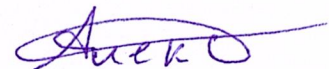


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И  
РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

На правах рукописи



МЕДОВНИК Александр Владимирович

**ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОНОВ  
ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ  
В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ**

1.3.5 - Физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора технических наук

Научный консультант:  
доктор технических наук,  
профессор Окс Е.М.

Томск – 2022

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	5
ГЛАВА 1 ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В СИСТЕМАХ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ (ОБЗОРНАЯ) .....	14
1.1 Разрядные системы для плазменных источников низкоэнергетичных широкоапертурных импульсных электронных пучков .....	14
1.1.1 Тлеющий разряд с полым катодом .....	15
1.1.2 Дуговой разряд с катодным пятном (катодная дуга) .....	21
1.2 Эмиссия электронов с протяженной плазменной поверхности и формирование широкоапертурных электронных пучков .....	28
1.2.1 Получение однородной плазменной эмиссионной поверхности .....	29
1.2.2 Формирование широкоапертурных электронных пучков в плазмооптических системах .....	31
1.3 Импульсные плазменные источники широкоапертурных электронных пучков .....	35
1.3.1 Плазмонаполненные диоды со взрывоэмиссионным катодом .....	35
1.3.2 Источники электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) .....	41
1.4 Особенности функционирования плазменных источников электронов в форвакуумной области давлений .....	48
1.4.1 Зажигание и горение разряда .....	49
1.4.2 Эмиссия и формирование электронных пучков .....	52
1.4.3 Конструкции источников электронов, функционирующих в форвакуумной области давлений, и их применение .....	57
1.5 Выводы и постановка задач исследования .....	66
ГЛАВА 2 РАЗРЯДНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В СИСТЕМАХ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ .....	68
2.1 Методика и техника эксперимента .....	68
2.2 Тлеющий разряд с полым катодом .....	80
2.2.1 Особенности зажигания тлеющего разряда с полым катодом .....	80
2.2.2 Характеристики и параметры импульсного тлеющего разряда с полым катодом..	84
2.2.3 Моделирование процессов в тлеющем разряде с полым катодом .....	90

2.3 Дуговой разряд с катодным пятном .....	93
2.3.1 Инициирование дугового разряда .....	93
2.3.2 Моделирование процесса зажигания дугового разряда с катодным пятном ....	100
2.3.3 Параметры и характеристики дугового разряда .....	107
2.3.4 Радиальное распределение концентрации эмиссионной плазмы .....	121
2.3.5 Моделирование распределения концентрации (профиля) плазмы дугового разряда .....	129
2.3.6 Масс-зарядовый состав и спектры оптического излучения плазмы дугового разряда .....	134
2.4. Выводы по главе 2 .....	140
ГЛАВА 3 ЭМИССИЯ, ФОРМИРОВАНИЕ И ТРАНСПОРТИРОВКА ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ .....	143
3.1 Методика и техника эксперимента .....	143
3.2 Эмиссионные свойства плазмы .....	151
3.3 Предельные параметры широкоапертурных импульсных электронных пучков в форвакуумной области давлений .....	160
3.4 Особенности формирования и транспортировки широкоапертурных импульсных электронных пучков в форвакуумной области давлений .....	179
3.4.1 Однородность плотности тока широкоапертурного электронного пучка .....	179
3.4.2 Транспортировка широкоапертурного электронного пучка .....	192
3.5 Выводы по главе 3 .....	200
ГЛАВА 4 ФОРВАКУУМНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ .....	202
4.1 Форвакуумный плазменный источник широкоапертурного импульсного электронного пучка на основе тлеющего разряда .....	202
4.2 Форвакуумный плазменный источник широкоапертурного импульсного электронного пучка на основе дугового разряда с катодным пятном .....	206
4.3 Потенциал непроводящей и изолированной мишени при её облучении импульсным электронным пучком в форвакуумной области давлений .....	212

4.4 Возможные применения форвакуумных импульсных широкоапертурных источников электронов .....	232
4.4.1 Обработка керамических материалов импульсными электронными пучками в форвакуумной области давлений .....	234
4.4.2 Обработка полимеров импульсными электронными пучками в форвакууме .....	240
4.5 Выводы по главе 4 .....	253
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	255
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	260
ПРИЛОЖЕНИЕ .....	288

## ВВЕДЕНИЕ

*Актуальность темы исследования.* Широкоапертурные импульсные электронные пучки (или пучки большого сечения) находят применение для модификации поверхностных свойств протяженных изделий большой площади, обеспечивая повышение твердости, коррозионной стойкости и снижение коэффициента трения, также придания поверхности иных свойств. Такие пучки получают с использованием источников электронов на основе различных эмиссионных систем, включая источники с термокатодом, электронные источники на основе высоковольтного тлеющего разряда, а также плазменные источники электронов. Для целого ряда применений, связанных с интенсивным газоотделением в процессе электронно-лучевой обработки, использование источников электронов с плазменным катодом предпочтительнее. По принципу работы импульсные плазменные источники электронов можно разделить на устройства с открытой подвижной плазменной эмиссионной поверхностью и устройства на основе квазистационарных систем тлеющего и дугового разрядов со стабилизированной плазменной границей. Генерация электронных пучков при отборе электронов с открытой плазменной поверхности обеспечивает максимальные параметры электронного пучка, но она ограничена по длительности на уровне единиц микросекунд. При фиксации положения эмиссионной плазмы параметры электронного пучка ниже, но в этом случае обеспечивается генерация электронных пучков в более широком диапазоне длительностей импульсов (от единиц микросекунд до десятков миллисекунд), что, в конечном счете, обеспечивает большие возможности для технологических применений импульсных электронных пучков большого сечения.

Если обработка широкоапертурными импульсными электронными пучками поверхности проводящих материалов достаточно давно известна и находит применение, то в процессе электронно-лучевой модификации электрически непроводящих материалов (керамики, полимеры, стекла) возникают определенные сложности. Это связано с зарядкой обрабатываемой поверхности электронным пучком, что приводит к торможению электронов вплоть до полного отражения электронного пучка. Нейтрализация заряда требует принятия специальных мер, которые усложняют процесс электронно-лучевой обработки и снижают его эффективность.

Форвакуумные плазменные источники электронов, обеспечивающие эффективную генерацию электронных пучков в области повышенных давлений

форвакуумного диапазона (1–100 Па), представляют собой одно из направлений современного развития плазменной эмиссионной электроники. Такие источники обладают всеми известными преимуществами традиционных плазменных источников электронов. Вместе с тем образующаяся в области транспортировки электронного пучка плазма обеспечивает эффективную нейтрализацию зарядки поверхности электронным пучком диэлектрической мишени. Это делает возможным использование форвакуумных плазменных источников электронов для непосредственной электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов.

На момент начала данной работы развитие форвакуумных плазменных источников электронов было направлено на создание и использование непрерывных сфокусированных и ленточных пучков электронов, эмитированных из плазмы тлеющего разряда с полым катодом. Вопросы о возможности генерации в форвакуумной области давлений широкоапертурных импульсных электронных пучков, в том числе на основе эмиссии электронов из плазмы дугового разряда с катодным пятном, оставались открытыми. Интерес к решению данной задачи обусловлен возможностью реализации электронно-лучевой модификации протяженных диэлектрических изделий большой площади. В связи с вышеизложенным тематика диссертационной работы представляется актуальной.

**Цель работы** состояла в проведении комплексных исследований особенностей процессов инициирования и горения в форвакуумной области давлений импульсных тлеющего и дугового разрядов, обеспечивающих отбор электронов с развитой эмиссионной поверхностью плазмы, формирования, таким образом широкоапертурных электронных пучков, создания на основе этих исследований форвакуумных плазменных источников импульсных электронных пучков большого сечения и использования таких пучков для поверхностной обработки протяженных изделий из диэлектрических материалов.

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

– изучены в широком диапазоне давлений форвакуумного диапазона физические особенности процессов инициирования и горения импульсных систем тлеющего разряда с полым катодом и катодной дуги, а также генерации в таких разрядных системах однородной плазмы с развитой эмиссионной поверхностью;

– исследованы в форвакуумной области давлений эмиссионные свойства плазмы тлеющего разряда и катодной дуги, а также особенности формирования и транспортировки в таких условиях импульсных электронных пучков большого сечения;

– разработаны экспериментальные макеты форвакуумных плазменных источников широкоапертурных импульсных электронных пучков, исследованы характеристики этих устройств и определены максимальные параметры пучков;

– продемонстрирована возможность использования разработанных форвакуумных плазменных источников широкоапертурных импульсных электронных пучков для непосредственной электронно-лучевой модификации поверхностных свойств диэлектрических изделий.

**Научная новизна** диссертационной работы заключается в следующем:

1. Выявлены особенности стабильного инициирования в форвакуумной области давлений импульсных систем тлеющего разряда с полым катодом и катодной дуги, изучены параметры и характеристики таких разрядных систем и определены условия формирования на их основе развитой эмиссионной поверхности плазмы с высокой однородностью параметров, обеспечивающей эффективную генерацию широкоапертурных импульсных электронных пучков.

2. Определена степень влияния в форвакуумном диапазоне давлений обратного ионного потока из областей формирования и транспортировки широкоапертурного импульсного электронного пучка на условия инициирования и горения разряда, процессы эмиссии электронов из плазмы и формирования электронного пучка, а также на предельные параметры пучка.

3. Выявлены основные физические механизмы, обеспечивающие процесс нейтрализации отрицательного заряда, наведенного широкоапертурным импульсным электронным пучком, при облучении диэлектрических объектов.

**Научная и практическая значимость** диссертационной работы:

1. Решена важная научно-техническая проблема, состоящая в создании форвакуумных плазменных источников широкоапертурных импульсных электронных источников на основе тлеющего разряда с полым катодом и катодной дуги с параметрами электронного пучка, достаточными для эффективной электронно-лучевой модификации поверхностных свойств диэлектрических материалов.

2. Существенно расширены возможности электронно-лучевых технологий за счет возможности осуществления эффективной обработки диэлектрических изделий большой площади.

3. Выявленные закономерности инициирования и горения плазмообразующих разрядов, эмиссии электронов, формирования и транспортировки импульсного электронного пучка могут быть использованы в других устройствах, имеющих аналогичные принципы работы и функционирующих как в области повышенных давлений, так и в других диапазонах давлений.

**Методология и методы исследования.** Основным методом, применяемым в диссертационной работе, является метод экспериментального исследования. Для измерения параметров плазмы и электронного пучка применялись как широко известные и многократно апробированные экспериментальные методы и подходы, так и специально разработанные оригинальные методики измерения ключевых параметров в импульсном режиме и с учетом особенностей повышенных давлений рабочего газа. Использовались также теоретические оценки и методы численного моделирования физических процессов.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. В форвакуумной области давлений генерация широкоапертурных импульсных электронных пучков микро-миллисекундного диапазона длительностей с использованием плазменных источников электронов может быть реализована в результате сочетания постоянного ускоряющего напряжения и импульсных систем для генерации эмиссионной плазмы на основе тлеющего разряда с полым катодом или катодной дуги. Форвакуумные плазменные источники электронов на основе тлеющего разряда обеспечивают получение электронных пучков со стабильными параметрами и с высокой равномерностью плотности тока, тогда как для достижения более высоких удельных и интегральных параметров электронных пучков, а также большей длительности импульса в источниках такого типа необходимо применение дуговых разрядных систем. Выбор для генерации плазмы тлеющего или дугового разряда определяется требованиями к параметрам электронного пучка и условиями его применения, но в обоих случаях форвакуумные плазменные источники широкоапертурных импульсных электронных пучков обеспечивают возможность



эффективной электронно-лучевой модификации поверхностных свойств диэлектрических и других материалов.

2. В форвакуумных плазменных источниках широкоапертурных импульсных электронных пучков на основе катодной дуги в течение импульса тока разряда может реализоваться переход режима функционирования катодного пятна первого рода к катодному пятну второго рода, проявляющийся в понижении напряжения горения дуги, превышении в ионном составе плазмы доли металлического компонента над газовым и изменении характера эрозионных следов на поверхности катода. Трансформация режимов катодного пятна в одном импульсе тока дуги негативно отражается на стабильности эмиссионных параметров разрядной плазмы, но она может быть исключена выбором оптимального давления рабочего газа, амплитуды и длительности тока дуги.

3. В форвакуумных плазменных источниках широкоапертурных импульсных электронных пучков повышение давления газа и (или) увеличение ускоряющего напряжения приводят к снижению напряжения зажигания и горения разряда, сокращению времени запаздывания зажигания разряда и длительности фронта импульса, к увеличению эффективности извлечения электронов из плазмы. Оба этих фактора стимулируют возрастание обратного ионного потока из пучковой плазмы, оказывающего существенное влияние на процессы генерации электронных пучков плазменными источниками в области повышенных давлений. При этом в большей степени обратный ионный поток оказывает влияние на условия функционирования и параметры форвакуумного плазменного электронного источника на основе тлеющего разряда с полым катодом.

4. Неоднородность распределения плотности тока по сечению пучка импульсного форвакуумного плазменного источника электронов обусловлена как традиционными для плазменных источников электронов факторами – радиальной неравномерностью распределения концентрации разрядной плазмы и нарушением плоскопараллельности конфигурации эмиссионного и ускоряющего электродов, так и влиянием обратного потока ионов, локальная пространственная неоднородность которого приводит из-за положительной обратной связи с процессами эмиссии электронов из плазмы к многократному усилению неравномерности плотности тока электронного пучка. В системах на основе тлеющего разряда с полым катодом обратный ионный поток

существенно усиливает неоднородность радиального распределения плотности эмиссионной плазмы, тогда как для дуговых плазменных источников с точечной генерацией плазмы обратный ионный поток в меньшей степени влияет на равномерность распределения плотности тока электронного пучка. При увеличении тока пучка на его равномерность также оказывает влияние собственное магнитное поле тока пучка, приводящее в условиях компенсации пространственного заряда ускоренных электронов к сжатию пучка в процессе его транспортировки.

5. В форвакуумной области давлений компенсация отрицательного заряда сильноточного импульсного электронного пучка, привносимого на электрически изолированную поверхность мишени, обеспечивается ионным потоком из пучковой плазмы, а также ионами несамостоятельного разряда, возникающего между отрицательно заряженной мишенью и заземленными стенками вакуумной камеры. Абсолютное значение величины установившегося отрицательного потенциала изолированной мишени в несколько раз выше по сравнению со случаем воздействия на мишень относительно слаботокового непрерывного пучка электронов, но тем не менее его величина остаётся намного меньше потенциала ускоряющего электрода электронного источника, определяющего энергию электронного пучка. Отмеченные обстоятельства делают возможным эффективную электронно-лучевую модификацию широкоапертурным импульсным электронным пучком поверхностных свойств протяженных диэлектрических образцов.

6. Форвакуумные плазменные источники широкоапертурных импульсных электронных пучков в рабочем диапазоне давлений от единиц до 30 Па, ускоряющем напряжении до 15 кВ и частоте повторения импульсов до 50 имп./с при использовании для генерации эмиссионной плазмы тлеющего разряда с полым катодом обеспечивают при длительностях импульса до 1 мс ток пучка до 120 А, плотность энергии пучка в импульсе до  $10 \text{ Дж/см}^2$ , неравномерность распределения плотности тока по сечению пучка не более 10%. Дальнейшее повышение параметров электронного пучка ограничено переходом тлеющего разряда в дуговой режим горения. Использование в электронном источнике катодной дуги делает возможным повышение тока электронного пучка до 170 А, плотности тока пучка до  $15 \text{ А/см}^2$ , длительности импульса до 20 мс и плотности энергии пучка в импульсе до  $60 \text{ Дж/см}^2$ . Однако, при этом повышается нестабильность и уровень шумов тока пучка, а также возрастает до 15–20%

неравномерность распределения плотности тока. Достигнутые параметры электронных пучков являются рекордными для данной области давлений.

