптики, необходимые для надежной регистрации мелкомасштабных плазменных формирований. Производилась систематизация количественных данных о параметрах плазмы, данные анализировались на предмет корректности в плане достигнутой точности их получения. Многие представленные в диссертационной работе результаты находятся в согласии с результатами, полученными независимыми экспериментальными группами, занимающимися тематикой импульсного наносекундного разряда в газе. Результаты работы неоднократно докладывались и обсуждались на российских и международных конференциях, а также публиковались в рецензируемых научных журналах.

Научные публикации. Результаты по теме диссертации изложены в 2 коллективных монографиях, в 12 журнальных статьях, в 18 тезисах трудов конференций; 12 статей изданы в журналах, рекомендованных ВАК, входящих в базы данных Scopus и Web of Science. Список статей и тезисов конференций автора приведен в конце автореферата диссертации.

Апробация работы. Основные результаты диссертации представлялись и докладывались автором на 16 Международных и Всероссийских конференциях: XLVII, XLVI, XLV, XLIV, Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС, 2020 (16–20 марта), 2019 (18–22 марта), 2018 (2–6 апреля), 2017 (13–17 февраля), Россия, Звенигород; Школе молодых ученых «Быстропротекающие электровзрывные, электронные и электромагнитные процессы в импульсной электронике и оптоэлектронике» (БПИО) в 2019 (12–14 ноября), 2020 (24–26 ноября) гг., Россия, Москва; V, IV International Conference on Ultrafast Optical Science Ultrafast Light, 2021 (October 4–8), 2020 (September 28–October 2), Russia, Moscow; XXXVI, XXXIV International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, 2021 (March 1–6), 2019 (March 1–6), Russia, Kabardino-Balkaria, Elbrus; XXXV, XXXIII International Conference on Equations of State for Matter, 2020 (March 1–6), 2018 (March 1–6), Russia, Kabardino-Balkaria, Elbrus; Advances and Applications in Plasma Physics (AAP). Congress center of Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, 2019 (September 18–20), Russia, St. Petersburg; Всероссийской конференции «Физика низкотемпературной плазмы» (ФНТП), 2020 (9–13 ноября), 2017 (5–9 июня),

Россия, Казань; 19th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, 2020 (September 15–17), Russia, Moscow.

Личный вклад. Все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии. Автор принимал непосредственное участие в выборе объектов исследования, постановке задач, разработке диагностик, обработке данных и обсуждении полученных результатов.

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, трёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 114 страниц, включая 38 рисунков. Список литературы содержит 128 наименований.

Первая глава посвящена технической реализации диагностики плазмы с высоким временным и пространственным разрешением. Представлено решение проблемы жесткой синхронизации высоковольтного оборудования и источника лазерного излучения. Описана схема установки, использующей часть лазерного излучения для триггирования высоковольтного генератора с точностью на уровне одной наносекунды. Обсуждаются нюансы организации методов лазерного зондирования и необходимые параметры проецирующей оптики. Во второй главе рассказано про разработанный подход по обработке результатов лазерной интерферометрии, выступающей в качестве основной техники получения количественных данных о характеристиках плазмы. Обсуждаются алгоритмы поиска экстремальных точек на интерферограмме, построения трасс интерференционных линий, а также получения двумерной карты сдвига фазы излучения, прошедшего сквозь просвечиваемый объект. Представлен подход к решению обратной задачи по восстановлению распределения показателя преломления/электронной плотности плазмы по измеренному сдвигу фазы излучения при малой аккумуляции ошибки численного счета. Третья глава повествует об основных полученных результатах. Глава условно разделена на две ключевые подчасти, которые посвящены ранней и поздней стадиям развития искровых каналов в импульсном наносекундном разряде в воздухе. Ранняя стадия касается генерации приэлектродной плазмы высокой степени ионизации на катоде и аноде. Поздняя стадия затрагивает проблему формирования микроструктуры у одиночных искровых каналов.

Глава 1. Система диагностик и схема экспериментов

1.1 Синхронизация лазера и высоковольтного генератора

Исследование процессов формирования плазмы на наносекундных и субнаносекундных временах накладывает особые требования на точность синхронизации (приведение ряда временных процессов к единому моменту отсчета) высоковольтного, измерительного и диагностического оборудования. Проблема синхронизации является первостепенной в реализации эксперимента, а её решение во многом определяется конкретикой поставленных задач исследования. Сформулируем кратко некоторые из них непосредственно для нашего случая:

1. необходимость в генерации наносекундного высоковольтного импульса, его транспортировка к исследуемому разрядному промежутку,
2. лазерное зондирование исследуемого разрядного промежутка строго в определенный момент времени, отсчитываемый от момента подачи высоковольтного импульса на исследуемый разрядный промежуток,
3. синхронизация моментов зондирования и подачи высоковольтного импульса с точностью не хуже 1 нс.

Существенным требованием является жесткая привязка по времени момента зондирования исследуемого промежутка и момента подачи высоковольтного импульса на промежуток. Данное требование отчасти исключает возможность синхронизации используемого в работе пикосекундного лазера (модель Lotis LS-2151 Nd: YAG) и высоковольтного генератора от внешнего электрического источника. Запуск лазера LS-2151 от внешнего источника приводит к 10 нс разбросу момента генерации лазерного пучка, что в большей степени связано с особенностью работы электроники внутри самого лазера.

Альтернативный подход к решению проблемы синхронизации лазера и высоковольтного генератора заключается в использовании непосредственно лазерного излучения для триггирования генератора. Реализовать такую схему запуска можно различными способами. Например, с использованием быстрых фотодатчиков или фотоумножителей для конвертации светового пучка в электрический импульс, используемый в дальнейшем для запуска высоковольтного генератора. Возможно также использование сфокусированного лазерного излу-

чения для поджига промежуточного газонаполненного разрядника, выдающего импульс напряжения для запуска высоковольтного генератора. Вне зависимости от схемы триггирования высоковольтного генератора, важным требованием в нашем случае является достижение малого времени срабатывания высоковольтного генератора при общем разбросе его срабатывания порядка одной наносекунды. Это приводит к определенным трудностям при использовании систем триггирования высоковольтного генератора на основе конверсии светового импульса в импульс электрический. Данный импульс, как правило, еще необходимо значительно усилить по амплитуде, чтобы использовать в общей электрической системе запуска генератора с нужной точностью.

Наиболее простым и эффективным способом запуска высоковольтного генератора лазерным излучением, как показывает практика, является использование некоторого промежуточного газонаполненного разрядника, в котором создается лазерная искра. Известно, что при плотности мощности сфокусированного излучения, превышающей некоторую пороговую величину [65; 66], в объеме, заполненном газом, возникает эффект оптического пробоя. Данный эффект был открыт еще в 1963 году Мейкером и др. [67] и заключается в поглощении значительной части энергии лазерного импульса газом в результате его ионизации в поле световой волны. Создание внутри газонаполненного разрядника области с высокой степенью ионизации ускоряет его электрический пробой. Разрядник при этом может работать как в статическом (при приложенном постоянном высоком напряжении), так и в импульсном (при импульсной подаче высокого напряжения) режимах.

Описанный метод триггирования высоковольтного генератора нашел широкое применение в различных классах сильноточных установок [68–74], допускающих генерацию импульсов напряжения амплитудой вплоть до $\sim 10^6$ В. В самом простом случае лазерно-триггируемый разрядник (ЛТР) представляет собой обычный газонаполненный искровой промежуток, сформированный небольшими электродами со скругленной поверхностью. Сфокусированный лазерный пучок поджигает промежуток вдоль его оси (проходя при этом, например, через специально сделанное отверстие в электроде) или под некоторым углом (угол поджига).

1.2 Высоковольтный кабельный генератор триггируемый лазерным излучением

Для достижения жесткой синхронизации между высоковольтным оборудованием и пикосекундным лазером в работе был разработан компактный и простой в эксплуатации генератор, управляемый на основе лазерно-триггируемого разрядника (ЛТР). Разрядник был интегрирован в электрическую схему генератора и являлся его непосредственной частью. В качестве основы высоковольтного генератора была выбрана схема генерации импульса напряжения с использованием коаксиальной кабельной линии. Подробная схема генератора приведена на Рис. 1.

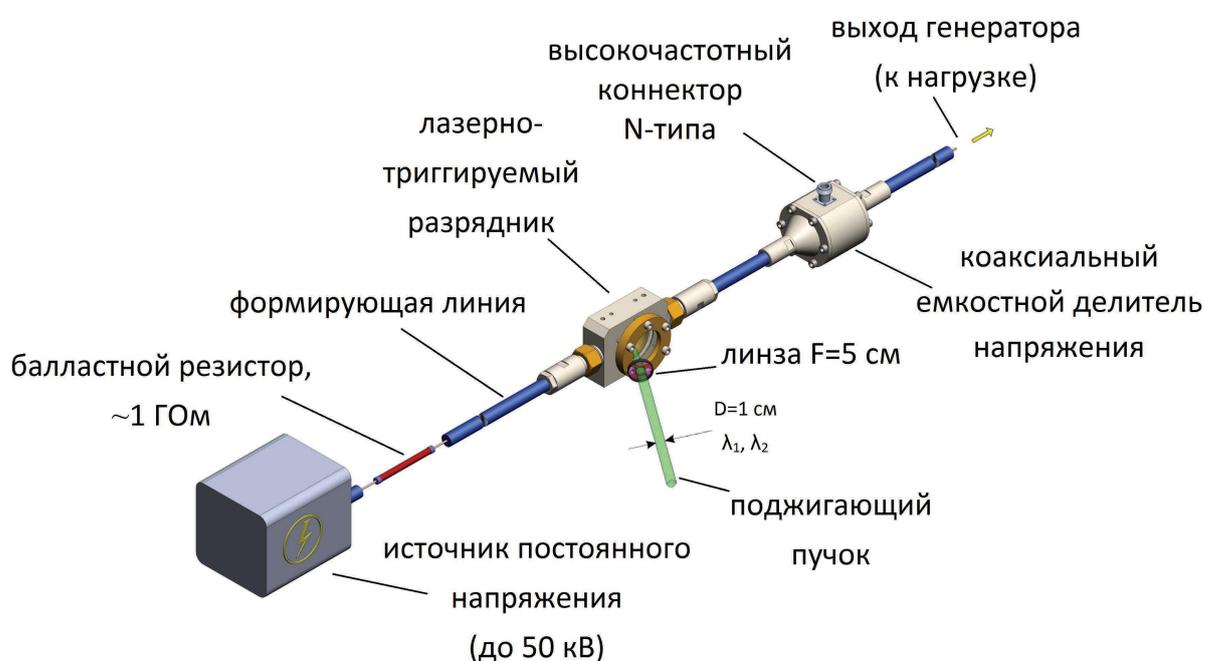


Рисунок 1 — Схема высоковольтного генератора на основе лазерно-триггируемого разрядника (ЛТР).

1.2.1 Дизайн лазерно-триггируемого разрядника

В основу ЛТР был положен обычный двухэлектродный искровой промежуток, находящийся внутри коаксиальной линии. ЛТР был подключен к

самодельному источнику постоянного высокого напряжения (до 50 кВ, отрицательная полярность) через высоковольтный коаксиальный кабель длиной 3 м и волновым сопротивлением 75 Ом. Данный участок коаксиальной линии выступал в качестве формирующей линии, заряжаемой до 50 кВ. Максимальная запасенная энергия в линии составляла 0.16 Дж. Для предотвращения разрядки формирующей линии через подключенный источник питания использовался балластный резистор сопротивлением ~ 1 ГОм. Резистор вставлялся в разрез центральной жилы высоковольтного коаксиального кабеля и выхода источника питания.

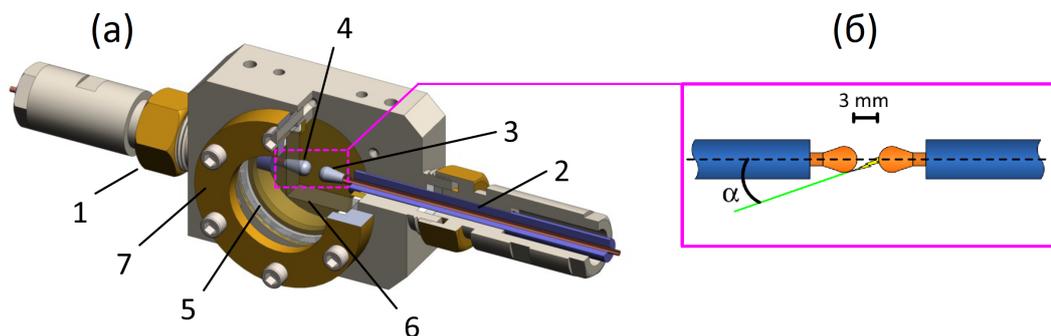


Рисунок 2 — Дизайн лазерно-триггеруемого разрядника (а): 1—держатель высоковольтного коаксиального кабеля, 2—высоковольтный кабель, 3—катод, 4—анод, 5—резиновая уплотнительная прокладка, 6—оптическое окно, 7—латунный прижимной фланец. Вид сверху на поджигаемый искровой промежуток (б). Параметр α обозначает угол между осью искрового промежутка и направлением следования поджигающего лазерного пучка.

Дизайн разработанного ЛТР подробно показан на Рис. 2 (а). Поджигаемый лазером искровой промежуток имел длину ≈ 3 мм и наполнялся сухим воздухом при давлении 7 бар. Данные условия были эмпирически подобраны для оптимальной работы ЛТР при максимально приложенном постоянном 50 кВ напряжении. В этом случае достигались необходимые условия жесткой синхронизации пикосекундного лазера и высоковольтного генератора (время задержки пробоя и разброс срабатывания ЛТР не превосходили примерно 1 нс). Electrodes поджигаемого искрового промежутка были изготовлены из нержавеющей стали и имели скругленные вершины, см. Рис. 2 (б). Описанный дизайн ЛТР и используемая геометрия электродов допускали поджиг искрового промежутка при углах поджига $\alpha \geq 40^\circ$. При $\alpha \approx 40^\circ$, двигаясь почти по касательной к поверхности анода (4 на Рис. 2 (а)), поджигающий лазерный пучок приходил примерно в центр скругленной вершины катода (3 на Рис. 2 (а)); см. Рис. 2 (б).

1.2.2 Настройка поджига лазерно–триггеруемого разрядника

Для поджига искрового промежутка использовался лазерный пучок, содержащий две гармоники (длины волн 1064 нм и 532 нм) с энергией импульса вплоть до 80 мДж. Диаметр поджигающего пучка составлял 1 см. Поджигающий пучок фокусировался линзой с диаметром 1 см и фокусным расстоянием 50 см, расположенной вблизи оптического окна ЛТР.

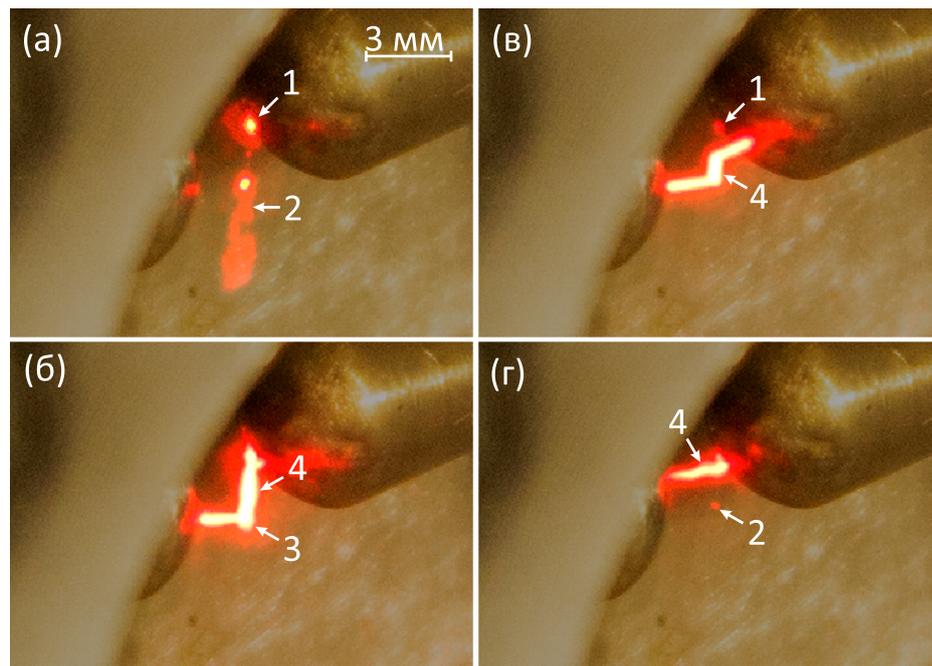


Рисунок 3 — Фотографии поджигаемого искрового промежутка. Съёмка с ракурса, совпадающего с направлением следования сфокусированного лазерного пучка. Угол поджига $\alpha \approx 60^\circ$. Изображение (а) — характерная лазерная искра, инициированная 80 мДж пучком без подачи высокого напряжения на промежуток. Изображения (б), (в), (г) демонстрируют искровые каналы, инициированные в промежутке при его поджиге лазерным пучком с энергией ≈ 80 мДж (б), ≈ 15 мДж (в), ≈ 3 мДж (г).

Прикладывалось постоянное напряжение $U_0 \approx 45$ кВ. Цифрами обозначены: 1 — область прихода поджигающего пучка на катод, 2 — зона лазерной искры, 3 — участок результирующего искрового канала с резким поворотом в сторону анода, 4 — результирующий искровой канал.

Плотность мощности поджигающего излучения в области фокального пятна линзы составляла $\sim 10^{10} - 10^{11}$ Вт/см² на длине волны 1064 нм (несущей $\approx 70\%$ энергии от общей энергии поджигающего пучка). Точная настройка области

поджига искрового промежутка осуществлялась в режиме реального времени путем визуализации интегрального свечения от возникающей в зазоре лазерной искры (Рис. 3). Собственное свечение регистрировалось цифровой камерой (Canon EOS 1100D) с короткофокусным объективом (Canon EF-S 18–55 мм), ориентированными вдоль направления следования поджигающего пучка.

1.2.3 Регистрация высоковольтного импульса

Выход ЛТР был подключен к разработанному коаксиальному емкостному делителю напряжения (работающего в режиме бегущей волны) через согласованную передающую линию длиной 1 м. Дизайн коаксиального емкостного делителя (ЕД) напряжения представлен на Рис. 4.

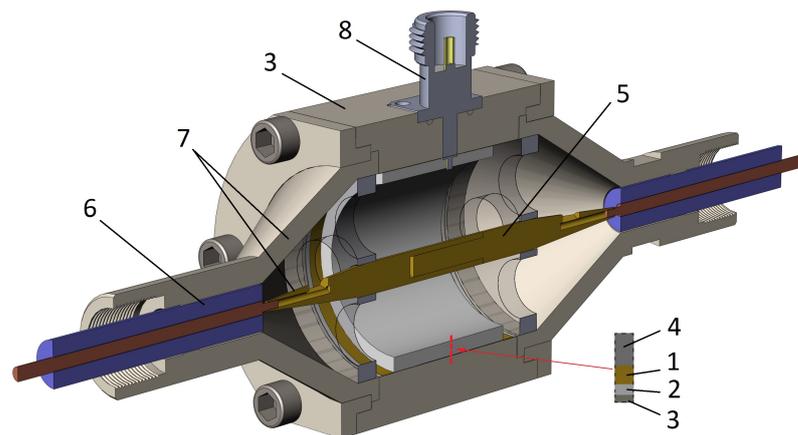


Рисунок 4 — Дизайн коаксиального емкостного делителя напряжения: 1–медная фольга толщиной 100 мкм, 2–фторопластовая пленка толщиной 50 мкм, 3–корпус делителя (земляная часть), 4–распирающая фторопластовая втулка, 5–центральная жила коаксиальной линии, 6–высоковольтный коаксиальный кабель, 7–высокочастотные коаксиальные конические переходы, 8–высокочастотный коннектор N-типа.

Делитель был собран в виде «пластины конденсатора» из медной фольги (1 на Рис. 4) толщиной 100 мкм, длиной 2 см, и диаметром 4 см. Фторопластовая пленка (2 на Рис. 4) толщиной 50 мкм, аналогичной длины и диаметра, помещалась между корпусом делителя (земляная часть, отмечена как 3 на Рис. 4) и медной фольгой. Для плотного прилегания медной фольги–фторопластовой пленки на корпус датчика использовалась фторопластовая втулка

(4 на Рис. 4) толщиной 5 мм. Внутренний объём делителя между распирающей втулкой и центральной жилой (5 на Рис. 4) коаксиальной линии был заполнен трансформаторным маслом. Внутренняя геометрия делителя (диаметры внутреннего сечения корпуса датчика и центрального проводника) были рассчитаны в соответствии с достижением согласованного перехода с высоковольтным коаксиальным кабелем. Для достижения согласованного высокочастотного перехода между высоковольтным коаксиальным кабелем (6 на Рис. 4) и емкостным делителем были сделаны коаксиальные конические переходы (7 на Рис. 4). Расчет геометрии конических переходов был осуществлен в соответствии с подходами, изложенными в [75] (Раздел 6). При срабатывании ЛТР сгенерированный высоковольтный импульс проходил через ЕД, вызывая изменение в распределении заряда на медной пластине. Пластина была соединена с центральной жилой высокочастотного коннектора N-типа (8 на Рис. 4), который в свою очередь был подключен к высокочастотному кабелю LMR-400 (с импедансом 50 Ом), идущего на осциллограф.

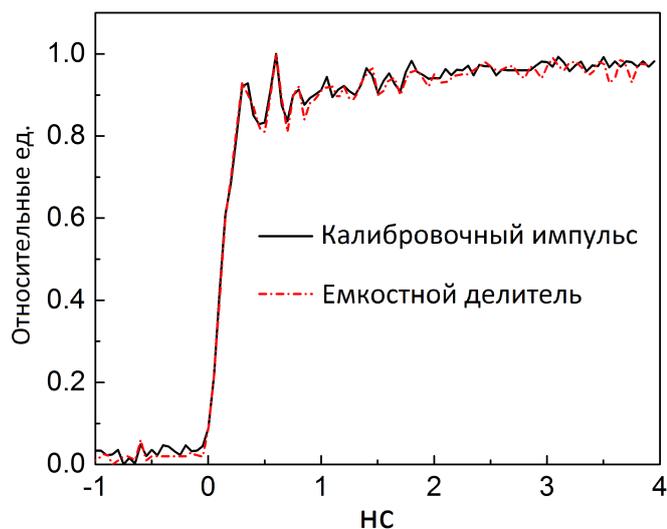


Рисунок 5 — Отмасштабированные кривые калибровочного импульса и сигнала с емкостного делителя. Время нарастания фронта (по уровню 0.1–0.9) калибровочного импульса составляет 300 пс.

Разработанный ЕД калибровался сразу, будучи интегрированным в общую высоковольтную коаксиальную линию. Для этого был организован дополнительный согласованный переходник на коаксиальный кабель РК-75-4-12 (продолжение передающей линии, выходящей из ЕД). Через переходник высоковольтный кабель соединялся с внешним генератором наносекундного импульса

напряжения. Для калибровки ЕД использовался генератор наносекундного импульса (модель И1-7), сочлененный с источником питания постоянного тока (модель Б5-47). Выход генератора был подключен к формирователю импульсов (модель Ф-04). Данная сборка позволяла получать практически идеальный прямоугольный импульс (Рис. 5) амплитудой до 150 В, длительностью ≈ 5 нс, фронтом 300 пс (по уровню 0.1–0.9). Генерируемый «калибровочный» импульс сначала отдельно регистрировался (при подключенном SMA-аттенуаторе 20 Дб, волновым сопротивлением 50 Ом, полосой пропускания до 18 ГГц) при помощи цифрового осциллографа LeCroy WaveMaster 8620A (с полосой пропускания до 6 ГГц). Уточнялась статистика параметров калибровочного импульса. После импульс заводился в схему *передающая линия–ЕД–передающая линия–ЛТР*. Короткая длительность импульса относительно «электрической длины» передающей линии позволяла измерить его параметры емкостным делителем без учёта отражения от разрыва цепи в области ЛТР. Результаты калибровки показали, что конструкция ЕД на Рис. 4 позволяет надежно детектировать импульсы напряжения, проходящие по коаксиальной линии, с коэффициентом деления близким к 1000. Ухудшение времени фронта регистрируемого калибровочного импульса напряжения не происходило (Рис. 5), что свидетельствовало о субна наносекундном временном разрешении ЕД.

1.2.4 Коммутационные характеристики ЛТР

Коммутационные характеристики высоковольтного генератора на основе ЛТР на Рис. 1 были подробно исследованы в работе [76]. Исследовались такие характеристики генератора, как время задержки его срабатывания, разброс срабатывания (воспроизводимость высоковольтного импульса), время нарастания фронта (по уровню 0.1–0.9) выдаваемого импульса. Задержка срабатывания (задержка пробоя) определялась как временная разница между моментом прихода поджигающего лазерного пучка в искровой промежуток ЛТР и началом генерации (по уровню 0.1) высоковольтного импульса. За разброс срабатывания (джиттер) принималось среднее отклонение величины задержки пробоя от её среднего значения (определенное по статистике 10–20 выстрелов).

Для упрощения восприятия излагаемого ниже материала, уточним основные варьируемые параметры физических условий работы ЛТР:

U_0 –зарядное напряжение, приложено к поджигаемому промежутку, максимум до 50 кВ (отрицательная полярность),

Q –энергия поджигающего лазерного пучка, до 80 мДж,

α –угол поджига искрового промежутка ЛТР, рассматривается диапазон $\alpha \sim 40 - 60^\circ$.

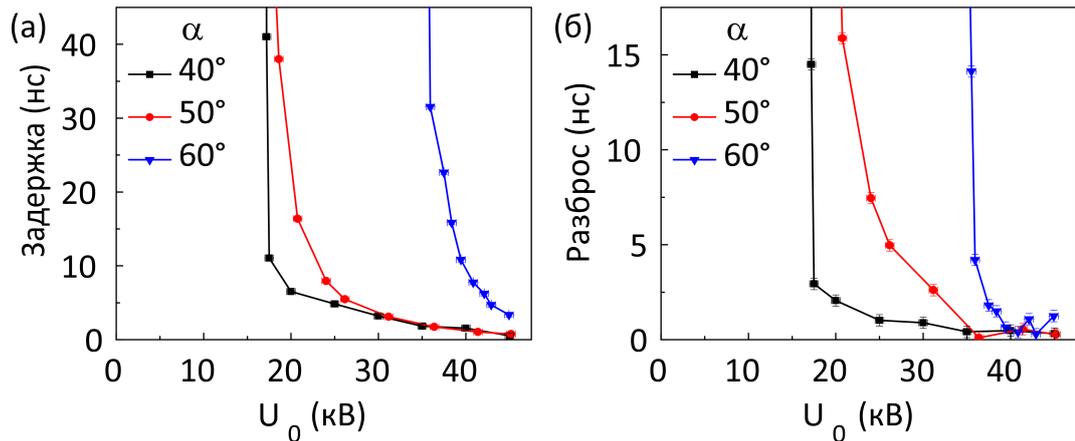


Рисунок 6 — Зависимости задержки пробоя (а) и разброса срабатывания (б) ЛТР от зарядного напряжения U_0 , полученные для углов поджига $\alpha \approx 40^\circ$, $\approx 50^\circ$, $\approx 60^\circ$ при энергии поджигающего пучка $Q \approx 80$ мДжс.

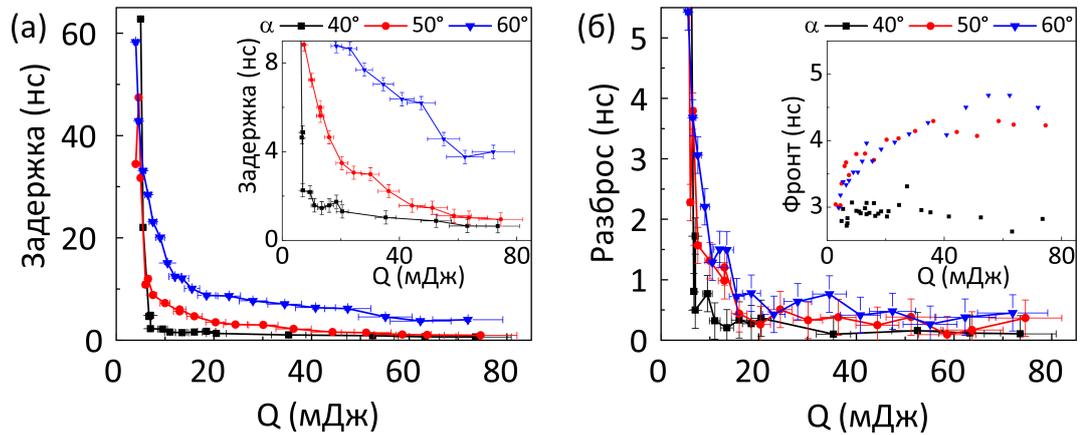


Рисунок 7 — Зависимости задержки пробоя (а) и разброса срабатывания (б) ЛТР от энергии поджигающего пучка Q , полученные при зарядном напряжении $U_0 \approx 45$ кВ для углов поджига $\alpha \approx 40^\circ$, $\approx 50^\circ$, $\approx 60^\circ$. На вставках приведены область малых задержек пробоя (а) и время нарастания генерируемого высоковольтного импульса (б) в зависимости от энергии Q поджигающего пучка.

На Рис. 6, 7 представлены зависимости задержки пробоя и джиттера ЛТР от зарядного напряжения U_0 и энергии Q поджигающего лазерного пучка, полученные для углов поджига $\alpha \approx 40^\circ$, $\approx 50^\circ$, $\approx 60^\circ$. Каждая экспериментальная точка для зависимостей задержки пробоя и джиттера была получена усреднением статистики, полученной по 10–20 выстрелам. Было установлено, что характерный диапазон углов поджига, обеспечивающих короткую задержку пробоя ЛТР при джиттере ≤ 1 нс, составляет $\alpha \sim 40 - 60^\circ$. При $\alpha > 60^\circ$ задержка пробоя и джиттер резко возрастают более чем на несколько десятков наносекунд. Нижняя граница $\alpha \approx 40^\circ$ диапазона углов поджига, как уже было сказано ранее, обусловлена используемой геометрией электродов и конструкцией ЛТР.

Исходя из полученных кривых коммутационных характеристик ЛТР, были выбраны следующие условия работы высоковольтного генератора для постановки экспериментов по исследованию плазмообразования в наносекундном разряде:

- ЛТР поджигался пучком (с двумя гармониками) с энергией $Q \approx 70$ мДж (до 90% от общей энергии излучения, выдаваемого лазером LS-2151),
- угол поджига был выбран равным $\alpha \approx 40^\circ$,
- зарядное напряжение составляло $U_0 \sim 40 - 50$ кВ.

Время задержки пробоя и джиттер ЛТР не превосходили 1 нс. Собранный генератор выдавал высоковольтный импульс амплитудой до 25 кВ со временем нарастания фронта импульса ≈ 4 нс. Длительность импульса составляла ≈ 40 нс.