*Достоверность и обоснованность результатов* диссертационной работы подтверждаются систематическим характером исследований, использованием независимых дублирующих экспериментальных методик, удовлетворительным согласованием теоретических оценок, результатов численного моделирования и экспериментальных результатов, непротиворечивостью полученных данных и выводов с результатами исследований, проведенных ранее, публикацией результатов в ведущих российских и зарубежных научных изданиях.

*Материалы диссертационной работы опубликованы* в 28 статьях, в журналах, входящих в списки рецензируемых российских и зарубежных научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени доктора наук, в том числе в 20 статьях в журналах, входящих в реферативные базы данных Web of Science и Scopus, в 10 текстах докладов в трудах международных и всероссийских научных и научно-практических конференций и семинаров. По результатам работы получено 6 патентов РФ на изобретения и полезные модели и 4 свидетельства о регистрации программы для ЭВМ. Результаты работы легли в основу поддержанной грантом РФФИ монографий «Форвакуумные плазменные источники электронов» и «Применение форвакуумных плазменных источников электронов для обработки диэлектриков».

*Апробация работы.* Результаты работы докладывались и обсуждались на 26, 27 и 28 Международных симпозиумах по разряду и электрической изоляции в вакууме (ISDEIV – International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum) (Индия, Мумбаи, 2014 г.; Китай, Сучжоу, 2016 г.; Германия, Грайфсвальд, 2018 г.); на 6 и 7 Международных конференциях «Лучевые технологии и применение лазеров» (BTLA – Beam technologies and laser application) (Россия, Санкт-Петербург, 2009, 2012 гг.); на 9, 10 и 11 Международных конференциях по модификации материалов пучками частиц и потоками плазмы (CMM – International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows) (Россия, Томск, 2008, 2010, 2012 гг.); на 13 и 14 Международных конференциях «Газоразрядная плазма и ее применение» (GDP – International Conference «Gas Discharge Plasmas and Their Applications») (Россия, Новосибирск, 2017 г.; Россия, Томск, 2019 г.); на Международной научно-практической

конференции «Электронные средства и системы управления» (ЭССУ) (Россия, Томск, ежегодно с 2007 по 2019 г.).

**Работы по тематике диссертации поддержаны:** грантами РФФИ 09-08-00147, РФФИ 10-08-00257, РФФИ 12-08-33016, РФФИ 13-08-00175, РФФИ 13-08-98087, РФФИ 14-08-31075, РФФИ 16-48-700487, РФФИ 17-08-00239, РФФИ 18-38-20044, РФФИ 20-08-00123; грантом ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» № 14.В37.21.0935 (2012–2013); грантом Президента РФ МК-2253.2014.8 (2014–2015 гг.); Минобрнауки РФ в рамках государственных заданий № 3.49.2014/К «Создание нового поколения плазменных источников электронов, функционирующих в области повышенных давлений среднего вакуума, для электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов» (2014–2016 гг.), № 11.1550.2017/ПЧ «Модификация конструкционных и биосовместимых диэлектрических материалов (керамика, полимеры, стекла) и синтез диэлектрических покрытий электронными пучками, генерируемыми в форвакуумной области давлений» (2017–2019 гг.), № FEWM-2020-0038 «Физические аспекты исследований в актуальных направлениях развития плазменной эмиссионной электроники, фотоники, оптического и космического материаловедения» (2020–2022 гг.); грантом Президента РФ по государственной поддержке ведущих научных школ, а также стипендией Президента Российской Федерации молодым учёным и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики (2016–2018).

За разработку форвакуумных плазменных источников электронов и их использование для обработки диэлектрических материалов автор диссертационной работы в составе научного коллектива был удостоен в 2019 г. премии Правительства Российской Федерации в области науки и техники для молодых ученых.

**Личный вклад автора** состоит в постановке цели и задач исследований, планировании и проведении большей части экспериментов, анализе полученных результатов, разработке конструкторских решений созданных импульсных источников электронов. В постановке отдельных задач исследований и обсуждении результатов активное участие принимали Е.М. Окс и В.А. Бурдовицин. Эксперименты по генерации и применению импульсных электронных пучков плазменным источником на основе тлеющего разряда и катодной дуги проводились совместно с Ю.Г. Юшковым и

А.В. Казаковым. Соавторы, принимавшие участие в отдельных направлениях исследований, указаны в списке основных публикаций по теме диссертации. Все результаты, составляющие научную новизну диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично.

*Диссертация состоит* из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и приложения, содержит 299 страниц текста, 220 иллюстраций, 10 таблиц. Список цитируемой литературы включает 265 наименований.

## **ГЛАВА 1 ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В СИСТЕМАХ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ (ОБЗОРНАЯ)**

Плазменные источники электронов – устройства, основанные на формировании пучка при отборе электронов с эмиссионной границы плазмы (так называемого плазменного катода). Как и источники ионов, плазменные источники электронов содержат два основных конструктивных узла: генератор эмиссионной плазмы, а также систему формирования и ускорения пучка. Такой принцип построения плазменных источников электронов обеспечивает возможность независимой регулировки тока пучка и его энергии.

### **1.1 Разрядные системы для плазменных источников низкоэнергетических широкоапертурных импульсных электронных пучков**

Идея использования плазмы газового разряда в качестве источника заряженных частиц для источников ионных и электронных пучков привлекает внимание исследователей на протяжении нескольких десятков лет [1–3]. Если для ионных пучков эмиссия из плазмы представляет собой едва ли не единственную возможность, то генерация электронных пучков в системах с плазменным катодом является лишь одной из возможных альтернатив наиболее широко используемым твердотельным термоэмиссионным катодам, а также эмиссионным системам других типов. При этом использование плазмы газового разряда в качестве эмиттера электронов обладает рядом известных преимуществ. Так, большая концентрация плазмы позволяет обеспечить более высокую плотность эмиссионного тока, а реализация импульсной формы разряда обуславливает возможность импульсной эмиссии электронов. Отсутствие термокатодов в разрядных системах плазменных эмиттеров электронов существенно ослабляет влияние остаточной вакуумной среды на надежность и ресурс плазменных источников электронов и расширяет рабочий диапазон давлений таких устройств в область более высоких значений. Применительно к генерации широкоапертурных электронных пучков системы с плазменным катодом заметно упрощают решение проблемы формирования протяженной однородной эмиссионной поверхности.

Использование газового разряда для генерации эмиссионной плазмы в источниках широкоапертурных электронных пучков имеет специфические особенности и

накладывает ряд требований. Из-за большой площади эмиссионной поверхности в разрядных системах таких устройств практически невозможно создать перепад давлений между областями генерации объемной плазмы и ускорения электронов. Площадь и форма плазменной эмиссионной границы должны соответствовать задаче формирования электронного пучка определенной конфигурации. Для устойчивого функционирования электронного источника следует обеспечить не только стабильные интегральные параметры эмиссионной плазмы, и, соответственно, электронного пучка, но и сохранить однородность ее параметров, обеспечивающих равномерное распределение плотности тока по сечению электронного пучка. Вышеуказанным требованиям в наибольшей степени удовлетворяют тлеющий разряд с полым катодом, вакуумная дуга с катодным пятном (катодная дуга) и дуговой контрагированный разряд.

### *1.1.1 Тлеющий разряд с полым катодом*

Тлеющий разряд с полым катодом обеспечивает генерацию плотной плазмы в широком диапазоне давлений ( $10^{-2}$ – $10^2$  Па) и находит применение в ионных источниках, а также в плазменных источниках электронов. Благодаря созданию условий для многократной осцилляции быстрых электронов в катодной полости, такая разновидность тлеющего разряда обладает рядом значимых преимуществ. Наряду с более эффективной ионизацией отметим также пространственную однородность плотности плазмы, обеспечивающую возможность генерации широкоапертурных и ленточных электронных пучков с равномерным распределением плотности тока по сечению пучка. Для тлеющего разряда с полым катодом характерны также временная стабильность, простота реализации, возможность горения как в непрерывном, так и в импульсном режиме. Температура электронов в плазме тлеющего разряда с полым катодом обычно составляет несколько электрон-вольт, концентрация плазмы лежит в пределах  $10^{10}$ – $10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Напряжение горения разряда в непрерывном режиме составляет, как правило, 400–600 В, при этом ток разряда может варьироваться в широких пределах от единиц миллиампер до единиц ампер.

В импульсном режиме разряда с полым катодом в микросекундном диапазоне длительностей диффузная форма горения (без образования катодного пятна и перехода в дуговой режим) может быть реализована с током в сотни ампер. Для реализации режима сильноточного диффузного горения разряда с током в единицы ампер и более требуется

создание условий, обеспечивающих равномерность распределения плотности разрядного тока по поверхности катода. Принципиальным недостатком систем на основе тлеющего разряда является ограничение тока диффузной формы горения, обусловленное образованием катодных пятен и переходом в дуговой режим. Основной механизм образования катодных пятен связан с зарядкой ионным потоком и последующим пробоем диэлектрических включений на поверхности катода [4]. Катодное пятно образуется в месте максимальной плотности ионного тока (для тлеющего разряда практически равного плотности тока разряда) при достижении некоторой критической напряженности поля, составляющей по порядку величины  $10^6$  В/см [5]. При постоянной плотности ионного тока на катод  $j_i$  процесс зарядки пленки и возрастания напряженности  $E$  электрического поля описывается следующим соотношением [4]:

$$E(t) = j_i \cdot t / \varepsilon \cdot \varepsilon_0, \quad (1.1)$$

которое объясняет практически обратно пропорциональную зависимость предельного тока разряда (тока перехода в дугу) от длительности импульса  $t$  (времени перехода) тока разряда.

Варианты использования тлеющего разряда с полым катодом применительно к созданию на его основе плазменных эмиттеров для источников широкоапертурных пучков электронов или ионов можно условно разделить на две группы. К первой группе относятся эмиттеры, использующие для формирования эмиссионной плазмы основной разряд без принятия дополнительных мер, облегчающих его горение [6–9]. В качестве примера можно рассмотреть плазменный эмиттер электронов, описанный в [8].

Электродная система тлеющего разряда (рисунок 1.1) включает полый катод 1 диаметром 200 мм и длиной 1000 мм и полый анод 2, часть поверхности которого с размерами 180×1000 мм закрыта металлической сеткой 3. Сетка может быть электрически изолирована от анодного электрода. Для зажигания разряда используется натянутая вдоль оси катода вольфрамовая нить 4, которая через резистор соединена с положительным выводом источника питания разряда. В катоде прорезана щель длиной 1000 мм, ширина которой изменялась в пределах от 10 до 40 мм. Электродная система тлеющего разряда размещена внутри корпуса 5, который имеет потенциал анода. Рабочий газ подается в катодную полость. Протяженность высоковольтных



промежутков в вакуумной камере составляет 80–100 мм. Вакуум создается паромасляным насосом без заливки жидкого азота в ловушку.

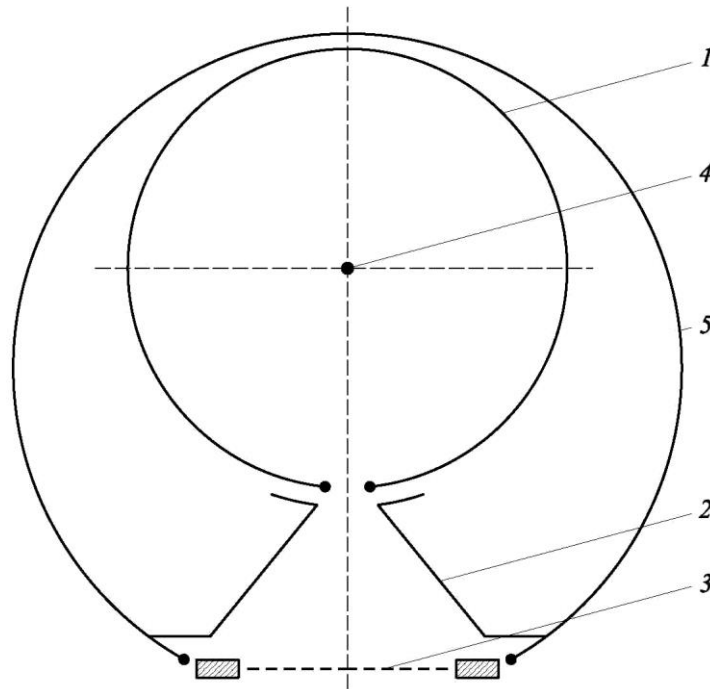


Рисунок 1.1 – Схема электродной системы плазменного катода электронного ускорителя: 1 – катод; 2 – анод; 3 – сетка; 4 – вольфрамовая нить; 5 – корпус [8]

Установившееся состояние достигается в результате зажигания тлеющего разряда между нитью и катодом и последующего развития разряда на анод. Напряжение зажигания разряда составляло 1,5–2,6 кВ при давлении воздуха  $(6-4) \times 10^{-2}$  Па соответственно. Как для этой, так и для других подобных систем, в частности [6, 7], начальное напряжение на разрядном промежутке определяет не только минимальное рабочее давление, при котором зажигается разряд, но и влияет на время запаздывания зажигания разряда. При этом увеличение напряжения на разрядном промежутке и/или давления газа приводит к уменьшению времени запаздывания зажигания разряда. Устойчивое горение разряда с близким к равномерному распределению тока вдоль щели обеспечивается при таких размерах щели, когда ее площадь на порядок величины превосходит значение, соответствующее оптимальному отношению площадей поверхностей катода и анода  $S_c/S_a \sim (M/m)^{1/2}$ , где  $M$ ,  $m$  – масса иона и электрона соответственно [10]. При уменьшении ширины щели разряд контрагировался. Увеличение ширины щели приводило к росту минимального рабочего давления газа или напряжения горения разряда. Устойчивое горение тлеющего разряда при большой

ширине щели обусловлено экранирующим влиянием катодного слоя, толщина которого в разряде с осцилляцией электронов может превосходить значения, оцениваемые с использованием известного соотношения Чайльда–Ленгмюра [11]:

$$j = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{3/2}}{h^2}, \quad (1.2)$$

где  $j$  – плотность тока;  $e$ ,  $m$  – заряд и масса электрона соответственно;  $h$  – расстояние между электродами;  $U$  – приложенное напряжение.

Распределения плотности тока электронного пучка, полученные на макете с размерами сетки 350×200 мм, приведены на рисунке 1.2.