1.3 Транспортировка высоковольтного импульса к нагрузке

Выход генератора на Рис. 1 был соединен с разрядной камерой (Рис. 8) через согласованную передающую линию, сделанную из отрезка кабеля РК-75-4-12 длиной 2 м. Высоковольтный кабель (1 на Рис. 8) жестко фиксировался держателем (2 на Рис. 8) при входе в камеру. Внутренний диаметр камеры составлял 10 см. Для упрощения конструкции ввода высоковольтного кабеля в камеру и достижения высокочастотного согласованного перехода внутренней части камеры с передающей 75 Ом линией был организован отступ

$\Delta^* = 10$ мм в области 3 на Рис. 8. Длина отступа бралась на порядок меньше внутреннего диаметра разрядной камеры. Это было сделано в соответствии с расчетами, приведенными в [76] (Раздел 6), для уменьшения паразитной емкости на земляную часть коаксиальной линии в области резкого изменения диаметра центральной жилы линии.

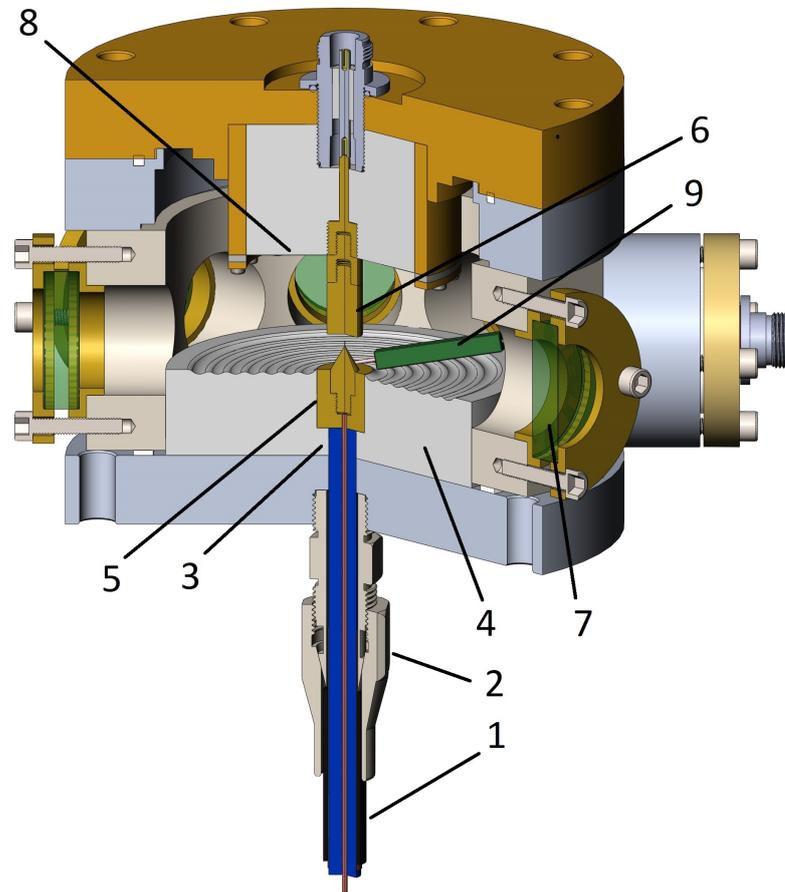


Рисунок 8 — Схема разрядной камеры (а): 1—высоковольтный кабель, 2—держатель высоковольтного кабеля, 3—область резкого изменения диаметра центральной жилы коаксиальной линии, 4—фторопластовый изолятор, 5—катодный узел, 6—анодный узел, 7—оптическое окно ($\times 5$), 8—токовый шунт, 9—резистивный датчик напряжения.

Центральная жила линии внутри камеры была запрессована во фторопластовый изолятор (4 на Рис. 8), плотно прилегающий к внутренним стенкам камеры. Диаметр центральной жилы линии в области катодного узла (5 на Рис. 8) был рассчитан в соответствии с достижением волнового сопротивления 75 Ом. Разрядная область между катодным и анодным (6 на Рис. 8) узлами являлась исследуемым разрядным промежутком, к которому подводился сгенерированный высоковольтный импульс. Электроды катодного и анодного узлов

были сделаны съёмными для постановки экспериментов при различной геометрии исследуемого промежутка. Для лазерного зондирования исследуемого промежутка в стенках камеры были сделаны круглые отверстия, закрытые оптическими подложками (7 на Рис. 8; 5 шт., стекло К8, качество поверхности не хуже $\lambda/10$ для 532 нм) толщиной 1 см и диаметром 4 см. Рабочая область каждого окна имела диаметр 3 см (с учётом прижимающего фланца) и совпадала со световым диаметром подложки.

1.4 Датчики тока и напряжения

Для измерения напряжения на исследуемом разрядном промежутке был собран резистивный делитель (Рис. 9) с высокоомным и низкоомным плечами. Делитель плотно крепился на корпус разрядной камеры (фланец 1 на Рис. 9, см. также Рис. 8).

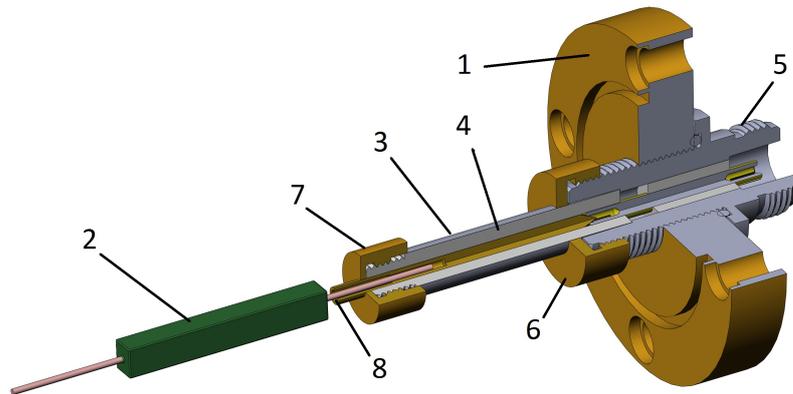


Рисунок 9 — Схема резистивного датчика напряжения: 1—латунный фланец, прикрепляемый на корпус разрядной камеры, 2—резистор марки ТВО, 3—цилиндр из титановой фольги толщиной 12 мкм, 4—фторопластовый изолятор, 5—высокочастотный коннектор N-типа, 6— и 7—крепежные элементы нижнего плеча делителя, 8—область под пайку.

Высокоомная часть делителя представляла собой малоиндуктивный резистор (марки ТВО, отмечен как 2 на Рис. 9) с сопротивлением 3 кОм. Резистор припаивался на катодный узел внутри разрядной камеры на Рис. 9. Низкоомная часть делителя была сделана в виде цилиндра длиной ≈ 3 см из титановой фольги (3 на Рис. 9) толщиной 12 мкм. Толщина фольги совпадала с величиной скин-слоя в соответствующем материале на частоте 1 ГГц. Сопротивление

нижнего плеча составляло 100 мОм. Внутренний объём (заполненный фторопластовым изолятором, 4 на Рис. 9) низкоомного плеча делителя представлял собой 50 Ом линию, соединенную с высокочастотным разъёмом N-типа (5 на Рис. 9). Регистрируемый импульс с делителя далее передавался на осциллограф через высокочастотный кабель LMR-400.

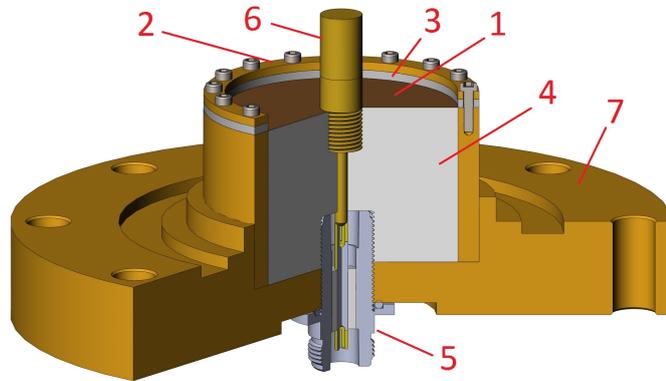


Рисунок 10 — Схема токового шунта: 1—титановая фольга толщиной 12 мкм (активный элемент), 2—прижимающее латунное кольцо, 3—уплотняющая резиновая прокладка, 4—фторопластовый изолятор, 5—высокочастотный переходник N-типа, 6—анодный узел, 7—анодный фланец (крышка камеры).

Для измерения тока через исследуемый промежуток, анодный узел (6 на Рис. 10) был соединен с шунтом, который жестко крепился на корпус разрядной камеры. Резистивный элемент шунта (с сопротивлением 26 мОм) был сделан в виде шайбы (1 на Рис. 10) диаметром ≈ 5 см из титановой фольги толщиной 12 мкм. Шайба располагалась перпендикулярно оси коаксиальной линии. Вывод шунта был подсоединен к высокочастотному разъёму N-типа (5 на Рис. 10) для последующей передачи регистрируемого импульса на осциллограф через кабель LMR-400.

Резистивный делитель и токовый шунт калибровались, будучи интегрированными в рабочую схему установки. Во время калибровки резистивного делителя напряжения анодный узел с шунтом были убраны из камеры. Конструкция резистивного делителя обеспечивала регистрацию проходящего импульса напряжения с коэффициентом деления в 25000 раз. Токовый шунт калибровался в режиме короткого замыкания. Вместо разрядного промежутка на Рис. 8 была вставлена втулка, соединяющая катодный и анодный узлы. Используемая конструкция шунта обеспечивала хорошее согласование между высокочастотным сигнальным кабелем и шунтом, а также быструю реакцию на проходящий

(в режиме закоротки) прямоугольный импульс тока. Результаты калибровки (Рис. 11) показали, что временное разрешение разработанных датчиков тока и напряжения было не хуже 300 пс.

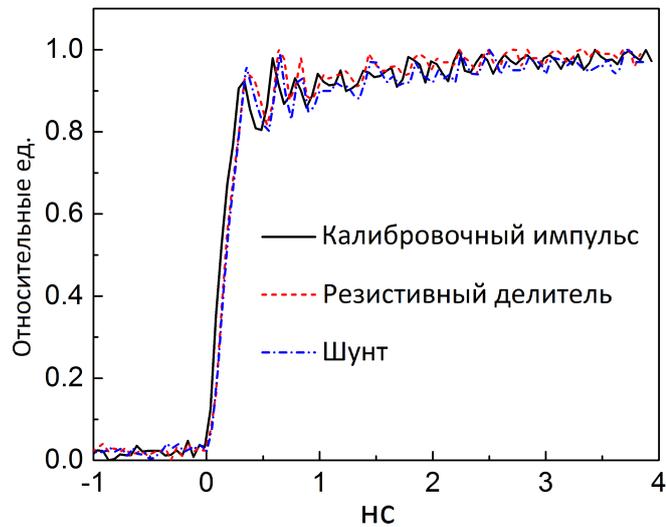


Рисунок 11 — Отмасштабированные кривые калибровочного импульса, сигнала с резистивного делителя, сигнала с токового шунта. Время нарастания фронта (по уровню 0.1–0.9) калибровочного импульса составляет 300 пс. Сигнал с делителя получен при удаленном анодном узле. Сигнал с токового шунта получен в режиме закоротки.

1.5 Исследуемый разрядный промежуток

Исследуемый разрядный промежуток представлял собой небольшой (длинной несколько миллиметров) зазор между катодом и анодом. Промежуток наполнялся обычным воздухом при атмосферном давлении. Исследования проводились при использовании геометрии электродов типа острие-плоскость. На Рис. 12 схематично представлен острый катод и плоский анод. В качестве острия выступали тонкие медные проволочки длиной несколько миллиметров диаметром 50–100 мкм, припаиваемые на соответствующий электрод. Плоский электрод имел диаметр 1 см, поверхность его была механически отполирована. В качестве электродов с заостренной кромкой также использовались конусообразные электроды различного радиуса скругления вершины. Деградация

вершин электродов в условиях одиночного срабатывания высоковольтного генератора была слабо выражена. Заметное разрушение поверхности электродов происходило после 100 срабатываний высоковольтного генератора.

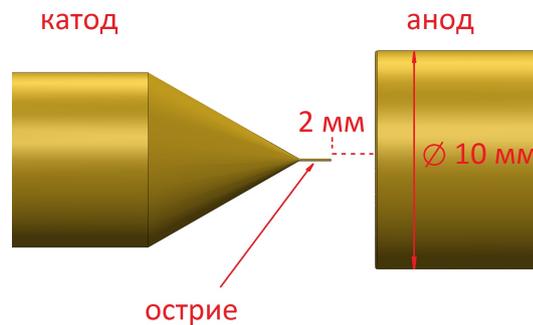


Рисунок 12 — Характерная геометрия исследуемого разрядного промежутка.

Представлен вариант промежутка с острийным катодом и плоским анодом. Катодное острие — медная проволоочка диаметром 100 мкм длиной 2 мм. Зазор между вершиной проволоочки и плоским анодом — 2 мм. Диаметр плоского анода — 10 мм.

Геометрия промежутка типа «острие – плоскость» играла существенную роль в исследовании процессов плазмообразования в микромасштабах разряда. Острийный электрод позволял не только локально усилить электрическое поле в конкретной зоне разрядного промежутка, но и заранее предопределить область интенсивной генерации газоразрядной плазмы, и, как следствие, прецизионно настроиться на неё оптической системой регистрации. Отметим также, что в используемой геометрии разрядного промежутка переход наносекундного разряда в сильноточный режим сопровождался, как правило, формированием одиночного искрового канала. Искровой канал развивался практически вдоль оси промежутка. Это дополнительно позволяло уменьшить влияние возникающего эффекта дефокусировки (несовпадение объектной плоскости объектива и выходной плоскости объекта) при настройке оптической системы на искровой канал.

1.6 Инструментарий оптических измерений

В данном разделе обсуждаются техники лазерного зондирования, используемые для визуализации плазменных образований, формирующихся во время

наносекундного разряда в воздушной среде. Описана схема разработанной многокадровой оптической системы регистрации, позволяющей регистрировать изображения плазменных образований с высоким временным и пространственным разрешением.

1.6.1 Многокадровая оптическая система регистрации

Для исследования динамики развития плазменных формирований в разряде были задействованы шесть лазерных пучков, которые зондировали исследуемый разрядный промежуток на Рис. 12 с задержкой между пучками 1–2 нс. Для этого основной пучок, выходящий из лазера, был сначала поделен на два пучка. Одна часть излучения с энергией 70 мДж (90% энергии от исходного пучка, две гармоники) использовалась для поджига ЛТР, как было указано ранее в разделе 1.2.4. Другая часть излучения (не более 10 мДж, вторая гармоника) использовалась в системе зондирования разряда. Зондирующее излучение заводилось в систему оптической задержки, располагаемой перед разрядной камерой. В данной системе излучение делилось на шесть независимых пучков, временная задержка между которыми регулировалась с точностью до нескольких десятков пикосекунд. Шесть зондирующих пучков были собраны в две группы, состоящие из трех пучков.

Один пучок из каждой группы зондировал исследуемый разрядный промежуток на Рис. 12 вдоль главной оптической оси, проходящей перпендикулярно оптическим окнам разрядной камеры и оси разрядного промежутка. Два других пучка из каждой группы зондировали разрядный промежуток под малыми углами (не более 3°) к главной оптической оси (также перпендикулярно оси разрядного промежутка). Схема зондирования разрядного промежутка представлена на Рис. 13 (а). На этом же рисунке схематично представлена система многокадровой оптической системы регистрации. Подробно система была описана в работе [77].

Каждая группа лазерных пучков, прошедших исследуемый разрядный промежуток, собиралась одним высококачественным объективом. В качестве собирающих объективов использовались объективы марки «Эра-14» (объектив 1 на Рис. 13 (а)) с фокусным расстоянием $F = 135$ мм. Максимальное

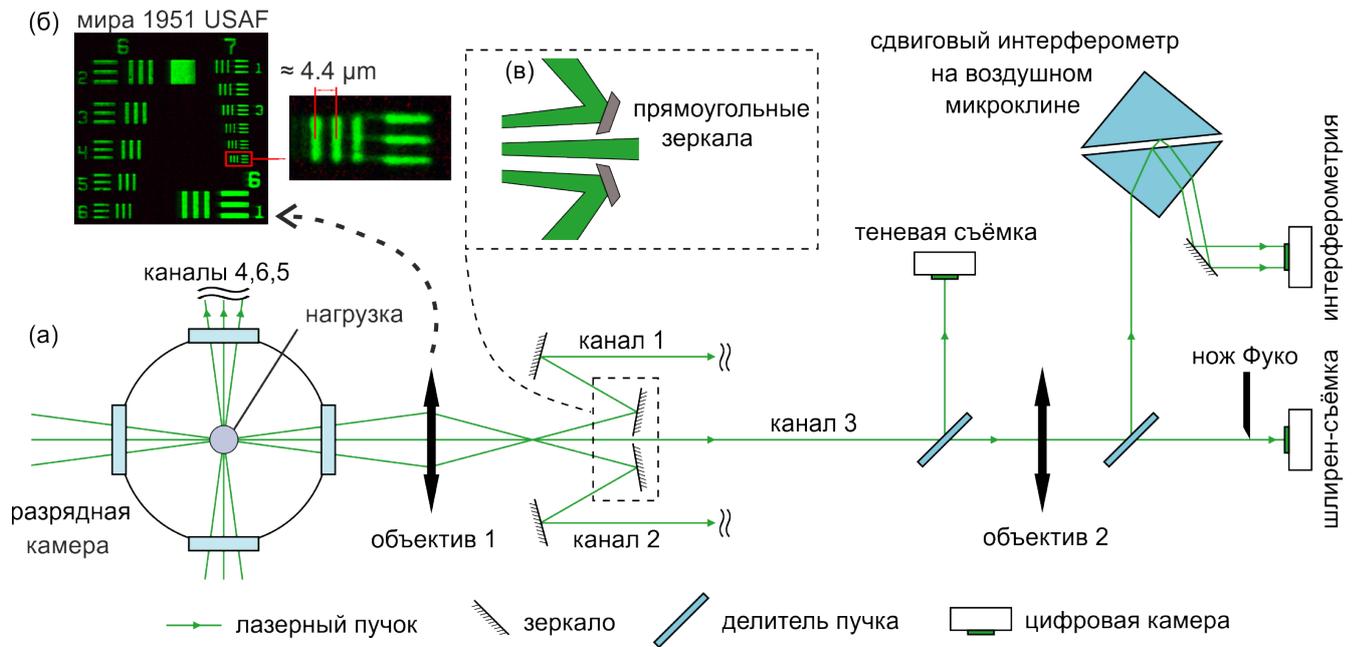


Рисунок 13 — (а) — Схема многокадровой оптической системы регистрации с одновременной интерферометрией, теньвым и шлирен фотографированием, (б) — фотография тестовой миры (1951 USAF), снятой позади объектива 1 («Эра-14») с увеличением в 30 раз, (в) — схема разделения трех зондирующих лазерных пучков позади собирающего объектива 1. Дизайн третьего оптического канала идентичен остальным каналам.

пространственное разрешение данного объектива составляет 500 штрихов/мм ($\approx 91\%$ от дифракционного предела) на длине волны 532 нм при максимальном диафрагменном числе $f/2.8$. Объективы «Эра-14» выпускались в СССР для микрофильмирующих и литографических установок в районе 80-ых годов. Данные объективы относятся к классу репродукционных объективов, в основе которых лежит оптическая схема несимметричного полускленного анастигмата из 6 линз в 5 группах [78]. Объективы «Эра-14» являются лучшими в указанном классе. На Рис. 13 (б) представлена фотография тестовой миры (1951 USAF), снятой позади объектива «Эра-14» с увеличением в 30 раз. Увеличенная часть изображения миры соответствует 6-му элементу 7-й группы каскада штрихов. Данный элемент содержит три ярких линии с расстоянием между линиями 4.38 мкм. Ширина каждой линии 2.19 мкм. Картина линий надежно разрешается объективом «Эра-14», что подтверждает его высокое пространственное разрешение.

В экспериментах было выяснено, что объективы «Эра-14» обладают малым астигматизмом при косом падении на них лазерного пучка (диаметром

~ 1 см). В то же время особенностью объективов марки «Эра» является то, что главные плоскости такого объектива смещены относительно входного и выходного зрачков объектива. При работе объектива «Эра-14» в режиме «длиннофокусного микроскопа» фокальная плоскость оказывается расположенной близко к выходному зрачку. Забегая вперед, отметим, что для организации техник визуализации плазменных формирований необходим доступ к фокальной плоскости объектива. Поэтому после собирающего объектива «Эра-14» был внесен в оптическую систему дополнительный объектив марки «Эра-7» (объектив 2 на Рис. 13 (а)) с максимальным пространственным разрешением до 480 штрихов/мм (на длине волны 532 нм при максимальном диафрагменном числе $f/2.8$ и фокусном расстоянии 105 мм). Также в качестве объектива 2 использовались объективы марки «Эра-13» и «Эра-15» (их характеристики можно найти в книге [78]).

Для разделения расходящихся пучков без их перекрытия в пространстве позади объектива 1 на Рис. 13 (а) были расположены прямоугольные зеркала размером 30 мм×15 мм (Рис. 13 (в)). Зеркала располагались на расстоянии 5 см от выходного зрачка объектива 1. Данное расстояние было определено экспериментальным путём. При такой разводке расходящихся пучков сохранялось высокое качество картины изображения разрядного промежутка (получаемого в плоскости изображения) в каждом пучке каждой группы. Зеркала представляли собой стеклянные подложки толщиной 3 мм с алюминизированным покрытием. Боковая поверхность подложек имела фаску с углом скоса 60° и была окрашена в черный цвет для минимизации паразитных бликов от торцов зеркал.

Каждый из трех разведенных в пространстве пучков ассоциировался с отдельным оптическим каналом (каналы 1, 2, 3 на Рис. 13 (а)), а также каналы 4, 5, 6 для второй группы пучков; дизайн всех каналов идентичен дизайну каналу 3), для которого далее организовывались техники визуализации исследуемого объекта, а именно: лазерная интерферометрия, теневая и шпирен фотосъёмка. Для этого каждый пучок, прошедший через объектив 1, разделялся на два пучка. Один из них использовался для записи лазерных тенегрмм (прямая регистрация лазерного пучка), а другой собирался объективом 2 и вновь разделялся на два пучка, используемых для интерферометрии и шпирен фотографирования (см. схему строения канала 3 на Рис. 13 (а)). Для разделения пучков использовались светоделительные пластины толщиной 1 см, диаметром

световой зоны ≈ 3 см, с классом чистоты полировки Р: IV, с передачей волнового фронта для $\lambda = 532$ нм с искажением не более $\lambda/10$, с коэффициентом пропускания 50%. Задняя поверхность светоделителей была покрыта антиотражающим покрытием.

1.6.2 Шлирен фотографирование

Для получения качественной информации о градиентах показателя преломления плазменных формирований в разряде использовалась техника шлирен фотографирования [64; 79]. Для этого в область фокуса объектива 2 на Рис. 13 (а) помещалось тонкое лезвие, перекрывающее половину фокального пятна. Для настройки лезвия в области фокуса (его ориентации относительно фокальной плоскости) перпендикулярно главной оптической оси объектива 2 использовалась координатная оптическая платформа с микропадачей. Достоинство техники шлирен фотографирования заключается в возможности получения картины исследуемого фазового объекта в рефрагированных лучах при полностью удаленном фоне обычного теневого изображения. Благодаря высокому контрасту техника шлирен фотографирования позволяет зарегистрировать области слабых изменений показателя преломления, недоступных для теневой съёмки и интерферометрии.

1.6.3 Схема интерферометрии

Для получения интерферограмм исследуемого разрядного промежутка использовался сдвиговый интерферометр на воздушном микроклине (Рис. 13 (а)), подробно описанный в работах [80; 81]. Интерферометр представлял собой склейку двух прямоугольных стеклянных призм размером 20×20 мм с качеством поверхностей не хуже $\approx \lambda/10$. Вдоль одной из главных диагоналей призм помещалась (между призмами) тонкая фольга толщиной 50 мкм, так чтобы между соприкасающимися плоскостями призм образовывался воздушный клин с углом при вершине в $3''$. При прохождении лазерного пучка через

сборку призм интерференционный кадр получается за счет интерференции лучей, отраженных от передней и задней сторон воздушного клина. Преимущества используемого сдвигового интерферометра заключаются в возможности независимой настройки ориентации сдвинутых друг относительно друга интерференционных изображений объекта, простая настройка интерферометра и плоскости локализации интерференционных полос (при перемещении интерферометра в области фокуса объектива вдоль главной оптической оси), настройка шага полос и, наконец, ненужность опорного пучка (в отличие, например, от широко используемого интерферометра Маха-Цендера [82]). Следует отметить, что различные конфигурации, основанные на стеклянных клиньях, хорошо работают при разделении параллельных лучей, но клинья вносят aberrации, если лазерный луч передается фокусирующей линзой уже после прохождения через клин. Используемый сдвиговый интерферометр сохраняет простоту центрирования, характерную для систем интерферометрии на клиньях и вносит заметно меньше aberrаций [80;81]. Сдвиговый интерферометр на Рис. 13 (а) также можно легко настроить индивидуально для каждого оптического канала, что и было реализовано в нашем случае (было собрано/настроено шесть сдвиговых интерферометров) в многокадровой оптической системе на Рис. 13 (а).

1.6.4 Регистрация изображений и время экспозиции кадра

Изображения исследуемого разрядного промежутка регистрировались цифровыми фотоаппаратами (Canon EOS 1100D с CMOS сенсором: 22.2×14.7 мм, 12.2 эффективных мегапикселей). Для подавления собственного свечения разряда перед фотоаппаратами размещались стеклянные светофильтры с коэффициентом пропускания $\approx 40\%$ в диапазоне 450–600 нм. Шатер цифрового фотоаппарата открывался на время эксперимента (один рабочий выстрел на установке занимал не более 3 секунд) ручным запуском от кнопки. Результирующее время экспозиции фотоаппаратов составляло порядка нескольких секунд, однако сами изображения разрядного промежутка (подсвечиваемого лазерным излучением) получались с более коротким временем экспозиции. Последнее определялось длительностью лазерного импульса бла-

годаря его высокой интенсивности и в данной работе составляло 70 пс на длине волны 532 нм.

Изображения регистрировались с увеличением в ≈ 6.1 раз. При данном увеличении CMOS сенсор охватывал все изображение разрядного промежутка (*проволочку–воздушный промежуток–часть плоского электрода*). Увеличение оптической системы определялось путём анализа получаемых изображений острейного электрода в соответствии с выражением $M = \text{характерный размер пикселя} \times \text{диаметр проволоки в пикселях} / \text{диаметр проволоки (100 мкм)}$. В системе на Рис. 13 (а) объектив 1 обеспечивал увеличение изображения в $M \approx 6.1$ раз, тогда как объектив 2 работал при увеличении $M \approx 1$. Благодаря реализованной настройке объективов и их высокоэффективным оптическим характеристикам помещение объектива 2 позади объектива 1 не ухудшало качество регистрируемых изображений (этот факт был подтвержден экспериментально). Таким образом, оптические характеристики всей диагностической системы во многом определялись параметрами объектива 1 (числовой апертурой, абберациями, настройкой, и т.д.).

Глава 2. Получение количественной информации о параметрах плазмы

2.1 Обработка интерферограмм

Интерференционная техника измерения параметров исследуемого фазового объекта при его облучении когерентным лазерным излучением давно стала эффективным инструментом точных измерений в науке и технике благодаря простоте своей реализации и высокой точности получаемых данных. Данный метод диагностики основан на использовании двух волн (световых пучков), интерферирующих друг с другом, одна из которых проходит через исследуемый фазовый объект и приобретает сдвиг фазы, связанный с изменением диэлектрической проницаемости среды («объект – окружающая среда»). Существует множество самых разных оптических схем интерферометрии и методов обработки соответствующих результатов. Например, системы голографической, муаровской, спекл, сдвиговой, многопроходной, резонансной интерферометрии [63]. Отмеченные техники интерферометрии обладают своими достоинствами и недостатками. Ключевым фактором при выборе той или иной техники интерферометрии и алгоритма обработки интерференционных данных является сам исследуемый объект. Поэтому, в первую очередь, приходится отталкиваться исключительно от специфики его параметров. Важными из них являются, например, степень гладкости профиля показателя преломления, наличие у объекта осевой симметрии, величина показателя преломления, размер объекта, наличие у него внутренней структуры, масштаб флуктуаций показателя преломления. Процедура обработки результатов интерферометрии включает в себя трассировку интерферограмм, которая предусматривает использование специализированного алгоритма поиска интерференционных максимумов и минимумов с целью построения трасс интерференционных полос для дальнейшего извлечения сдвига фазы излучения, прошедшего исследуемый объект. Выбор алгоритма трассировки интерферограмм также зависит от оптической схемы интерферометрии и от оптических особенностей самого исследуемого объекта.

Ниже рассмотрены основные задачи, которые были решены при реализации обработки интерферограмм исследуемых плазменных формирований.

Задачи включали в себя предобработку интерферограмм (шумоподавление), поиск экстремальных точек (максимумов и минимумов интенсивности), построение трасс интерференционных полос, извлечение карты сдвига фазы. Данные процедуры были разработаны совместно с к.ф.-м.н. Хирьяновой Александрой Игоревной.

2.1.1 Запись изображений

Получение достоверных картин исследуемого фазового объекта требует специального подхода к их цифровой записи и извлечения соответствующих данных без потерь информации. Для этого в экспериментах используемые цифровые камеры были настроены на запись изображений в формате CR2 (оригинальный Canon RAW формат записи, 14 бит, 16384 оттенка серого). Этот формат содержит всю информацию о характеристиках регистрирующего устройства и данные о значениях интенсивности, регистрируемых отдельными пикселями. Данные интенсивности извлекались из формата CR2 с помощью программного обеспечения dscraw и конвертировались в формат изображения PGM (Portable Gray Map). Для дальнейшей обработки изображений и извлечения матрицы значений интенсивности использовалась библиотека Python PIL. Формат PGM был выбран благодаря его совместимости с библиотекой Python PIL. Поскольку CMOS сенсор камеры закрыт мозаикой фильтра Байера (массив цветных фильтров RGB), а исследуемый разрядный промежуток зондировался излучением с длиной волны 532 нм, для обработки изображений использовалась информация об интенсивности, записанная пикселями, закрытыми только зелеными светофильтрами (в данном случае кадр представляет собой мозаику «зеленых пикселей»). Для построения непрерывной цветовой карты изображения делалась интерполяция мозаики зеленых пикселей, подразумевающая, что красным и синим пикселям присваиваются средние арифметические значения интенсивности, зарегистрированные в соседних зеленых пикселях. Такая интерполяция является вычислительно простой и не влечет за собой заметной потери информационной емкости изображения в отличие от стандартных редакторов изображений. В последние заложены функции некоторых автоматических коррекций изображения (например, гамма-

коррекция, коррекция цветового баланса и экспозиции изображения, и т.д.) для начального отображения изображения. Для контроля результатов обработки изображений в работе использовался формат TIFF (8-битное исчисление, 256 оттенков серого). Среди прочих форматов изображений формат TIFF выделяется своей универсальностью при работе с различными редакторами изображений и сохраняет качество изображения при сжатии. В то же время, математическая обработка изображений оперировала полным набором данных извлеченных значений интенсивности.