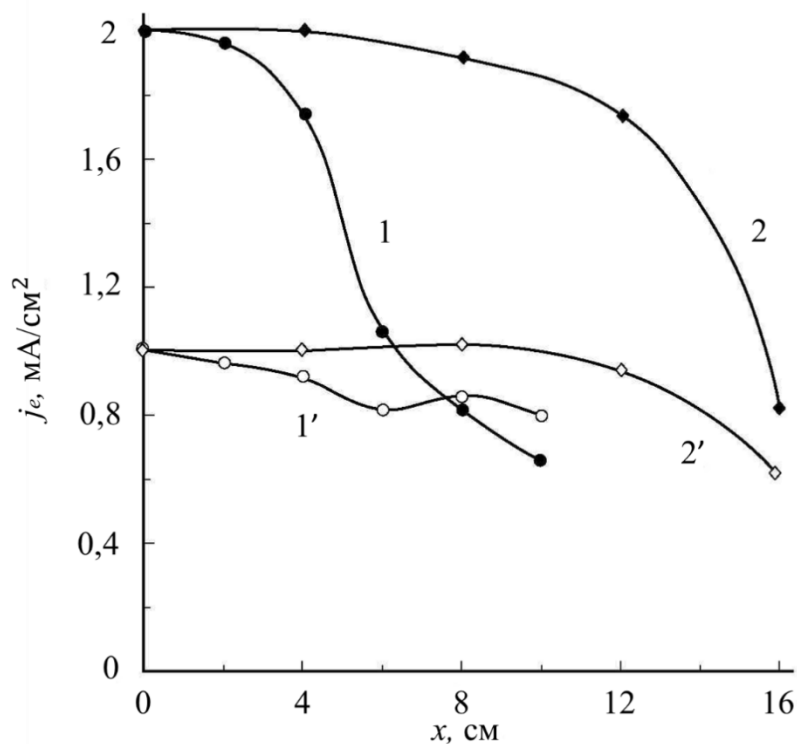


Рисунок 1.2 – Поперечные (1,1') и продольные (2,2') профили плотности тока электронного пучка: 1,2 – сетка с шагом 0,6×0,6 мм; 1', 2' – с использованием дополнительной корректирующей сетки. Ширина щели в катодной полости 4 мм. Ток разряда 1 А. Ток пучка, А: 0,65 (1,2) и 0,43 (1',2'), ускоряющее напряжение 1 кВ, длина ускоряющего промежутка 4 см. Давление аргона 0,05 Па [8]

Как отмечается в [8], неоднородность в направлении, параллельном щели, составляла ~ 10 % от максимального значения тока на длине, равной 0,6 от длины катода. Полная ширина поперечного распределения на половине его высоты составила 100–120 мм при ширине щели 40–20 мм и расстоянии между сеткой и щелью, равном

100 мм. Уменьшение расстояния до сетки, как и уменьшение ширины щели, делают поперечное распределение более неравномерным. Использование сетки с переменной прозрачностью для коррекции поперечного распределения плотности эмиссионного тока позволяет существенно снизить неоднородность эмиссии (рисунок 1.2, кривые 1', 2').

К недостаткам источников электронов, построенных на основе подобных решений, можно отнести следующие: узкий интервал рабочих давлений, при котором стабильно функционирует разряд, большой разброс времени запаздывания зажигания разряда, относительная сложность конструкции.

Ко второй группе следует отнести плазменные эмиттеры, использующие различные дополнительные элементы для поддержания основного разряда, обеспечивающего генерацию плазмы с развитой эмиссионной поверхностью. К ним относятся: генераторы плазмы на основе тлеющего разряда [12–14], в том числе разряда с полым катодом [14], дугового [15] и отражательного [16] разрядов, а также источники электронов [17]. Основная функция, выполняемая этими элементами, заключается в инжекции плазмы или электронов в протяженный полый катод основного разряда для обеспечения требуемых параметров эмиссионной плазмы в условиях пониженных рабочих давлений, необходимых для обеспечения устойчивой генерации широкоапертурного электронного пучка. Рассмотрим это на примере источника электронов, описанного в [14].

Конструкция плазменного эмиттера (рисунок 1.3) состоит из двух газоразрядных систем тлеющего разряда. Первая система, образованная катодом 1 и анодом 3, составляет систему иницирующего разряда, функционирующего при относительно высоком давлении в течение короткого (2–3 мкс) промежутка времени. Полый катод 1 выполнен в виде цилиндра с внутренним диаметром 10 мм и длиной 50 мм. Для снижения напряжения зажигания иницирующего разряда катод 1 помещен в магнитное поле с индукцией 0,1 Тл, создаваемое постоянными кольцевыми самарий-кобальтовыми магнитами 2. Основной тлеющий разряд длительностью 12 мкс зажигается между цилиндрическим электродом 3 диаметром 40 мм и длиной 50 мм, выполняющим в этом разряде роль полого катода, и полым анодом, состоящим из двух электродов: цилиндрического 4 диаметром 80 мм и длиной 100 мм и расположенного на торце сетчатого электрода 5. Для создания перепада давления между двумя разрядными

системами связь между ними осуществляется через малое, диаметром 6 мм, контрагирующее отверстие.

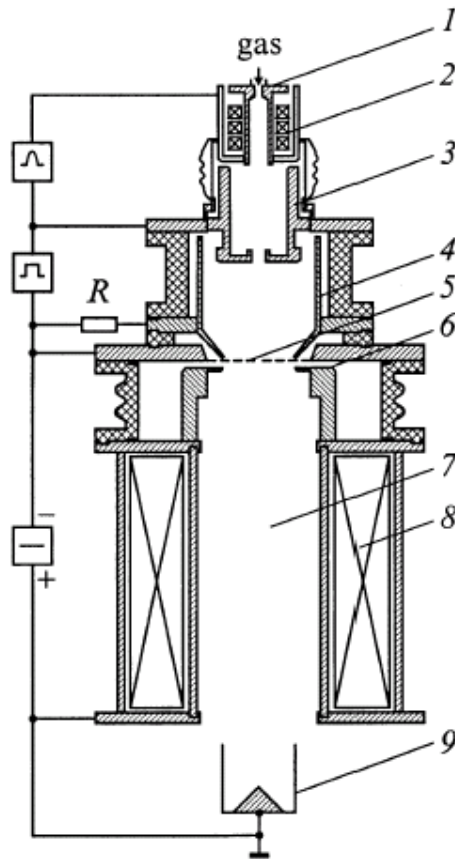


Рисунок 1.3 – Газоразрядная система плазменного эмиттера. Первая разрядная ступень: 1 – катод; 2 – система кольцевых магнитов; 3 – анод. Вторая разрядная ступень: 4 – полый анод; 5 – сетчатое эмиссионное окно; 6 – ускоряющий электрод; 7 – канал дрейфа; 8 – соленоид; 9 – коллектор [14]

Эффект полого катода в этой системе, несмотря на малый диаметр контрагирующего отверстия, возникает за счет проникновения анодного потенциала при малом размере пристеночного слоя пространственного заряда, создаваемого плазмой иницирующего разряда. В рабочем диапазоне давлений газонаполненного диода ( $10^{-1}$ – $10^{-2}$  Па) вспомогательный разряд зажигается при напряжении 5–10 кВ, затем напряжение линейно падает до нуля за время, равное  $\sim 3$  мкс. В зависимости от давления основной тлеющий разряд между электродами 3 и 4 зажигается с задержкой 1–2 мкс, затем через 2–3 мкс разрядный ток переключается на сетчатый электрод 5, и его амплитуда достигает 180 А при длительности 12 мкс. Напряжение горения основного тлеющего разряда практически не зависит от давления, и составляет 800–900 В при

изменении давления от  $10^{-1}$  до  $2 \cdot 10^{-2}$  Па. Извлечение и ускорение электронов осуществляется под действием постоянного напряжения, приложенного между эмиссионным сетчатым электродом 5 и цилиндрическим ускоряющим электродом 6. Расстояние между сетчатым эмиссионным электродом 5 и ускоряющим электродом 6 составляет 5 мм. Эффективность извлечения электронов составляет величину 0,5–0,8. Электронный источник обеспечивает следующие параметры: ток пучка – до 100 А, длительность импульса – 12 мкс, ускоряющее напряжение – 15 кВ, давление газа –  $10^{-1}$ – $10^{-2}$  Па при плотности тока эмиссии до  $100 \text{ А/см}^2$ .

Использование дополнительных генераторов плазмы позволяет существенно снизить рабочее давление в основном полом катоде и пространстве ускорения, что положительным образом сказывается на извлечении пучка. Однако усложнение конструкции плазменного эмиттера и системы электропитания, несомненно, уменьшает надежность работы источника в целом.

Таким образом, наряду с явно выраженными преимуществами систем тлеющего разряда с полым катодом при их использовании в плазменных источниках широкоапертурных электронных пучков принципиальным недостатком таких разрядных систем остается ограничение длительности и тока разряда, связанное с переходом тлеющего разряда сначала в аномальную форму горения, что также может являться нерабочим режимом источника ввиду сильных модуляций тока разряда [12], а затем с переходом в дугу.

### *1.1.2 Дуговой разряд с катодным пятном (катодная дуга)*

Ограничение длительности и тока тлеющего разряда и стремление к повышению параметров электронного пучка приводит к необходимости использования в плазменных эмиттерах электронных источников вакуумного дугового разряда.

Основной особенностью вакуумной дуги, отличающей её от других типов разрядов, является существование катодных пятен и обеспечение ими генерации плазмообразующей среды из материала катода. Электронный компонент тока разряда с поверхности катода, который для дугового разряда является доминирующим, во многом обусловлен процессами взрывной электронной эмиссии в катодном пятне. В отличие от тлеющего разряда ионный компонент тока разряда не превышает 10 %. Катодное пятно состоит из множества ячеек с характерным размером  $10^{-6}$  м [18] и временем жизни  $10^{-7}$ –

$10^{-9}$  с [4, 5]. Основные параметры ионов в катодной дуге слабо зависят от тока (в пределах до 1 кА) и формируются в результате функционирования единичной ячейки катодного пятна, а ток разряда определяет лишь количество одновременно функционирующих ячеек [19].

Плотность плазмообразующей среды и ее давление в области катодного пятна настолько высоки, что напуск рабочего газа в разрядный промежуток, приводящий к росту давления, не оказывает практически никакого влияния на катодные процессы функционирования разряда такого типа. При этом термин «вакуумная дуга» теряет свой смысл как разряд, иницируемый в полном вакууме. Несмотря на то, что условия генерации плазмы и токопрохождения в катодной области разряда не отличаются от вакуумного случая, тем не менее для дугового разряда с напуском газа в межэлектродный промежуток, по-видимому, правильнее использовать термины «дуговой разряд (дуга) низкого давления с катодным пятном», «дуговой разряд (дуга) с катодным пятном» или «катодная дуга». По мере удаления от катода и снижения плотности плазмообразующей среды давление остаточной атмосферы или напуск рабочего газа могут оказать влияние на эмиссионные процессы и параметры разрядной плазмы.

Механизм генерации катодной плазмы можно описать следующим образом: под действием джоулева разогрева некоторого участка катода происходит микровзрыв, в результате чего вещество катода последовательно проходит ряд состояний, а именно конденсированное, неидеальная и идеальная плазма. В процессе перехода формируется зарядовый состав плазмы, не зависящий от тока разряда в пределах от 50 до 500 А [20], и под действием градиента давления происходит ускорение плазмы, концентрация которой уменьшается на несколько порядков на расстоянии 10 мкм от поверхности катода [19], а вблизи эмиссионного электрода плазменного источника широкоапертурных пучков снижается до  $10^{10}-10^{12}$  см<sup>-3</sup> [21]. Средняя скорость ионов, покидающих область катодного пятна, составляет  $10^6$  см/с, не зависит от зарядности [22] и определяет скорость распространения катодного факела, которая, в свою очередь, задает длительность фронта тока разряда. Повышение давления остаточного газа в разрядном промежутке вакуумного дугового разряда приводит к уменьшению направленной скорости ионов [22]. Наличие тока ионов с катода, который составляет порядка 10 % от тока разряда [23], приводит к потере катодом массы. Величина ионной

эрозии для различных материалов составляет  $10^{-5}$ – $10^{-4}$  г/Кл [19]. Кроме ионной эрозии, материал катода уносится в виде капель, макрочастиц и нейтрального пара [19]. Различают катодные пятна первого и второго рода. Пятна первого рода существуют при наличии диэлектрических пленок или различных загрязнений на катоде, отличаются высокой скоростью перемещения (100–500 м/с) и низкой эрозией [24]. На хорошо очищенных поверхностях, в том числе катодным пятном, образуются пятна второго рода, которые обладают скоростями перемещения на два порядка ниже и характеризуются значительно большей эрозией. Для катодного пятна характерен пороговый ток его образования, который определяется материалом и чистотой катода, и для чистых металлов лежит в пределах от сотен миллиампер (для цинка) до нескольких ампер (для никеля) [25]. В импульсном режиме пороговый ток повышается и может достигать десятков ампер [21].

Дуговой разряд с катодным пятном широко применяется для создания плазменных эмиттеров электронных источников [26–29]. В качестве примера для рассмотрения выберем устройство, описанное в [28] (рисунок 1.4).

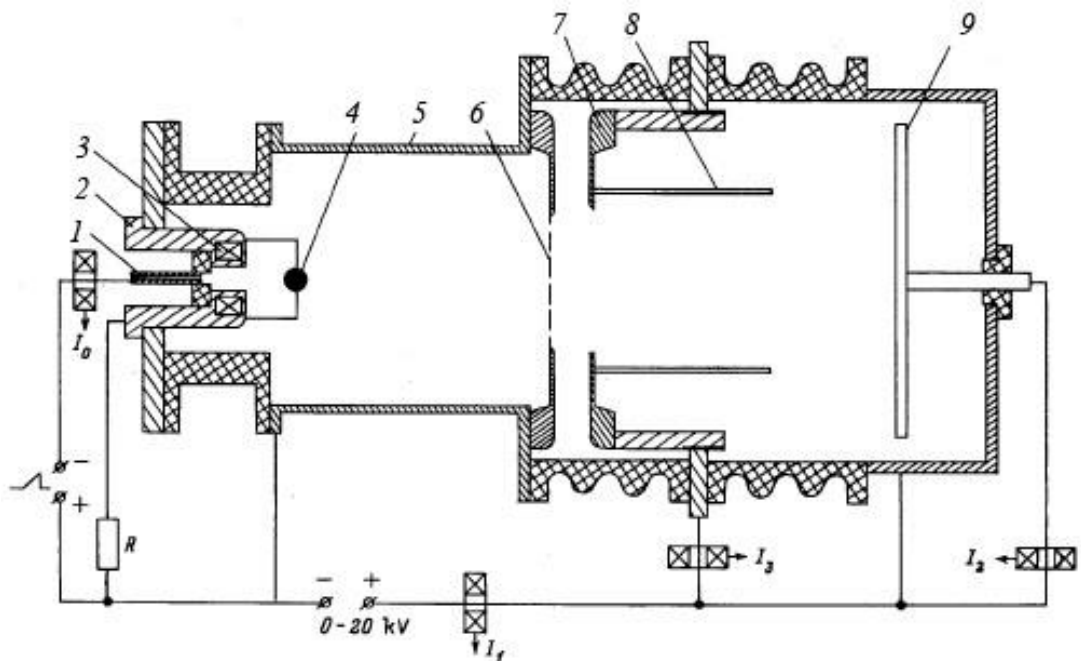


Рисунок 1.4 – Схема электронного источника на основе дугового разряда: 1 – катод; 2 – корпус катодного узла; 3 – кольцевой магнит; 4 – перераспределяющий электрод; 5 – полный анод; 6 – сетчатое эмиссионное окно; 7 – ускоряющий электрод; 8 – труба дрейфа; 9 – коллектор [28]

В корпусе катодного узла 2, который одновременно является поджигающим электродом, установлены на фторопластовом изоляторе цилиндрический магниевый катод 1 диаметром 4 мм и длиной 15 мм и постоянный кольцевой магнит 3, создающий магнитное поле с индукцией 0,02 Тл. Использование постоянного магнита в катодном узле и создание перепада давлений между катодной и анодной областями разряда малым отверстием в поджигающем электроде позволяют значительно понизить напряжение зажигания дугового разряда в результате более эффективной ионизации при повышенном давлении и удлинении траектории электронов в магнитном поле. Инициирование разряда осуществляется путем подачи напряжения между катодом и поджигающим электродом, вследствие чего возникает скользящий разряд по поверхности диэлектрика, который инициирует возникновение катодного пятна и зажигание дугового разряда между катодом и полым анодом 5. Дуговой разряд характеризуется низким напряжением горения, величина которого для большинства материалов составляет 8–50 В [23, 25, 30]. Однако в сильном магнитном поле напряжение горения дуги может значительно увеличиваться (приблизительно в 2 раза) [22].