2.1.2 Предобработка интерферограмм

Процедура обработки интерферограмм заключается в определении точек максимумов и минимумов интерференционной картины и построении линий («трасс»), соединяющих эти точки. В идеалистическом случае интерференционная картина, образованная наложением двух плоских когерентных волн одинаковой частоты с интенсивностями $I_1(y,z)$ и $I_2(y,z)$, характеризуется распределением

$$I_{\Sigma}(y,z) = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta \varphi_{1-2}(y,z)) \quad (2.1)$$

Функция $I_{\Sigma}(y,z)$ отвечает результирующей интенсивности интерференционного изображения, наблюдаемого в плоскости (y,z) . Ось Ox выбрана в качестве основной оси следования волн. В экспериментах же мы неизбежно сталкиваемся с шумом и прочими искажениями яркостной и фазовой составляющих регистрируемого изображения, вносимыми различными дефектами оптического тракта. В результате результирующая интенсивность $I_{\Sigma}(y,z)$ интерференционной картины оказывается сложносоставной функцией вида

$$I_{\Sigma}(y,z) = I_{back}(y,z) + I_{mod}(y,z) \cos(\Delta \Phi(y,z)) + \mathcal{O}(y,z) \quad (2.2)$$

Функция $I_{back}(y,z)$ описывает фон интерференционного кадра, который также содержит информацию об изменении интенсивности излучения, прошедшего через исследуемый объект. Функция $I_{mod}(y,z)$ (или модулирующий член) характеризует видность интерференционной картины, которая зависит в частности

от настройки интерферометра. Функция $\Phi(y, z)$ отвечает модулирующей фазе, которая включает в себя искомый сдвиг фазы, а также шумы оптического тракта из-за возможных дефектов оптики. Функция $\mathcal{O}(y, z)$ представляет собой аддитивный шум, в том числе шум CMOS сенсора.

Однозначно определить функции $I_{back}(y, z)$ и $I_{mod}(y, z)$ в эксперименте крайне трудно и, с другой стороны (если речь идет не о голографической съёмке), не обязательно. Важно лишь уточнить местоположение результирующих максимумов и минимумов интерференционной картины, чьё возникновение обусловлено исключительно изменением фазы $\Phi(y, z)$ (при устраненном шуме). Здесь, однако, надо сделать оговорку, что построение карты фазы по одному интерференционному кадру еще не есть конечный результат, поскольку нам необходим относительный сдвиг фазы излучения, вызванный прохождением через исследуемый объект. Решить данную проблему позволяет опорный интерференционный кадр, зарегистрированный без объекта. Также, использование опорного/опорных кадров позволяет уточнить общую карту шумовых флуктуаций сдвига фазы, которые накладываются на искомое распределения сдвига фазы. Вычитание карты фазы, извлеченной из опорного интерференционного кадра, из карты фазы кадра с объектом позволяет получить искомое распределение сдвига фазы. Данная процедура использовалась нами в работе [83] по разработке техники обработки интерферограмм плазменных каналов микронного диаметра.

Наличие шумовой компоненты в выражении 2.2 ухудшает точность построения трасс интерференционных полос. Этому также способствует пространственная неоднородность функции $I_{back}(y, z)$, которая помимо фона интерференционного кадра еще содержит изменения интенсивности, вызванные прохождением излучения через объект. Отметим, что плазменные формирования, обладающие большими градиентами показателя преломления в микронных масштабах пространства, выступают в качестве амплитудно-фазовых модуляторов по отношению к падающему лазерному излучению. Из-за этого прохождение лазерного излучения через плазменный объект сопровождается сложной дифракцией, приводящей к существенным биениям интенсивности излучения в мелкомасштабных областях пространства. Для устранения данных биений в работе [84] нами было предложено воспользоваться простой и в то же время эффективной процедурой Фурье-фильтрации пространственных спектров интерференционных изображений. Фурье-фильтрацию целесообразно

проводить для низких и высоких пространственных частот, имея предварительную информацию о характерных частотах, отвечающих за теневую картину исследуемого плазменного объекта. Информацию о соответствующих частотах можно получить при анализе спектра теневых изображений.

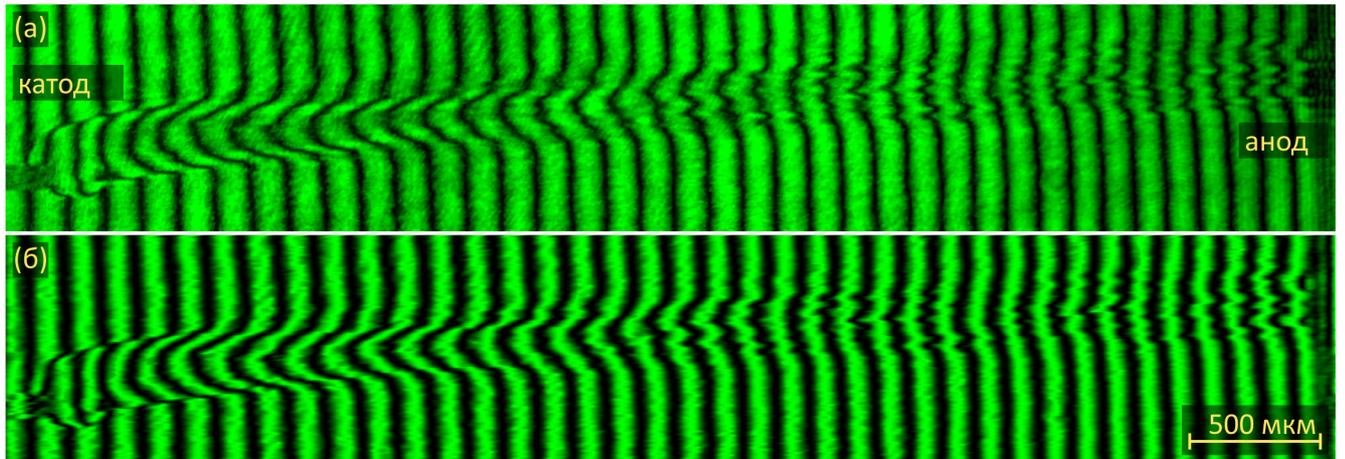


Рисунок 14 — (а)–Экспериментальная интерферограмма сложно-структурированного искрового канала, (б)–та же интерферограмма после применения Фурье-фильтрации спектра пространственных частот и выравнивания интенсивности кадра.

В качестве примера на Рис. 14 приведены два интерференционных кадра сложноструктурированного искрового канала. Верхний кадр представляет собой экспериментальный оригинал. Нижний кадр есть результат обработки с применением Фурье-фильтрации. Данный кадр содержит высококонтрастную и однородную интерференционную картину, которая далее может быть подвергнута автоматизированной процедуре поиска точек максимумов и минимумов.

2.1.3 Поиск экстремальных точек

В работе [84] было предложено воспользоваться тем фактом, что распределение интенсивности интерференционной картины в окрестностях экстремальных точек (максимумы и минимумы интенсивности) может быть аппроксимировано квадратичным распределением (следует из разложения косинуса в ряд Тейлора). Такой подход вычислительно прост, однако есть возможность столкнуться с паразитными максимумами и минимумами, которые обусловлены сильными искажениями интерференционной картины,

неустраняемыми используемой процедурой Фурье-фильтрации. Поэтому условие экстремальной точки подходит лишь для той, которая максимально близка или является вершиной параболы, аппроксимирующей рассматриваемый участок распределения интенсивности интерференционной картины.

Для приведения в действие соответствующего алгоритма поиска экстремальных точек необходимо провести опорный срез (поперечный невозмущенному положению интерференционных полос) в зоне кадра, гарантированно находящейся за пределами изображения объекта (как правило, это граница кадра). В данном срезе выбирается точка (пиксель) с координатой x_0 и интенсивностью I_0 . Эта точка исследуется на предмет экстремума. Система отсчета переносится в рассматриваемую точку, координаты и интенсивности «точек-соседей» (рассматриваем i точек по одну сторону от точки x_0) принимаются равными $x_i - x_0 = \tilde{x}_i = i$ и $\tilde{I}_i \equiv I(\tilde{x}_i) = I(x_i) - I(x_0)$. Если точка x_0 находится вблизи экстремальной точки, то для неё и ближайших к ней i точек-соседей относительное распределение интенсивности близко к аналитическому виду $I(x) = ax^2$, где a есть некий числовой коэффициент. Точность аппроксимации распределения интенсивности параболой проверяется методом наименьших квадратов. Рассматривается сумма квадратичных отклонений между измеренными значениями интенсивности и значениями интенсивности, задаваемыми аппроксимирующей функцией

$$E = \sum_{n=-i}^{n=i} \left(a\tilde{x}_i^2 - \tilde{I}_i \right)^2 = a^2 \sum_{n=-i}^{n=i} i^4 - 2a \sum_i i^2 \tilde{I}_i + \sum_{n=-i}^{n=i} \tilde{I}_i^2 \quad (2.3)$$

Суммирование ведется для всех рассматриваемых точек соседей $2i$, взятых по обе стороны от точки x_0 . Выражение 2.3 описывает параболу, задаваемую переменной a . Минимальное значение E_0 функции 2.3 достигается при

$$a_0 = \frac{\sum_{n=-i}^{n=i} i^2 \tilde{I}_i}{\sum_{n=-i}^{n=i} i^4} \quad (2.4)$$

Для получения состоятельных результатов при использовании метода наименьших квадратов рекомендуется выбирать число точек-соседей i в соответствии с числом пикселей, приходящихся на локальную ширину одноименной («белой» или «черной») интерференционной полосы (ширина полос может меняться на масштабе всего интерференционного кадра). Это позволяет точно охватить потенциальную область нахождения максимума или минимума и исключить из

анализа соседние максимумы и минимумы, в то же время, задействовав максимальную статистику данных по распределению интенсивности.

Таким образом, для каждой точки проведенного среза определяется минимальное значение функции 2.3. Далее среди всех определенных минимальных значений находятся локальные минимумы, и точки, им соответствующие, объявляются экстремальными. Знак величины a_0 в найденной экстремальной точке определяет вид экстремума: если $a_0 > 0$, то точка x_0 соответствует локальному минимуму, в противном случае—максимуму.

Ограничения работоспособности описанного алгоритма поиска экстремальных точек были обсуждены в работе [84]. Ключевыми их них являются предположение о наличии невозмущенных локально параллельных друг другу интерференционных полос на границе кадра, отсутствие областей взаимного пересечения полос, самопересечений одноименных полос, поворота полос более чем на 90 градусов (относительно невозмущенного хода полосы). Во всех отмеченных случаях для обработки интерференционного кадра целесообразно использование более специализированных методов обработки, учитывающих локальные свойства интерференционных полос. Один из таких методов (например, см. в [85]), по отношению к обработке интерферограмм сложноструктурированных искровых каналов, был протестирован в работе [86]. Метод является вычислительно ёмким и потому был синтезирован с алгоритмом, описанным выше. Области полос с особенностями выделялись отдельно и дообрабатывались более совершенным алгоритмом, который в итоге показал вполне надежные результаты.

2.1.4 Построение трасс интерференционных полос

Начиная с экстремальных точек опорного среза, реализуется поиск ближайших экстремальных точек в направлении локального хода интерференционных полос. Диапазон поиска не превышает локальную ширину полосы (диапазон установлен эмпирически при минимизации вычислительного процесса и максимизации точности поиска). Если в ближайшем срезе кандидата на экстремум нужного вида не находится, поиск расширяется до тех пор, пока точка-кандидат не будет определена. Найденная впоследствии точка соединя-

ется с предыдущей точкой прямой линией, и поиск продолжается уже от новой точки. Отсутствие самозамыкания такой линии гарантируется тем, что поиск производится только в одном направлении и в одной полуплоскости, начиная от стартовой точки опорного среза, проведенного вдоль границы кадра. Точкой-кандидатом на экстремум выступает первая подходящая для этого точка, отстоящая от предыдущей крайней точки трассированной полосы не более чем на выбранный диапазон поиска в пикселях. Кроме того, если следующая выбранная точка-кандидат на экстремум находится уже за трассированной соседней полосой (мы избегаем взаимного пересечения полос, пользуясь предположением о том, что их количество сохраняется в любом поперечном срезе), то такие точки пропускаются. В итоге, выделенные точки-кандидаты на экстремумы соединяются в непрерывные линии-трассы.

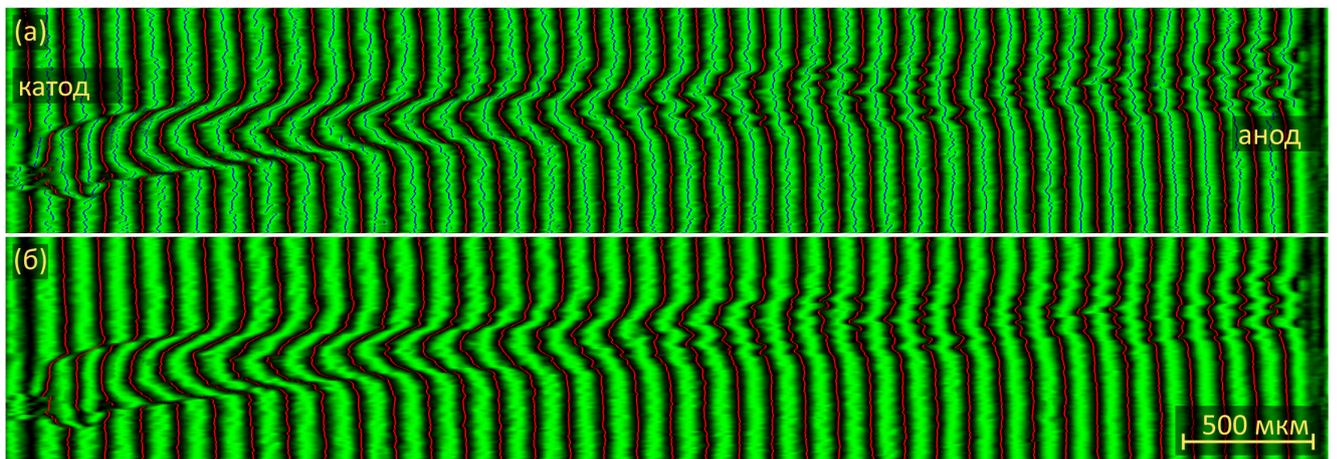


Рисунок 15 — (а)–Результат обработки оригинальной интерферограммы на Рис. 14(а) с выделенными точками-кандидатами в экстремумы, (б)–отфильтрованный интерференционный кадр на Рис. 14(б) с выделенными трассами черных полос.

На Рис. 15 приведены выделенные точки экстремумы и построенные трассы «черных» полос для экспериментальной интерферограммы на Рис. 14(а) и отфильтрованной интерферограммы на Рис. 14(б). Трассы построены в соответствии с описанным выше алгоритмом поиска экстремальных точек и их соединения в непрерывные линии.

2.1.5 Получение карты сдвига фазы

Для построения карты фазы по трассированной интерферограмме можно использовать как одноименные интерференционные полосы (в зависимости от качества их трассировки), так и их комбинацию, хотя это не принципиально повлияет на точность построения. Между соседними трассированными полосами одного вида разница в сдвиге фазы составляет 2π , поэтому для каждой из точек трассы относительный сдвиг фазы определен точно. Для интерполяции данных между одноименными полосами предлагается для каждой из промежуточных точек определить в пикселях расстояние до ближайших одноименных трассированных полос в направлении, перпендикулярном направлению невозмущенного хода полос. Фазовый сдвиг в промежутке между полосами затем интерполируется по косинусоидальному закону. Таким образом, значение фазы в любой точке в промежутке между двумя ближайшими одноименными полосами рассчитывается по формуле

$$phase = \pi \left(j + \frac{h_{j+1}}{h_j + h_{j+1}} \right) \quad (2.5)$$

где j и $j + 1$ – соответствуют номерам соседних полос, между которыми заключена точка, а h_j и h_{j+1} есть расстояния от точки до этих полос. Данный подход к формированию двумерной карты фазы реализуется как для невозмущенной области полос, так и для области объекта. Результирующая карта сдвига фазы, вносимого объектом, получается при вычитании из карты фазы с объектом карты фазы нулевого кадра (полученного до появления объекта).

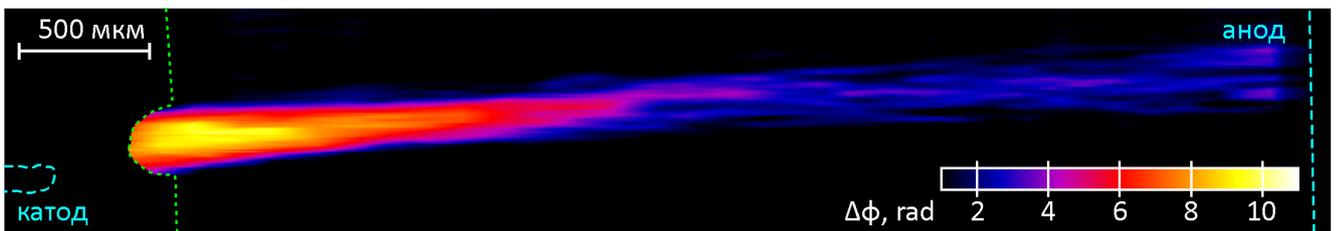


Рисунок 16 — Двумерная карта сдвига фазы искрового канала с ярко выраженной микроструктурой.

Итоговая карта сдвига фазы, полученная для сложноструктурированного искрового канала, представлена на Рис. 16. Пунктирной линией помечена трасса черной полосы, ближайшей к катоду, для которой используемый алгоритм

еще даёт корректные результаты. Первые три полосы вблизи катода имеют локальные зоны сильного падения контраста изображения и обладают отрицательной кривизной.

2.2 Восстановление электронной плотности плазмы

Ключевым параметром, характеризующим наблюдаемую плазму, является распределение электронной плотности n_e . Информация об электронной плотности плазмы позволяет оценить её проводимость, энерговклад в газоразрядную среду, смоделировать кинетику физико-химических процессов, и многие другие характеристики разряда. Величина и распределение электронной плотности предопределяет оптические характеристики плазмы, в частности её показатель преломления n_{ref} . Известно, что с ростом степени ионизации плазмы электронный вклад в формирование её показателя преломления резко возрастает [87]. При величинах электронной плотности близких к 10^{19} см⁻³ (характерных для искровой стадии разряда [9–14]) вклад электронной компоненты оказывается доминирующим, что позволяет напрямую связать распределение электронной плотности с распределением показателя преломления плазмы. По отношению к плазме, наблюдаемой в газовом разряде в стадии искры при зондировании излучением на длине волны 532 нм, связь показателя преломления с распределением электронной плотности плазмы была подробно рассмотрена в работе [88]. Ключевые положения данного рассмотрения приведены в разделе 2.2.1 ниже.

2.2.1 Анализ показателя преломления

В работе [88] была проанализирована функция комплексной диэлектрической проницаемости ϵ плазменной среды, облучаемой излучением с длиной волны 532 нм. Анализ был проведен в предположении отсутствия сильного магнитного поля в плазме, а также, что плазма состоит из частиц, размеры которых намного меньше длины волны, в то время как частота излучения лежит вдали

от частот всех возможных резонансных переходов, соответствующих частицам плазмы. Данные ограничения надежно выполняются для плазмы искрового разряда, развивающегося в обычном атмосферном воздухе при предельных токах разряда не более ~ 300 А, и используемой длины волны. Таким образом, функция диэлектрической проницаемости может быть записана в виде

$$\varepsilon \approx 1 - [\omega_{pe}^2 / (\omega^2 + \nu_{ei}^2)] (1 + i\nu_{ei}/\omega) \quad (2.6)$$

Параметр $\omega \approx 3.5 \times 10^{15}$ сек $^{-1}$ обозначает частоту зондирующего излучения, $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 n_e / m_e$ — плазменная частота. При высоких электронных плотностях доминирует частота электрон-ионных соударений, которая может быть выражена как $\nu_{ei} = (2/3\pi)^{1/2} \omega_{pe} \Gamma_{ei}^{3/2} \Lambda_{ei}$ [87], где Λ_{ei} — кулоновский логарифм, $\Gamma_{ei} = (Ze^2/T_e)(4\pi n_i/3)^{1/3}$ — параметр неидеальности плазмы, $Z = n_e/n_i$ — средний заряд иона (при невысоких энерговкладах в газоразрядную среду равен единице), n_i — ионная плотность (для случая приэлектродной плазмы может определяться как ионами металла, так и воздуха). Важным параметром для анализа плазмы является величина электронной температуры T_e , которая в соответствии со многими результатами спектральных исследований [9; 10; 89] для искровой стадии разряда может быть положена в диапазоне $T_e \approx 3 - 5$ эВ. Параметр неидеальности искровой плазмы оказывается заметно меньше единицы при $Z = 1$, $T_e \approx 3 - 5$ эВ, и электронных плотностях $n_e < 10^{20}$ см $^{-3}$. В частности, даже при $n_e = 10^{20}$ см $^{-3}$ параметр неидеальности равен $\Gamma_{ei} \approx 0.35$, что даёт оценку сверху для соотношения частоты электрон-ионных соударений и плазменной частоты в виде $\nu_{ei} < 10^{14}$ сек $^{-1} \approx 0.2\omega_{pe}$. В соответствии с результатами численного моделирования, проведенными в работе [90], кулоновский логарифм был оценен как $\Lambda_{ei} \approx 2$. Таким образом, в интересующем нас диапазоне характерных параметров искровой плазмы величина $(\nu_{ei}/\omega)^2$ оказывается пренебрежимо малой, ровно как и мнимая часть диэлектрической проницаемости. Это сильно упрощает вид функции 2.6, сводя её к хорошо известному выражению показателя преломления (использована связь $n_{ref}^2 = \varepsilon$ для действительных компонент показателя преломления и диэлектрической проницаемости) идеальной плазмы

$$n_{ref} \approx 1 - 4.49 \times 10^{-14} \lambda^2 n_e \quad (2.7)$$

В данном выражении длина волны излучения, электронная плотность, и числовой параметр имеют размерность [см], [см 2], и [см $^{-3}$], соответственно.

2.2.2 Чувствительность интерферометрического метода измерения

Точность интерференционного метода измерения электронной плотности, в конечном счете, определяется точностью измерения величины пространственного смещения интерференционных полос. Принципиальными ограничениями в данном случае являются конечный размер и число пикселей регистрирующего устройства, а также шумы, присутствующие на извлекаемой карте сдвига фазы. В данной работе минимально регистрируемый сдвиг полос k_{min} в плоскости изображения полагался равным 0.1 (или 0.628 рад). Эта величина обусловлена, с одной стороны, как величиной характерных шумов, присутствующих в эксперименте, а с другой стороны, конечной разрешающей способностью CMOS сенсора при используемом увеличении оптической системы. Величина $k_{min} = 0.1$ накладывает естественные ограничения на минимально регистрируемую в наших условиях эксперимента электронную плотность, которую в грубом приближении можно оценить как $n_e^{min} \approx k_{min}/(A \times D \times \lambda)$. Здесь $A = 4.49 \times 10^{-14}$ см размерный коэффициент, D –масштаб плазменного формирования, λ –длина волны зондирующего излучения. В частности, для 10 мкм плазменного формирования минимально регистрируемая электронная плотность составляет $n_e^{min} \approx 4.1 \times 10^{19}$ см⁻³. Таким образом, в микромасштабах разряда метод однопроходной лазерной интерферометрии на длине волны 532 нм позволяет визуализировать только плазму высокой степени ионизации.

2.2.3 Обратная задача Абеля

Взаимодействие лазерного излучения с плазмой можно точно описать на основе решения скалярного волнового уравнения Гельмгольца в рамках анализа обратной дифракционной задачи [91–93]. Стоит отметить, что данная задача неразрешима в общем виде, поэтому привлекаются различные асимптотические упрощения решения волнового уравнения в зависимости от характеристик исследуемого объекта. Самым простым из упрощений является приближение геометрической оптики, допускающее представление волнового фронта излучения в виде связки отдельных лучей. Такое приближение естественным образом

допустимо не всегда при анализе изменений интенсивности и фазы излучения, прошедшего через фазовый объект. Должны выполняться критерии допустимости приближения метода геометрической оптики [94]. Тем не менее, по отношению к ряду одиночных не сложносоставных плазменных формирований, рассматриваемых в нашем случае, приближение геометрической оптики дает правдоподобный результат, который согласуется с результатами других исследовательских групп.

Теоретический подход к решению волнового уравнения Гельмгольца с использованием приближения геометрической оптики можно найти в работе [95]. Ключевым результатом такого асимптотического решения является интегральное выражение, связывающее изменение сдвига фазы плоской волны при прохождении через неоднородность с диэлектрической проницаемостью, отличной от окружающей среды

$$\Phi(x,y,z) = -\frac{k}{2} \int_0^x \tilde{\varepsilon}(x,y,z) dx' \quad (2.8)$$

Параметр $k = 2\pi/\lambda$ есть модуль волнового вектора волны, $\Phi(x,y,z)$ сдвиг фазы волны, $\tilde{\varepsilon} = -\omega_{pe}^2/\omega^2$ отвечает дисперсионной части выражения диэлектрической проницаемости 2.6. Распределение диэлектрической проницаемости задано в объеме $V(x,y,z)$, ось Ox соответствует направлению следования волны.

Уравнение 2.8 описывает изменение сдвига фазы волны в рамках прямой дифракционной задачи, когда известно распределение электронной плотности объекта. Чтобы восстановить распределение электронной плотности по измеренному сдвигу фазы интерферометрическим методом, данное уравнение необходимо обратить. Теоретический анализ математической части данной проблемы впервые был представлен Абелем [96]. Аналитически, интегральное уравнение 2.8 может быть однозначно обращено только при наличии у профиля электронной плотности центральной или осевой симметрии. Это накладывает естественное ограничение на информативность метода одноракурсной интерферометрии. Если исследуемый объект является существенно неоднородным и не обладает какой-либо осевой симметрией, восстановление распределения его электронной плотности возможно только с привлечением многоракурсного зондирования (решение обратной задачи дифракции в рамках томографического подхода [91]).

Если извлеченный профиль электронной плотности обладает осевой симметрией либо может быть аппроксимирован гладкой осесимметричной функцией, то решение обратной задачи для уравнения 2.8 существует и имеет однозначное соответствие между функцией сдвига фазы и электронной плотностью. Перейдём к полярным координатам в уравнении 2.8, предполагая осевую симметрию функции $\tilde{\epsilon}(r)$

$$\Phi(y) = -k \int_y^R \frac{\tilde{\epsilon}(r)rdr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (2.9)$$

Схематично задача, задаваемая уравнением 2.9, представлена на Рис. 17. Начало системы координат совпадает с центральной точкой симметрии объекта (относительно оси Oz), параметр y является переменной величиной, понимаемой как прицельный параметр зондирующего светового луча, фазовый сдвиг $\Phi(y)$ определяется как функция переменной y . Параметр R соответствует радиусу объекта.

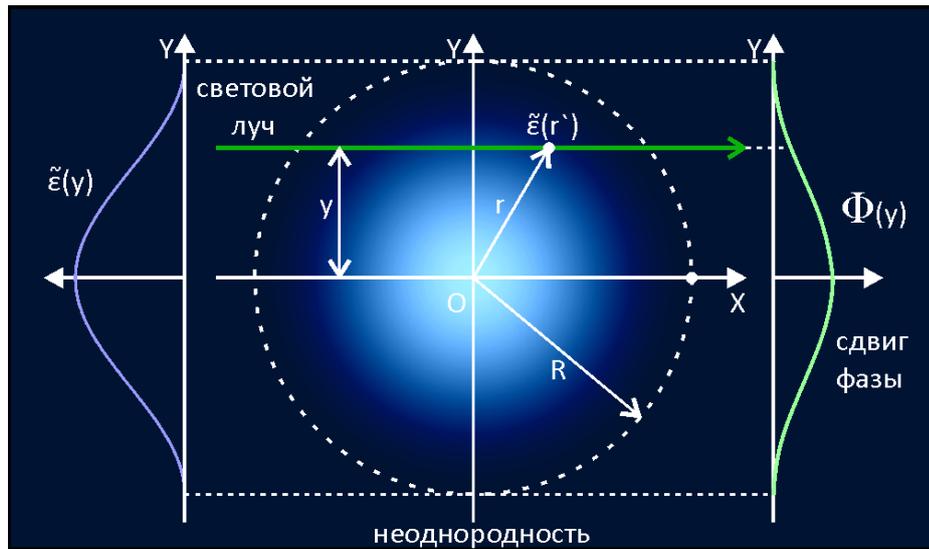


Рисунок 17 — Схематическое изображение математической задачи, описываемой уравнением 2.9, для модельного плазменного формирования, обладающего осевой симметрией вдоль оси z . Параметр R соответствует радиусу формирования.

В работе [96] представлено обратное уравнение Абеля для 2.9, которое имеет вид

$$\tilde{\epsilon}(r) = \frac{2}{\pi k} \int_r^R \frac{\partial \Phi(y)}{\partial y} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (2.10)$$

В подынтегральном множителе присутствует производная функции сдвига фазы, которую можно определить на основе данных, извлекаемых из интерферограмм. Точность восстановления распределения $\tilde{\varepsilon}(r)$ определяется соответствующими ошибками входных данных и точностью численного метода расчета уравнения 2.10. Точность входных данных, в свою очередь, определяется качеством их экспериментального измерения (определяется чувствительностью и пространственным разрешением диагностической аппаратуры, точностью настройки оптической системы на объект, трассировкой интерферограмм), а также ошибками, возникающими при построении профилей фазового сдвига (например, при его сглаживании осесимметричной функцией).

2.2.4 Численное решение обратного уравнения Абеля

Один из возможных подходов к численному решению 2.10 предполагает разбиение распределения $\tilde{\varepsilon}(r)$ на ряд из N кольцевых зон с радиусами $r_j = jR/N$ (где $j = 0, 1, 2, \dots, N - 1$). Функция сдвига фазы принимает дискретные значения $\Phi(y_k) = \Phi_k$ в N равноудаленных точках $y_k = kR/N$ (где $k = 0, 1, 2, \dots, N - 1$). Нумерация начинается с центральной точки (зона нулевого радиуса), заканчивая $N - 1$ зоной, для которой функция $\Phi(y_{N-1}) > 0$ (задает начало объекта или, иначе говоря, $\Phi(y)$ выходит из области шума). Зона N начинается с границы объекта и простирается до бесконечности, для этой зоны $\Phi(y_N) = 0$. Для численного расчета уравнения 2.10 был использован метод аппроксимации функции $\Phi(y)$ полиномом третьей степени $P_k(y)$ для каждого интервала $[y_{k-1}, y_{k+2}]$ [97]. Полином аппроксимировал значения сдвига фазы $\Phi(y_{k-1})$, $\Phi(y_k)$, $\Phi(y_{k+1})$, и $\Phi(y_{k+2})$ в соответствующих значениях дискретной переменной y . Для первых точек y_0 , y_1 , и y_2 и значений сдвига фазы Φ_0 , Φ_1 , и Φ_2 строился полином $P_0(y)$, обладающий нулевой первой производной $dP_k(y)/dy|_{k=0} = 0$ в точке y_0 ($k = 0$). Точка y_0 есть точка перегиба функции, это следует из условия осевой симметрии функции относительно точки y_0 . Для последних точек y_{N-2} , y_{N-1} строился полином второй степени $P_{N-1}(y)$, это следует из условия сшивки значений полинома на границе объекта. Для прочих точек объекта, условия сшивки значений полинома можно записать в матрич-

ном виде

$$\begin{pmatrix} R \\ \overline{N} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (k-1)^3 & (k-2)^2 & (k-1) & 1 \\ k^3 & k^2 & k & 1 \\ (k+1)^3 & (k+1)^2 & (k+1) & 1 \\ (k+2)^3 & (k+2)^2 & (k+2) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_3 \\ a_2 \\ a_1 \\ a_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi(y_{k-1}) \\ \Phi(y_k) \\ \Phi(y_{k+1}) \\ \Phi(y_{k+2}) \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Решение матричного уравнения 2.11 даёт соответствующие условия на числовые коэффициенты аппроксимирующего полинома $P(y) = a_3y^3 + a_2y^2 + a_1y + a_0$. Подстановка полинома в интегральное уравнение 2.9 сводит последнее к сумме простых интегралов

$$\tilde{\varepsilon}_j = \frac{2}{\pi k} \sum_{k=j}^{N-1} \int_{y_k}^{y_{k+1}} \frac{\partial P_k(y)}{\partial y} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r_j^2}} \quad (2.12)$$

имеющих аналитическое решение. Вычисление соответствующей суммы в 2.12 приводит к системе линейных уравнений

$$\tilde{\varepsilon}_j = \frac{2}{\pi k R} \sum_{k=j}^{N-1} a_{jk} \Phi_k \quad (2.13)$$

Расчет числовых коэффициентов a_{jk} приведен в работе [97]. В этой же работе был проведен анализ точности описанного численного метода расчета уравнения 2.10 в зависимости от выбранного числа разбивающих колец N . Отметим, что приемлемая точность восстановления функции $\tilde{\varepsilon}(r)$ достигается уже при $N = 20$.

Достоинством используемого численного метода является относительно равномерное распределение ошибки восстановления $\tilde{\varepsilon}(r)$ вдоль радиуса объекта, которая начинает резко возрастать лишь для последних крайних точек объекта (в районе его границы). Аппроксимация полиномом третьей степени функции сдвига фазы не накладывает требования на постоянство её значений внутри каждого из колец (то же самое касается функции $\tilde{\varepsilon}(r)$). Это принципиально отличает описанный метод от метода Пирса [98], широко используемого для решения 2.10. Для метода Пирса характерен резкий рост и накопление ошибки при приближении к центру объекта, а также выдвигается условие на постоянство функции $\Phi(y)$ внутри каждого кольца.

Точность используемого метода численного решения 2.10 была проанализирована в соответствии с подходом, предложенным в [97], на примере двух модельных распределений электронной плотности. Рассматривались два распределения n_e^{basic} с осевой симметрией, диаметры формирований были выбраны равными 20 мкм и 100 мкм. Максимальное значение электронной плотности принималось равным $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. До границ объекта распределение электронной плотности спадало косинусоидально. Анализ точности численного метода расчета 2.10 заключался в следующем. На основе 2.9 моделировался сдвиг фазы излучения на выходе из объекта в рамках прямой дифракционной задачи. Далее полученное распределение сдвига фазы использовалось для вычисления распределения n_e^{rec} в уравнении 2.10, описанным методом численного расчета. Исходное и восстановленное распределения электронной плотности анализировались на предмет точности $\delta = |n_e^{basic} - n_e^{rec}|/n_e^{basic}$. Ошибка восстановления распределения электронной плотности используемым методом для обоих рассмотренных случаев для области объекта вдали от его границ оказалась заметно меньше 1%.

2.2.5 Проблема осевой симметрии

Как уже было отмечено в разделе 2.2.3, получение количественной информации о распределении показателя преломления плазмы при одноракурсном зондировании возможно только в предположении осей симметрии извлекаемого профиля электронной плотности рассматриваемого плазменного формирования. Это еще одно ограничение используемого интерферометрического метода исследования плазмы. Тем не менее, для ряда плазменных объектов в разряде условие осей симметрии соблюдается, либо может быть достигнуто искусственным методом. Например, в работе [77] при исследовании параметров однородного анодо-направленного искрового канала было предложено проводить срезы не перпендикулярно оси его результирующего распространения, а под некоторым углом. Срезы проводились друг за другом с некоторым интервалом, так чтобы они не перекрывались. Вариация угла наклона среза позволяла в некоторых участках искрового канала получить профиль распределения электронной плотности, который можно было хорошо аппроксимировать

осесимметричной функцией и, соответственно, решить обратную задачу Абе-ля. Получаемые при этом данные о распределении электронной плотности оказывались вполне информативными, т.е. можно было оценить не только мак-симальную величину электронной плотности в центре искрового канала, но и её характерный градиент на периферии канала.

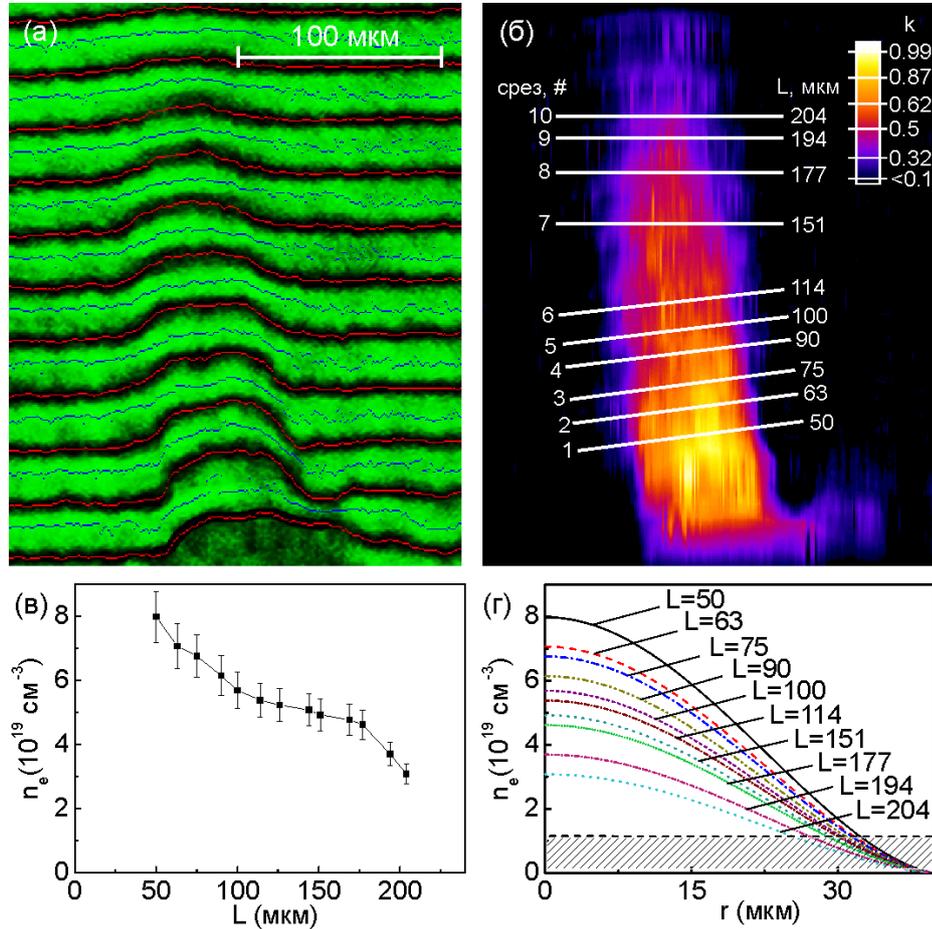


Рисунок 18 — (а)–Трассированная интерферограмма однородного искрового канала, развивающегося с поверхности конического катода, (б)–двумерная карта сдвига фазы излучения, выраженная единицах пространственного сдвига полос k . На карте отмечены срезы, для которых извлекается профиль показателя преломления и решается обратная задача Абе-ля; (в), (г)–восстановленные распределения электронной плотности n_e вдоль (в) и поперёк (г) искрового канала: r поперечный радиус, L расстояние от поверхности катода в мкм. Штриховая линия соответствует границе чувствительности интерференционного метода.

Соединение точек центров срезов (соответствующих максимальному значению электронной плотности) позволяло также определить характерный трек голов-

ки искрового канала, которая по мере его развития отклонялась в пространстве относительно оси разрядного промежутка.

Описанный метод проведения срезов и извлечения параметров плазмы искрового канала был апробирован в работе [77]. На Рис. 18 приведены результаты соответствующей обработки. На Рис. 18(а) представлена трассированная интерферограмма однородного (без ярковыраженной структуры) искрового канала, развивающегося с поверхности конического катода (игла с радиусом скругления вершины 50 мкм). На Рис. 18(б) изображена извлеченная карта сдвига фазы прошедшего излучения, а также отмечены срезы, для которых производится решение обратной задачи Абея. На Рис. 18(в) представлено характерное распределение электронной плотности вдоль искрового канала. Отмеченные величины электронной плотности соответствуют её максимальным значениям в извлекаемых профилях $n_e(r)$ для каждого из срезов. Общие распределения электронной плотности представлены на Рис. 18(с). Видно, что электронная плотность распределена неравномерно вдоль искрового канала. Её значение увеличивается при приближении к поверхности катода и может достигать величин вплоть до $n_e \approx 8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Глава 3. Основные результаты

3.1 Ранняя стадия развития анодо-направленных искровых каналов

3.1.1 Генерация прикатодной плазмы высокой степени ионизации

Результаты исследований в [88; 99; 100] показали, что формирование прикатодной плазмы высокой степени ионизации не зависит от используемой геометрии исследуемого разрядного промежутка и состояния поверхности катода. Исследования в отмеченных работах были проведены с использованием миллиметровых разрядных промежутков с геометрией электродов типа острие-плоскость. В качестве острия использовался как катод, так и анод. Промежутки наполнялись сухим воздухом при атмосферном давлении. Плазма высокой степени ионизации появлялась в разряде в виде сферических образований (напоминающих пятна) размером порядка 10 мкм. При некоторых условиях наблюдалось появление пятен плазмы высокой степени ионизации как на катоде, так и на аноде. При использовании острийного катода и плоского анода (при достаточно хорошей обработке его поверхности) анодные пятна не регистрировались, и, следовательно, имелась возможность изучить формирование искрового канала, стартующего только от одного или нескольких катодных пятен.

В работе [88] было установлено, что через $\Delta t = t - t_{break} \approx 0.5$ нс после начала электрического пробоя разрядного промежутка на острийном катоде формируется пятно плазмы высокой степени ионизации (Рис. 19(а-г), изображения получены в одиночном выстреле №1). Под пробоем понимается момент времени t_{break} , когда ток разряда начинает резко нарастать (со скоростью $dI/dt \sim 100$ А/нс); данная временная точка отмечена на соответствующих осциллограммах на Рис. 19(д). Результаты электрофизических измерений были получены с использованием техники, описанной в главе 1. Пятно имеет характерный размер порядка 10 мкм и представляет собой плазму с электронной плотностью $n_e \sim 10^{19}$ см⁻³. Это качественная оценка снизу, сделанная на осно-

ве обработки «темной» интерференционной полосы, ближайшей к поверхности катода.

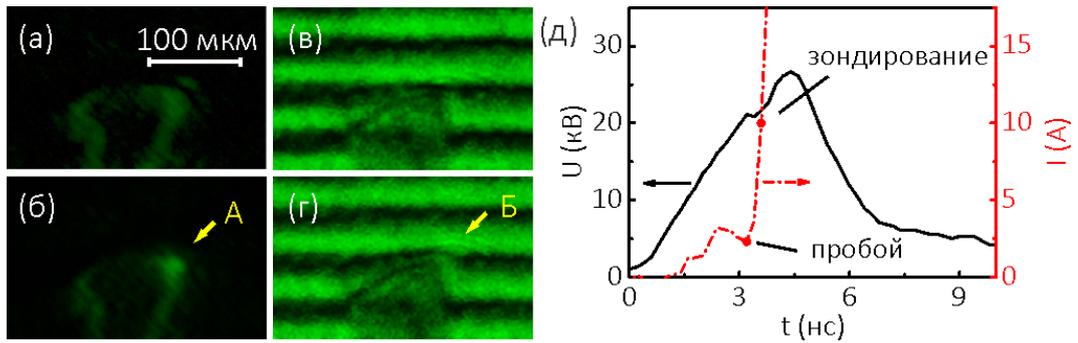


Рисунок 19 — Выстрел №1. Шлирен изображения (а,б) и интерферограммы (в,г), полученные до подачи высоковольтного импульса (а,в) и через $\Delta t \approx 0.5$ нс (б,г) после момента пробоя промежутка. Изображения приведены только для прикатодной зоны разряда. Среда—сухой воздух при атмосферном давлении. Буквами обозначены: А—катодное пятно, визуализируемое шлириен-свёмкой, В—плазма с электронной плотностью $n_e \sim 10^{19}$ см⁻³. Катод сделан из медной проволоочки диаметром 50 мкм. Характеристики разряда (д): U—напряжение на промежутке, I—ток разряда.

Пространственный сдвиг данной полосы близок к $k_{min} \approx 0.1$ —минимально разрешаемому интерференционным методом в масштабе ~ 10 мкм. Статистика по выстрелам показала, что появление на катоде плазмы высокой степени ионизации с субнаносекундной тонностью совпадает с моментом наступления электрического пробоя промежутка. До этого момента вблизи электродов формирование плазмы с электронной плотностью, доступной для чувствительности метода интерферометрии, не наблюдается. За время формирования пятна ток разряда возрастает от нескольких единиц ампер до ~ 10 А. Здесь мы пренебрегаем током смещения, поскольку он значительно меньше 1 А для используемой геометрии разрядного промежутка. Исследования в работе [99] показали, что диаметр пятен, регистрируемых на катодах различной кривизны поверхности, оказывается идентичным (составляет порядка 10 мкм) для интервала времени примерно 0.5 нс, отсчитываемого от момента пробоя. Вероятно, это связано со спецификой взрывного расширения первичной прикатодной плазмы, возникающей в момент пробоя вследствие интенсивной взрывной электронной эмиссии.

Известно, что для интенсивной автоэлектронной эмиссии с катода необходимы высокие электрические поля (до 10^7 В/см [24]). Такие поля достигаются

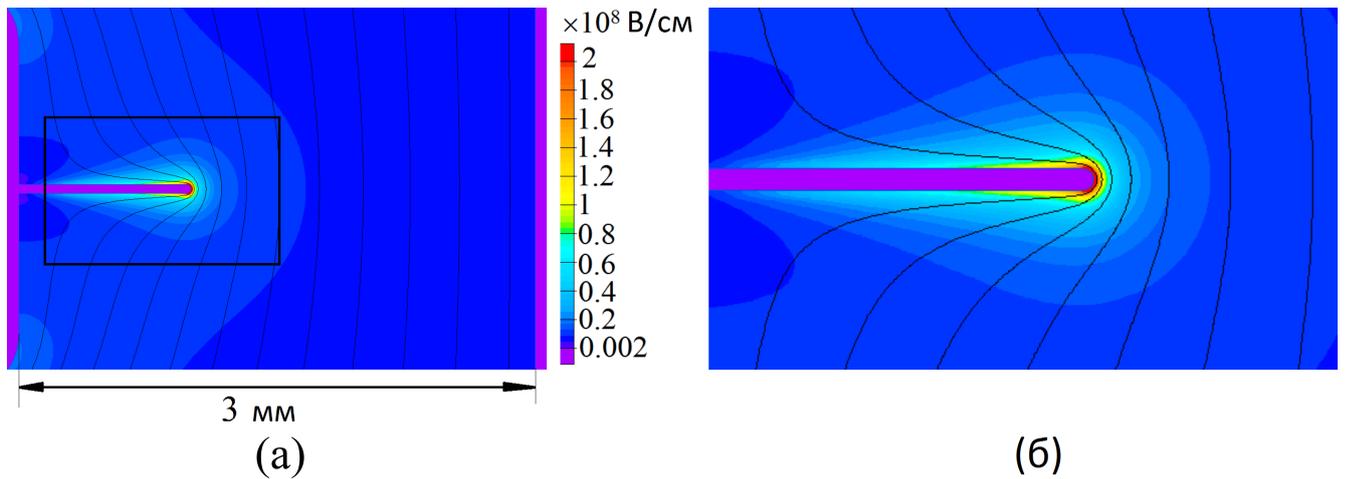


Рисунок 20 — (а)–Распределение электрического поля в разрядном промежутке в момент пробоя при $U_{br} = 25$ кВ, (б)–область сильного электрического поля $E > 10^6$ В/см. Шаг изолиний составляет 2 кВ. Катод представляет собой проволочку диаметром 50 мкм и радиусом скругления торца 25 мкм.

на вершинах нано- и микроострий, естественно присутствующих на поверхности катода, благодаря локальному усилению электрического поля на их вершинах. Однако для этого еще необходимо среднее электрическое поле вблизи катода, во много раз превышающее порог статического пробоя воздуха при атмосферном давлении. Численное моделирование распределения электрического поля в исследуемом разрядном промежутке, выполненное с использованием программы ELCUT-5.8 [101], показало, что в момент пробоя ($U_{br} \approx 20$ кВ) средняя напряженность электрического поля на вершине острейного катода (диаметром 50 мкм и с радиусом скругления вершины 25 мкм) уже может достигать величины $\sim 10^6$ В/см (Рис. 20). В свою очередь, коэффициент усиления напряженности электрического поля на вершинах крошечных острий может составлять $10 - 10^2$. Таким образом, в нашем случае сверхвысокие электрические поля могут вполне достигаться в локальных участках поверхности острейного катода к моменту пробоя разрядного промежутка и создавать условия для интенсивной автоэлектронной и последующей взрывной электронной эмиссий.

Отметим, что время, за которое мы наблюдаем формирование катодного пятна на Рис. 19, составляет доли наносекунды, и можно предположить, что плазма высокой степени ионизации может генерироваться и за более короткие времена. В момент условного появления пятна на Рис. 19 мы регистрируем ток в разряде на уровне 2 А в течение нескольких наносекунд.

Если предположить, что данный ток замыкается на катоде малой областью (масштаба ~ 10 мкм), в которой после возникнет пятно плазмы, то к моменту появления пятна плотность тока на катоде составляет порядка 6 кА/см². Высокая плотность тока способствует разогреву вещества катода в малой зоне его поверхности и подготавливает условия для интенсивной термоэлектронной эмиссии. Однако согласно результатам моделирования в [27–29], подготовка к взрыву поверхности катода масштаба порядка 10 мкм под действием резистивного нагрева занимает время сравнительно большее одной наносекунды. Резонно предположить, что на данной площадке имеются острия, эмиссия электронов с которых будет сильнее, чем в остальной части торца острейного катода. Взрыв данных острий может происходить за времена во много раз короче одной наносекунды. Об этом свидетельствуют также качественные оценки, сделанные в работе [88]. Для соответствующих оценок в отмеченной работе использовалась концепция «сверхкритического флюида». Исследования в области физики неидеальной плазмы показывают, что в течение быстрого нагрева можно достигнуть непрерывного перехода жидкого металла в состояние «сверхкритического флюида», минуя стадию нейтрального пара [102; 103]. Сверхкритический флюид представляет собой промежуточное состояние между жидкостью и паром при условии, что плотность, температура и давление вещества превышают их критические значения $n_c \sim 10^{22}$ см⁻³, $T_c \sim 1$ эВ, $p_c \sim 10^4$ Бар. В этом состоянии вещества существуют как ионы, так и нейтральные атомы металла. При таких условиях проводимость металла принимает минимальные значения, а частота электрон-ионных соударений может быть описана формулой Йоффе-Регеля $\nu = \nu_F n_c^{1/3} \sim 10^{15}$ сек⁻¹ [102]. Здесь $\nu_F \sim (h/m_e)(3\pi^2 n_c)^{1/3} \sim 10^8$ см/сек – скорость электронов на поверхности Ферми. Сверхкритический флюид может возникнуть в том случае, если достигнута критическая температура вещества. Важно отметить, что не все, а только часть из множества острий, обладающих определенным радиусом скругления вершины r , удовлетворяют условию быстрого перехода жидкого металла в состояние сверхкритического флюида. Величина r должна удовлетворять условию $r < 2\alpha/p_c \sim 1$ нм, где $\alpha \sim 10^{-2}$ Н/см – коэффициент поверхностного натяжения. При соблюдении данного условия капиллярные силы компенсируют внутреннее давление жидкого металла в течение его нагрева до тех пор, пока не наступит взрыв. К тому времени плотность тока может достигать критического значения $j = en_e c_s \sim 10^9$ А/см², при превышении которого тер-

модинамическое равновесие между электронами и ионами нарушается. Здесь $c_s = (m_e/m_i)^{1/2}v_F \sim 10^5$ см/сек—соответствующая скорость электронов. При данных условиях продолжительность времени взрыва сверхкритического флюида составляет $\tau \sim n_c T_c \sigma / j^2 = 1 - 10$ пс. Последующее расширение и нагрев вещества флюида может переводить его в состояние слабонеидеальной плазмы с электронной плотностью $n_e > 10^{19}$ см⁻³. Расширяющееся взорванное вещество ожидается будет воздействовать на острия, находящиеся вблизи зоны первичного взрыва или взрывов. Множественный выброс металлических частиц катода, взаимодействующих с молекулами воздуха, при высоком электрическом поле и ионизации (усиленной благодаря резко возросшему потоку электронов с катода) будет способствовать формированию прикатодной плазмы вблизи зоны первичного взрыва. Далее эта плазма будет расширяться и усиливать ионизацию окружающей среды в направлении приложенного электрического поля и, тем самым, способствовать развитию плазмы с катода.

Взрывной механизм генерации наблюдаемого катодного пятна объясняет появление плазмы с высокой электронной плотностью на временах короче 1 нс. Следствием взрывного появления катодного пятна также должен стать частичный выброс вещества катода в последующие наносекунды развития разряда, отсчитываемые от момента пробоя. Данный факт косвенно подтверждается результатами, полученными в работе [104]. Подробно о результатах данной работы рассказано в следующем разделе 3.1.2.

3.1.2 Выброс плотной плазмы с поверхности катода

В работе [88] было установлено, что через 1 нс после момента пробоя в области первичного катодного пятна наблюдается выброс сгустка плазмы размером ~ 10 мкм, которая практически непрозрачна для излучения с длиной волны 532 нм. Наглядно этот факт демонстрируют изображения прикатодной плазмы на Рис. 21, полученные в одиночном выстреле №2. Сгусток (В на Рис. 21) окружен плазмой (Б на Рис. 21) прозрачной для данного излучения, характерная электронная плотность которой составляет $n_e \sim 10^{19} - 10^{20}$ см⁻³ (см. результаты обработки на Рис. 25 в разделе 3.1.3). В работе [104] были проанализированы возможные механизмы визуализации непрозрачной плазмы на тенеграммах. В

частности, анализировались эффекты сильного поглощения зондирующего излучения, рефракция на высоких градиентах электронной плотности, полное отражение излучения от плазмы, многократное рассеяние на мелкомасштабных частицах вещества катода.

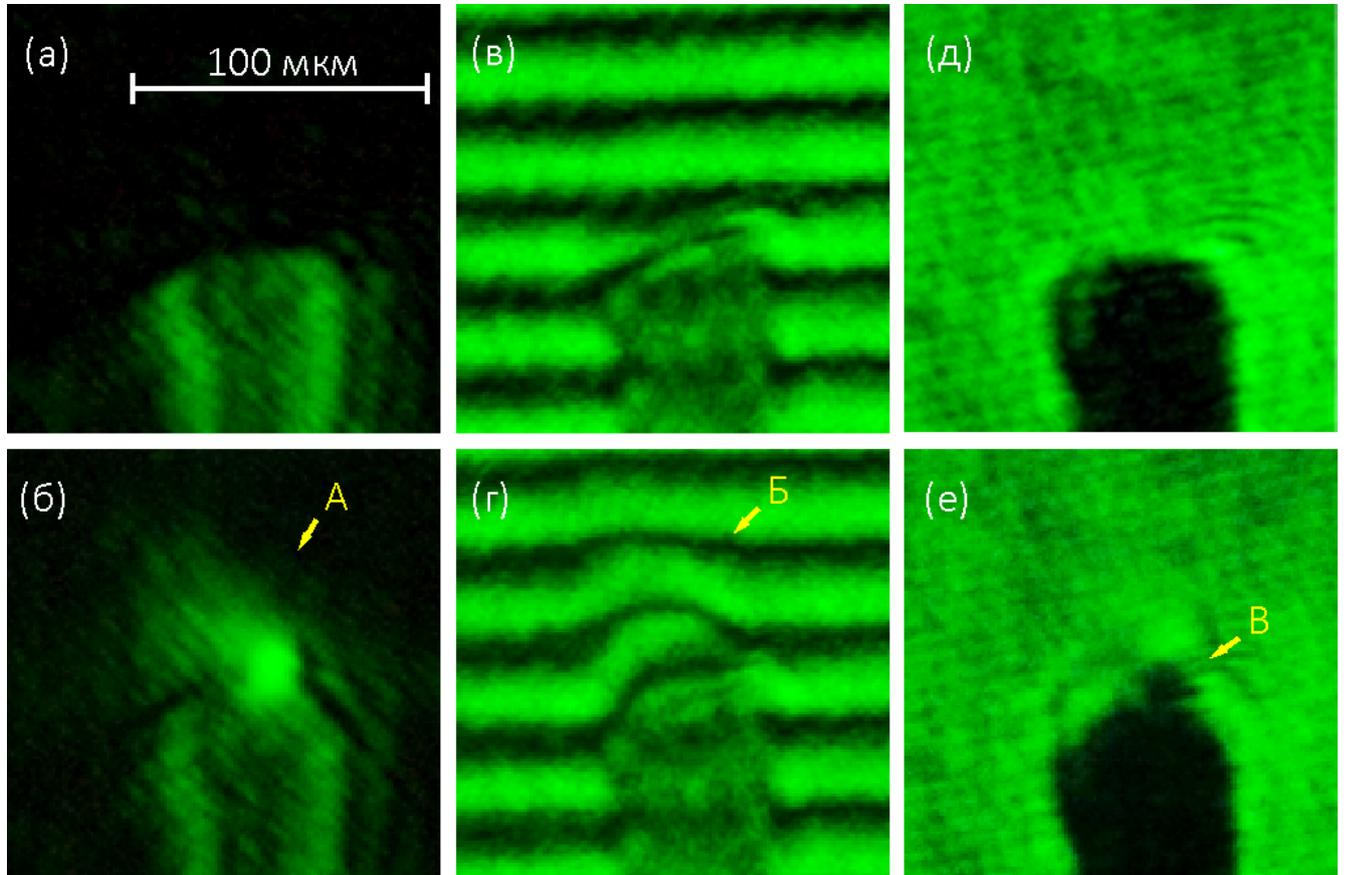


Рисунок 21 — Выстрел №2. Шлирен изображения (а,б), интерферограммы (в,г) и тенеграммы (д,е), полученные до подачи высоковольтного импульса (а,в,д) и через 1 нс (б,г,е) после момента пробоя промежутка. Изображения приведены только для прикатодной зоны разряда. Среда — сухой воздух при атмосферном давлении. Буквами обозначены: А — области высоких градиентов электронной плотности ($|\nabla n_e| \sim 10^{22} - 10^{24} \text{ см}^{-4}$), Б — плазма, прозрачная для излучения, В — сгусток непрозрачной плазмы. Катод сделан из медной проволочки диаметром 50 мкм.

Было отмечено, что полное отражение излучения от плазмы для длины волны 532 нм достигается, если плазма обладает критической электронной плотностью, равной $n_e^c = \pi m_e (c/e\lambda)^2 = 3.9 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Здесь параметр c обозначает скорость света в вакууме. Заметное проявление эффекта отражения от плазмы следует ожидать при её электронной плотности $n_e > 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Такие высокие

значения электронной плотности могут быть достигнуты только при заметном выбросе вещества катода и его ионизации.

С другой стороны, сгусток непрозрачной плазмы может представлять собой плазму с электронной плотностью меньше 10^{21} см $^{-3}$, визуализируемой за счёт сильного поглощения зондирующего излучения. Для оценки влияния эффекта поглощения были использованы экспериментальные данные, полученные различными авторами при исследовании взрывного формирования плазмы в вакууме. Было предположено, что нет сильных различий между ранними стадиями взрыва катода в вакууме и в воздухе.

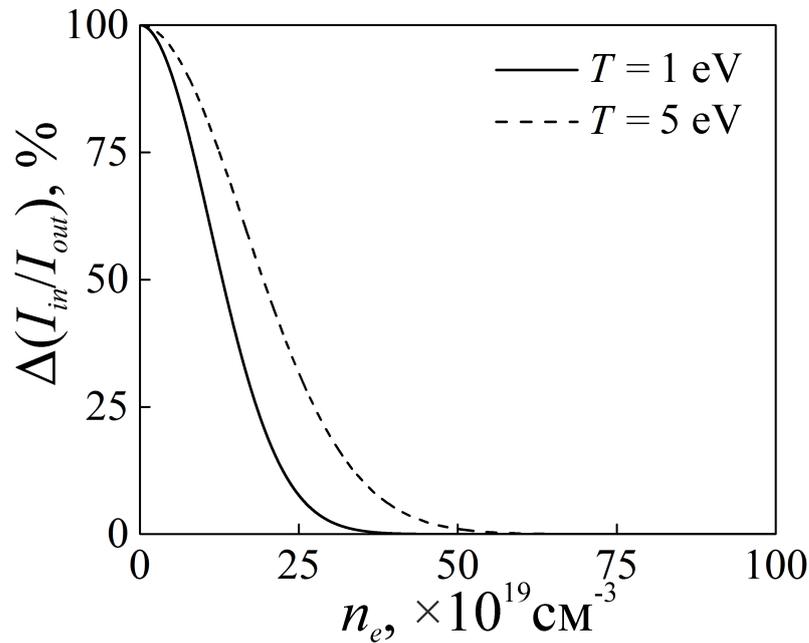


Рисунок 22 — Зависимость относительного изменения интенсивности зондирующего излучения $\Delta(I_{out}/I_{in})$ от электронной плотности n_e при электронной температуре $T_e = 1$ и 5 эВ, средней степени ионизации $Z = 1$, и длине оптического пути в объекте $L = 10$ мкм.

Как показали многочисленные исследования [103; 105], характерная температура электронов во взрывной плазме составляет $T_e = 1 - 5$ эВ, а степень ионизации $Z = n_e/n_i = 1 - 2$. Используя эти данные, был проведен количественный анализ поглощения зондирующего излучения на основе закона Бугера: $I_{out}/I_{in} = \exp(-\theta L)$, где I_{in} и I_{out} — интенсивности падающего и выходящего из объёма плазмы зондирующего излучения, L — длина оптического пути, а θ — спектральный коэффициент поглощения. В рамках квазиклассической теории поглощения [106] спектральный коэффициент поглощения можно оценить

следующим образом (с учётом переизлучения в объеме плазмы [107]):

$$\theta_{\nu} = C_1 \frac{z_i^2 g N_e N_i}{T_e^{1/2} \nu^3} \left[1 - \exp \left(- \frac{h\nu}{kT_e} \right) \right] \quad (3.1)$$

Здесь $C_1 = 3.69 \times 10^8 \text{ см}^5 \times \text{К}^{1/2} \times \text{сек}^{-3}$, $h\nu$ —энергия квантов зондирующего излучения, а g —фактор Гаунта (предполагался равным 2). На Рис. 22 представлена рассчитанная зависимость относительного изменения интенсивности зондирующего излучения $\Delta(I_{out}/I_{in})$ от n_e , T_e , и Z . Брались следующие параметры плазмы $n_e \sim 10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $Z = 1$, $T_e = 1 - 5 \text{ эВ}$ и $L = 10 \text{ мкм}$. Оценки показали, что более 90% зондирующего излучения с длиной волны 532 нм поглощается при $n_e \geq 3 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

В экспериментах было установлено, что взрывное формирование прикатодной плазмы в разряде с использованием катодов из различных материалов, а именно, меди, золота, молибдена и нержавеющей стали, приводило к появлению идентичных сгустков непрозрачной плазмы. В этом случае резонансное поглощение в объеме плазмы маловероятно. Поэтому можно предположить, что частота зондирующего излучения хорошо разнесена относительно частот всех возможных резонансных переходов присутствующих в разряде частиц.