Цилиндрический полый анод 5 диаметром 150 мм и длиной 160 мм имеет на торце эмиссионное окно 6 диаметром 80 мм, закрытое мелкоструктурной металлической сеткой с размером ячеек 0,1×0,1 мм и геометрической прозрачностью 40 %. Использование полого анода (экспандера) и создание развитой эмиссионной плазменной границы обусловлены необходимостью обеспечения высокой электрической прочности ускоряющего промежутка. Полый анод соединен с поджигающим электродом через резистор 75 Ом, служащий для ограничения тока на поджигающий электрод после зажигания основного разряда. Внутри полого анода на расстоянии 20 мм от катодного узла расположен сферический перераспределяющий электрод 4 диаметром 10 мм, находящийся под потенциалом поджигающего электрода. Электрод 4 улучшает равномерность распределения плотности эмиссионной плазмы вблизи сеточного электрода и соответственно равномерность распределения плотности эмиссионного тока, а также позволяет снизить или исключить проникновение материала катода в область формирования пучка и на обрабатываемую поверхность образцов. Ускоряющий электрод 7, выполненный в виде диафрагмы с отверстием диаметром 85 мм, расположен на расстоянии 5 мм от эмиссионного электрода и соединяется с трубой дрейфа 8



диаметром 100 мм и длиной 90 мм. Коллектор 9 установлен на расстоянии 100–600 мм от эмиссионного электрода. Напуск рабочего газа (воздух, гелий, аргон) с расходом до  $30 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3/\text{с}$  осуществляется через канал в магниевом катоде. За счет напуска давление в системе регулируется в пределах от  $5 \cdot 10^{-3}$  до 6 Па.

Ускорение электронов происходит между сеткой плазменного эмиттера и подвижной границей анодной плазмы, создаваемой при ионизации газа электронами, поступающими из газоразрядной плазмы через отверстия в эмиттерном электроде. Высокая эффективность транспортировки свидетельствует о компенсации пространственного заряда пучка. Следует отметить, что время компенсации пространственного заряда сильно зависит от давления рабочего газа (рисунок 1.5), и определяет эффективность работы всего источника.

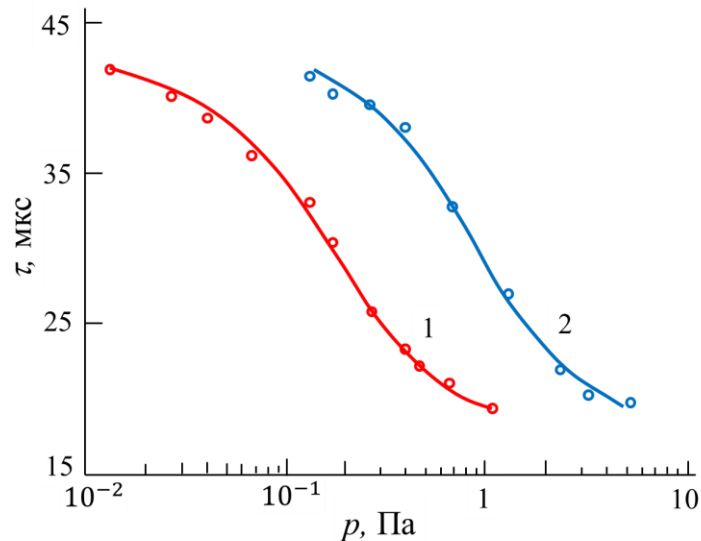


Рисунок 1.5 – Зависимость времени компенсации пространственного заряда пучка от давления рабочего газа — воздуха (1) и гелия (2). Ток разряда 600 А, ускоряющее напряжение 10 кВ [28]

Электронный источник обеспечивает ток пучка до 600 А при длительности импульса 30 мкс и ускоряющем напряжении до 20 кВ. За счет сжатия собственным магнитным полем плотность тока пучка на коллекторе увеличивается в 6–8 раз, достигая значений порядка  $100 \text{ А}/\text{см}^2$ , что позволяет использовать его для модификации поверхности металлов.

В ряде плазменных источников электронов и источниках ионов используется дуговой контрагированный разряд. Основным отличием такого разряда от «обычной»

катодной дуги является сужение (контрагирование) положительного столба разряда узким отверстием или каналом в промежуточной электроде, расположенном между катодом и анодом. Промежуточный электрод, как правило, находится под «плавающим» потенциалом. Для усиления эффекта контрагирования может использоваться и магнитное поле. В режиме контрагирования разряда на входе канала контрагирования формируется стационарный двойной электростатический слой (рисунок 1.6), в котором происходит ускорение электронов, дополнительная ионизация, и тем самым обеспечиваются процессы токопереноса разрядного тока в сужении.

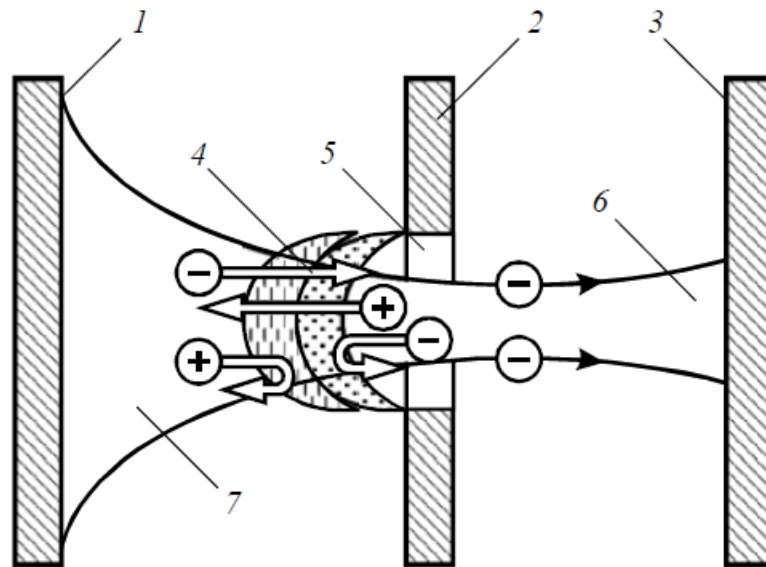


Рисунок 1.6 – Электродная схема дугового контрагированного разряда: 1 – катод; 2 – промежуточный электрод; 3 – анод; 4 – двойной слой; 5 – канал контрагирования; 6 – анодная плазма; 7 – катодная плазма [21].

В плазменных источниках электронов применение контрагированного дугового разряда позволяет создать перепад давлений между катодной областью разряда и областью эмиссии. Это обеспечивает, с одной стороны, стабильное зажигание и горение разряда, с другой – высокую электрическую прочность ускоряющего промежутка. Контрагирование дугового разряда позволяет существенно уменьшить зависимость параметров плазмы в области отбора электронов от нестабильностей и неустойчивостей, связанных с процессами функционирования катодного пятна, уменьшить капельную фракцию и количество макрочастиц материала катода. Однако, кроме положительных аспектов, наличие канала контрагирования приводит к уменьшению предельного тока разряда (а следовательно, и эмиссии) и/или длительности импульса [31]. Причем, как

показали расчет и эксперимент, представленный в [31], при давлении газа в канале в диапазоне от 1 до 10 Па удалось получить предельный ток контрагированного разряда 20–40 А при длительностях 80–40 мкс соответственно.

Как описано в [32], повышение тока выше предельного приводит к колебаниям и обрывам разрядного тока. Дальнейшее увеличение тока после обрыва контрагированной дуги может вновь привести к устойчивому горению разряда, существующего в широком диапазоне значений амплитуды и длительности импульса разрядного тока. Наблюдаемое в этом случае устойчивое токопрохождение обусловлено переходом разряда в так называемый «каскадный» режим горения, когда на поверхности промежуточного электрода, обращенной к аноду, образуется катодное пятно. Контрагированный разряд распадается на две последовательно горящие дуги с общим током разряда, но каждая из дуг поддерживается собственным катодным пятном. Использование каскадного режима нивелирует преимущества дугового контрагированного разряда перед дугой с открытым катодным пятном. Еще большее увеличение тока разряда приводит к так называемому пинч-эффекту (сжатие дуги в канале контрагирования собственным магнитным полем).

Таким образом, дуговой разряд с открытым катодным пятном наряду с известными преимуществами, основным из которых является возможность получения практически любых токов и длительностей импульса, ввиду практически неограниченной эмиссионной способности катодного пятна, обладает рядом недостатков. А именно, ограничение тока разряда «снизу» на уровне порогового тока дуги и наличие капельной фракции материала катода. Использование контрагированного дугового разряда позволяет существенно снизить указанные недостатки открытого катодного пятна, но при этом происходит существенное уменьшение длительности и/или тока разряда. Данное обстоятельство «приближает» контрагированный разряд к тлеющему по токовременным параметрам. Но существенное отличие по шумам тока разряда, лучшая равномерность концентрации эмиссионной плазмы делают более целесообразным использование тлеющего разряда в качестве плазмообразующего при проектировании широкоапертурного импульсного источника электронов. Для получения более высоких параметров электронного пучка, пусть и с некоторой потерей его качества, целесообразно использовать дуговой разряд с открытым катодным пятном.

Как следует из приведенного обзора, в подавляющем большинстве электронных источников обоих типов генерация эмиссионной плазмы происходит в области давлений менее одного паскаля.

## 1.2 Эмиссия электронов с протяженной плазменной поверхности и формирование широкоапертурных электронных пучков

Несмотря на то, что принципы и подходы создания плазменных источников электронных и ионных пучков очень близки, тем не менее процессы эмиссии электронов и ионов из плазмы имеют гораздо больше различий, чем сходств. Во-первых, ионы эмитируются с так называемой открытой плазменной поверхности, при этом ускоряясь в приэлектродном слое, а электроны должны преодолеть потенциальный барьер, испытывая торможение. Во-вторых, в большинстве случаев отбор ионов из плазмы не приводит к изменению (возмущению) её параметров, тогда как эмиссия электронов вызывает существенное изменение параметров плазмы и разряда, что может заметно изменить условия эмиссии, а в ряде случаев отбор и ускорение электронов будут невозможны.

Принципиальная схема широкоапертурного плазменного источника электронов, поясняющая механизм эмиссии, представлена на рисунке 1.7.

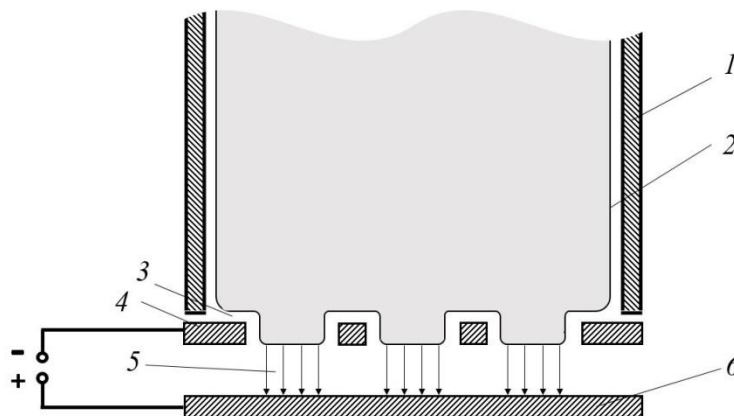


Рисунок 1.7 – Схема широкоапертурного плазменного источника электронов: 1 – элементы разрядной системы; 2 – плазма; 3 – приэлектродный слой; 4 – эмиссионный электрод (анод); 5 – электронный пучок; 6 – ускоряющий электрод (коллектор)

Электронный источник состоит из элементов разрядной системы 1 (для источника на основе дугового разряда – полый анод, тлеющего разряда – полый катод)

генерирующих объемную плазму 2, эмиссионного электрода (анода) 4 и ускоряющего электрода (коллектора) 6. Для разрядных систем широкоапертурных источников электронов характерно отрицательное анодное падение потенциала, когда потенциал плазмы выше потенциала анода. В предположении максвелловского распределения электронов по энергии и однородности плазмы по объему ток эмиссии электронов  $I_e$  можно определить как [21]

$$I_e = j_e S_e = j_{ex} \exp[-e(\varphi_p - \varphi_k)/kT_e] S_e \quad (1.3)$$

где  $j_{ex} = en_e v_e / 4$  – плотность хаотического тока электронов из плазмы,  $\varphi_p$  – потенциал плазмы,  $\varphi_k$  – потенциал коллектора,  $T_e$  – температура электронов в плазме,  $S_e$  – площадь коллектора,  $e$  – заряд электрона,  $k$  – постоянная Больцмана.

При отсутствии напряжения между анодом и коллектором последний, по сути, является частью анода, ток на него крайне мал и определяется отношением площади коллектора к площади анода, а также током разряда. Подача ускоряющего напряжения между анодом и коллектором приводит к снижению потенциального барьера для электронов, покидающих плазму, и, соответственно, к росту эмиссионного тока (тока на коллектор). Сохранение баланса токов возможно лишь при уменьшении тока на анод, обусловленного повышением потенциала плазмы. По сути, происходит переключение тока с анода электронного источника на коллектор. Дальнейшее увеличение ускоряющего напряжения приводит к росту тока на коллектор, и при достижении некоторой величины ускоряющего напряжения ток на коллектор достигает максимального значения, близкого к току разряда.

### ***1.2.1 Получение однородной плазменной эмиссионной поверхности***

В широкоапертурных источниках электронов эмиссия с открытой плазменной границы не нашла применения, несмотря на возможность получения высоких эмиссионных параметров. Это обусловлено невозможностью получения стабильных параметров плазмы (концентрация, однородность) и электронного пучка (энергия, однородность) в широких пределах их регулировки. Для обеспечения устойчивой эмиссионной плазменной границы применяется принцип слоевой (сеточной) стабилизации [33, 34]. Принцип слоевой стабилизации заключается в ограничении плазменной эмиссионной границы перфорированным электродом или мелкоструктурной сеткой, разбивающей границу плазмы на элементарные эмиссионные

ячейки, характерный размер которых оказывается сравнимым с протяженностью приэлектродного слоя и позволяет создать отрицательную обратную связь между эмиссионными и разрядными параметрами электронного источника, повышающую стабильность его работы. Плазменные источники электронов со стабилизированной эмиссионной границей обеспечивают генерацию электронного пучка практически любой длительности вплоть до непрерывного режима [8, 9, 14, 26–28, 35–38].

Одним из основных параметров источников широкоапертурных пучков является однородность распределения плотности тока по его поперечному сечению [39]. Методы обеспечения пространственной однородности плотности тока пучка можно разделить на две группы. К первой группе относятся методы, заключающиеся в создании равномерного распределения концентрации плазмы вблизи эмиссионного электрода и одновременном обеспечении однородности распределения ускоряющего электрического поля. К таким методам относятся: применение перераспределяющих электродов различной формы вблизи эмиссионного электрода [28, 29, 40–42], установка на выходе плазмогенератора сетки в виде конуса с переменной прозрачностью [43], использование секционного анода с возможностью регулировки угла наклона отдельных секций и их потенциала [16], использование нескольких плазмогенераторов [12, 44], в том числе с возможностью регулировки угла наклона плазмогенераторов относительно эмиссионного электрода [26].

На рисунке 1.4 представлена схема широкоапертурного источника электронов в котором используется металлический перераспределяющий электрод сферической формы для получения однородной эмиссионной плазмы. Принцип работы таких электродов базируется на эффекте отражения электронов от потенциального барьера у поверхности тел, контактирующих с плазмой. При этом ввиду малой площади и/или использования токоограничивающего резистора ток на данный электрод незначительный по сравнению с током разряда. Форма, размеры и материал перераспределяющего электрода для конкретного источника электронов чаще всего подбираются экспериментально. Наиболее распространены металлические электроды сферической формы.

Как отмечает автор работы [45], физические условия, в частности, давление газа, в формирователе эмитирующей плазмы (по сути, представляющего собой полый анод электронного источника) оказывают существенное влияние на поведение и параметры

плазмы, выходящей из плазмогенератора. Также отмечается, что повышение давления до значений более  $5 \cdot 10^{-2}$  Па способствует зажиганию объемного разряда в формирователе, что, по-видимому, должно улучшать равномерность эмитирующей плазмы за счет нивелирования «точечности» плазмогенератора.