В альтернативу эффекту поглощения, визуализация непрозрачной плазмы на тенеграммах может быть связана с сильной рефракцией зондирующего излучения. Качественные оценки показали, что при $n_e > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и длине оптического пути $\sim 10 \text{ мкм}$ угол рефракции может превышать апертурный угол собирающего объектива (объектив 1 на Рис.13(а), см. раздел 1.6.1) в оптической системе. В нашем случае, исходя из характерных энергокладов в газоразрядную среду, ожидаемо, что появление плазмы с $n_e > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ не может быть достигнуто только за счет полной диссоциации и однократной ионизации молекул воздуха. В этом случае максимальная электронная плотность ограничена сверху $n_e = 5.4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Следовательно, проявление эффектов поглощения и рефракции возможно только при многокомпонентном составе прикатодной плазмы, частично состоящей из материала катода.

Наконец, был проанализирован ещё один эффект, связанный с многократным рассеянием зондирующего излучения на металлических частицах размером $a < \lambda$. Эффект рассеяния лазерного излучения на скоплениях мало-размерных металлических частицах был наглядно продемонстрирован в работе

[108] по исследованию взрыва проволочек. Для достижения заметной роли эффекта рассеяния на металлических частицах концентрации самих частиц в рассматриваемом объеме сгустка плазмы могут быть заметно ниже 10^{19} см^{-3} . Как было показано в работе [108], достаточно даже диапазона $10^7 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при характерных размерах частиц от нескольких десятков до одной сотни нанометров, чтобы обеспечить более 90% ослабление интенсивности зондирующего излучения с длиной волны 532 нм.

Таким образом, появление непрозрачной плазмы на тенеграммах может быть результатом как сильной рефракции зондирующего излучения, так и поглощения, если при характерном размере объекта ~ 10 мкм его электронная плотность $n_e > 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Альтернативно этому рассуждению, непрозрачная плазма может визуализироваться за счет многократного рассеяния на металлических частицах катода, размером меньше длины волны. Электронная плотность непрозрачной плазмы в этом случае может быть меньше 10^{20} см^{-3} , и лежать в интервале $n_e \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$, который характерен для регистрируемой сильноионизованной газоразрядной плазмы в принципе. Объединяя всё вышесказанное, можно сделать вывод о том, что роль материала катода в появлении сгустка непрозрачной плазмы существенна, а наблюдаемая непрозрачная плазма является многокомпонентной, т.е. состоит из ионизованных молекул/атомов воздушной среды и примеси металлических частиц катода. Данные результаты также согласуются со многими экспериментальными исследованиями параметров катодной плазмы вакуумных диодов. Предельная скорость распространения плазмы, образованной вследствие взрывной эмиссии электронов, можно оценить сверху величиной 10^6 см/сек [23]. Время, в течение которого мы наблюдаем появление сгустка непрозрачной плазмы на Рис. 21, не превышает 1 нс. За это время плазма вещества катода вследствие своего взрывного расширения отдалится от поверхности катода лишь на расстояние, соизмеримое с 10 мкм. Фактически это и есть масштаб сгустка непрозрачной плазмы на Рис. 21, привязанного к поверхности катода.

3.1.3 Развитие однородного анодо-направленного искрового канала

Граница прикатодной плазмы, прозрачной для зондирующего излучения, в течение 1–2 нс после момента пробоя расширяется в поперечном и продольном направлениях со скоростями 30 ± 5 мкм/нс и 70 ± 5 мкм/нс. К этому времени ток разряда составляет ~ 100 – 200 А (Рис. 23).

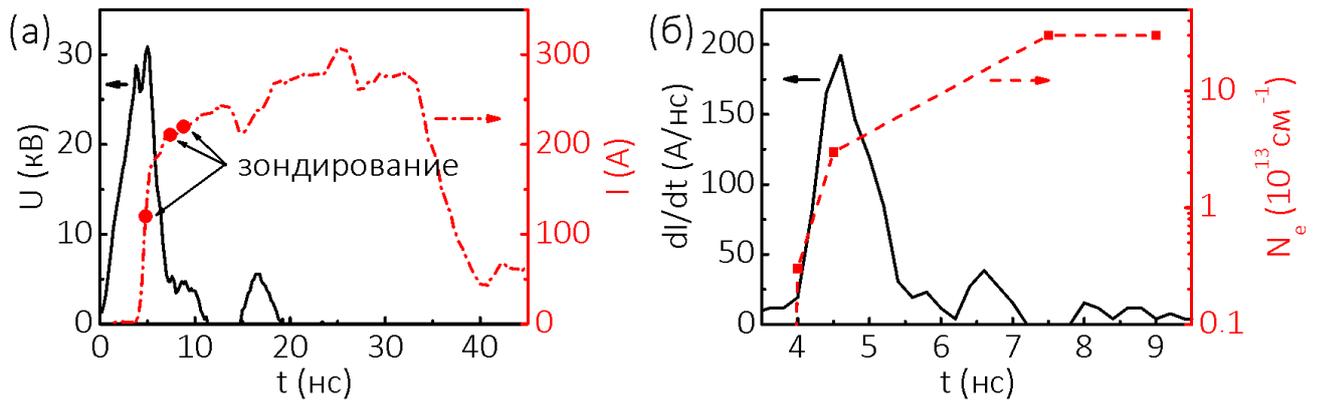


Рисунок 23 — Характеристики разряда (а,б) в выстреле №2: U —напряжение на промежутке, I —ток разряда, dI/dt —скорость роста тока разряда, N_e —аппроксимированная кривая роста линейной плотности прикатодной плазмы, момент пробоя — $t_{br} \approx 3.5$ нс.

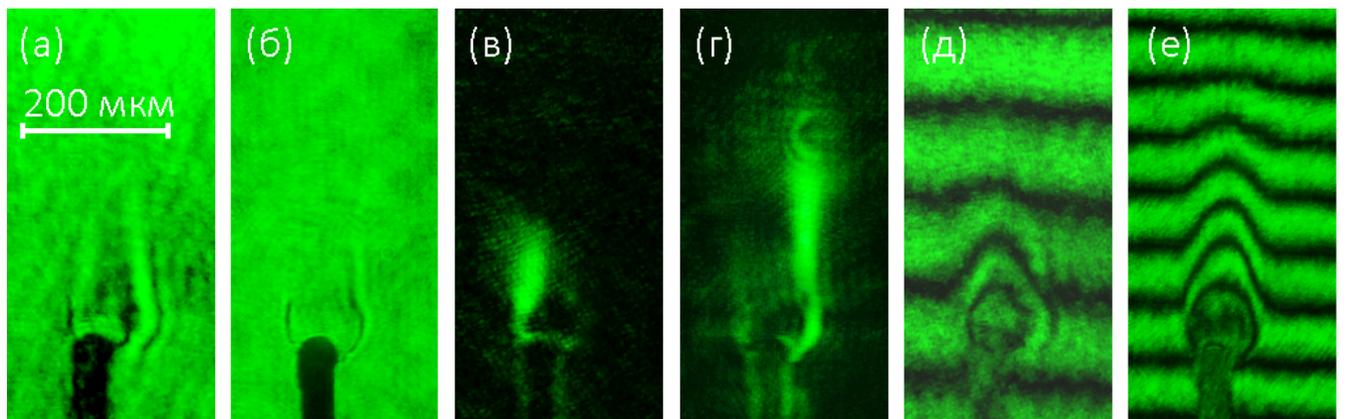


Рисунок 24 — Выстрел №2. Тенеграммы (а,б), шлирен изображения (в,г) и интерферограммы (д,е) развивающегося искрового канала, полученные через 4 нс (а,в,д) и 5.5 нс (б,г,е) после момента пробоя. Изображения приведены только для прикатодной зоны разряда. Среда—сухой воздух при атмосферном давлении. Катод сделан из медной проволоочки диаметром 50 мкм.

Быстрое движение границы данной плазмы заметно превышает характерную скорость расширения плазмы вещества катода, выброшенной вследствие взрыва. Поэтому наработку плазмы высокой степени ионизации вдали от поверхности катода следует ассоциировать с распространением мощного фронта ионизации, берущего свое начало в области первичного взрыва на катоде. Распространение фронта ионизации от катода усиливает ионизацию и диссоциацию молекул воздуха и, тем самым, создает основу для развития с катода анодо-направленного искрового канала (Рис. 24, выстрел №2).

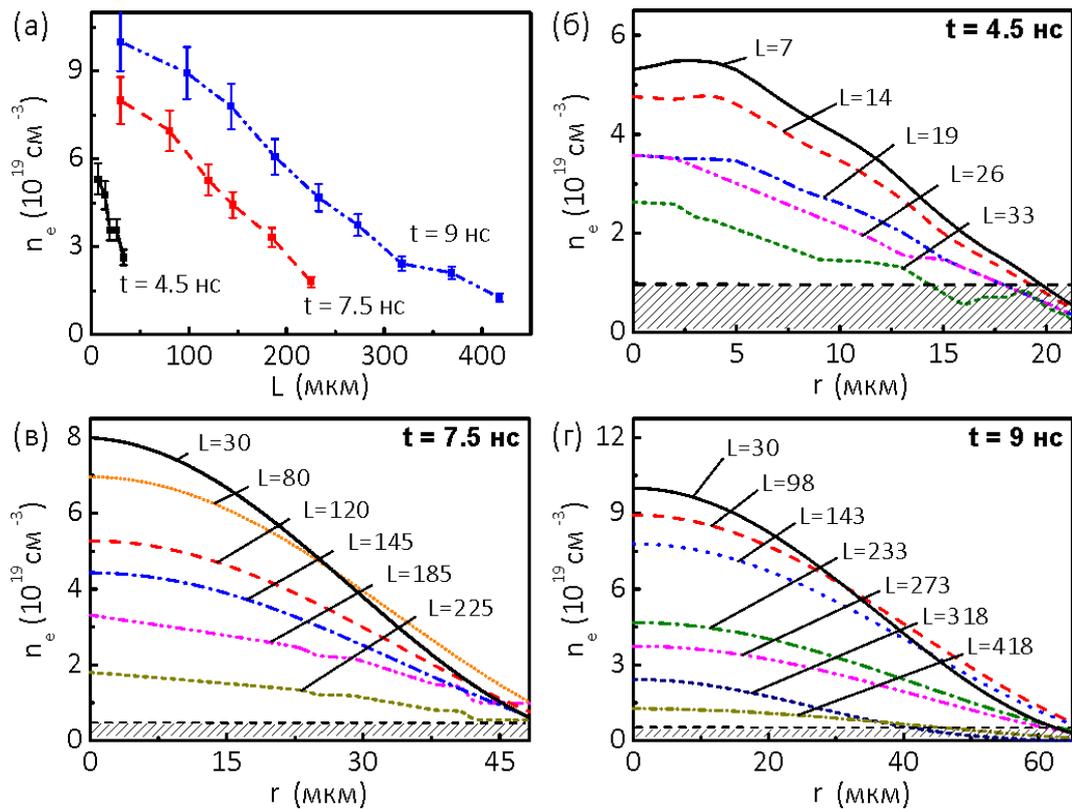


Рисунок 25 — Распределения электронной плотности n_e вдоль (а) и поперёк (б)–(г) искрового канала: r –поперечный радиус, проведенный от оси симметрии канала, L –расстояние до поверхности катода в мкм. Заштрихованные области соответствуют электронной плотности вне чувствительности (n_e^{min}) интерференционного метода.

Отметим, что переход разряда от стадии катодного пятна до стадии прорастающего искрового канала занимает время порядка 1 нс, а сам канал на ранней стадии прорастания является однородным (без ярко выраженной микро-структуры). Обработка интерферограмм на Рис. 24 с использованием подходов, описанных в главе 2, показали, что электронная плотность распределена неоднородно (Рис. 25) вдоль искрового канала. Электронная плотность плавно

возрастает вдоль канала в направлении катода и вблизи его поверхности может достигать величины вплоть до $n_e \approx \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. На Рис. 25 также приведены распределения электронной плотности плазмы, прозрачной для излучения с длиной волны 532 нм, наблюдаемой на Рис. 21.

3.1.4 Эмиссионная способность катодной плазмы

В работе [88] было показано, что скорость нарастания тока разряда коррелирует со скоростью роста линейной электронной плотности прикатодной плазмы в первые наносекунды, отсчитываемые от момента пробоя (Рис. 23). Были приведены оценки эмиссионной способности прикатодной плазмы, которые показали, что наблюдаемая плазма на субнаносекундных временах (благодаря своей динамике) способна пропускать через себя токи от единиц до сотен ампер.

Предельное значение тока электронов в прикатодной плазме зависит от скорости дрейфа электронов под действием электрического поля и достигнутой линейной электронной плотности плазмы. Предельную скорость дрейфа электронов внутри прикатодной плазмы можно оценить как $u < v_{T_e} = (T_e/m_e)^{1/2} \sim 10^7 - 10^8 \text{ см/сек}$, где v_{T_e} —тепловая скорость электронов. Скорость дрейфа электронов может быть близка к v_{T_e} вблизи распространяющегося фронта ионизации при условии, что электрическое поле соизмеримо с полем Драйсера $E_D \approx 4\pi e^3 \Lambda_{ei} n_e / T_e \sim 10^6 \text{ В/см}$ [109]. Численное моделирование, выполненное в специализированном программном обеспечении, показало, что электрическое поле на границе фронта ионизации может достигать величины $\sim 10^6 \text{ В/см}$. Если положить максимально возможную скорость дрейфа электронов равной тепловой скорости электронов (температура электронов полагалась равной 3 эВ), то ток электронов с поверхности прикатодной плазмы и его скорость роста можно оценить как $I \approx ev_{T_e} N_e$ и $dI/dt \approx ev_{T_e} dN_e/dt$. Здесь $N_e = 2\pi \int_0^{D/2} n_e(r) r dr$ —линейная электронная плотность; D —диаметр искрового канала (или катодного пятна). В течение $\sim 1 \text{ нс}$ после пробоя N_e достигает величины $\sim 10^{14} \text{ см}^{-1}$ со скоростью $dN_e/dt \sim 10^{14} \text{ см}^{-1} \times \text{нс}^{-1}$, см. Рис. 23(б), и, таким образом, мы получаем $I \sim 10^2 - 10^3 \text{ А}$ и $dI/dt \sim 10^2 - 10^3 \text{ А/нс}$. Отметим, что если предположить T_e порядка $\sim 1 \text{ эВ}$ в течение формирования катодного пятна и принять N_e по-

рядка $\sim 10^{13} \text{ см}^{-1}$ (Рис. 23(б)), мы получим, что ток электронов в прикатодной плазме составляет $I \sim 10 \text{ А}$. Качественные оценки согласуются с результатами электрофизических измерений тока разряда на Рис. 19(д).

Однако необходимо отметить, что общая токопропускающая способность разрядного промежутка также зависит от процесса переноса тока в промежутке между границей распространяющегося фронта ионизации и анодом. При наличии плазмы невысокой степени ионизации (данную плазму мы не наблюдаем в виду того, что она ниже порога чувствительности метода интерферометрии) в данном зазоре перенос тока обусловлен во многом высокоэнергетичными электронами (с учётом приложенного напряжения их энергия $< 10 \text{ кэВ}$), генерируемых на фронте ионизации, где имеется резкий градиент электронной плотности плазмы, проводимости среды, температуры электронов, и при высоком электрическом поле выполняется условие $u \geq v_{Te}$ (в том числе режим убегания электронов). По мере усиления ионизации в промежутке между распространяющимся фронтом ионизации и анодом величина электрического поля будет спадать, а перенос тока разряда будет приобретать характер дрейфового в плазменной среде. Учитывая высокую эмиссионную способность прикатодной плазмы, ограничение скорости роста тока разряда через 0.5 нс от момента пробоя на Рис. 23(б), вероятно, связано именно с процессами ионизации в промежутке между данной плазмой и анодом.

3.2 Особенности генерации пятен на аноде

Появление пятен на поверхности анода дельно изучалось методами лазерного зондирования в работе [99]. Было в частности установлено, что в промежутках с острым электродом момент наступления электрического пробоя связан с субнаносекундным формированием катодных и анодных пятен микронного размера, которые затем приводили к формированию встречных искровых каналов с высокой степенью ионизации плазмы. Также, была зарегистрирована значительная разница между сценариями развития разряда, зависящая от используемой геометрии электродов. В промежутках с острым анодом всегда наблюдалось формирование как катодных, так и анодных пятен.

3.2.1 Время между моментами появления анодного и катодного пятен

Формирование катодных и анодных пятен, в действительности, оказалось чрезвычайно быстрым явлением, и его полноценное исследование выходило за рамки технических возможностей разработанной диагностической системы. В нашем случае точность синхронизации моментов пробоя и прихода первого зондирующего лазерного пучка составляла ≈ 0.3 нс с учётом всех задержек оптического тракта, задержек сигнальных кабелей, а также частоты дискретизации (8 Гвыб/с) осциллографов. В работе [88], принимая во внимание чувствительность используемых методов диагностики, был сделан вывод о том, что для промежутков с острым анодом характерный интервал времени между моментами инициирования анодного и катодного пятен может быть значительно короче 1 нс. Это хорошо иллюстрируют фотографии разряда в выстреле №3 на Рис. 26. На данном рисунке представлены тенеграмма Рис. 26(а), интерферограмма Рис. 26(б), шпирен изображение Рис. 26(в) разрядного промежутка, полученные в момент разряда через ≈ 0.5 нс после пробоя промежутка. Промежуток образован плоским катодом (диаметром 10 мм) и острым анодом. Анод был изготовлен из иглы из нержавеющей стали с характерной кривизной вершины ~ 70 мкм. Зазор между электродами составляет 2 мм. Изображения Рис. 26(г-и) демонстрируют увеличенные прианодную и прикатодную области.

Путём отслеживания расширения приэлектродной плазмы на катоде и аноде в течение нескольких наносекунд после момента пробоя, а также используя статистику, полученную по многим выстрелам, была оценена характерная скорость расширения приэлектродной плазмы, ≈ 70 мкм/нс. Эта величина оказалась идентичной для катодной и анодной плазмы. Было отмечено, что характерный размер пятен на Рис. 26 близок к шагу интерференционных полос (≈ 36 мкм), и после момента пробоя пятнам требуется примерно 0.5 нс, чтобы расшириться до этого размера. Следуя этой линии рассуждений и принимая во внимание расширение пятен, был сделан вывод о том, что катодное и анодное пятна имеют характерное время эволюции $\ll 1$ нс и появляются почти «сразу» или с субнаносекундной задержкой между моментами их инициирования. Было также установлено, что в зависимости от кривизны анода и качества

полировки его поверхности временной интервал между моментами инициирования катодного и анодного пятен может варьироваться.

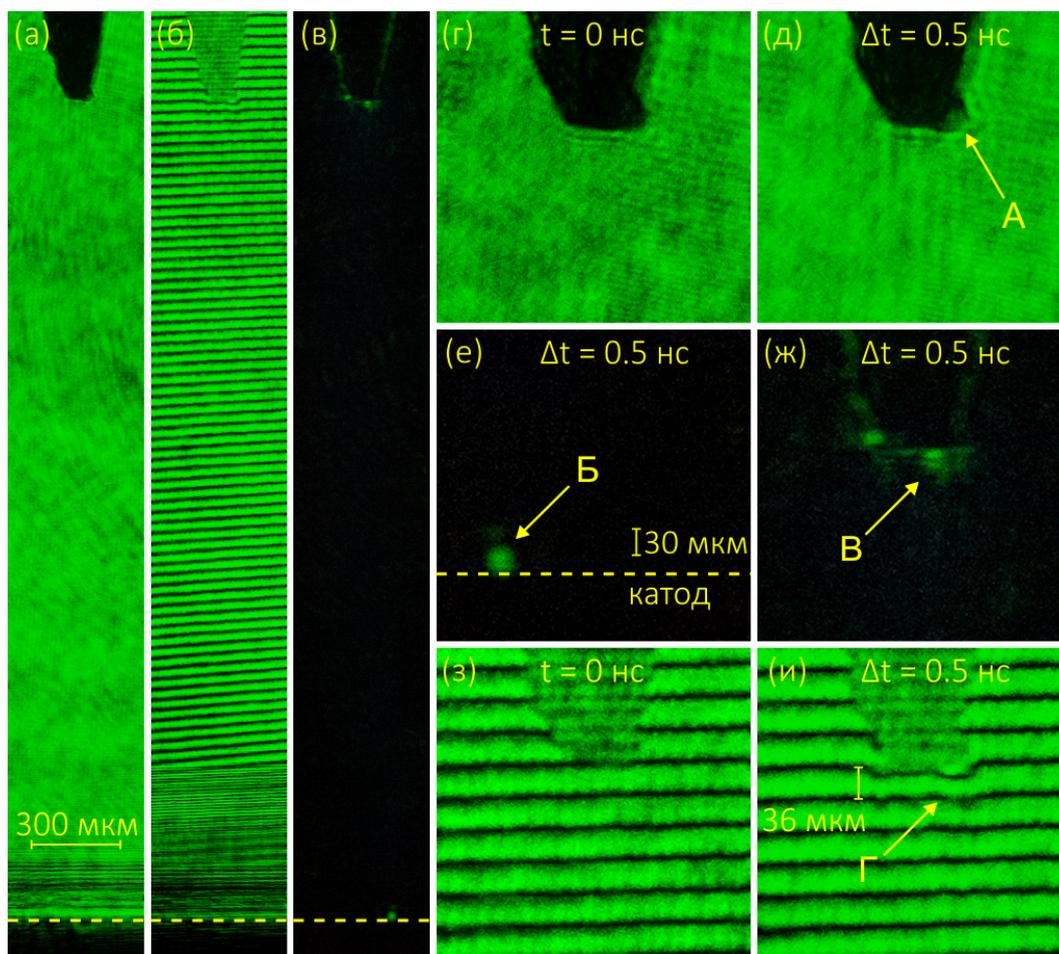


Рисунок 26 — Выстрел №3. Тенеграмма (а), интерферограмма (б), шлирен изображение (в) разрядного промежутка, полученные через ≈ 0.5 нс после момента пробоя. Увеличенные изображения прианодной (г,д,ж-и) и прикатодной (е) областей. Изображения (г) и (з) были получены до подачи высоковольтного импульса и иллюстрируют первоначальную морфологию поверхности острейшего анода. На рисунках буквами отмечены: А–область резкого изменения морфологии поверхности анода, Б–катодное пятно, В–анодные пятна, Г–плазма с электронной плотностью $n_e \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Геометрия промежутка: плоский катод (внизу) – острейший анод (вверху). Среда – сухой воздух при атмосферном давлении. Анод изготовлен из иглы из нержавеющей стали с характерной кривизной вершины $\sim 70 \text{ мкм}$.

Например, в работе [110] задержка между появлением пятен плазмы на катоде и аноде составляла несколько наносекунд. Данный факт свидетельствует о том,

что генерация прианодной плазмы высокой степени ионизации носит пороговый характер и зависит от плотности энергии, подводимой к поверхности анода.

3.2.2 Параметры плазмы пятен на аноде: сравнение с катодным пятном

Получение данных об электронной плотности быстро развивающихся катодных и анодных пятен, размер которых составляет всего несколько десятков микрон, является сложной диагностической задачей. Чтобы корректно разрешить такие мелкомасштабные плазменные объекты с помощью интерферометрии, используемые интерферометры на воздушном микроклине (используемые в оптической системе, описанной в главе 1) были настроены таким образом, чтобы обеспечить три интерференционные полосы, приходящиеся на область с исследуемыми плазменными объектами. Это позволяло обеспечить надёжную трассировку и обработку интерферограмм, поскольку для корректного построения одиночного среза (для извлечения профиля сдвига фазы) требуется, по меньшей мере, две полосы («чёрная» и «белая»), приходящиеся на область объекта. В случае шага полос короче $\sim 10\text{--}20$ мкм трассировка интерферограмм оказывалась несостоятельной ввиду падения чувствительности метода интерферометрии и увеличения фонового шума на трассируемых интерферограммах (шум приводил к дополнительному увеличению ошибки при соответствующей обработке). С помощью интерферометров, отрегулированных так, как описано выше, были трассированы интерферограммы на Рис. 27 и восстановлены двумерные карты сдвига фазы излучения, прошедшего сквозь приэлектродную плазму. Обработка интерферограмм проводилась с использованием техник и алгоритмов, описанных в главе 2. Извлеченные профили фазового сдвига (кривые А) были аппроксимированы гладкими кривыми Б, которые затем использовались для восстановления распределений электронной плотности n_e в рамках численного решения обратной задачи Абеля. Количественные данные о распределении электронной плотности в пятнах были получены с результирующей точностью в среднем не хуже 10%. Отметим, что в случаях, когда извлеченный профиль сдвига фазы для рассматриваемого среза оказывался не осесимметричным, для его обработки использовался метод

суперпозиции профилей сдвига фазы (метод подробно изложен в разделе 3.3 ниже). Этот принцип позволяет уточнить характерные параметры об электронной плотности плазмы, предполагая, что результирующий сдвиг фазы является суммой независимых вкладов от каждой плазменной неоднородности. Другими словами, предполагается, что излучение как бы проходит сквозь набор независимых плазменных неоднородностей, каждой из которых можно сопоставить осесимметричный сдвиг фазы и обработать его.

На Рис. 27 представлены три независимых временных кадра, полученные в различных выстрелах (выстрелы №3, 4, 5). Изображение 27(а) является увеличенной интерферограммой (полученной через 0.5 нс после момента пробоя) прианодной плазмы на Рис. 26 (выстрел №3). Изображение Рис. 27(б) иллюстрирует анодное пятно на поверхности проволоочки диаметром 100 мкм (выстрел №4). Изображение получено через 1.5 нс после момента пробоя. В данном выстреле катод был плоским. Зазор между электродами 2 мм. Изображение Рис. 27(в) соответствует катодному пятну, возникшему на поверхности острейного катода–проволоочки диаметром 100 мкм (выстрел №5). Изображение получено через 1 нс после момента пробоя. В данном выстреле анод был плоским. Зазор между электродами также составлял 2 мм. Для каждого из выстрелов были извлечены карты сдвига фазы зондирующего излучения Рис. 27(г,д,е). Распределения сдвига фазы, полученные для срезов, отмеченных на Рис. 27(г,д,е), представлены на Рис. 27(ж,з,и). Экспериментальные распределения сдвига фазы были сглажены и использованы для восстановления распределений электронной плотности приэлектродной плазмы, см. Рис. 27(к,л,м).

Обработка интерферограмм на Рис. 27 показала, что катодные и анодные пятна микронного размера ($\sim 10\text{--}50$ мкм) на начальной стадии их эволюции представляют собой приэлектродную плазму с электронной плотностью $n_e \sim 10^{19} - 10^{20}$ см $^{-3}$. В работе [99] было также показано, что пятна на острых электродах образуются из-за сильного взрыва локальной области на поверхности электрода. Взрыв сопровождается резкими изменениями границ поверхностей электродов как в случае катода, так и анода. В частности, это хорошо видно на увеличенных тенеграммах на Рис. 26(г,д); представлены две тенеграммы, полученные до подачи высоковольтного импульса и в момент разряда. Результаты обработки интерферограмм прианодной плазмы на Рис. 27(а,б) показали, что её электронная плотность соизмерима с электронной

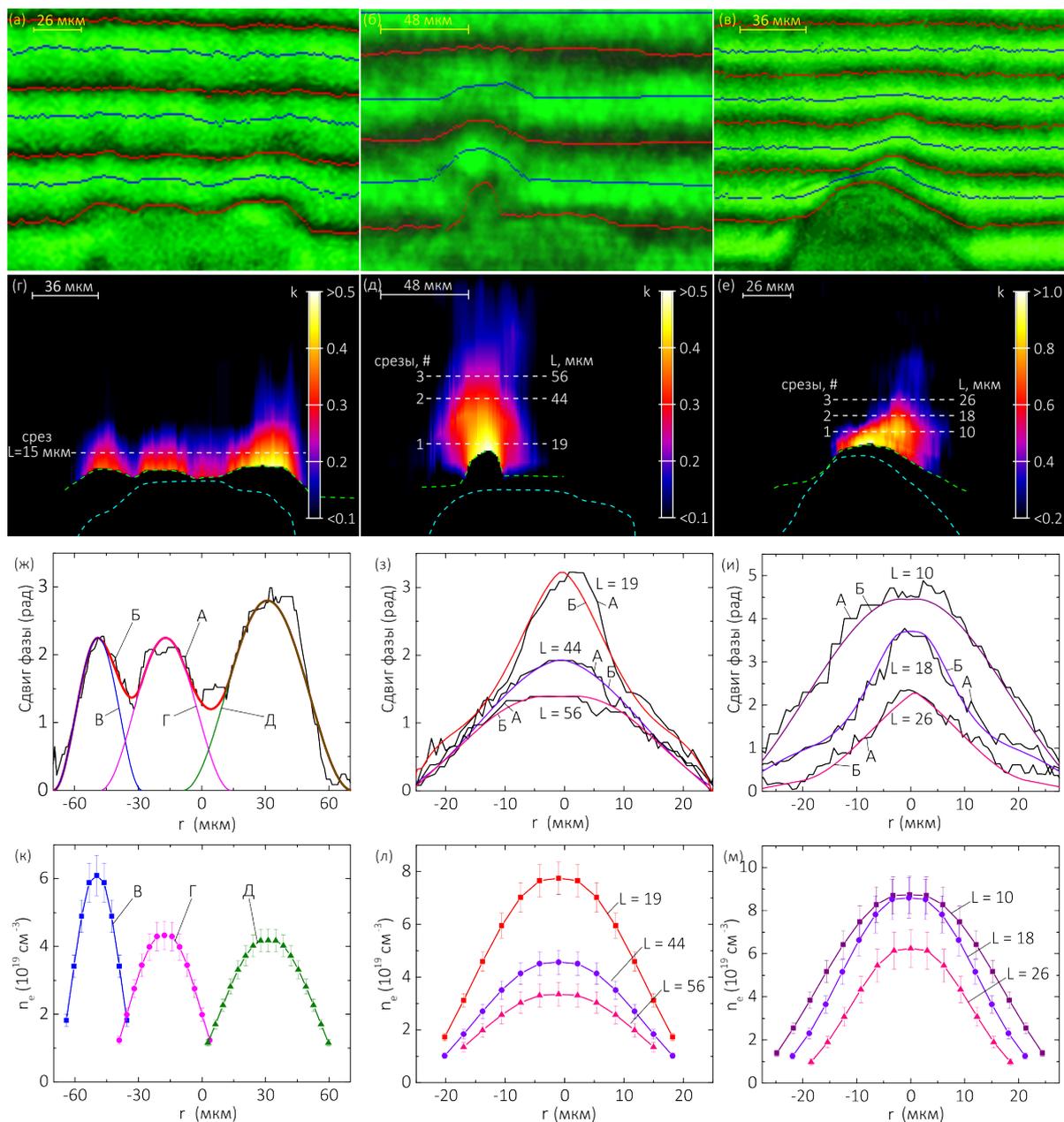


Рисунок 27 — Выстрел №3(а): анодная игла-плоский катод (≈ 0.5 нс после пробоя). Выстрел №4 (б): анодная проволочка (диаметром 100 мкм)-плоский катод (≈ 1.5 нс после пробоя). Выстрел №5 (в): катодная проволочка (диаметром 100 мкм)-плоский анод (≈ 1 нс после пробоя); (г-е)–распределения сдвига фазы (в единицах сдвига полос k) для каждой из интерферограмм. Пунктирные/точечные линии–граница электрода и трасса интерференционной полосы, ближайшей к поверхности электрода. Кривые А и Б–экспериментальное и сглаженное распределения сдвига фазы для проведенных срезов; (к-м)–восстановленные распределения электронной плотности; L –расстояние от вершины соответствующего электрода до проведенного среза в мкм, r –поперечный радиус в мкм.