Ко второй группе методов, обеспечивающих пространственную равномерность плотности тока пучка, относятся методы, которые заключаются в компенсации неравномерности распределения концентрации эмиссионной плазмы за счет создания неравномерного электрического поля в пространстве ускорения и/или обеспечении неравномерной эффективности извлечения с разных участков плазменного эмиттера. Это реализуется, например, созданием переменной прозрачности эмиссионного электрода с помощью нескольких сеток с различной геометрической прозрачностью [46].

### ***1.2.2 Формирование широкоапертурных электронных пучков в плазмооптических системах***

Для получения широкоапертурных электронных пучков необходимо решить в том числе проблему электрической прочности ускоряющего промежутка. Так как бóльшая часть плазменных источников электронов работает на левой ветви Пашена, то для предотвращения газового пробоя длину ускоряющего промежутка выбирают возможно малой, но при этом достаточной для предотвращения вакуумного пробоя. При этом ускоряющий промежуток чаще всего выбирается плоскопараллельной конфигурации с использованием сетчатых, перфорированных электродов или многоапертурной системы.

Рассмотрим работу диодной системы извлечения и ускорения пучка на примере устройства, описанного в [47]. Схема источника электронов представлена на рисунке 1.8.

Источник электронного пучка размещался в вакуумном баке с давлением остаточного газа  $\sim 4 \cdot 10^{-4}$  Па. Квазиоднородное ведущее магнитное поле  $\sim 0,01$  Тл в районе источника создавалось с помощью системы обмоток 1, расположенных на внешней поверхности бака. Магнитное поле в экспериментальной камере, присоединенной к баку источника пучка, создавалось соленоидом 2 и достигало максимальной величины 0,4 Тл.

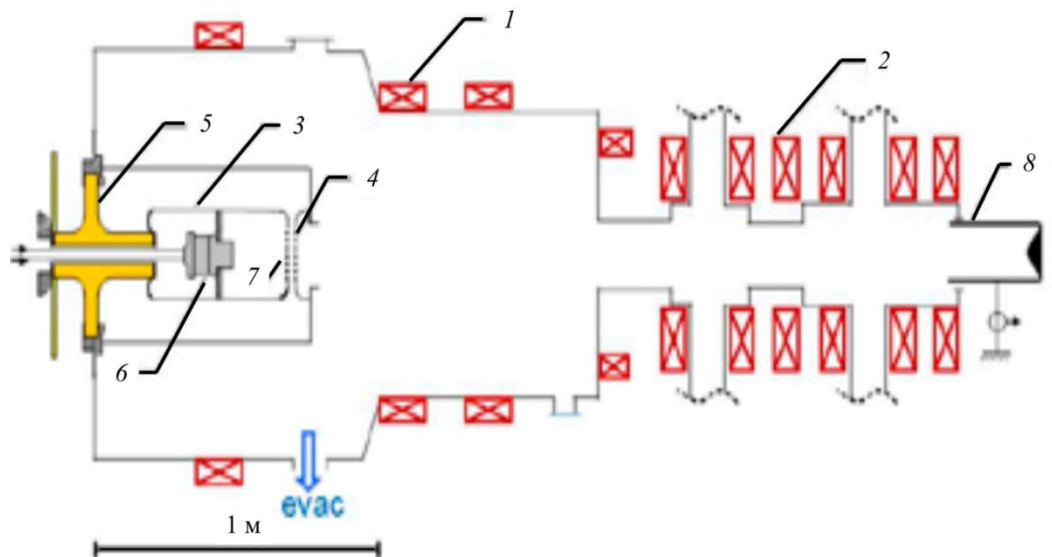


Рисунок 1.8 – Схема электронного источника: 1 – катушки магнитного поля бака; 2 – катушки соленоида; 3 – высоковольтный электрод; 4 – экстрагирующий электрод; 5 – изолятор; 6 – дуговой генератор; 7 – эмиссионный электрод; 8 – цилиндр Фарадея [47]

Ускоряющее напряжение отрицательной полярности величиной до 100 кВ прикладывалось к высоковольтному электроду 3 относительно заземленного экстрагирующего электрода 4. Высоковольтный электрод 3 был смонтирован на проходном изоляторе из оргстекла 5 и представлял собой полый цилиндр из нержавеющей стали. Внутри цилиндра на оси располагался генератор дугового разряда 6 с холодным катодом из алюминия и импульсным напуском рабочего газа (аргона). На начальном участке разряд развивался в дуговом канале диаметром  $\sim 10$  мм и длиной  $\sim 30$  мм, набранном из изолированных медных шайб. Далее разряд переключался в полость высоковольтного электрода, внутренняя поверхность которого являлась экспандером эмиссионной плазмы и играла роль общего полого анода дуги. На торце экспандера плазмы располагался эмиссионный электрод 7 – катод ускорительного диода. С помощью соленоида в дуговом канале генератора плазмы создавалось локальное осевое магнитное поле величиной  $\sim 0,2$  Тл, формируя расходящуюся конфигурацию силовых линий магнитного поля в экспандере дугового разряда и тем самым способствуя снижению неоднородности плазмы на поверхности эмиссионного электрода. Эмиссионный электрод 7 представлял собой изготовленную из молибдена «решетку» с 241 отверстием диаметром 3 мм, просверленным в гексагональном порядке внутри окружности диаметром 83 мм (прозрачность решетки 35 %). Отверстия в



экстрагирующем электроде 4, также изготовленном из молибдена, располагались строго соосно с отверстиями в эмиссионном электроде. Величина диодного зазора составляла 10 мм. Применение многоапертурных систем в данном и других источниках позволяет получать пучки с большим поперечным сечением, при этом обеспечиваются малые углы расхождения электронов в отдельной элементарной «струйке», что также позволяет осуществить магнитное сжатие пучка по плотности тока в десятки раз. Ускоренный пучок транспортировался в ведущем магнитном поле, подвергаясь адиабатическому сжатию по плотности тока с коэффициентом 30–60, и затем поглощался в цилиндре Фарадея 8.

На рисунке 1.9 показано нормированное распределение плотности тока пучка, полученное с помощью изображающей рентгеновской диагностики. Как видно из рисунка, пучок имеет высокую неоднородность, его диаметр хорошо согласуется с диаметром многоапертурной системы (с учетом магнитного сжатия в  $\sim 1,7$  раза).

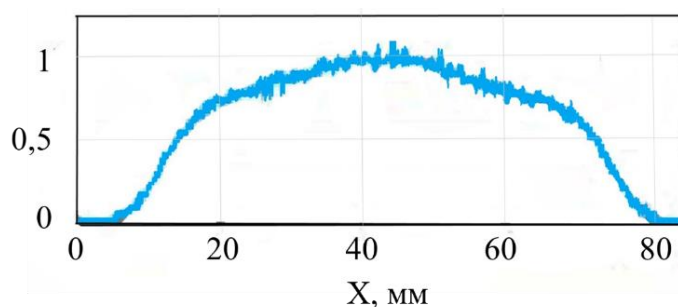


Рисунок 1.9 – Нормированный профиль плотности тока электронного пучка [47]

Низкая однородность плотности тока связана с неравномерной картиной линий напряженности электрического поля, проникающего из ускоряющего промежутка в анодную полость разряда. При этом, как отмечают авторы [47], устойчивая работа источника электронов наблюдается только в узком диапазоне параметров пучка, выход за пределы которого также приводит к снижению предельных параметров, что также связано с нарушением электронной оптики, приводящим к потерям пучка на экстрагирующем электроде. Максимально достижимый ток диода при длительности импульса 0,4 мс составлял величину 60 А, максимальное ускоряющее напряжение при стабильной работе диода 91 кВ. Как видим, устойчивая работа описываемого устройства возможна лишь при давлениях порядка  $4 \cdot 10^{-4}$  Па. Увеличение давления газа в ускоряющем промежутке и канале транспортировки электронного пучка вызывает

повышение интенсивности ионизационных процессов, что должно приводить к снижению максимальных параметров электронного источника (в предельном случае к невозможности генерации электронного пучка для конкретного источника электронов).

Снизить вероятность развития межэлектродных лавинных процессов, инициируемых обратным потоком частиц, можно с помощью замены экстрактора многоапертурной системы (или сеточного экстрактора) на экстрактор в форме трубы с размерами (поперечными), превосходящими поперечные размеры пучка [14, 28, 29, 48, 49]. Роль экстрактора в данных системах выполняет граница анодной плазмы, образованной ионизацией газа электронным пучком в пространстве дрейфа.

Особенностью работы подобных источников является необходимость наработки достаточной концентрации анодной плазмы, обеспечивающей компенсацию электронного пучка. Время образования такой плазмы зависит от ряда параметров, в том числе и от давления газа в пространстве дрейфа. Увеличение давления газа приводит к снижению времени формирования необходимой концентрации анодной плазмы, однако при этом снижается электрическая прочность ускоряющего промежутка [29]. Увеличение давления также приводит к уменьшению максимальной величины ускоряющего напряжения и увеличению максимального тока пучка, который ограничен возникновением пробоя ускоряющего промежутка (рисунок 1.10). При этом максимальная величина ускоряющего напряжения практически неизменна в достаточно узком диапазоне давлений от  $1 \cdot 10^{-2}$  до  $2 \cdot 10^{-2}$  Па.

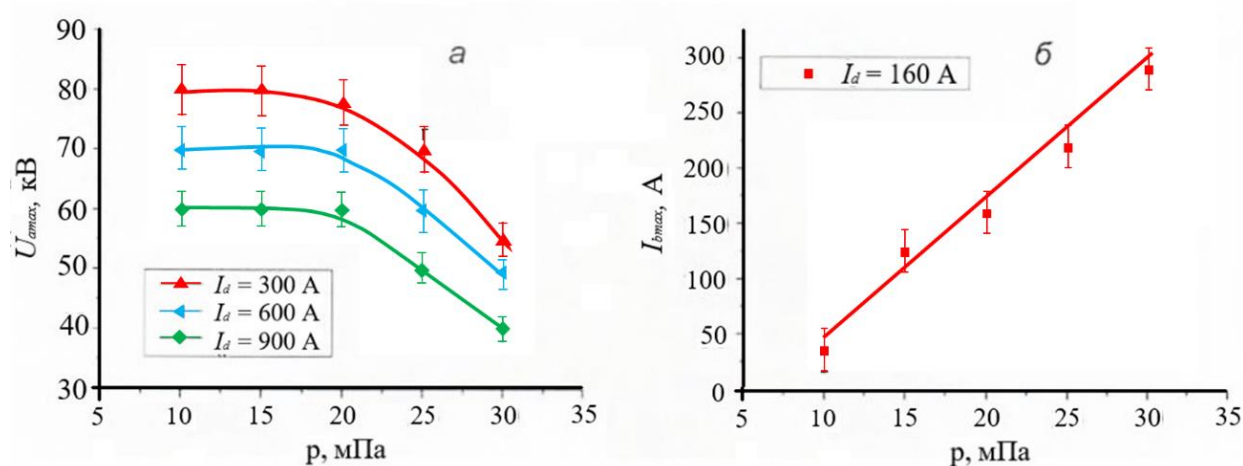


Рисунок 1.10 – Зависимости максимального ускоряющего напряжения при разных токах разряда (а) и тока в ускоряющем промежутке при ускоряющем напряжении 50 кВ (б) от давления рабочего газа. Рабочий газ – аргон; длительность импульса 100 мкс [29]

### 1.3 Импульсные плазменные источники широкоапертурных электронных пучков

#### 1.3.1 Плазмонаполненные диоды со взрывоэмиссионным катодом

Наряду с устройствами, использующими эмиссию электронов со стабилизированной плазменной границы, большое распространение получили источники с эмиссией из нестационарной плазмы, граница которой движется в течение эмиссионного импульса. К ним относятся источники низкоэнергетичных электронных пучков с плазменным анодом и взрывоэмиссионным катодом (плазмонаполненные диоды) [50–52], а также источники сильноточных электронных пучков с магнитной изоляцией плазмы [53, 54]. В данных источниках чаще всего применяются катоды на основе взрывной электронной эмиссии, которые обеспечивают ток и плотность тока электронного пучка, недоступные для других эмиссионных систем [55–57]. Однако данные катоды имеют существенный недостаток, выраженный в необходимости использования специальных методов возбуждения и требующих приложения высокого напряжения (как правило, в сотни киловольт), которое определяет энергию электронного пучка. Высокое значение напряжения накладывает ограничения на получение с помощью взрывоэмиссионных катодов низкоэнергетичных (несколько десятков килоэлектровольт) пучков электронов, которые востребованы в гораздо большей степени. Эту проблему удалось решить на основе так называемых плазмонаполненных диодов [50–52, 58–60].

Механизм работы плазмонаполненного диода с взрывоэмиссионным катодом рассмотрим на примере устройства, описанного в [61] (рисунок 1.11).

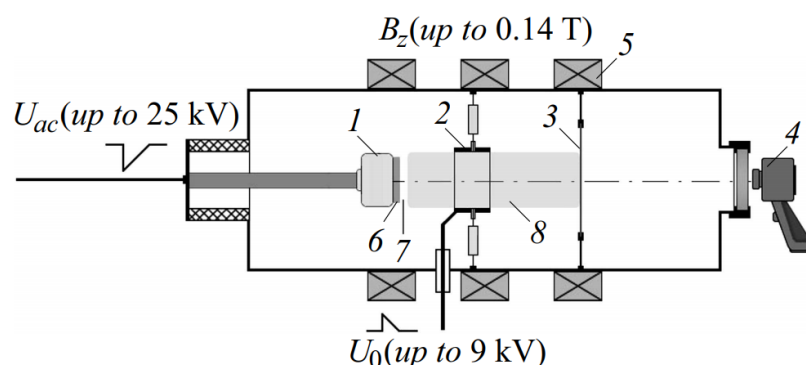


Рисунок 1.11 – Электронная пушка установки «ВЭКсМА»: 1 – взрывоэмиссионный катод; 2 – анодный узел; 3 – мишень (сетка или тепловизионная мишень); 4 – средство съемки (цифровой фотоаппарат CASIO QV-3000EX/IR или тепловизор TESTO 875-1); 5 – соленоид; 6 – катодная плазма; 7 – двойной слой; 8 – анодная плазма [61]

Прежде чем подать импульс напряжения на взрывоэмиссионный катод *1* для формирования электронного пучка, необходимо заполнить ускоряющий промежуток и область транспортировки пучка плазмой (анодная плазма) с концентрацией  $10^{12}$ – $10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Для создания анодной плазмы применяются различные способы, такие как инжекция плазмы из точечных генераторов [58, 60], объемная ионизация рабочего газа в сильноточном отражательном разряде [52, 59], сочетание импульсных магнетронного и отражательного разрядов [62, 63] или, как в описываемом источнике [61], объемная ионизация рабочего газа в гибридном разряде, сочетающем сильноточный отражательный разряд с вакуумными дугами. Анодный узел 2 включает в себя анод отражательного разряда внутренним диаметром 80 мм и шириной 30 мм и катоды дуговых источников (не показаны на рисунке) в количестве 12 штук, каждый из которых заземлен через резистор 75 Ом. Катоды изготовлены из медной проволоки диаметром 2 мм и расположены непосредственно в кольцевом аноде отражательного разряда. Регулировка исходной концентрации анодной плазмы осуществлялась путем изменения времени задержки между началом импульса тока разряда и подачей импульса ускоряющего напряжения на взрывоэмиссионный катод.

Для создания катодной плазмы используется взрывоэмиссионный катод *1*. В описываемом источнике взрывоэмиссионный катод применялся в двух исполнениях: медно-оплеточный катод диаметром рабочей поверхности 85 мм и катод с резистивной развязкой эмиттеров диаметром 58 мм. Подробно конструкции катодов описаны в [64] и [65] соответственно. После формирования анодной плазмы на взрывоэмиссионный катод подается импульс ускоряющего напряжения. Благодаря эффекту вытеснения электрического поля из плазмы все приложенное напряжение локализуется в прикатодном слое объемного заряда ионов. В результате напряженность электрического поля на катоде достигает величины порядка  $10^6$  В/см, достаточной для возбуждения на его поверхности взрывной электронной эмиссии с образованием множества эмиссионных центров, каждый из которых формирует собственный катодный факел. Через определенное время (обычно около 100 нс) отдельные катодные плазмы сливаются в сплошную эмитирующую поверхность. После возбуждения взрывной эмиссии приложенное напряжение сосредоточивается в двойном слое между катодной и анодной плазмой. Амплитуда импульса ускоряющего напряжения, подаваемого на катод, составляла 20–25 кВ.

Индукция ведущего магнитного поля, создаваемого секционированным соленоидом, – 0,14 Тл. Откачка рабочего объема осуществлялась турбомолекулярным насосом до давления  $6,7 \cdot 10^{-3}$  Па, после откачки напускался рабочий газ (аргон) до давлений  $1,3 \cdot 10^{-2}$ – $1,3 \cdot 10^{-1}$  Па. При этом устойчивая (оптимальная) работа источника обеспечивается в достаточно узком диапазоне давлений  $(5-7) \cdot 10^{-2}$  Па.

На рисунке 1.12 представлена осциллограмма ускоряющего напряжения и тока катода. В течение импульса ток в диоде ведет себя немонотонно и проходит 3 стадии. На начальной стадии формирования пучка при подаче ускоряющего напряжения с фронтом импульса, составляющим единицы наносекунд, происходит резкий рост тока, при этом его амплитуда больше, чем для квазистационарной стадии. Способность устройства пропустить больший ток на начальной стадии обусловлена свойствами двойного слоя, способного в нестационарном режиме пропускать бóльшие токи [66]. Длительность начальной стадии составляет от десятков до сотен наносекунд. Подача ускоряющего напряжения с более длительным фронтом (десятки наносекунд) приводит к уменьшению «всплеска» тока на начальной стадии, вплоть до практически полного исчезновения [66].

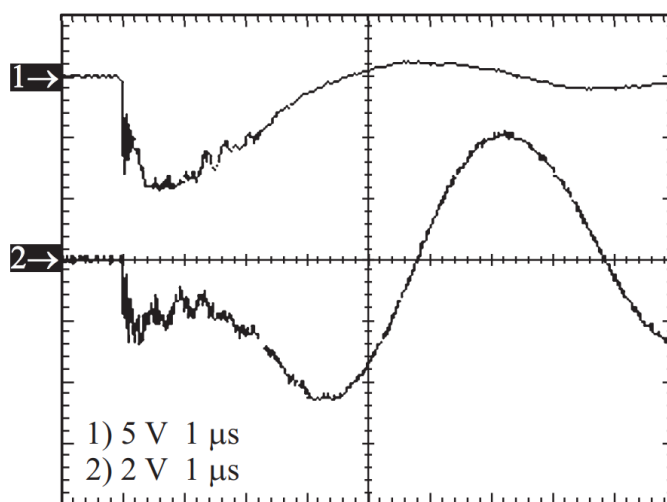


Рисунок 1.12 – Осциллограммы ускоряющего напряжения (Ch1, 10 кВ/дел) и тока катода (Ch2, 10 кА/дел). Горизонтальная шкала: 1 мкс/дел. Давление газа  $5,3 \cdot 10^{-2}$  Па [61]

В квазистационарной стадии протекания тока ускоряющее напряжение и ток изменяются несущественно. Длительность данной стадии составляет сотни наносекунд. За квазистационарной стадией следует стадия роста тока, сопровождающаяся

уменьшением ускоряющего напряжения. Рост тока в конечном счете приводит к закорачиванию диода (пробоем ускоряющего промежутка), т.е. ограничению длительности импульса тока пучка. Закорачивание диода вызывается рядом факторов: дополнительной ионизацией рабочего газа, появлением дополнительной плотной плазмы на электродах из-за ионизации продуктов десорбции электронным пучком [66]. Увеличение давления газа в ускоряющем промежутке и канале транспортировки должно привести к усугублению данных факторов, что в конечном итоге приведет к сокращению длительности импульса тока пучка и плотности энергии пучка. Еще одним фактором, ограничивающим длительность тока пучка, является конструктивная особенность данных источников, заключающаяся в наличии радиального зазора между взрывоэмиссионным катодом и стенкой камеры. Результаты исследования влияния данного зазора на длительность импульса тока пучка представлены на рисунке 1.13. Анализ представленных зависимостей показывает, что увеличение давления газа приводит к сокращению длительности импульса тока пучка при сохранении остальных параметров неизменными.

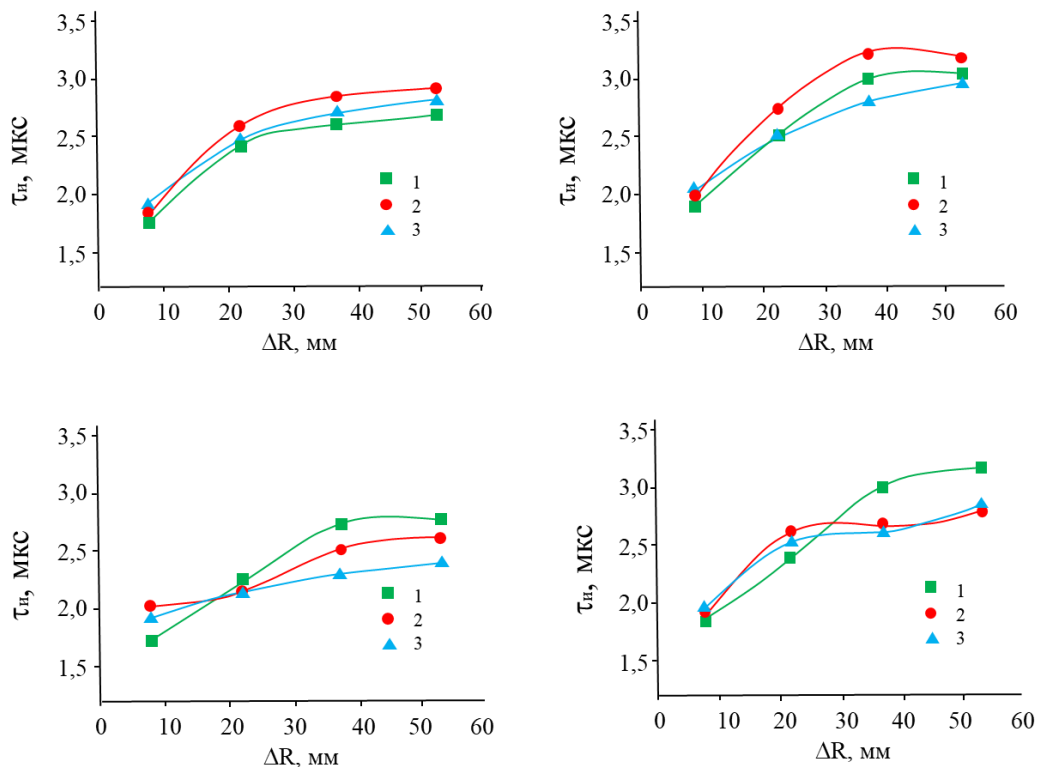
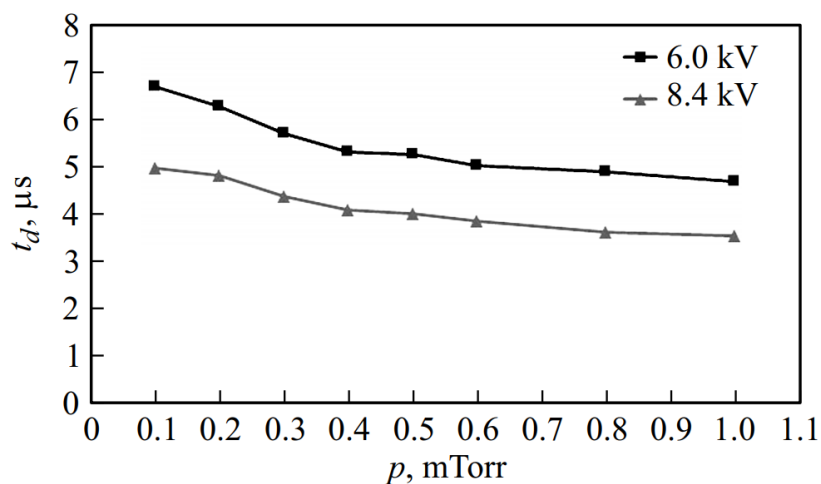
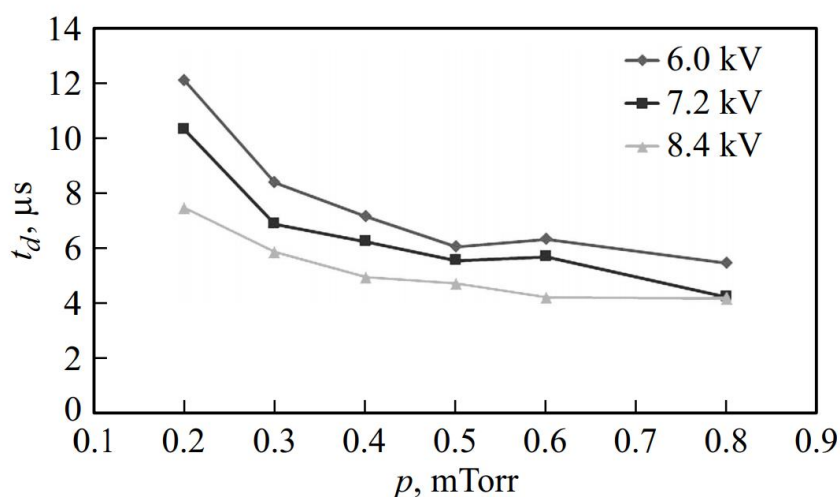


Рисунок 1.13 – Зависимости длительности импульса пучка от радиального зазора для различных значений напряженности ведущего магнитного поля: 1 – 450 Э; 2 – 1350 Э; 3 – 2350 Э. Ускоряющее напряжение 30 кВ (а, б) и 20 кВ (в, г). Давление  $6,5 \cdot 10^{-2}$  Па (а, в) и  $4 \cdot 10^{-2}$  Па (б, г) [67]

Кроме предельной длительности импульса, давление газа оказывает влияние на другой временной параметр – время наработки необходимой концентрации анодной плазмы. Для источника [61] данное время определяется временем задержки перехода отражательного разряда в сильноточную стадию (рисунок 1.14).



а)



б)

Рисунок 1.14 – Время задержки перехода отражательного разряда в сильноточную стадию в зависимости от давления рабочего газа и напряжения, подаваемого на анод: *а* – гибридный анод без экрана; *б* – гибридный анод с экраном [61]

Как видно из рисунка 1.14, данное время сокращается с ростом давления рабочего газа. Причем применение специального кольцевого экрана, ограничивающего распространение плазмы дуговых источников в радиальном направлении, увеличивает время задержки, а также разницу между максимальным и минимальным временем

задержки. Изменение времени задержки в зависимости от давления необходимо учитывать при подаче импульса ускоряющего напряжения, что накладывает дополнительные требования к системе синхронизации электропитания, тем самым усложняя её и делая менее надёжной.

Поверхностная модификация материалов электронными пучками, в том числе генерируемыми плазмонаполненными диодами со взрывоэмиссионными катодами нашла широкое применение [51, 68–70]. Для такого способа обработки материалов одним из ключевых параметров является распределение плотности энергии по сечению пучка. Для устройства, описанного в [61], такое распределение представлено на рисунке 1.15. Как видно из рисунка, пиковое значение плотности энергии в импульсе составляет  $6 \text{ Дж/см}^2$  при диаметре пучка 4 см (на уровне 0,9). Применение кольцевого экрана увеличивает диаметр пучка до 5,5 см, но при этом уменьшается плотность энергии до  $3 \text{ Дж/см}^2$ . Частично решить проблему уменьшения плотности энергии пучка удастся с помощью одновременного применения взрывоэмиссионного катода с резистивной развязкой эмиттеров и кольцевого экрана. Это позволяет увеличить плотность энергии пучка до  $4 \text{ Дж/см}^2$  при незначительном уменьшении диаметра электронного пучка до 5 см.

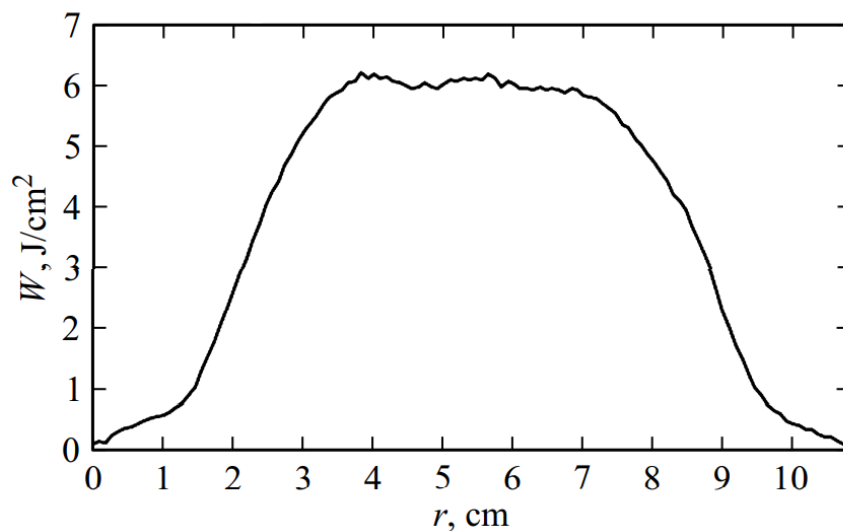


Рисунок 1.15 – Распределение плотности энергии по сечению пучка. Медно-оплеточный катод, гибридный анод без экрана. Амплитуда ускоряющего напряжения 20 кВ, давление газа  $6,7 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$  [61]

В работе [70] приведены типичные параметры установки, построенной на основе плазмонаполненного диода со взрывоэмиссионным катодом:



- ускоряющее напряжение до 40 кВ;
- ток электронного пучка до 25 кА;
- диаметр пучка до 10 см;
- плотность энергии пучка до 15 Дж/см<sup>2</sup>;
- длительность импульса 2–4 мкс;
- давление рабочего газа (аргон) 0,02–0,2 Па;
- частота импульсов пучка – 1 импульс в 5 или 10 с.

Таким образом, импульсные источники электронных пучков на основе плазмонаполненных диодов со взрывоэмиссионными катодами обеспечивают рекордную плотность эмиссионного тока и достаточно высокую плотность энергии электронного пучка в импульсе при относительно низкой (десятки киловольт) величине ускоряющего напряжения. Отмеченные достоинства делают данные источники весьма привлекательными для использования в технологиях модификации поверхностных свойств материалов. Однако диапазон давлений рабочего газа по абсолютной величине ( $10^{-2}$ – $10^{-1}$  Па) и относительная узость (для оптимального режима работы электронного источника) данного диапазона не позволяют использовать принципы и подходы построения плазмонаполненных диодов со взрывоэмиссионными катодами для создания широкоапертурного импульсного источника электронов, функционирующего при более высоких давлениях. Следует отметить также, что описанные устройства позволяют генерировать импульсные пучки длительностью не более единиц микросекунд, что в ряде случаев обработки материалов оказывается нецелесообразным или даже недопустимым.

### ***1.3.2 Источники электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда (ВТР)***

Из различных типов импульсных широкоапертурных плазменных источников электронов, разработанных к настоящему времени, наиболее близки по области рабочего давления к форвакуумному диапазону источники на основе самостоятельного [71–74] и несамостоятельного [75–78] высоковольтного тлеющего разряда (ВТР).