плотностью катодного пятна на Рис. 27(в), причем эти значения составляют $\approx 8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (для катодного пятна) и $\approx 9 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (для анодного пятна). Для выстрела на Рис. 27(а) электронная плотность анодной плазмы достигает величины $\approx 6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Разброс значений n_e у анодных пятен может быть связан с различными характеристиками взрыва на поверхностях острых анодов, обладающих разными радиусами скругления вершин. В то же время, значения n_e у анодной плазмы на Рис. 27(а) может быть выше, чем $n_e \approx 6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в пределах ~ 10 мкм от поверхности анода, где надёжная трассировка интерферограммы не может быть выполнена. Линейная электронная плотность в катодных и анодных пятнах составляет $N_e \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-1}$. В течение 1 нс после пробоя линейная плотность прикатодной и прианодной плазм достигает величины $\sim 10^{15} \text{ см}^{-1}$, при характерной скорости нарастания $dN_e/dt \sim 10^{15} \text{ см}^{-1} \times \text{нс}^{-1}$. Как и в случае катода, на аноде также наблюдается интенсивное плазмообразование, вероятно, поддерживаемое за счет увеличения тока проводимости через весь разрядный промежуток и существенного энерговыделения в локальных областях поверхности анода.

Таким образом, результаты зондирования показали наличие высоких электронных плотностей у прианодной плазмы, которые практически идентичны электронным плотностям, достигаемым в катодных пятнах. Для прикатодной и прианодной плазм величина электронной плотности может быть значительно выше $5.4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, соответствующей полной диссоциации и однократной ионизации молекул воздуха при атмосферном давлении. Этот факт свидетельствует в пользу того, что генерация пятен на аноде также связана с взрывным инициированием плазмы материала электрода. Однако этот механизм принципиально отличен от того, что был рассмотрен для случая взрыва на катоде, и, вероятно, является пороговым эффектом, связанным с некоторой критической плотностью вложения энергии в локальные участки поверхности анода под действием бомбардирующих электронов.

3.2.3 Причина появления анодных пятен

Исследования параметров прианодной плазмы показывают, что её инициирование также связано с взрывными процессами на поверхности анода.

Прианодная плазма обладает высокой электронной плотностью $n_e \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и её появление, как и в случае с прикатодной плазмой, сопровождается выбросом материала электрода и резким изменением морфологии поверхности анода в микронных масштабах. Состояние поверхности анода (его качество полировки и кривизна поверхности) оказывает сильное влияние на инициирование прианодной плазмы высокой степени ионизации. Вероятно, это связано с неоднородностью быстрого энерговложения в локальные участки поверхности анода. Принимая во внимание данные факты, а также различные сценарии развития разряда при смене геометрии разрядного промежутка, в работе [99] было высказано предположение о том, что генерация плазмы на аноде определяется некоторой пороговой энергией, приносимой на поверхность анода бомбардирующими электронами. Согласно исследованию, приведенному в работе [105], если мощность поступления энергии к поверхности медного электрода превышает $P_0 \approx 2 \times 10^8 \text{ Вт/см}^2$, условия, необходимые для взрывного нагрева материала электрода, достигаются как для катода, так и для анода. В этом случае в момент пробоя анод должен бомбардироваться электронами с их количеством и энергией, достаточными для достижения надпороговой мощности энергоподвода к поверхности анода. Отметим, что здесь наличие различных неоднородностей на острейшем аноде оказываются существенным, поскольку они могут обеспечивать образование локальных областей с сильными градиентами электрического поля. Такие области, в свою очередь, могут выступать в качестве мелкомасштабных линз, фокусирующих электроны, попадающие на поверхность анода. Поэтому локальная мощность энерговклада на поверхности анода может значительно превышать пороговое значение P_0 . К тому же, последующее увеличение тока проводимости способствует выделению энергии в рассматриваемых областях, обеспечивая тем самым взрывную наработку прианодной плазмы.

3.3 Быстрая мелкомасштабная искровая филаментация

3.3.1 Разрешение микроструктуры искр оптическими диагностиками

Во введении диссертационной работы было отмечено, что неоднородность генерации приэлектродной плазмы и развитие ионизационных неустойчивостей в приэлектродных областях могут существенным образом влиять на процесс контракции импульсного наносекундного разряда в газе. Косвенные исследования автографов, оставляемых на поверхности электродов после воздействия искрового разряда, свидетельствуют о том, что в области воздействия искрового канала на поверхность соответствующего электрода сам канал должен обладать сильно неоднородной микроструктурой, представляющей собой тонкие нити плазмы высокой степени ионизации [59–61]. Было также отмечено, что развитие сложной нитевидной микроструктуры у одиночных искровых каналов, как некоего фундаментального субпроцесса более общего процесса контракции, хоть и подтверждается многими косвенными фактами, но до сих пор остается предметом дискуссий.

Результаты косвенных исследований микроструктуры искр стимулировали дальнейшее её изучение различными диагностическими техниками. Применялись как интегральные, так и с временным разрешением оптические и электронно-оптические системы фотографирования собственного свечения искровых каналов. Однако даже при наличии хорошего временного и пространственного разрешения внутренняя микроструктура искр на фоне их яркосветящейся внешней оболочки надёжно не разрешалась [111; 112]. Это было обусловлено сложностью регистрации слабо контрастирующих плазменных каналов микронной толщины на наносекундных временах. Чтобы запечатлеть слабые изменения интенсивности яркостной картины свечения искры, необходимы оптические регистраторы с широким динамическим диапазоном и низким уровнем шума. При регистрации изображений искр в собственном свечении с временным разрешением возникала также проблема «пикселизации» яркостных картин вследствие транспортировки электронного потока через микроканальные усилители (МКП) в электронно-оптических камерах. При не

высоком пространственном разрешении таких камер, избежать данной проблемы не удавалось даже при проецировании на фотокатод изображений искр с большим увеличением. Существуют также предпосылки к тому, что излучение, исходящее от микроканалов и при высокой степени ионизации плазмы, может значительно поглощаться в самих каналах. Следствием этого обстоятельства является дополнительное падение контраста микроструктуры искры на фоне её внешней оболочки.

Существенного прогресса в оптическом разрешении микроструктуры искр удалось достичь сравнительно недавно благодаря использованию методов лазерного зондирования, реализованных в высококачественных оптических установках. Основные исследования по этому направлению были выполнены в работах [99; 100; 113–118]. В частности, авторами работы [113] были зарегистрированы лазерные тенеграммы искровых каналов со сложной микроструктурой с пространственным разрешением не хуже 5 мкм при зондировании лазерным импульсом длительностью 6 нс и длиной волны 532 нм. Исследования разряда проводились в промежутке с геометрией «острие-плоскость». В работе [116] теми же авторами регистрировались тенеграммы или интерферограммы искр. Качественный анализ интерферограмм свидетельствовал о высокой степени ионизации плазмы микроканалов (оценки показали, что электронная плотность плазмы микроканалов составляет $\geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Авторами было отмечено, что на начальной стадии искровой разряд развивается в форме микроканальной структуры, состоящей из пучка большого количества каналов микронного диаметра. Развитие микроканалов происходило от острийного электрода вглубь разрядного промежутка. Авторы сообщали о ветвлении и расширении микроканалов. Зарегистрированная эрозионная микроструктура (совокупность большого количества микрократеров) на поверхности плоского электрода коррелировала с микроструктурой искры, наблюдаемой при лазерном зондировании разряда.

Исследования, представленные в работах [99; 100], были выполнены автором данной диссертационной работы. С использованием оптической диагностической системы, описанной в главе 1, были одновременно зарегистрированы интерферограммы, тенеграммы, и шпирен изображения микроструктуры искры. Благодаря шести независимым оптическим каналам была также изучена эволюция микроструктуры искры в процессе филаментации искрового канала с временным и пространственным разрешением ~ 1 нс и 3–4 мкм. Зондирова-

ние проводилось лазерным импульсом с длительностью 70 пс и длиной волны 532 нм. В разделах ниже подробно изложены основные результаты, полученные в работах [99; 100].

3.3.2 Формирование микроструктуры у анодо-направленных искровых каналов

В работе [100] исследовалось формирование одиночного искрового канала в разрядном промежутке с острым катодом (проволочка диаметром 50 мкм) и плоским анодом (диаметром 10 мм). Зазор между электродами составлял 3 мм. Промежуток наполнялся сухим воздухом при атмосферном давлении. Ранняя стадия формирования искрового канала с острого катода была идентична той, что рассмотрена в подразделах 3.1.1–3.1.3.

С использованием шестиканальной оптической системы лазерного зондирования была запечатлена динамика развития искрового канала в одиночном выстреле №6. Для каждого из каналов одновременно регистрировались интерферограммы, тенеграммы, и шпирен изображения с пространственным разрешением 3–4 мкм. За один выстрел было получено 18 фотографий разряда (шесть временных групп из трех фотографий). Результаты зондирования представлены на Рис. 28, 29. Рисунок 28 демонстрирует искровой канал, развивающийся с поверхности острого катода, запечатленный при $\Delta t = 3$ нс. Дополнительно на Рис. 28 представлены изображения прикатодной зоны, полученные до подачи высокого напряжения на разрядный промежуток. Изображения на Рис. 29 получены в разные моменты времени ($\Delta t = t - t_{break}$) после пробоя (t_{break}) разрядного промежутка с временным шагом зондирования 1 – 2 нс. Параметр $L \sim 10$ нГн соответствует индуктивности катодной проволоки длиной 2 мм. Момент пробоя ассоциируется с началом резкого роста тока разряда ($dI/dt \sim 100$ А/нс). На осциллограмме тока разряда на Рис. 30 отмечены моменты зондирования разряда.

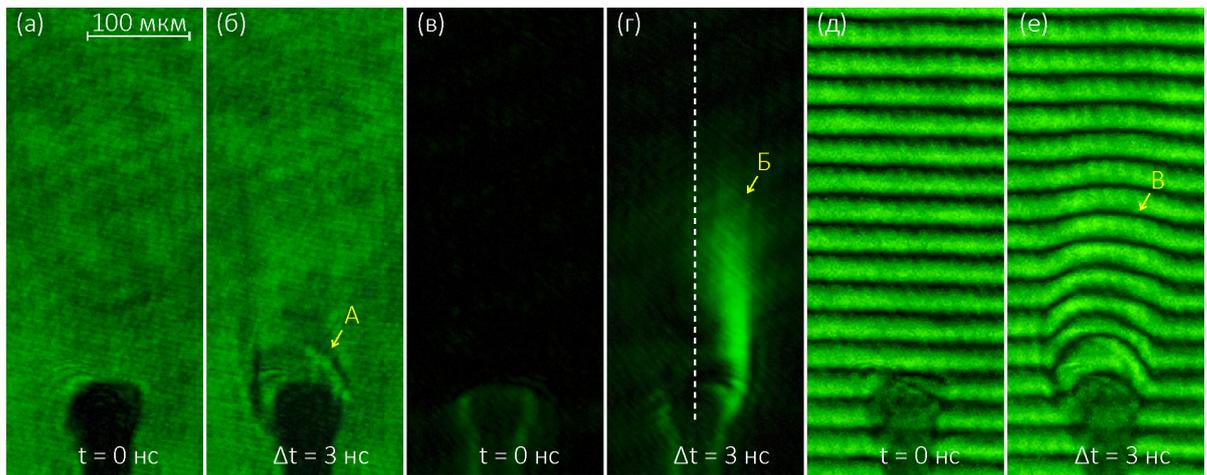


Рисунок 28 — Выстрел №6. Тенеграммы (а), (б), шлирен изображения (в), (г), и интерферограммы (д), (е) прикатодной зоны, зарегистрированные до подачи высоковольтного импульса ($t = 0$ нс) и спустя $\Delta t = 3$ нс после момента пробоя ($t_{break} \approx 4.5$ нс) разрядного промежутка. Изображения (б), (г), (е) иллюстрируют развитие однородного искрового канала с поверхности острейного катода до начала мелкомасштабной искровой филаментации. На рисунке буквами отмечены: А–области резкого падения контраста изображения канала на тенеграмме, Б–области сильных градиентов электронной плотности плазмы, В–развивающийся искровой канал. Пунктирная линия соответствует оси симметрии искрового канала, которая совпадает с положением ножа Фуко в оптическом канале с шлирен фотографированием. Среда–сухой воздух при атмосферном давлении. Катод изготовлен из медной проволоочки диаметром ~ 50 мкм.

3.3.3 Получение данных о параметрах плазмы одиночных микроканалов

На Рис. 31 представлены карты сдвига фазы излучения, прошедшего сквозь искру, извлеченные из интерферограмм, зарегистрированных при $\Delta t = 4$ нс (Рис. 29(л)), $\Delta t = 6.5$ нс (Рис. 29(м)), и $\Delta t = 8$ нс (Рис. 29(н)). Карты сдвига фазы получены с использованием техник и алгоритмов обработки интерференционных изображений, подробно описанных в главе 2. В работе [100] были проанализированы распределения сдвига фазы излучения для ряда срезов, проведенных на некотором расстоянии от поверхности острейного катода. Срезы и извлеченные профили сдвига фазы были подобраны так, чтобы наглядно от-

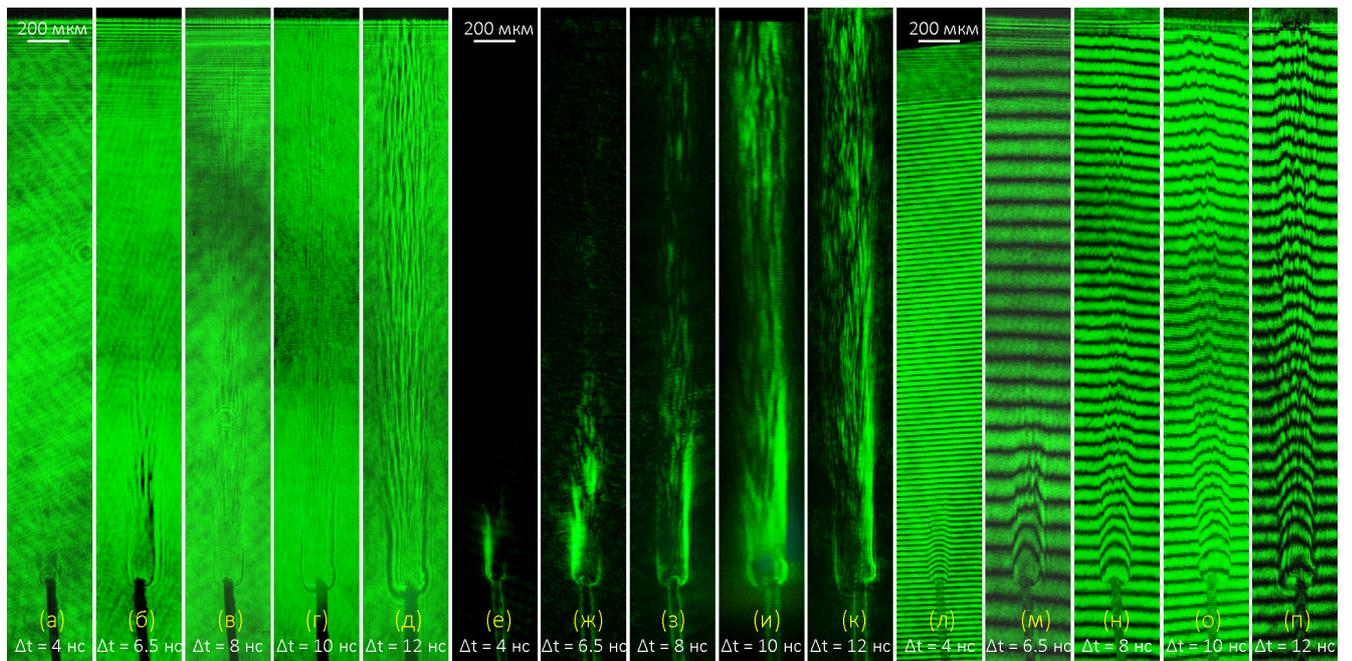


Рисунок 29 — Выстрел №6. Тенеграммы (а)–(д), шпирен изображения (е)–(к), и интерферограммы (л)–(п) искрового канала с нитевидной микроструктурой. Изображения получены в разные моменты времени ($\Delta t = t - t_{break}$) после пробоя ($t_{break} \approx 4.5$ нс) разрядного промежутка с временным шагом зондирования 1 – 2 нс.

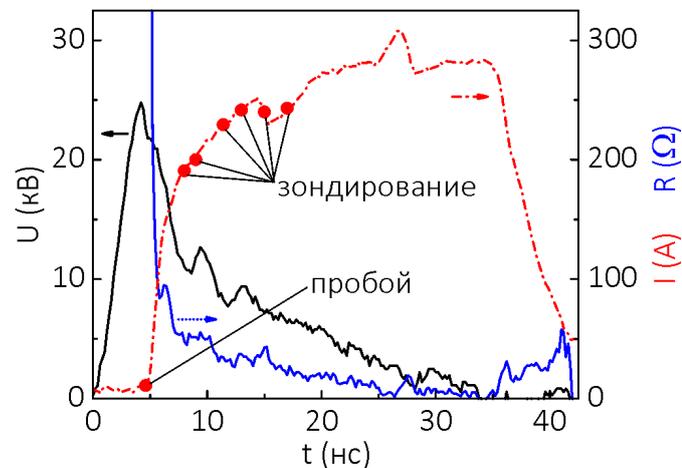


Рисунок 30 — Выстрел №6. Характеристики разряда: U – напряжение на промежутке, I – ток разряда, R – сопротивление промежутка; $t_{break} \approx 4.5$ нс соответствует моменту электрического пробоя промежутка.

разить процесс филаментации искрового канала в динамике и в пространстве. Профили сдвига фазы представлены на Рис. 32 – 35.

Чтобы получить данные о плазме филаментов, учитывая их всевозможные ветвления и взаимные перекрытия, было выполнено детальное отслеживание положения филаментов (микроканалов) для каждой из карт сдвига

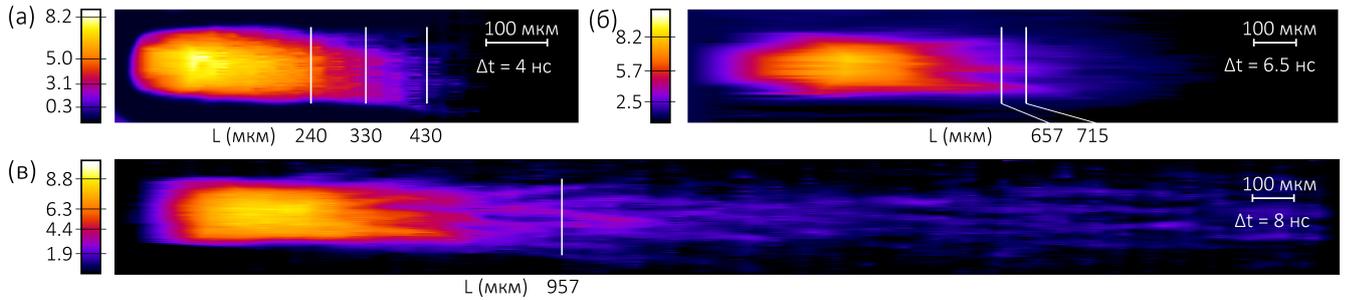


Рисунок 31 — (а), (б), (в) — Извлеченные карты сдвига фазы излучения, прошедшего сквозь искру. Изображения соответствуют искровому каналу, зарегистрированному при $\Delta t = 4$ нс (а), $\Delta t = 6.5$ нс (б), $\Delta t = 8$ нс (в). Шкала сдвига фазы представлена в единицах пространственного сдвига интерференционных полос. Параметр L обозначает расстояние от поверхности острейного катода до проведенного среза.

фазы на Рис. 31. Для уточнения положений филаментов в пространстве также анализировались соответствующие тенеграммы и шпирен изображения. Это позволило уточнить направления развития филаментов в пространстве и проследить эволюцию характерного числа филаментов на ранней стадии развития микроструктуры искрового канала. Для карт сдвига фазы отслеживание филаментов проводилось посредством анализа изменений профиля сдвига фазы с шагом ≈ 10 мкм, начиная с области (вдали от острия), где филаменты были хорошо разнесены в пространстве, и далее до области их образования (прикатодная зона с однородной частью развивающегося искрового канала), см. срез $L = 330$ мкм на Рис. 31(а), 32(а).

Описанный метод обработки неосесимметричных распределений сдвига фазы, в предположении наличия отдельных плазменных объектов на пути излучения, позволил провести анализ сложного трехмерного объекта, поскольку данный метод неограничен с точки зрения положения филаментов в пространстве. Филаменты не обязаны находиться в одной плоскости, и каждый филамент может рассматриваться отдельно. Поскольку каждый одиночный филамент является осесимметричным объектом, вносимый им сдвиг фазы также обладает осевой симметрией и может быть обработан в соответствии с подходами, изложенными в главе 2. Восстановленные распределения электронной плотности n_e для кривых сдвига фазы В–У представлены на Рис.31–34. Результирующая ошибка восстановления распределений электронной плотности в нашем случае во многом определялась локальной ошибкой аппроксимации кривой экспериментального сдвига фазы и не превышала 20%.

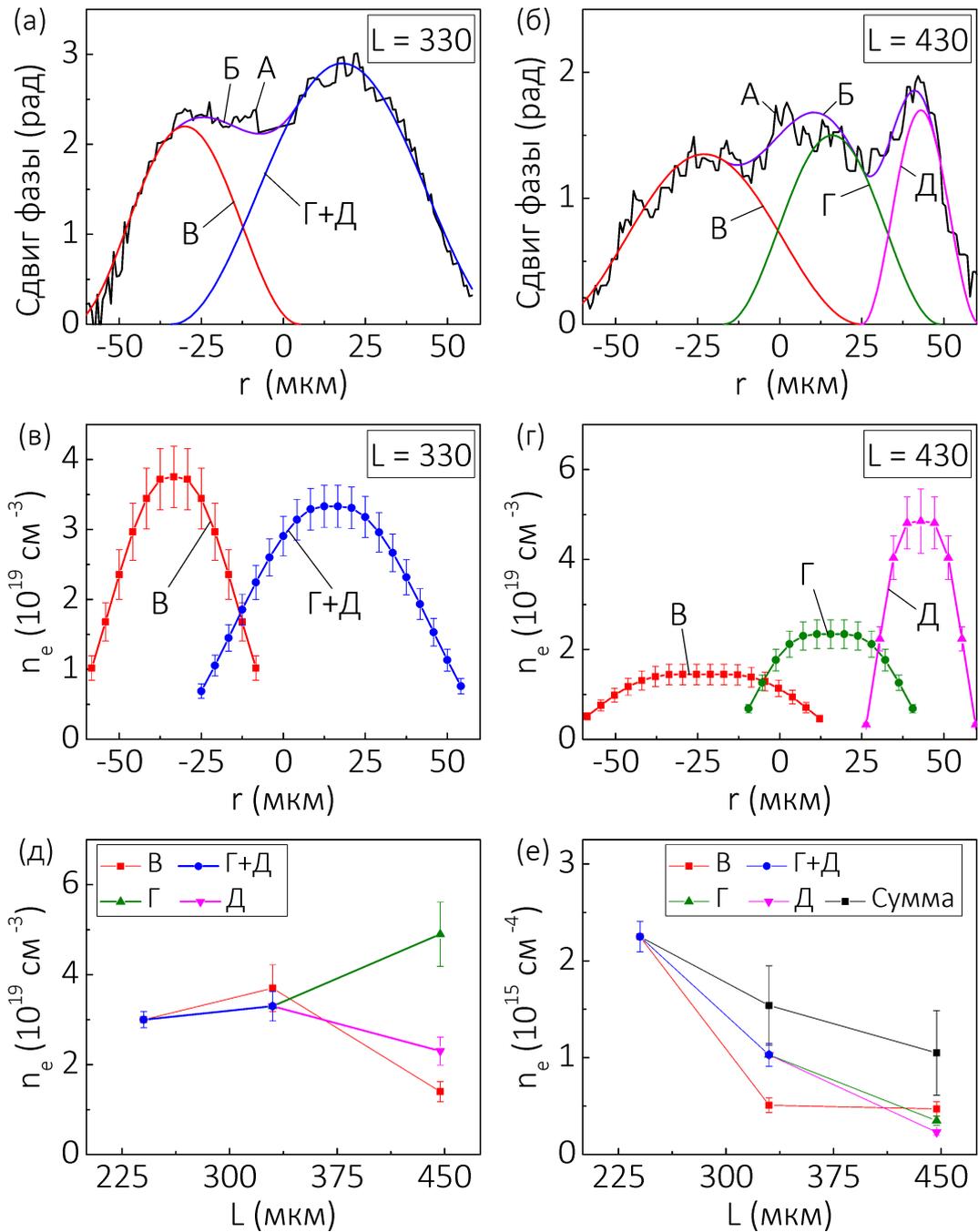


Рисунок 32 — (а),(б) — Экспериментальный А и аппроксимирующий Б, В–Д фазовые сдвиги. Кривая $\Gamma+Д$ соответствует одиночному филаменту, который затем разделяется на два независимых филамента. Рисунки (в), (г), (д) иллюстрируют распределения электронной плотности n_e , восстановленные поперёк (в),(г) и вдоль (д) филаментов. На рисунке (д) представлены распределения линейной электронной плотности N_e , восстановленные вдоль филаментов. Параметры $L = 330$ мкм и $L = 430$ мкм соответствуют срезам на Рис. 31(а), L расстояние от катода в мкм, r поперечный радиус от оси симметрии однородной части искрового канала.

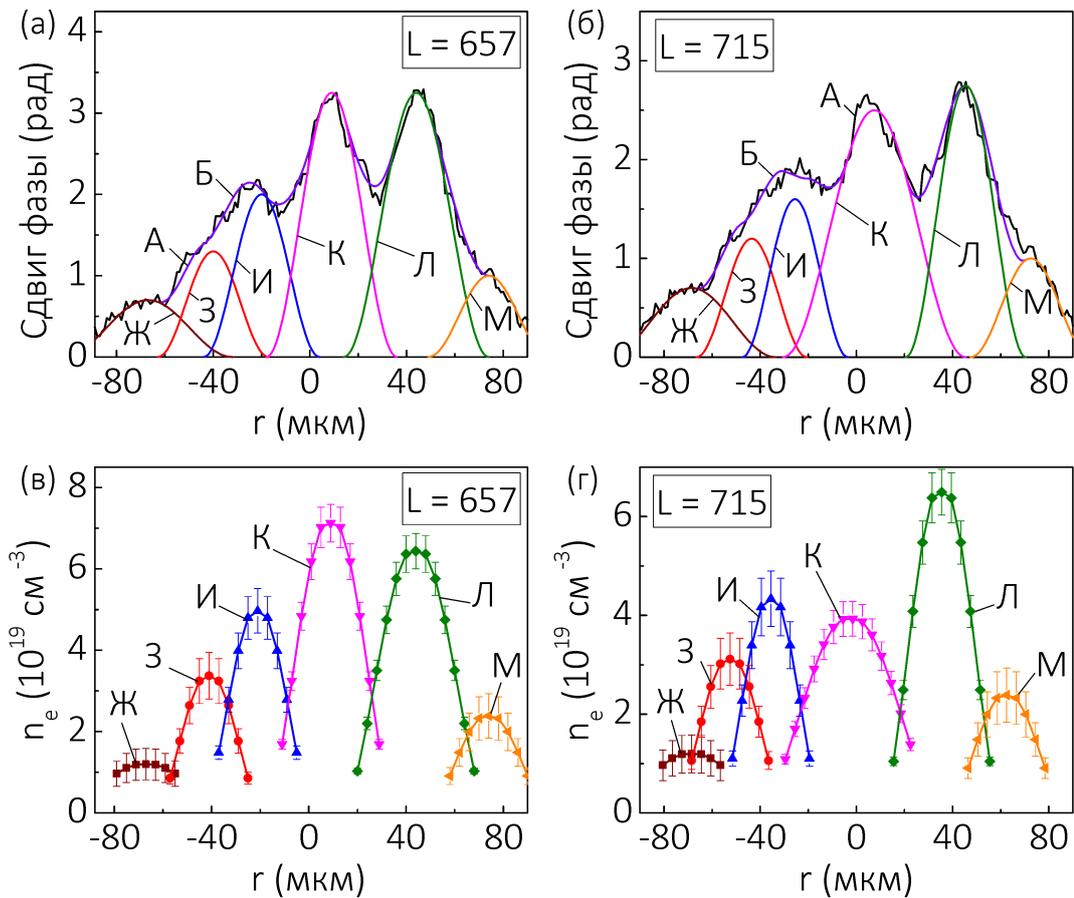


Рисунок 33 — (а), (б) — Экспериментальный (А) и аппроксимирующий (Б, Ж–М) фазовые сдвиги. Кривые Ж–М соответствуют одиночным филаментам. Рисунки (в), (г) иллюстрируют распределения электронной плотности n_e , восстановленные поперёк филаментов. Параметры $L = 657$ мкм и $L = 715$ мкм соответствуют срезам на Рис. 31(б), L расстояние от катода в мкм, r поперечный радиус от оси симметрии однородной части искрового канала.

Стоит отметить, что число разрешаемых филаментов и их перекрытий является ключевым аспектом применимости принципа суперпозиции при исследовании сложной трехмерной микроструктуры искрового канала. Несмотря на то, что в работе были предприняты попытки учесть все потенциальные области с перекрытием филаментов, при определенном угле зондирования, два идентичных филамента, расположенные, например, почти параллельно друг другу и позади друг друга, могут разрешаться как один единый филамент. Такой филамент вносит сдвиг фазы в два раза больший, чем каждый филамент по отдельности. Соответственно, обработка сдвига фазы для него приведет к завышенным значениям электронной плотности. Вероятно, это имеет место для филаментов Л и П на Рис. 33, 34 внутри результирующего квазиканала с харак-

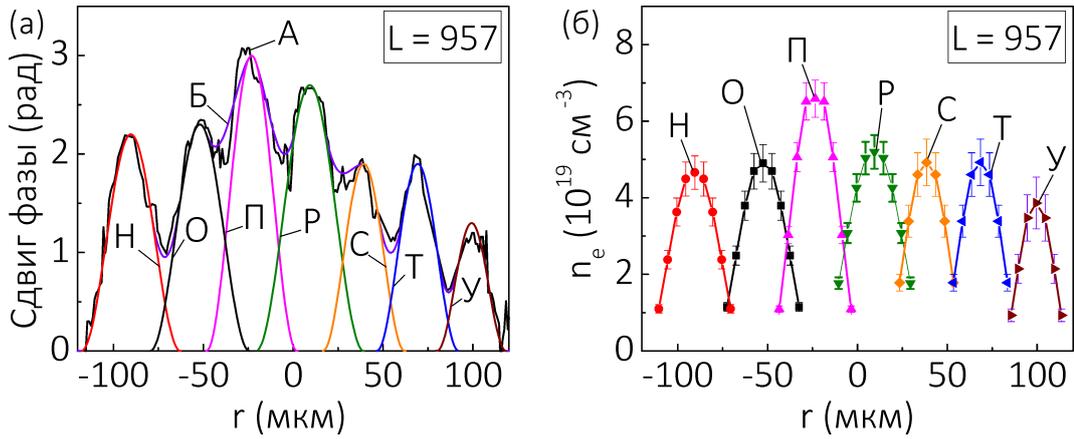


Рисунок 34 — (а)–Экспериментальный (А) и аппроксимирующий (Б, Н–У) фазовые сдвиги (а, б). Кривые Н–У соответствуют одиночным филаментам, (б)–распределения электронной плотности n_e , восстановленные поперёк филаментов; $L = 957$ мкм соответствует срезу на Рис. 31(в), L расстояние от катода в мкм, r поперечный радиус от оси симметрии однородной части искрового канала.

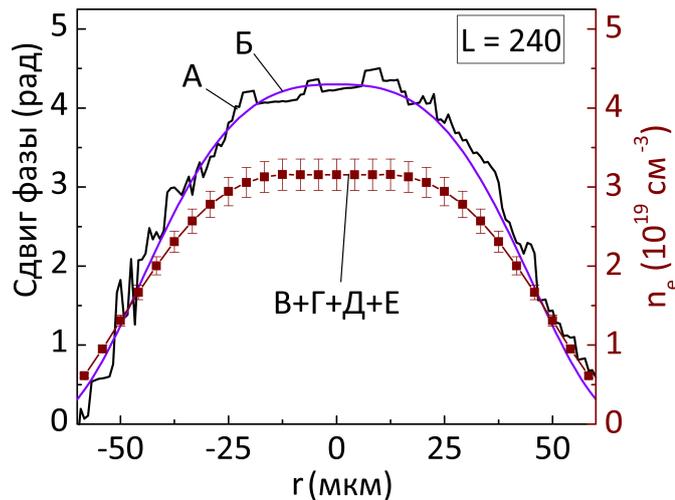


Рисунок 35 — Экспериментальный (А) и аппроксимирующий (Б) фазовые сдвиги, полученные для среза $L = 240$ мкм на Рис. 31(а). Кривая В+Г+Д+Е соответствует распределению электронной плотности n_e , восстановленной вдоль однородной части искрового канала; L расстояние от острейшего катода в мкм, r поперечный радиус.

терным диаметром ~ 200 мкм. Описанная ситуация характерна в основном для центральной части этого квазиканала, где происходит сильное перекрытие филаментов. Тем не менее, учитывая характерное число и диаметр филаментов, а также диаметр квазиканала, разработанный подход к обработке неосесимметричных сдвигов фазы гарантирует непротиворечивую обработку филаментов,

расположенных ближе к периферии квазиканала. Более того, одиночные филаменты действительно разрешаются на периферии квазиканала. Это касается филаментов Н, Т и У на Рис.34, отделенных от области с сильным перекрытием филаментов.

Разработанный подход к обработке филаментов не следует рассматривать как абсолютно достоверный с точки зрения получения количественных данных о филаментах при их сильном перекрытии. Правильнее рассматривать описанный метод как средство для понимания характерных параметров филаментов, а также как основу для разработки различных моделей эволюции филаментов, включая их генерацию и последующее расщепление. Только использование одновременной многоакурсной интерферометрии в качестве аналога томографии способно предоставить средства для получения точных данных о плазме каждого развивающегося филамента. Эта задача является последующим продолжением темы текущей диссертационной работы.

3.3.4 Характеристики плазмы одиночных микроканалов

Используя описанный выше подход, в работе [100] было продемонстрировано, что искровой канал диаметром 100 мкм, наблюдаемый в области ~ 300 мкм вблизи катода, является однородным, см. срез $L = 240$ мкм на Рис. 31(а), 35. Для этого среза значение электронной плотности достигает $n_e \approx 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, характерный градиент электронной плотности на границе канала составляет $|\nabla n_e| \sim 10^{22} \text{ см}^{-4}$, а линейная электронная плотность $N_e \approx 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-1}$.

Выше рассматриваемой области растущий однородный искровой канал расщепляется на несколько филаментов диаметром $\sim 10\text{--}50$ мкм с электронной плотностью $n_e \approx (1 - 5) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и линейной электронной плотностью $N_e \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-1}$, см. срезы $L = 330$ и $L = 430$ мкм на Рис. 32. Обе характеристики n_e и N_e распределены неоднородно вдоль филаментов. Филаменты имеют суммарную N_e порядка 10^{15} см^{-1} , см. кривую "Сумма" на Рис. 32; это значение близко к N_e в однородной части канала. На дробление искрового канала также указывает соответствующее ширен изображение на Рис. 29(е), где хорошо видно, что граница канала, которая визуализируется благодаря

преломлению зондирующего излучения на градиентах плотности электронов, становится сильно неоднородной вблизи вершины канала.

Было обнаружено, что развивающиеся филаменты также делятся (см. распределения сдвига фазы и электронной плотности на Рис. 31–34, полученные при $\Delta t \approx 6.5$ нс и 8 нс), и, в некоторый момент времени, начинают прорастать в сторону анода со средней скоростью $\sim 10^8 - 10^9$ см/с. Скорость роста филаментов заметно выше скорости продольного расширения однородного канала, которая до момента появления первых филаментов составляет $\approx 7 \times 10^6$ см/с. Сравнивая результаты на Рис. 32–34, можно заключить, что растущие филаменты имеют среднюю электронную плотность $n_e \approx 5 \times 10^{19}$ см $^{-3}$, свидетельствующую о достижении полной диссоциации и однократной ионизации молекул воздуха. Напомним, что в воздухе при атмосферном давлении количество молекул в одном кубическом сантиметре составляет 2.7×10^{19} единиц. В развивающемся искровом канале видно, что число филаментов увеличивается с течением времени, см. изображения на Рис. 30, полученные при $\Delta t > 8$ нс. В результате филаменты сильно перекрываются, и их анализ становится невозможным в рамках используемого подхода и без наличия дополнительных данных о филаментах, полученных с разных ракурсов зондирования. Тем не менее, несмотря на то, что в этом случае точное значение n_e в филаментах не может быть получено, используемые методы диагностики указывают на то, что одиночные филаменты имеют плотность электронов $> 10^{19}$ см $^{-3}$. Сложная нитевидная микроструктура искрового канала хорошо видна на тенеграммах, чувствительных к заметным градиентам электронной плотности [64]. Можно предположить, что визуализация филаментов на тенеграммах происходит из-за падения контраста теневого изображения в результате многократных преломлений зондирующего излучения, проходящего через сложную волокнистую микроструктуру искрового канала. Примечательно, качественные оценки характерных изменений интенсивности зондирующего излучения в данном случае указывают на существование, по крайней мере, нескольких десятков микроканалов внутри результирующего искрового канала. Только в этом случае возникает визуализация микроструктуры искры на тенеграмме из-за множественного преломления зондирующего излучения.

3.3.5 Качество диагностирующей оптики

Пространственное разрешение оптической диагностической системы имеет решающее значение для визуализации микроструктуры искровых каналов методами лазерного зондирования. В работе [100] было показано, что при использовании обычных объективов (например, стандартные Sigma 70–300 мм F4–5.6 DG Macro телескопические или короткофокусные объективы Canon EF-S 18–55 мм, обеспечивающие разрешение $\sim 10\text{--}20$ мкм [119]) вместо высококачественных объективов «Эра-14» филаменты не разрешались. Это наглядно демонстрируют фотографии разряда на Рис.36. В отличие от используемых высококачественных объективов, обычные объективы являются зум-объективами и не являются анастигматами. Поэтому пространственное разрешение такой оптики, как правило, не превышает ~ 100 штрихов/мм по сравнению с объективами «Эра-14», обладающими разрешением до 500 штрихов/мм. Таким образом, было показано, что микроструктура одиночных искровых каналов в принципе может быть зарегистрирована при условии, что пространственное разрешение фотографирующей системы заметно лучше ~ 10 мкм и близко к единицам микрон.

3.3.6 Возникновение филаментов на стадии генерации анодных пятен

В работе [99] было показано, что, в случае генерации пятен плазмы на острейном аноде, переход разряда к развивающемуся искровому каналу сразу сопровождается мелкомасштабной филаментацией. При формировании анодной плазмы высокой степени ионизации распространяющийся от неё фронт ионизации оказывается неустойчивым уже вблизи поверхности анода. В результате анодные пятна сразу переходят в растущие микроканалы, а не в первичный однородный искровой канал, как это наблюдалось при разряде в воздушном промежутке с острейным катодом и плоским анодом. Это наглядно демонстрируют результаты зондирования разряда в промежутке с плоским катодом (диаметром 10 мм) и острейным анодом (проволочка диаметром 100 мкм) на Рис.37

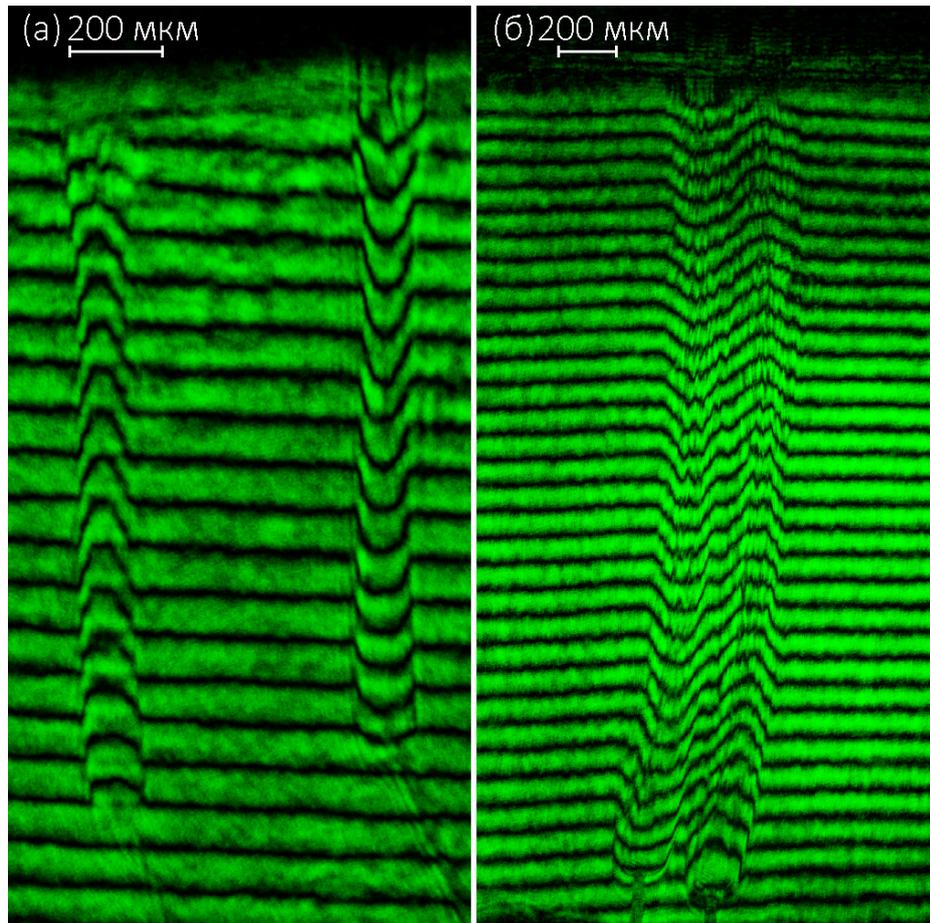


Рисунок 36 — (а), (б) — Сдвиговые интерферограммы разрядного промежутка, полученные через 15 нс (а) и 13 нс (б) после пробоя в двух различных выстрелах с использованием стандартной (а) и высококачественной (б) оптики.

(выстрел №7), в частности изображения, полученные при $\Delta t = 3$ нс и 7 нс. Видно, что ярко выраженная нитевидная микроструктура искрового канала начинает формироваться уже на стадии развития анодных пятен. Примечательно, что пятна, образующиеся на плоском катоде, также непосредственно трансформируются в растущие филаменты, см. Рис. 38, с микронными диаметрами ($\sim 10\text{--}50$ мкм) и средней электронной плотностью до $\approx 5 \times 10^{19}$ см $^{-3}$.

Таким образом, формирование сложной нитевидной микроструктуры у искрового канала, в действительности, слабо зависит от используемой геометрии разрядного промежутка. Факты свидетельствуют о том, что число формирующихся филаментов нельзя связать с локальным появлением одиночных пятен на электродах. В то же время, нельзя исключать тот факт, что приэлектродные процессы способны влиять на последующую генерацию филаментов в виду неоднородности самой приэлектродной плазмы. В сильно неоднородной

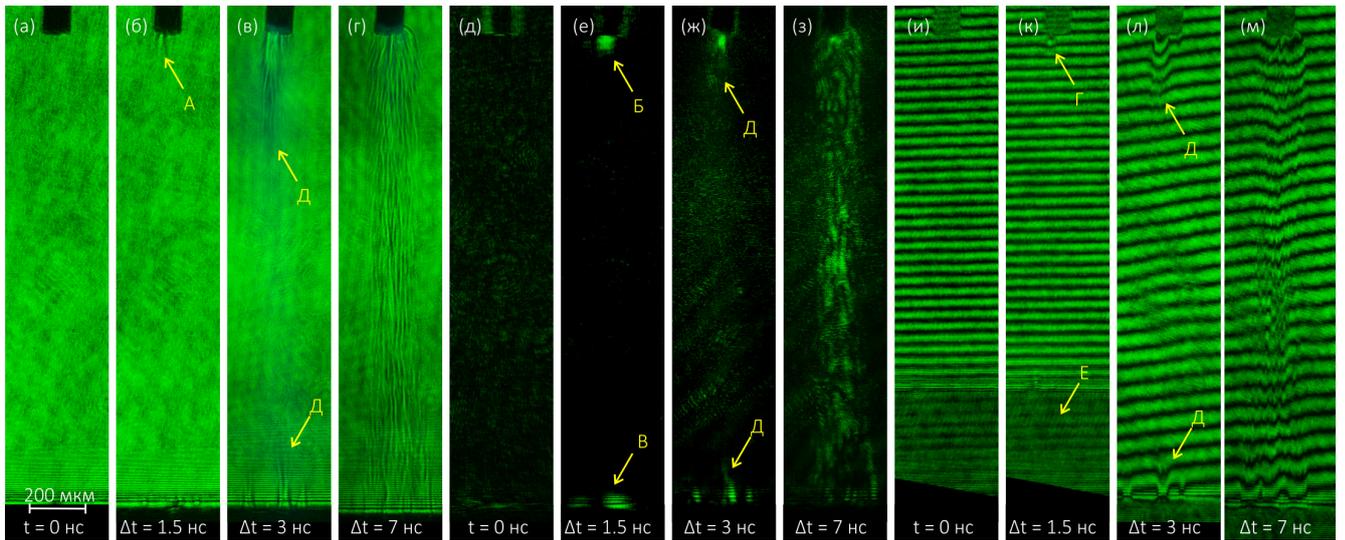


Рисунок 37 — Выстрел №7. Тенеграммы (а)–(г), шлирен изображения (д)–(з), и интерферограммы (и)–(м), полученные до подачи высоковольтного импульса ($t = 0$ нс) и в различные моменты времени ($\Delta t = t - t_{break}$) после пробоя ($t_{break} \approx 4.5$ нс) разрядного промежутка с временным шагом зондирования 1–2 нс. Изображения иллюстрируют переход разряда от микронных катодных и анодных пятен к искровому каналу со сложной нитевидной микроструктурой. На изображениях буквами отмечены: А–область сильного взрыва на поверхности электрода, В–анодное пятно, В–катодные пятна, Г–плазма с электронной плотностью $n_e \approx 10^{19} - 10^{20}$ см $^{-3}$, Д–развивающиеся искровые каналы, Е–сдвиговые изображения катода. Геометрия промежутка: плоский катод (снизу)–острый анод (сверху). Среда–сухой воздух при атмосферном давлении.

приэлектродной плазме и при высоких плотностях тока возможно развитие плазменных неустойчивостей. Данные неустойчивости могут давать основу для образования микроканалов плазмы, распространяющихся далее от поверхности электродов. На данный момент, связь возможных неустойчивостей в приэлектродной плазме с последующим формированием микроканалов плазмы высокой степени ионизации во всём разрядном промежутке мало изучена и представляет собой предмет будущих исследований в рамках продолжения темы диссертационной работы.

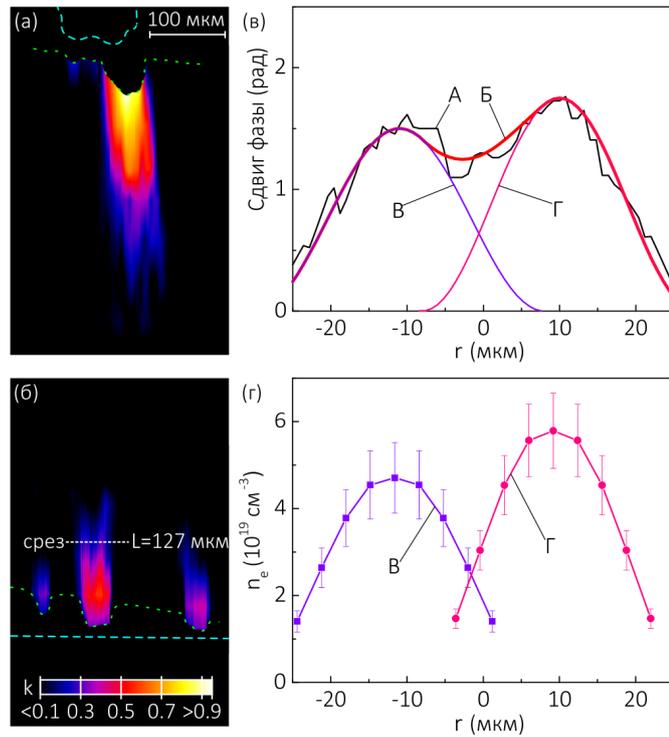


Рисунок 38 — (а), (б)–Карты сдвига фазы, извлеченные для прианодной (а) и прикатодной (б) зон из интерферограммы на Рис.37(л). Сдвиг фазы представлен в единицах пространственного сдвига интерференционных полос. Пунктирными и точечными линиями обозначены граница электрода и траса интерференционной полосы, ближайшей к соответствующему электроду, которую еще можно было корректно обработать; (в)–извлеченные распределения сдвига фазы для проведенного среза. Отмечены: экспериментальная кривая сдвига фазы (А) и аппроксимирующие распределения (Б–Г); (г)–распределения электронной плотности (n_e), восстановленные поперек филаментов для среза $L = 127$ мкм; L соответствует расстоянию от поверхности плоского катода до проведенного среза, r поперечный радиус (относительно некоторой оси).

3.3.7 Механизм искровой филаментации

Результаты исследований показывают, что формирующийся искровой канал обладает сложной нитевидной микроструктурой, состоящей из множества нитей плазмы (филаментов) с электронной плотностью $n_e \approx (1 - 5) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и микронного диаметра ($\sim 10\text{--}50$ мкм). Особенности наблюдаемых филаментов являются их ярко выраженная направленность в сторону анода (в случае разряда в промежутке с острым катодом и плоским анодом) и высокие ско-

рости распространения ($\sim 10^8 - 10^9$ см/с). С учётом чувствительности метода интерферометрии филаменты в разряде регистрируются после электрического пробоя промежутка, когда ток разряда достигает ~ 200 А. Формирование филаментов происходит после возникновения на электродах плазмы высокой степени ионизации. Филаменты развиваются как от анодных, так и катодных пятен плазмы. С течением времени количество филаментов в развивающемся искровом канале значительно увеличивается. За время порядка 10 нс в промежутке возникает результирующий искровой канал диаметром в несколько сотен микрон, представляющий собой скопление множества филаментов.

Заведомо более высокое пространственное разрешение оптики (лежащей в основе развитой техники многокадрового лазерного фотографирования плазмы) позволило запечатлеть формирование микроструктуры как у встречных искровых каналов, так и у одиночных анодо-направленных искровых каналов, что было недоступно ранее для широко используемых методов диагностики плазмы.

В работе [100] были сделаны качественные оценки параметров плазмы филаментов. Учитывая высокие значения электронной плотности, достигаемые в филаментах, температура электронов в филаментах полагалась равной $T_e \approx 3 - 4$ эВ. Данная температура характерна для плазмы искры. Для плазмы филаментов (как и для прочей плазмы высокой степени ионизации, образованной из воздушной среды) величина частоты электрон-ионных соударений ν_{ei} не превышает 10^{14} сек $^{-1}$, что составляет примерно $0.2\omega_{pe}$ плазменной частоты. Параметр неидеальности плазмы $\Gamma_{ei} < 0.35$ меньше единицы, поэтому плазма может рассматриваться в приближении идеальной плазмы. Кулоновский логарифм Δ_{ei} брался равным 2 в соответствии с результатами моделирования в работе [90]. Оценки тока проводимости в промежутке с учётом количества разрешаемых филаментов, значений их диаметров и распределений в сечении площадки диаметром 200 мкм (сечение результирующего искрового канала) свидетельствовали о том, что ток проводимости в одиночных филаментах на стадии роста анодо-направленного искрового канала (уже структурированного) может составлять от десяти до нескольких десятков ампер (при общем токе разряда порядка 200 А). Соответствующее магнитное поле, создаваемое током через одиночный филамент, может достигать величины в несколько тесла. Было отмечено, что развитие филаментов во времени и в пространстве может поддерживаться различными кинетическими неустойчивостями плазмы [120–124]. При

этом эффект магнитного сжатия токонесущей плазмы крайне мал. В частности, для наблюдаемых филаментов (например, на Рис. 32–34) с характерными диаметрами $D_i \approx 30 - 50$ мкм и током $I_i \approx 30 - 60$ А, газокINETическое давление $P_k \sim n_e T_e > 100$ бар во много раз превышает магнитное давление $P_m \approx (2/\pi)(I_i^2/cD_i)^2 < 1$ бар (здесь c – скорость света в вакууме). Следовательно, с течением времени филаменты должны расширяться в поперечном направлении. Отследить их расширение внутри результирующего искрового канала очень трудно. Но можно ожидать, что нитевидная микроструктура искрового канала будет менее заметна с течением времени из-за расширения филаментов и их сильного перекрытия. Этот факт подтверждается результатами работы [125], в которой нитевидная структура искрового канала (с пространственным разрешением не хуже 5 мкм) наблюдалась даже через 100 нс после пробоя, но с более низким контрастом по сравнению с ранней стадией разряда.

Механизм роста филаментов и их возникновения требует детального исследования. Вероятно, образование филаментов связано с развитием ионизационных неустойчивостей в приэлектродных областях. По крайней мере, на это указывают полученные результаты зондирования прикатодной и прианодной плазмы. Учитывая, что для поддержания данных неустойчивостей в плазме необходимы соответствующие потоки электронов с большой плотностью тока, можно ожидать, что сам эффект мелкомасштабной филаментации является пороговым эффектом и может зависеть от предельного тока, который способен создать используемый высоковольтный генератор. Немаловажную роль в появлении филаментов могут играть микро- и нано острия на поверхности катода и анода. Неоднородность генерации плазмы естественно сказывается на распределении электронной плотности. В частности, возможно появление множественных флуктуаций электронной плотности на границе расширяющейся приэлектродной плазмы, создающих малые области с более и менее высоким электрическим полем. В таких областях скорость дрейфа электронов резко неоднородна, а, следовательно, могут существовать зоны с более или менее высокой ионизацией и диссоциацией частиц прилегающей среды. В этом плане представляется интересным запечатлеть динамику неоднородной приэлектродной плазмы с еще большим временным (при зондировании многими лазерными пучками с субнаносекундным шагом) и пространственным разрешением, и при большем увеличении оптики, настраиваемой конкретно либо на катод или анод. Возможно, при получении более качественных изображений приэлектродной

плазмы удастся связать первичные области взрывов на поверхности электродов с созданием условий для появления филаментов.

Необычной оказывается быстрая эволюция филаментов во всём разрядном промежутке, в частности высокие скорости роста филаментов с электродов. Фактически за время, соизмеримое с одной наносекундной, в объёме разряда происходит наработка плазмы с электронной плотностью выше 10^{19} см⁻³. Данный факт может быть интересен с точки зрения уточнения современных представлений о кинетике процессов в разряде. Отметим, что современные исследования в работах [126–128] указывают на то, что теоретически наработка плазмы столь высокой степени ионизации возможна на временах, близких к 0.1 нс. Но в то же время, из приводимых модельных исследований напрашивается тот факт, что без взрывных процессов генерации первичной приэлектродной плазмы на катоде и аноде спровоцировать наработку плазмы высокой степени ионизации во всём разрядном промежутке невозможно.

Заключение

В заключение приведем основные результаты и выводы работы.

Разработан комплекс диагностик плазмы на временах, сравнимых с одной наносекундной, и масштабах, близких к единицам микрон. Диагностическая система основана на использовании методов лазерного зондирования плазмы и включает в себя одновременную регистрацию лазерных интерферограмм, теннограмм, и шпирен изображений с высоким пространственным (до 3 мкм) и временным (при субнаносекундном времени экспозиции кадров и скважности кадров на уровне 1–2 нс) разрешением. Реализовано решение проблемы жесткой синхронизации (с точностью на уровне одной наносекунды) высоковольтного оборудования и источника лазерного излучения на основе использования разрядника с лазерным поджигом. Описаны нюансы организации техник лазерного зондирования и необходимые параметры проецирующей оптики. Разработанный комплекс был использован для быстрого фотографирования плазмы высокой степени ионизации, возникающей во время формирования импульсного наносекундного разряда в воздушной среде (при атмосферном давлении).

Разработаны подходы к численной обработке массива экспериментальных данных, получаемых при использовании методов лазерного зондирования плазмы. Данные о характеристиках плазмы (распределении показателя преломления, электронной плотности и её градиентов) получены при помощи обработки интерферограмм. Для этого была разработана специализированная процедура обработки интерференционных изображений, которая включает в себя подавление шумов на изображении (предобработка), алгоритмы поиска экстремальных точек (максимумы и минимумы интенсивности интерференционной картины), построение трасс интерференционных полос, извлечение распределения сдвига фазы излучения, прошедшего просвечиваемые плазменные формирования. Представлен подход к решению обратной задачи по восстановлению распределения электронной плотности плазмы по измеренному сдвигу фазы при малом накоплении ошибки численного счета. Метод счета тестировался на примере решения модельных задач.

С использованием разработанных техник быстрого фотографирования разряда и подходов к получению количественных данных о характеристиках плазмы изучена эволюция первичной приэлектродной плазмы в микромасшта-

бах поверхности электродов, генерируемой на временах, сравнимых с одной наносекундой. Установлено, что момент перехода импульсного наносекундного разряда (иницированного в малом разрядном промежутке в воздухе при атмосферном давлении) в сильноточный режим (момент электрического пробоя, сопровождающегося резким ростом тока разряда) с субнаносекундной точностью совпадает с моментом появления прикатодной плазмы высокой степени ионизации. Показано, что генерация катодной плазмы носит взрывной характер и приводит к появлению первичных микронных сгустков плазмы с последующим выбросом плазмы части вещества катода. Обнаружено, что за время, соизмеримое с одной наносекундой, прикатодная плазма дает старт развитию фронта ионизации, распространяющегося от области первоначального взрыва на катоде со средней скоростью 70 мкм/нс.

С высоким временным и пространственным разрешением получены данные о параметрах и динамике плазмы, генерируемой в микронных масштабах поверхности анода в момент перехода импульсного наносекундного разряда в сильноточный режим. Установлено, что величины электронной плотности ($\sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$) и градиентов электронной плотности ($\sim 10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-4}$) прианодной плазмы схожи с параметрами прикатодной плазмы. Показано, что генерация прианодной плазмы высокой степени ионизации также носит взрывной характер и сопровождается резким изменением морфологии поверхности анода. Отмечено, что генерация прианодной плазмы носит пороговый характер и зависит от геометрии разрядного промежутка, качества полировки поверхности анода, плотности мощности энергии подводимой к поверхности анода бомбардирующими электронами. Показано, что за время, соизмеримое с одной наносекундой, прианодная плазма также дает старт развитию фронта ионизации, распространяющегося от области генерации плазмы на аноде со средней скоростью 70 мкм/нс.

Показано, что фронты ионизации, распространяющиеся от областей первоначального взрыва на катоде и аноде, неустойчивы и сопровождаются их дроблением на нитевидные плазменные каналы диаметром порядка 10 мкм. Установлено, что данный эффект в дальнейшем приводит к развитию сложной нитевидной микроструктуры у растущих анодо-направленных и катодно-направленных искровых каналов. Анализ динамики микроструктуры искровых каналов во времени и в пространстве показал, что с течением времени (отсчитываемого от момента пробоя промежутка) количество микроканалов

плазмы в объеме разряда возрастает до нескольких десятков. Отмечено, что скорость роста микроканалов с электродов может достигать $\sim 10^8 - 10^9$ см/с, то есть быть заметно выше характерной скорости расширения приэлектродной плазмы на катоде и аноде. Разработанный подход к получению количественных данных о характеристиках одиночных филаментов показал, что последние обладают электронной плотностью $\sim (1 - 5) \times 10^{19}$ см⁻³, что свидетельствует о достижении почти полной диссоциации и однократной ионизации молекул воздуха в объеме разряда, занятым результирующей искрой. Отмечено, что механизм роста филаментов и их возникновения требует детального исследования и, вероятно, связан с развитием ионизационных неустойчивостей в приэлектродных областях на стадии генерации приэлектродной плазмы высокой степени ионизации. Высказано предположение, что наблюдаемый эффект мелкомасштабной искровой филаментации фундаментален и представляет собой субпроцесс более общего процесса контракции импульсного наносекундного разряда в газе.

Указана решающая роль пространственного разрешения используемой оптики в диагностической системе для надежной визуализации мелкомасштабных плазменных формирований. Отмечено, что именно высокое пространственное разрешение оптики и короткая длительность зондирующих лазерных импульсов позволили запечатлеть формирование микроструктуры как у встречных искровых каналов, так и у одиночных анодо-направленных искровых каналов, что было недоступно ранее для широко используемых методов диагностики плазмы.