На рисунке 1.16 приведены схемы, поясняющие принцип работы и устройства источников на основе ВТР [39]. Общий принцип работы таких источников заключается в следующем: при приложении напряжения между катодом и анодом, которое варьируется в пределах от десятков до сотен киловольт, в промежутке зажигается

высоковольтный тлеющий разряд. Электронная эмиссия с катода обеспечивается бомбардировкой ионами, ускоренными в области катодного падения потенциала, и высокоэнергетичными нейтралами, образующимися при перезарядке ионов. Поступление ионов в область катодного падения потенциала происходит из анодной плазмы, которая образуется в самостоятельном ВТР в результате взаимодействия с газом электронов, ускоренных в катодном падении. Условие поддержания разряда можно записать как

$$\gamma \cdot Q \cdot p \cdot h_k = 1, \quad (1.4)$$

где  $\gamma$  – эффективный коэффициент ион-электронной эмиссии;  $Q$  – сечение ионизации газа;  $p$  – давление газа;  $h_k$  – расстояние анод–катод.

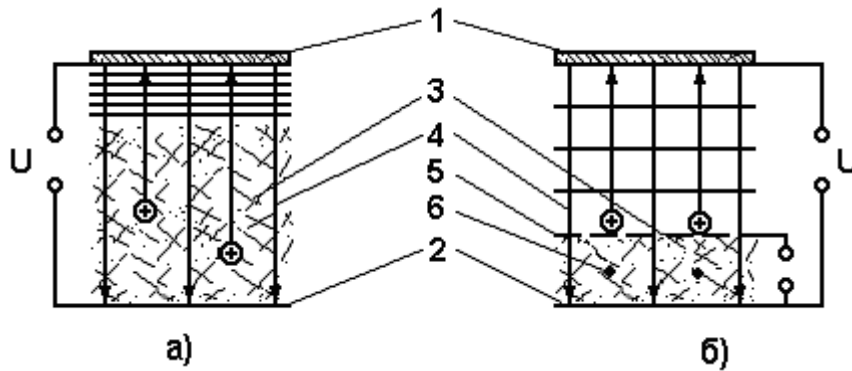


Рисунок 1.16 – Схемы источников электронов на основе самостоятельного (а) и несамостоятельного (б) высоковольтного тлеющего разряда: 1 – катод; 2 – анод; 3 – плазма; 4 – электронный пучок; 5, 6 – вспомогательные электроды [39]

Далее эмитированные катодом электроны после прохождения области катодного падения потенциала благодаря тому, что средняя длина их пробега значительно превышает протяженность этой области (и межэлектродного промежутка в целом), приобретают в разряде энергию, практически соответствующую приложенному напряжению. В результате образуется электронный пучок [39].

Давление газа оказывает существенное влияние на работу источников электронов на основе ВТР. Так, увеличение давления газа, с одной стороны, приводит к увеличению тока разряда, но при этом снижается предельное напряжение (рисунок 1.17). Увеличение давления также приводит к возрастанию количества высокоэнергетичных нейтралов в несколько раз, что делает их роль в процессе эмиссии с катода основной (на один ион приходится до трех высокоэнергетичных нейтралов).

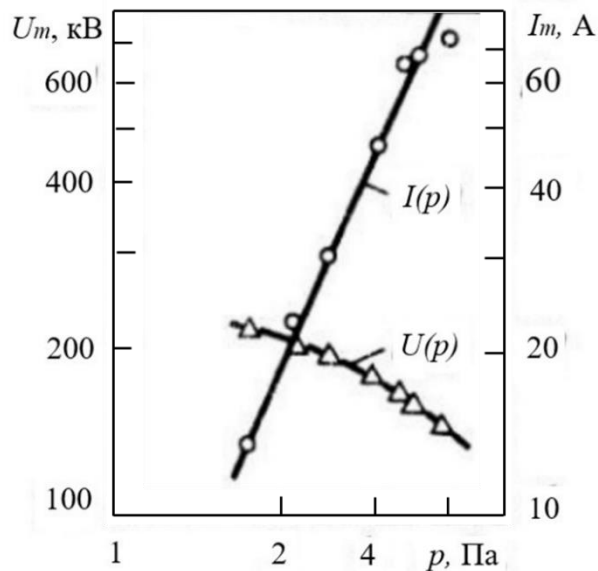


Рисунок 1.17 – Зависимость предельных параметров ВТР от давления [79]

Источники на основе самостоятельного ВТР обладают простой конструкцией, обусловленной использованием всего двух электродов, анода и катода, которые служат как для образования плазмы, так и для формирования пучка. Несмотря на простоту конструкции, делающую их применение привлекательным, источники на основе ВТР обладают серьезным недостатком в виде ограниченности управления током пучка и распределением плотности тока по его сечению при требуемом напряжении [74, 80].

Если по технологическим или иным соображениям напряжение ВТР необходимо оставлять неизменным, то единственным параметром, которым можно регулировать ток пучка, является давление газа, которое обладает слишком большой инерционностью и часто недостаточным диапазоном регулирования. Кроме того, повышение давления приводит к сокращению высоковольтной стадии разряда и переходу ВТР в дугу (рисунок 1.18).

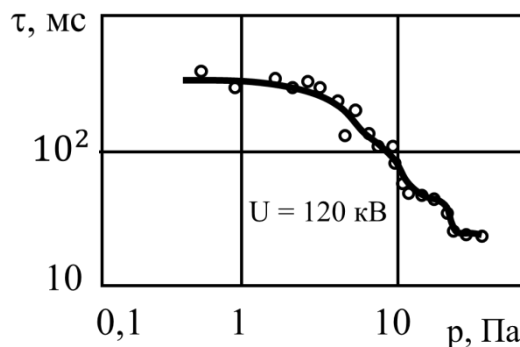


Рисунок 1.18 – Зависимость предельной длительности импульса тока пучка от давления [72]

Таким образом, использование источников электронов на основе самостоятельного ВТР в технологических целях представляется крайне затруднительным ввиду отсутствия возможности независимой регулировки параметров источника. Данная проблема может быть частично решена с помощью применения источников электронов на основе несамостоятельного ВТР. Главное отличие источников на основе самостоятельного и несамостоятельного ВТР заключается в механизме образования анодной плазмы. В источниках электронов на основе несамостоятельного ВТР данная плазма генерируется не за счет зажигания разряда между анодом и катодом, а за счет устройств (электродов), специально для этого предназначенных: в источнике [75] в качестве плазмообразующего разряда используется тлеющий разряд, в устройстве [81] применен объемный разряд низкого давления с накаливаемым катодом, в [82] используются полый катод и проволочный анод. Также для создания плазмы применяются плазмогенераторы на основе дугового контрагированного разряда [83], ионизация газа вспомогательными электронными пучками [84]. Кроме того, широко применяются комбинации данных подходов [39, 78]. Общей особенностью таких устройств является наличие сетки или перфорированного электрода, отделяющих вспомогательный разряд (анодную плазму) от высоковольтного промежутка. Благодаря такому разделению уменьшается влияние высокого напряжения на характеристики вспомогательного разряда.

На рисунке 1.19 представлена конструкция ускорителя на основе несамостоятельного ВТР. В вакуумной камере 3 на высоковольтном проходном изоляторе 4 расположен катод 1, рабочая часть которого представляет собой металлическую пластину. Анод 2 заземлен и делит объем ускорителя на два промежутка: ускоряющий (У) и дрейфовый (Д). Рабочие зоны анода и опорной решетки 5, на которой лежит фольга 6, перфорированы соосными отверстиями. Опорная решетка с фольгой является выводным устройством ускорителя с сечением выведенного электронного пучка  $30 \times 45 \text{ см}^2$ . При зажигании вспомогательного разряда и подаче на катод высокого напряжения в ускоряющем промежутке загорается несамостоятельный высоковольтный тлеющий разряд. При этом его напряжение пробоя соответствует левой ветви кривой Пашена. Несамостоятельный ВТР обеспечивается поджигаемым в дрейфовом промежутке вспомогательным разрядом. Для генерации плазмы использован

тлеющий вспомогательный разряд с тонкопроволочными анодами как обеспечивающий наиболее высокую эффективность при относительно простом конструктивном решении.

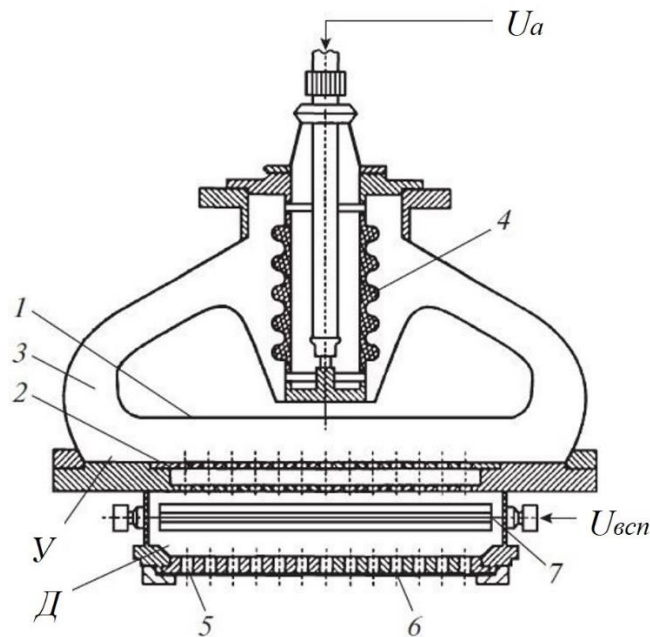


Рисунок 1.19 – Схема ускорителя на основе несамостоятельного ВТР: 1 – катод; 2 – анод; 3 – вакуумная камера; 4 – высоковольтный проходной изолятор; 5 – опорная решетка; 6 – фольга; 7 – анод вспомогательного разряда. У, Д – ускоряющий и дрейфовый промежутки соответственно,  $U_a$  – ускоряющее напряжение,  $U_{всп}$  – напряжение вспомогательного разряда [77]

Катодом вспомогательного разряда являются стенки вакуумной камеры в дрейфовом объеме, анодом 7 служат один или несколько электродов в виде тонких вольфрамовых нитей диаметром 0,35 мм, на которые подается напряжение зажигания 1–2 кВ. После зажигания вспомогательного разряда напряжение горения составляет 50–800 В в зависимости от условий: давления, рода газа, наличия дополнительных источников электронной подсветки. В данном ускорителе использованы два источника вспомогательного разряда, расположенных по краям апертуры электронного пучка за ее пределами, с анодами, установленными параллельно длинной стороне выводного устройства. Для повышения устойчивости горения вспомогательного разряда и расширения его рабочего диапазона по давлению использованы дополнительные источники электронной подсветки в виде отрицательно смещенных относительно «земли» термоэммиттеров. Последние расположены в непосредственной близости от

каждого анода вспомогательного разряда и имеют собственные источники питания накала и отрицательного смещения.

Электронный источник обеспечивал следующие параметры:

- ток пучка до 0,3 А (непрерывный режим) и до 25 А (импульсно-периодический режим);
- длительность импульса 30 мкс;
- частота следования импульсов до 100 Гц;
- ускоряющее напряжение до 200 кВ (непрерывный режим) и до 220 кВ (импульсно-периодический режим);
- диапазон рабочих давлений 0,1–0,3 Па;
- сечение пучка 30х45 см<sup>2</sup>.

Распределение плотности тока пучка представлено на рисунке 1.20. Провалы в распределении обусловлены «электронной тенью» от перемычек в аноде и опорной решетке, при увеличении расстояния от фольги выводного устройства глубина провалов уменьшается.

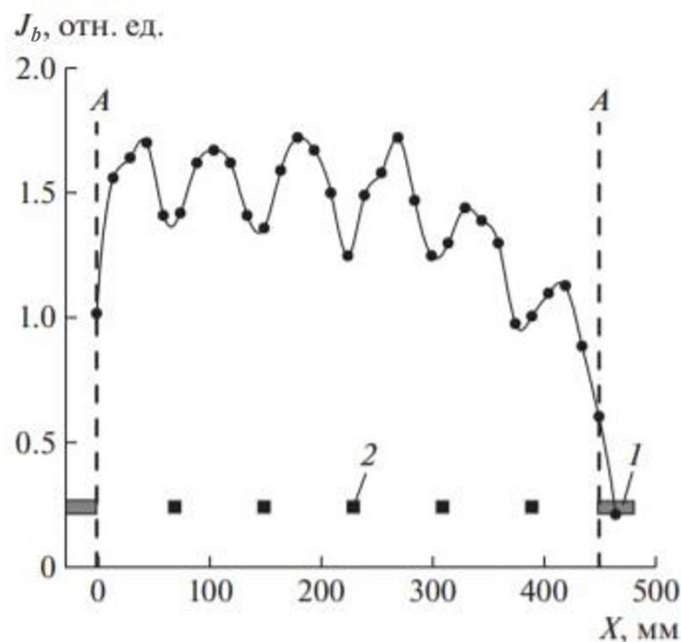


Рисунок 1.20 – Распределение плотности тока по сечению электронного пучка с ион-электронной оптической системой щелевого типа вдоль оси по длинной стороне выводного окна. А–А – границы апертуры пучка; 1 – корпус опорной решетки; 2 – перемычки опорной решетки [77]

В таблице 1.1 представлены характеристики других источников на основе ВТР.

Таблица 1.1 – Характеристики электронных источников на основе самостоятельного [71–73] и несамостоятельного [75, 76, 83] ВТР

Параметры источника	[71]	[72]	[73]	[75]	[76]	[83]
Ускоряющее напряжение, кВ	50	120	150	150	150	250
Плотность тока пучка, А/см <sup>2</sup>	0,08	1/15/10	0,5	0,2	0,1	0,5
Длительность импульса, мкс	200	0,3/0,05 /0,02	8	10	120	20
Площадь сечения пучка, см <sup>2</sup>	182	20	2,5×1,5	10×100	6×50	80
Давление рабочего газа, Па	8 (He)	0,4/20/ 40 (He)	6,7 (He)	4 (He)	2 (He)	0,1 (N <sub>2</sub> ) 4 (He)

Несмотря на ряд достоинств источников электронов на основе несамостоятельного ВТР, а именно возможность малоинерционной регулировки тока пучка путем изменения параметров вспомогательного разряда, увеличение предельного тока пучка, длительности импульса и напряжения за счет перехода в диапазон более низких рабочих давлений, необходимо отметить ряд недостатков. Усложнение конструкции источника электронов делает его менее надежным, использование термокатодов (в ряде источников) накладывает ограничения по номенклатуре используемых газов и диапазону давлений, применение вспомогательного разряда существенно усложняет систему электропитания и делает её менее надежной.

Кроме того, источникам на основе как самостоятельного, так и несамостоятельного ВТР присущ ряд особенностей (недостатков), ограничивающих область их применения. Достаточно узок выбор рабочего газа, связанный с распылением катода газовыми ионами и высокоэнергетичными нейтралами, приводящий к сокращению ресурса его работы. Для уменьшения распыления катода приходится в качестве рабочего газа использовать гелий или дейтерий. Распыление катода также приводит к увеличению шероховатости его поверхности, что, в свою очередь,

увеличивает локальную напряжённость поля вблизи катода и повышает вероятность образования катодного пятна на его поверхности, что провоцирует пробой диода. В итоге происходит уменьшение предельного тока пучка и/или длительности импульса. Необходимость обеспечения высокого коэффициента ионно-электронной эмиссии предполагает поддержание напряжения до сотен киловольт, что существенно ограничивает возможность генерации низкоэнергетичных электронных пучков, столь необходимых для технологических процессов модификации поверхности. Использование напряжения в десятки и сотни киловольт требует обеспечения сложной и громоздкой защиты от рентгеновского излучения, что для ряда технологий может являться существенным недостатком.

#### **1.4 Особенности функционирования плазменных источников электронов в форвакуумной области давлений**

На момент начала исследований были реализованы форвакуумные плазменные источники электронов, функционирующие только в непрерывном режиме [9, 85–88].