Таким образом, была достигнута цель диссертационной работы: получены новые знания и данные о быстропротекающих процессах плазмообразования в импульсном наносекундном разряде в воздушной среде, приводящих к иницированию и развитию искровых каналов с высокой степенью ионизации плазмы.

В заключение автор посвящает данную работу светлой памяти Георгия Владимировича Иваненкова и Алексея Вениаминовича Агафонова. Это были замечательные люди, выдающиеся физики и мои друзья. Их вклад в успех данной работы и всего нашего научного отдела огромен. Их идеи и энтузиазм еще долго будут путеводной звездой для многих исследований. Для меня было честью жить и работать с этими яркими людьми и учеными.

Также хотелось бы выразить благодарность и большую признательность своему научному руководителю С. А. Пикузу и коллегам А. Р. Мингалееву, И. Н. Тиликину, А. И. Хирьяновой, А. В. Огинову, А. С. Селюкову, М. А. Медведеву, В. М. Романовой, Т. А. Шелковенко, А. В. Рябову, С. Ю. Савинову, а также академику Г. А. Месяцу за поддержку, помощь, обсуждение результатов и многолетнее продвижение научной тематики работы.

Я выражаю искреннюю благодарность своей маме, Шпилевой Ирине Андреевне, жене, Евгении Александровне Вараксиной, за поддержку и взаимопонимание, которые способствовали плодотворной научной работе.

Список литературы

1. *Schaefer Gerhard, Kristiansen Magne, Guenther Arthur Henry*. Gas discharge closing switches. — Springer Science & Business Media, 2013. — Vol. 2. — 570 pp.
2. *Mesyats G. A.* Pulsed power. — Springer Science & Business Media, 2007. — 568 pp. — URL: <https://doi.org/10.1007/b116932>.
3. Energy efficiency in nanoscale synthesis using nanosecond plasmas / Z. Pai, David, Kostya Ken Ostrikov, Shailesh Kumar et al. // *Scientific reports*. — 2013. — Vol. 3, no. 1. — Pp. 1–7. — URL: <https://doi.org/10.1038/srep01221>.
4. *Mylnikov D., Efimov A., Ivanov V.* Measuring and optimization of energy transfer to the interelectrode gaps during the synthesis of nanoparticles in a spark discharge // *Aerosol Science and Technology*. — 2019. — Vol. 53, no. 12. — Pp. 1393–1403. — URL: <https://doi.org/10.1080/02786826.2019.1665165>.
5. *Walters John P.* Spark discharge: Application multielement spectrochemical analysis // *Science*. — 1977. — Vol. 198, no. 4319. — Pp. 787–797. — URL: <https://doi.org/10.1126/science.198.4319.787>.
6. *Förster Hans Joachim, Gaus Hermann*. Automobile Technology // Encyclopedia of Physical Science and Technology (Third Edition) / Ed. by Robert A. Meyers. — New York: Academic Press, 2003. — Pp. 805–837. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B0122274105000478>.
7. A nanosecond surface dielectric barrier discharge at elevated pressures: time-resolved electric field and efficiency of initiation of combustion / I. N. Kosarev, V. I. Khorunzhenko, E. I. Mintoussov et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2012. — Vol. 21, no. 4. — P. 045012. — URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/21/4/045012>.
8. The 2017 Plasma Roadmap: Low temperature plasma science and technology / Igor Adamovich, S. D. Baalrud, Anemie Bogaerts et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2017. — Vol. 50, no. 32. — P. 323001. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa76f5>.

9. On the arc transition mechanism in nanosecond air discharges / Minesi Nicolas, Stepanyan Sergey A., Mariotto Pierre B. et al. // AIAA Scitech 2019 Forum. — 2019. — P. 0463. — URL: <https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/6.2019-0463>.
10. Streamer-to-spark transition initiated by a nanosecond overvoltage pulsed discharge in air / Lo A., Cessou A., Lacour C. et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2017. — Vol. 26, no. 4. — P. 045012. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aa5c78>.
11. Time-resolved optical emission spectroscopy of nanosecond pulsed discharges in atmospheric-pressure N₂ and N₂/H₂O mixtures / R. M. Van der Horst, T. Verreycken, E. M. Van Veldhuizen, P. J. Bruggeman // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2012. — Vol. 45, no. 34. — P. 345201. — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/45/34/345201>.
12. Najafzadeh R., Bergmann E. E., Emrich R. J. Schlieren and interferometric study of a laser triggered air spark in the nanosecond regime // *Journal of Applied Physics*. — 1987. — Vol. 62, no. 6. — Pp. 2261–2263. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.339480>.
13. Najaf-Zadeh Reza A. Interferometric measurement of gas densities behind the shock front of a laser-triggered air spark in the nanosecond regime // *Journal of Applied Physics*. — 2000. — Vol. 87, no. 6. — Pp. 3180–3182. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.372320>.
14. Д. Королев Ю., А. Месяц Г. Физика импульсного пробоя газов. — М.: Наука, 1991. — 224 с.
15. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах: Пер. с англ. — Изд-во иностр. лит., 1960. — 606 с.
16. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах: Пер. с англ. — Мир, 1968. — 390 с.
17. Месяц Г. А. Законы подобия в импульсных газовых разрядах // *УФН*. — 2006. — Т. 176, № 10. — С. 1069–1091. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0176.200610d.1069>.

18. *Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Искольдский А. М.* Время формирования разряда в коротких воздушных промежутках в наносекундном диапазоне времени // *ЖТФ*. — 1968. — Т. 38, № 8. — С. 1281–1287.
19. *Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В.* Импульсный наносекундный электрический разряд в газе // *УФН*. — 1972. — Т. 107, № 2. — С. 201–228. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0107.197206b.0201>.
20. *Бабич Л. П., Лойко Т. В., Цукерман В. А.* Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов // *УФН*. — 1990. — Т. 160, № 7. — С. 49–82. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0160.199007b.0049>.
21. *Инжекционная газовая электроника / Ю. И. Бычков, Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц и др.* — Новосибирск: Наука, 1982. — 240 с.
22. *Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Автоэлектронные и взрывные процессы в газовом разряде. — Наука, 1973. — 256 с.
23. *Месяц Г. А.* Взрывная электронная эмиссия. — Физматлит, 2011. — 280 с.
24. *Взрывная эмиссия электронов / С. П. Бугаев, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский // УФН*. — 1975. — Т. 115, № 1. — С. 101–120. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0115.197501d.0101>.
25. *Электронно-оптическое наблюдение инициирования и развития импульсного пробоя короткого вакуумного промежутка / С. П. Бугаев, А. М. Искольдский, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский // ЖТФ*. — 1967. — Т. 37, № 12. — С. 2206–2208. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0115.197501d.0101>.
26. *Месяц Г. А.* Исследования по генерированию наносекундных импульсов большой мощности: Автореф // *Дисс.... д-ра техн. наук (Томск: Томский политехн. ин-т, 1966)*.
27. *Barengolts S. A., Mesyats G. A., Tsventoukh M. M.* Initiation of ecton processes by interaction of a plasma with a microprotrusion on a metal surface // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2008. — Vol. 107, no. 6. — Pp. 1039–1048. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063776108120133>.

28. *Месяц Г. А.* Эктонны в электрических разрядах // *Письма в ЖЭТФ.* — 1993. — Vol. 57, no. 2. — Pp. 88–90.
29. *Месяц Г. А.* Эктон – лавина электронов из металла // *УФН.* — 1995. — Т. 165, № 6. — С. 601–626. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0165.199506a.0601>.
30. *Месяц Г. А.* О взрывных процессах на катоде в газовом разряде // *Письма в ЖТФ.* — 1975. — Т. 1, № 19. — С. 885–888.
31. *Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Пономарев В. Б.* Условия возникновения взрывной эмиссии в объемных разрядах высокого давления // *ПМТФ.* — 1979. — № 6. — С. 25–29.
32. Взрывные процессы на катоде и контрагирование сильноточного объемного разряда наносекундной длительности / Ю. Д. Королев, В. А. Кузьмин, Г. А. Месяц, В. П. Ротштейн // *ЖТФ.* — 1979. — Т. 49, № 2. — С. 410–414.
33. Исследование контракции несамостоятельного объемного разряда, инициируемого электронным пучком / С. А. Генкин, Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц и др. // *ТВТ.* — 1982. — Т. 20, № 1.
34. *Бакшт Р. Б., Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Формирование искрового канала и катодного пятна в импульсном объемном разряде // *Физика плазмы.* — 1977. — Т. 3, № 3. — С. 652–655.
35. *Jüttner Burkhard.* Cathode spots of electric arcs // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 2001. — Vol. 34, no. 17. — P. R103. — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/17/202>.
36. *Tsvetoukh M. M.* Plasma parameters of the cathode spot explosive electron emission cell obtained from the model of liquid-metal jet tearing and electrical explosion // *Physics of plasmas.* — 2018. — Vol. 25, no. 5. — P. 053504. — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/17/202>.
37. *Vorob'ev V. S., Malysenko S. P., Tkachenko S. I.* Cavitation model of micro-point explosion // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters.* — 2002. — Vol. 76, no. 7. — Pp. 428–432. — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/17/202>.

38. *Arapov S. S., Volkov N. B.* The formation and structure of current cells in a vacuum arc cathode spot // *Technical Physics Letters*. — 2003. — Vol. 29, no. 1. — Pp. 1–4. — URL: <https://doi.org/10.1134/1.1544331>.
39. Interferograms of a cathode spot plasma obtained with a picosecond laser / A. Batrakov, N. Vogel, S. Popov et al. // *IEEE transactions on plasma science*. — 2002. — Vol. 30, no. 1. — Pp. 106–107. — URL: <https://doi.org/10.1109/TPS.2002.1003946>.
40. Plasma parameters of an arc cathode spot at the low-current vacuum discharge / A. Batrakov, S. Popov, N. Vogel et al. // *IEEE transactions on plasma science*. — 2003. — Vol. 31, no. 5. — Pp. 817–821. — URL: <https://doi.org/10.1109/TPS.2003.818427>.
41. Droplet spot as a new object in physics of vacuum discharge / A. V. Batrakov, J. Jüttner, Burkhard, S. A. Popov et al. // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. — 2002. — Vol. 75, no. 2. — Pp. 76–82. — URL: <https://doi.org/10.1134/1.1466480>.
42. Spatial Imaging of the Electron Density Depending on Cathode Material in Vacuum Arc Discharge Observed with a Mach-Zehnder Interferometer / L. Yang, J. Huang, X. Tan et al. // 28th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV). — Vol. 1. — 2018. — Pp. 321–324. — URL: <https://doi.org/10.1109/DEIV.2018.8537085>.
43. *Долгов Г. Г., Мандельштам С. Л.* Плотность и температура газа в искровом разряде // *ЖЭТФ*. — 1953. — Vol. 21, no. 6. — Pp. 691–703.
44. *Ванюков М. П., Мак А. А.* О температуре канала искрового разряда // *ДАН*. — 1958. — Т. 123, № 6. — С. 1022–1024.
45. Распределение температуры и концентрации электронов в канале искрового разряда / В. Ф. Егорова, В. И. Исаенко, А. А. Мак, А. И. Садыкова // *ЖТФ*. — 1962. — Т. XXXII, № 3. — С. 338–345.
46. *А. Месяц Г., Д. Королев Ю.* Объемные разряды высокого давления в газовых лазерах // *УФН*. — 1986. — Т. 148, № 1. — С. 101–122. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0148.198601e.0101>.

47. *Козырев А. В., Королев Ю. Д.* Модель формирования канала при контракции импульсных объемных разрядов // *ЖТФ*. — 1981. — Т. 51, № 10. — С. 2210–2213.
48. *Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А.* Импульсный разряд в газе в условиях интенсивной ионизации электронами // *УФН*. — 1978. — Т. 126, № 3. — С. 451–477. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0126.197811c.0451>.
49. *Дыхне А. М., Напартович А. П.* О приэлектродной неустойчивости плазмы газового разряда // *ДАН*. — 1979. — Т. 247, № 4. — С. 837–840.
50. Near-anode instability of gas flow glow discharge / Yu. S. Akishev, A. M. Volchek, A. P. Napartovich, N. I. Trushkin // *Plasma Sources Science and Technology*. — 1992. — Vol. 1, no. 3. — P. 190. — URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/1/3/008>.
51. *Benilov M. S., Kogelschatz U.* CLuster issue 'Spots and patterns on electrodes of gas discharges' // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2014. — Vol. 23. — P. 050201. — URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/5/050201>.
52. High-current cathode and anode spots in gas discharges at moderate and elevated pressures / Yu. Akishev, V. Karalnik, I. Kochetov et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2014. — Vol. 23, no. 5. — P. 054013. — URL: <https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/5/054013>.
53. Theory and simulation of anode spots in low pressure plasmas / B. Scheiner, E. V. Barnat, S. D. Baalrud et al. // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Vol. 24, no. 113520. — Pp. 1–3. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4999477>.
54. *Tao Jia, Ni Jun, Shih Albert J.* Modeling of the Anode Crater Formation in Electrical Discharge Machining // *Journal of Manufacturing Science and Engineering*. — 2012. — Vol. 134, no. 1. — 011002. URL: <https://doi.org/10.1115/1.4005303>.
55. *Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Хузеев А. П.* Явления на электродах, предшествующие переходу несамостоятельного объёмного разряда в искровой // *ДАН*. — 1980. — Т. 253, № 3. — С. 606–609.

56. Влияние состояния поверхности электродов на образование катодных и анодных пятен / Ю. С. Акишев, А. П. Напартович, С. В. Пашкин и др. // *ТВТ*. — 1984. — Т. 22, № 2. — С. 201–207.
57. *Minesi Nicolas*. Thermal spark formation and plasma-assisted combustion by nanosecond repetitive discharges: Ph.D. thesis / Université Paris-Saclay. — 2020. — URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-03155208>.
58. Fully ionized nanosecond discharges in air: the thermal spark / N. Minesi, S. Stepanyan, P. Mariotto et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2020. — aug. — Vol. 29, no. 8. — P. 085003. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab94d3>.
59. Morphology of the imprints of spark current channels in a point–plane gap in air / V. I. Karelin, A. A. Tren'kin, Yu. M. Shubitov et al. // *Technical Physics*. — 2016. — Vol. 61, no. 10. — Pp. 1496–1499. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063784216100169>.
60. *Perminov A. V., Tren'kin A. A.* Microstructure of the current channels in a nanosecond spark discharge in atmospheric-pressure air in uniform and highly nonuniform electric fields // *Technical physics*. — 2005. — Vol. 50, no. 9. — Pp. 1158–1161. — URL: <https://doi.org/10.1134/1.2051454>.
61. *Karelin V. I., Tren'kin A. A.* Self-similar spatial structure of a streamer-free nanosecond discharge // *Technical Physics*. — 2008. — Vol. 53, no. 3. — Pp. 314–320. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063784208030055>.
62. *Васильев Л. А.* Теневые методы. Изд-во «Наука». — 1968. — 400 с.
63. *Зайдель А. Н., Островская Г. В.* Лазерные методы исследования плазмы. — Наука. Ленингр. отд-ние, 1977. — 221 с.
64. *Hirschberg A.* Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media: G. S. Settles (Springer-Verlag, Berlin, Germany, 2001) // *European Journal of Mechanics - B/Fluids*. — 2002. — Vol. 21, no. 4. — P. 493. — URL: [https://doi.org/10.1016/S0997-7546\(02\)01191-3](https://doi.org/10.1016/S0997-7546(02)01191-3).
65. *Райзер Ю. П.* Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча // *УФН*. — 1965. — Т. 87, № 1. — С. 29–64. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0087.196509e.0029>.

66. *Островская Г. В., Зайдель А. Н.* Лазерная искра в газах // *УФН.* — 1973. — Т. 111, № 4. — С. 579–615. — URL: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0111.197312a.0579>.
67. *Maker P. D., Terhune R. W., Savage C. M.* Optical third harmonic generation in various solids and liquids // *Proceedings of the Third International Quantum Electronics Conference.* — Vol. 2. — 1963.
68. *Larsson A.* Gas-Discharge Closing Switches and Their Time Jitter // *in IEEE Transactions on Plasma Science.* — 2012. — Vol. 40, no. 10. — Pp. 2431–2442. — URL: <https://doi.org/10.1109/TPS.2012.2185815>.
69. *Guenther A. H., Bettis J. R.* The laser triggering of high-voltage switches // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 1978. — Vol. 11, no. 12. — Pp. 1577–1613. — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/11/12/001>.
70. *Guenther A. H., Bettis J. R.* A review of laser-triggered switching // *in Proceedings of the IEEE.* — 1971. — Vol. 59, no. 4. — Pp. 689–697. — URL: <https://doi.org/10.1109/PROC.1971.8237>.
71. *Dewhurst R. J., Pert G. J., Ramsden S. A.* Picosecond triggering of a laser-triggered spark gap // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 1972. — Vol. 5, no. 1. — Pp. 97–103. — URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/5/1/314>.
72. A simple high-voltage high current spark gap with subnanosecond jitter triggered by femtosecond laser filamentation / L. Arantchouk, A. Houard, Y. Brelet et al. // *Applied Physics Letters.* — 2013. — Vol. 102, no. 16. — P. 163502. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.4802927>.
73. Femtosecond laser triggering of a sub-100 picosecond jitter high-voltage spark gap / B. M. Luther, L. Furfaro, A. Klix, J. J. Rocca // *Applied Physics Letters.* — 2001. — Vol. 79, no. 20. — Pp. 3248–3250. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1419036>.
74. Gas-filled laser-triggered spark gap / O. Frolov, K. Kolacek, V. Bohacek et al. // *Czechoslovak Journal of Physics.* — 2004. — Vol. 54, no. 3. — Pp. C309–C313. — URL: <https://doi.org/10.1007/BF03166418>.
75. *Х. Мейке, В. Гундлах Ф.* Радиотехнический справочник. Т. 1. М. — Л.: Госэнергоиздат, 1960. — 211 с.

76. Laser-triggered gas switch with subnanosecond jitter and breakdown delay tunable over 0.1-10 ns governed by the spark gap ignition angle / E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, A. S. Selyukov et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2020. — Vol. 29, no. 5. — P. 05LT03. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab8173>.
77. Setup involving multi-frame laser probing for studying fast plasma formation with high temporal and spatial resolutions / E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, A. S. Selyukov et al. // *Optics and Lasers in Engineering*. — 2019. — Vol. 116. — Pp. 82–88. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2018.12.014>.
78. *Волосов Д. С.* Фотографическая оптика: (Теория, основы проектирования, оптич. характеристики). Учеб-пособие для киновузов. — М.: Искусство, 1978. — 543 с.
79. *Panigrahi P. K., Muralidhar K.* Laser Schlieren and Shadowgraph, Schlieren and Shadowgraph Methods in Heat and Mass Transfer. Chapter 2. — New York: Springer-Verlag, 2012. — Vol. 2.
80. A simple air wedge shearing interferometer for studying exploding wires / S. A. Pikuz, V. M. Romanova, N. V. Baryshnikov et al. // *Review of Scientific Instruments*. — 2001. — Vol. 72, no. 1. — Pp. 1098–1100. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1321746>.
81. *Pikuz S. A.* Reply to Some critical remarks about the paper, 'A simple air wedge shearing interferometer for studying exploding wires' // *Review of Scientific Instruments*. — 2003. — Vol. 74, no. 6. — Pp. 3192–3193. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.1574600>.
82. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики: Пер. с англ. — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1973. — 719 с.
83. *Khirianova A. I., Parkevich E. V., Medvedev M. A.* Analysis and Processing of Spark Channel Interferograms Obtained by Picosecond Laser Interferometry // *Journal of Russian Laser Research*. — 2019. — Vol. 40, no. 1. — Pp. 48–55. — URL: <https://doi.org/10.1007/s10946-019-09768-6>.
84. Algorithm of Interferogram Tracing. I. The Parabola Method: Pros and Cons / A. I. Khirianova, E. V. Parkevich, M. A. Medvedev et al. // *Journal of Russian*

- Laser Research*. — 2021. — Vol. 42, no. 1. — Pp. 25–31. — URL: <https://doi.org/10.1007/s10946-020-09926-1>.
85. *Gurov I., Volkov M.* Evaluation of complicated fringe patterns by the non-linear data-dependent fringe processing method // Proceedings of the 21st IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference (IEEE Cat. No. 04CH37510). — Vol. 2. — 2004. — Pp. 1333–1337. — URL: <https://doi.org/10.1109/IMTC.2004.1351312>.
86. Algorithm of Interferogram Tracing. II. Fringes with Negative Curvature and Extended Approach to Their Processing / A. I. Khirianova, E. V. Parkevich, M. A. Medvedev et al. // *Journal of Russian Laser Research*. — 2021. — Vol. 42, no. 2. — Pp. 161–170. — URL: <https://doi.org/10.1007/s10946-021-09945-6>.
87. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. — Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1967. — 683 pp.
88. Mechanisms responsible for the initiation of a fast breakdown in an atmospheric discharge / E. V. Parkevich, G. V. Ivanenkov, M. A. Medvedev et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2018. — Vol. 27, no. 11. — P. 11LT01. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aaebdb>.
89. Optical emission spectrum of filamentary nanosecond surface dielectric barrier discharge / S. A. Shcherbanev, A. Yu. Khomenko, S. A. Stepanyan et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2016. — Vol. 26, no. 2. — P. 02LT01. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/26/2/02LT01>.
90. *Baalrud S. D., Daligault J.* Effective potential theory for transport coefficients across coupling regimes // *Physical review letters*. — 2013. — Vol. 110, no. 23. — P. 235001. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.235001>.
91. *Müller Paul, Schürmann Mirjam, Guck Jochen.* The theory of diffraction tomography // *arXiv preprint arXiv:1507.00466*. — 2015. — URL: <https://arxiv.org/abs/1507.00466>.
92. *Marks D. L.* A family of approximations spanning the Born and Rytov scattering series // *Optics express*. — 2006. — Vol. 14, no. 19. — Pp. 8837–8848. — URL: <https://doi.org/10.1364/OE.14.008837>.

93. Optical diffraction tomography for high resolution live cell imaging / Yongjin Sung, Wonshik Choi, Christopher Fang-Yen et al. // *Optics express*. — 2009. — Vol. 17, no. 1. — Pp. 266–277. — URL: <https://doi.org/10.1364/OE.17.000266>.
94. *Kravtsov Yu. A., Orlov Yu. I.* Limits of applicability of the method of geometric optics and related problems // *Soviet Physics Uspekhi*. — 1980. — Vol. 23, no. 11. — P. 750. — URL: <http://dx.doi.org/10.1070/PU1980v023n11ABEH005060>.
95. *Kravtsov I. A., Orlov Yu. I.* Geometrical optics of inhomogeneous media. — Springer, 1990. — Vol. 38. — 312 pp. — URL: <http://dx.doi.org/10.1070/PU1980v023n11ABEH005060>.
96. *Bracewell R. N., Bracewell R. N.* The Fourier transform and its applications. — McGraw-Hill New York, 1986. — Vol. 31999. — 444 pp.
97. *Bockasten K.* Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma // *JOSA*. — 1961. — Vol. 51, no. 9. — Pp. 943–947. — URL: <https://doi.org/10.1364/JOSA.51.000943>.
98. *Пурс У. Д.* Получение и исследование высокотемпературной плазмы // *М.: ИЛ*. — 1962. — 335 pp.
99. Extremely fast formation of anode spots in an atmospheric discharge points to a fundamental ultrafast breakdown mechanism / E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, A. I. Khirianova et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2019. — Vol. 28, no. 12. — P. 125007. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab518e>.
100. Fast fine-scale spark filamentation and its effect on the spark resistance / E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, G. V. Ivanenkov et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2019. — Vol. 28, no. 9. — P. 095003. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab3768>.
101. URL: [URL:Http://elcut.ru/](http://elcut.ru/).
102. *Khomkin A. L., Shumikhin A. S.* Features of Calculation of the Equation of State, Composition, and Conductivity for a Plasma of Dense, Supercritical Metal Vapors—a Plasma Fluid. // *Journal of Experimental & Theoretical*

- Physics*. — 2017. — Vol. 125, no. 6. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063776117120135>.
103. *Barengolts S. A., Mesyats G. A., Shmelev D. L.* Mechanism of ion flow generation in vacuum arcs // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2001. — Vol. 93, no. 5. — Pp. 1065–1073. — URL: <https://doi.org/10.1134/1.1427117>.
104. Investigation of a Near-Electrode Plasma Formed in the Atmospheric Discharge with Employment of Picosecond Laser Probing / E. V. Parkevich, M. A. Medvedev, A. I. Khirianova et al. // *Journal of Russian Laser Research*. — 2019. — Vol. 40, no. 1. — Pp. 56–63. — URL: <https://doi.org/10.1007/s10946-019-09769-5>.
105. *Tsvetoukh M. M.* Plasma parameters of the cathode spot explosive electron emission cell obtained from the model of liquid-metal jet tearing and electrical explosion // *Physics of plasmas*. — 2018. — Vol. 25, no. 5. — P. 053504. — URL: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4999377>.
106. *Ochkin V. N.* Spectroscopy of low temperature plasma. — John Wiley & Sons, 2009. — 630 pp. — URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/9783527627509>.
107. *Zeldovich Ya. B., Raizer Yu. P.* Elements of gasdynamics and the classical theory of shock waves // *New York: Academic Press*. — 1966.
108. Laser scattering by submicron droplets formed during the electrical explosion of thin metal wires / V. M. Romanova, G. V. Ivanenkov, E. V. Parkevich et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2021. — Vol. 54, no. 17. — P. 175201. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/abdce5>.
109. Record-breaking coronal magnetic field in solar active region 12673 / S. A. Anfinogentov, A. G. Stupishin, I. I. Mysh'yakov, G. D. Fleishman // *The Astrophysical Journal Letters*. — 2019. — Vol. 880, no. 2. — P. L29. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.115.238>.

110. Anode Plasma Formation at the Initial Stage of a Nanosecond Air Discharge. / E. V. Parkevich, A. I. Khirianova, A. V. Agavonov et al. // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2018. — Vol. 126, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063776118030160>.
111. *Karelin V. I., Trenkin A. A.* Microchannels in atmospheric pressure pulsed discharges // In book "Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges"/ Ed. By V.F. Tarasenko. Nova Publishers. — 2014. — Pp. 173–240.
112. Generation of high-energy electrons and X-rays in high-voltage diffuse discharges at atmospheric pressure with interelectrode gaps up to tens of centimeters / S. N. Buranov, V. V. Gorokhov, V. I. Karelin et al. // In book "Generation of Runaway Electron Beams and X-ray in high pressure gases". Vol. 1. Techniques and Measurements. Editors: V.F. Tarasenko. NY.: Nova Publishers. — 2016. — Pp. 193–220.
113. Investigation of the microchannel structure in the initial phase of the discharge in air at atmospheric pressure in the “pin (anode)-plane” gap / K. I. Almazova, A. N. Belonogov, V. V. Borovkov et al. // *Physics of Plasmas*. — 2020. — Vol. 27, no. 12. — P. 123507. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063784218060026>.
114. Investigation of plasma properties in the phase of the radial expansion of a spark channel in the 'pin-to-plate' geometry / K. I. Almazova, A. N. Belonogov, V. V. Borovkov et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2021. — Vol. 30, no. 9. — P. 095020. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aba8cc>.
115. Investigation of the microchannel structure in the initial phase of the discharge in air at atmospheric pressure in the "pin (anode)-plane" gap / K. I. Almazova, A. N. Belonogov, V. V. Borovkov et al. // *Physics of Plasmas*. — 2020. — Vol. 27, no. 12. — P. 123507. — URL: <https://doi.org/10.1063/5.0026192>.
116. Plasma and gas-dynamic near-electrode processes in the initial phase of a microstructured spark discharge in air / K. I. Almazova, A. N. Belonogov, V. V. Borovkov et al. // *Technical Physics Letters*. — 2020. — Vol. 46, no. 8. — Pp. 737–740. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063785020080039>.

117. Microchannel Structure Parameters in the Initial Phase of a Spark Discharge in a Tip–Plane Gap in Atmospheric-Pressure Air / K. I. Almazova, A. A. Amirova, A. N. Belonogov et al. // *Technical Physics Letters*. — 2021. — Vol. 47, no. 1. — Pp. 71–74. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063785021010168>.
118. Dynamics of the initial stage of the spark and diffuse discharges in air in a point–plane gap at different parameters of the tip electrode / A. A. Tren'kin, K. I. Almazova, A. N. Belonogov et al. // *Technical Physics*. — 2019. — Vol. 64, no. 4. — Pp. 470–474. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063784219040261>.
119. *Parkevich E. V.* The installation to study the prebreakdown stage of a gas discharge by laser probing // *Instruments and Experimental Techniques*. — 2017. — Vol. 60, no. 3. — Pp. 383–389. — URL: <https://doi.org/10.1134/S0020441217030137>.
120. *Hao Biao, Sheng Z-M, Zhang J.* Kinetic theory on the current-filamentation instability in collisional plasmas // *Physics of Plasmas*. — 2008. — Vol. 15, no. 8. — P. 082112. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.2969432>.
121. *Bret A. Weibel,* Two-stream, Filamentation, Oblique, Bell, Buneman. Which one grows faster? // *The Astrophysical Journal*. — 2009. — Vol. 699, no. 2. — P. 990. — URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637X/699/2/990>.
122. *Niknam A. R., Shokri B.* Nonlinear dynamics of the filamentation of the resistive instability of a current-carrying plasma // *Journal of plasma physics*. — 2008. — Vol. 74, no. 3. — Pp. 319–326. — URL: <https://doi.org/10.1017/S0022377807006721>.
123. *Golubovskii Yu., Siasko A., Valin S.* Constriction and stratification of the positive column of a glow discharge in inert gases // AIP Conference Proceedings / AIP Publishing LLC. — Vol. 2179. — 2019. — P. 020024. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.5135497>.
124. Density effect on relativistic electron beams in a plasma fiber / C. T. Zhou, X. G. Wang, S. Z. Wu et al. // *Applied Physics Letters*. — 2010. — Vol. 97, no. 20. — P. 201502. — URL: <https://doi.org/10.1063/1.3518720>.
125. Investigation of Spark Discharge Dynamics in an Air-Filled Point–Plane Gap by Shadow Photography / K. I. Almazova, A. N. Belonogov, V. V. Borovkov

- et al. // *Technical Physics*. — 2019. — Vol. 64, no. 1. — Pp. 61–63. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063784219010043>.
126. The role of excited electronic states in ambient air ionization by a nanosecond discharge / N. Minesi, P. Mariotto, E. Pannier et al. // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2021. — Vol. 30, no. 3. — P. 035008. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/abe0a3>.
127. Filamentary nanosecond surface dielectric barrier discharge. Plasma properties in the filaments / S. A. Shcherbanev, Ch. Ding, S. M. Starikovskaia, N. A. Popov // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2019. — Vol. 28, no. 6. — P. 065013. — URL: <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab2230>.
128. *Popov N. A., Starikovskaia S. M.* Relaxation of electronic excitation in nitrogen/oxygen and fuel/air mixtures: fast gas heating in plasma-assisted ignition and flame stabilization // *Progress in Energy and Combustion Science*. — 2022. — P. 100928. — URL: <https://doi.org/10.1016/j.pecs.2021.100928>.