Для генерации электронных пучков в источниках с плазменным катодом необходимо одновременно обеспечить два противоречивых условия: эффективную ионизацию газа в разрядной ячейке для зажигания и горения плазмообразующего разряда и низкую ионизацию газа в ускоряющем промежутке для обеспечения его электрической прочности. Наиболее простым и широко применяемым подходом, используемым при «традиционных» давлениях, является создание перепада давлений газа между областями генерации плазмы и отбора электронов [14, 36–37, 89]. При переходе в форвакуумный диапазон давлений (1–100 Па) создание такого перепада затруднено и давление газа везде практически одинаково. В этом случае эффективную генерацию электронных пучков удалось реализовать в результате сочетания разряда с полым катодом для генерации плазмы и плоскопараллельной ускоряющей системы [85, 87]. Физические особенности функционирования полого катода обеспечивают высокую скорость ионизации остаточного газа, а следовательно, стабильное зажигание и горение плазмообразующего разряда. Небольшое расстояние между электродами ускоряющего промежутка, ограниченное снизу условиями возникновения вакуумного пробоя, определяет малое время жизни электрона в ускоряющем промежутке, что обуславливает возможность стабильного удержания на промежутке высокого ускоряющего



напряжения. При этом конструкция элементов ускоряющего промежутка (электродов, высоковольтного изолятора) обеспечивает создание условий, затрудняющих пробой по так называемым «длинным путям» [90].

#### 1.4.1 Зажигание и горение разряда

В источниках электронов, функционирующих в форвакуумном диапазоне давлений, при подаче высокого напряжения в ускоряющем промежутке зажигается «паразитный» высоковольтный тлеющий разряд (ВТР). Несмотря на то, что ток паразитного ВТР много меньше тока электронного пучка, интенсивности обратного ионного потока, созданного ВТР, оказывается достаточно для инициирования основного тлеющего разряда. Впервые это было показано в работе [91]. Как показали дальнейшие эксперименты [92], величина обратного ионного потока зависит от ряда параметров, таких как ускоряющее напряжение, давление газа, расстояние анод–экстрактор (рисунок 1.21).

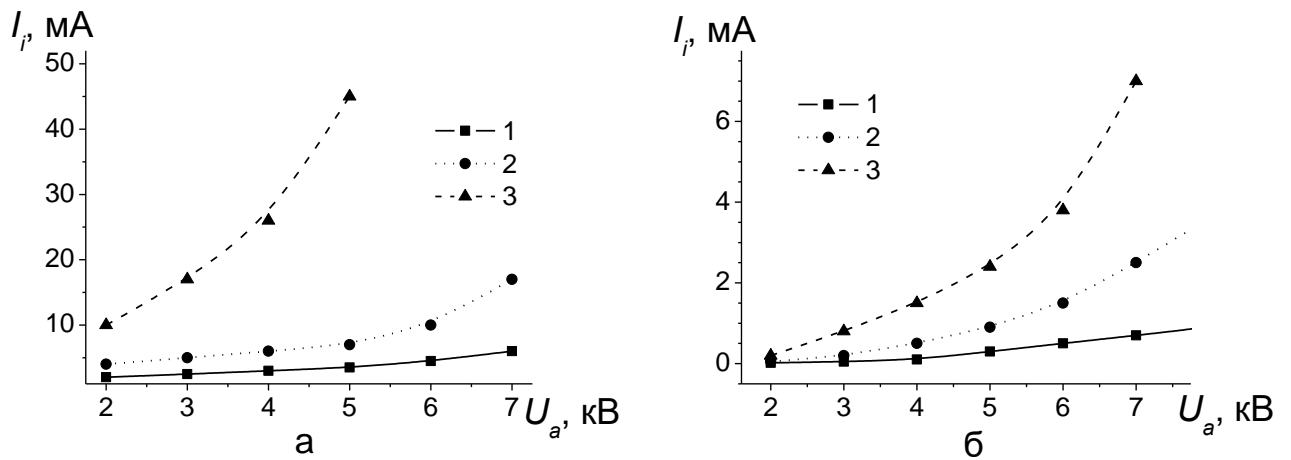


Рисунок 1.21 – Вольт-амперные характеристики ВТР при различном давлении и расстоянии анод–экстрактор: *а* – 5,5 см (1 – 4 Па; 2 – 5,5 Па; 3 – 7 Па); *б* – 0,7 см (1 – 4 Па; 2 – 5,5 Па; 3 – 7 Па) [92]

Однако для инициирования основного разряда ключевое значение имеет не столько ток обратных ионов в ускоряющем промежутке  $I_i$ , сколько ток ионов, прошедших анодную сетку/перфорированный электрод  $I_{id}$  (рисунок 1.22). Следовательно, геометрическая прозрачность эмиссионного электрода также влияет на инициирование основного разряда. Кроме того, как показали эксперименты [92], на

инициирование основного разряда оказывают влияние материал катода и род газа (рисунок 1.23).

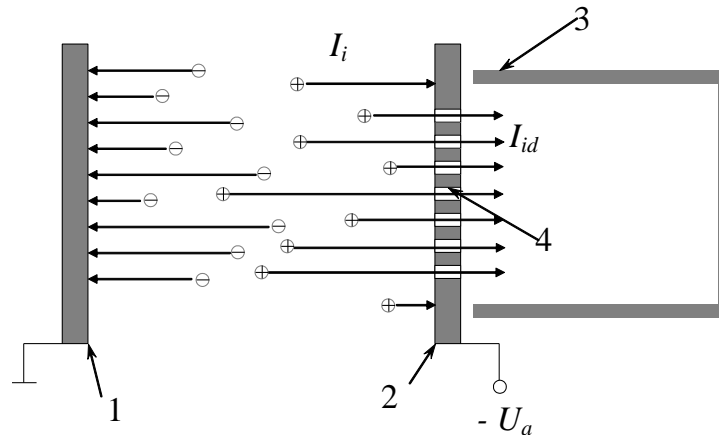


Рисунок 1.22 – Процессы в ускоряющем промежутке: 1 – ускоряющий электрод; 2 – эмиссионный электрод (анод); 3 – полый катод; 4 – эмиссионные отверстия [93]

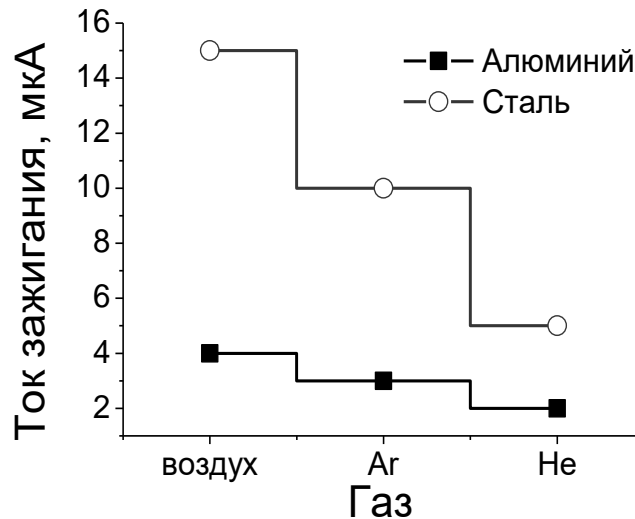


Рисунок 1.23 – Величина минимального проникающего ионного тока, инициирующая разряд в зависимости от рода газа и материала катодной полости [92]

Для объяснения полученных результатов исследований была предложена физическая модель инициирования разряда, описанная в [92, 93]. Высоковольтный тлеющий разряд в ускоряющем промежутке формирует ионный поток в сторону эмиссионного электрода 2 (см. рисунок 1.22). Этот поток, проникая в катодную полость 3 через отверстия 4, обеспечивает дополнительную электронную эмиссию с ее стенок, что в конечном счете и обуславливает зажигание разряда. Условие инициирования разряда с учетом поступающих в полость ионов извне описывается следующим выражением:

$$\frac{(\gamma_1 \cdot N_1 + \gamma_2 \cdot N_2) \cdot (e^{ad} - 1)}{N_{ik}} = 1, \quad (1.5)$$

где  $N_{ik}$  – критическое количество ионов, достаточное для существования самостоятельного разряда;  $N_1$  – количество ионов в разрядном промежутке в отсутствие высоковольтного разряда;  $N_2$  – количество ионов поступающих из ускоряющего промежутка;  $\gamma_1$  – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии для ионов, образованных в разрядном промежутке;  $\gamma_2$  – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии для ионов, проникших в разрядный промежуток.

Разница между  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  определяется только разницей энергий ионов. При этом очевидно, что у ионов, проникших из ускоряющего промежутка, энергия гораздо выше.

В проведенных экспериментах [92] не обнаружено зависимости минимального ионного тока  $I_{id}$ , инициирующего разряд, от напряжения на ускоряющем промежутке. Выражение (1.5) указывает на пороговый характер зажигания разряда. После инициирования разряда его дальнейшее существование определяется перестройкой разряда, связанной с формированием плазмы в катодной полости, и поэтому не зависит от ускоряющего напряжения (рисунок 1.24).

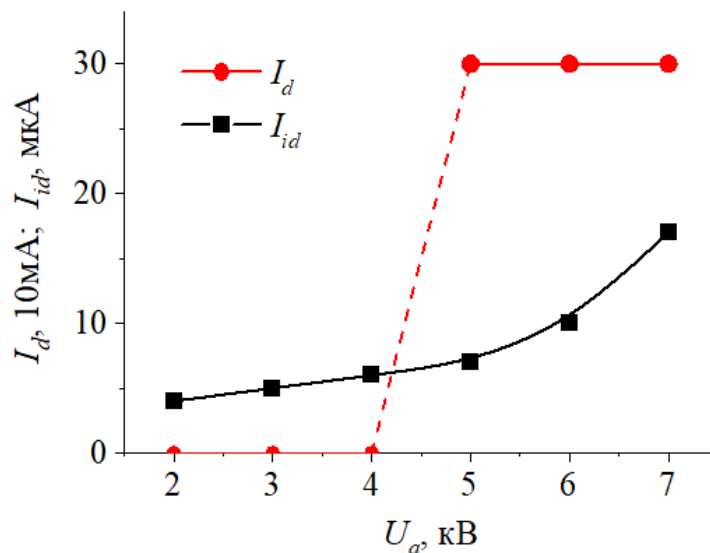


Рисунок 1.24 – Инициирование разряда ( $I_d$ ) проникающим в полость ионным током ( $I_{id}$ ), давление 5 Па [92]

Таким образом, увеличение ускоряющего напряжения и/или прозрачности эмиссионного электрода, повышение давления газа и соответствующий выбор пары рабочий газ – материал катода обеспечивает снижение напряжения зажигания основного разряда (рисунок 1.25).

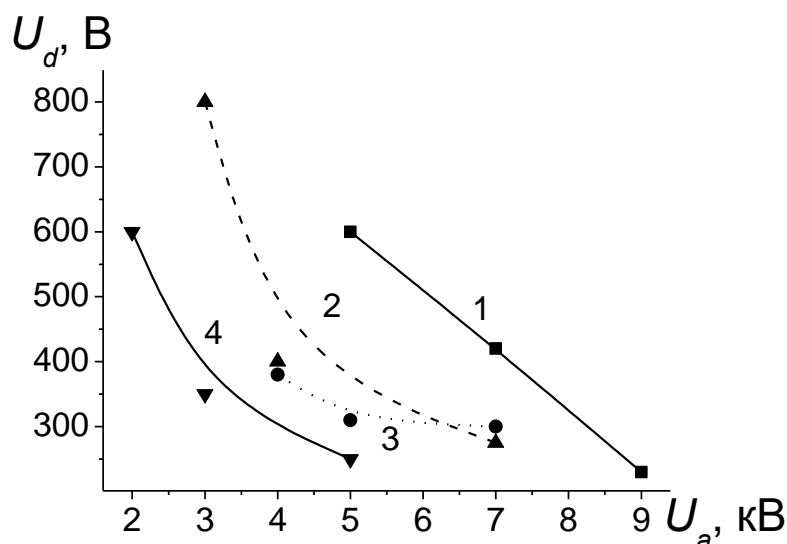


Рисунок 1.25 – Напряжение зажигания разряда форвакуумного плазменного источника электронов как функция напряжения  $U_a$  на ускоряющем промежутке для различных давлений газа: 1 – 5 Па; 2 – 5,5 Па; 3 – 6 Па; 4 – 8 Па [93]

#### 1.4.2 Эмиссия и формирование электронных пучков

При генерации электронного пучка обратный ионный поток существенно возрастает, и его влияние представляется главной особенностью процесса эмиссии электронов из плазмы при повышенных давлениях газа [86, 94–95]. Заметим, что при столь высоких давлениях ионизация остаточного газа в областях ускорения и транспортировки электронного пучка настолько велика, что пространственный заряд пучка полностью компенсирован ионами сгенерированной им плазмы.

Обратный ионный поток оказывает значительное влияние на снижение электрической прочности ускоряющего промежутка. Данный эффект можно объяснить при помощи модели, описанной в [94, 96]. Суть предложенной модели составляет положение о том, что пробой ускоряющего промежутка наступает при проникновении в него плазмы из разрядной области. Условий для такого проникновения два. Первое – уменьшение толщины прианодного слоя пространственного заряда, отделяющего разрядную плазму от анода, до величины, меньшей размера эмиссионных отверстий, что

приводит к нарушению сеточной стабилизации плазменной границы. Второе условие состоит в том, что оцененное из «закона степени 3/2» расстояние «плазма – ускоряющий электрод» должно быть меньше протяженности ускоряющего промежутка. При выполнении этих условий происходит переключение разрядного тока с анода на ускоряющий электрод, сопровождающееся резким падением напряжения на ускоряющем промежутке и возрастанием тока нагрузки высоковольтного источника (ограниченного лишь величиной балластного резистора), что и рассматривается как пробой. Основной причиной уменьшения толщины прианодного слоя является возрастание концентрации плазмы как за счет увеличения разрядного тока, так и в результате поступления газовых ионов из ускоряющего промежутка и пространства дрейфа. С другой стороны, рост потенциала плазмы, вызываемый в конечном счете повышением потенциала ускоряющего электрода, приводит к увеличению толщины слоя. При этом потенциал плазмы полагается положительным по отношению к аноду. В [94] получено выражение для потенциала плазмы  $\varphi_p$  с учетом баланса токов, а также возможности проникновения поля ускоряющего электрода в эмиссионные отверстия.

$$\varphi_p = \frac{kT_e}{e} \ln \left[ \frac{S_a j_e \left( 1 + \xi \left( \exp \left( \frac{eD\varphi_e}{kT_e} \right) \right) \right)}{I_d} \right], \quad (1.6)$$

где  $j_{ex}$  – плотность хаотического электронного тока в плазме;  $\varphi_e$  – потенциал ускоряющего электрода;  $D$  – электрическая прозрачность анодного электрода;  $S_a$  – площадь анода;  $\xi$  – отношение площадей эмиссии и анода.

С использованием выражения для толщины  $l$  прианодного слоя пространственного заряда

$$l = \frac{2}{3} \left( \frac{\varepsilon_0}{j_i} \sqrt{\frac{2e}{M_i}} \right)^{1/2} U^{3/4}, \quad (1.7)$$

и условия проникновения плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток в виде соотношения  $l = \beta h$ , получена формула, связывающая предельный разрядный ток с параметрами разрядно-эмиссионной системы, а также сортом и давлением газа:

$$I_{dm} = \frac{4}{(\beta h)^2} \left[ \frac{\varepsilon_0 \Phi_p^{3/2}}{\sqrt{ekT_e}} \left( 1 - \frac{3}{4} n_n Q_e d \frac{Q_i}{Q_n} \sqrt{\frac{MT_e}{mT_i}} \right) \right] \left( 0,4 \cdot e \cdot S_c \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} \right), \quad (1.8)$$

где  $n_n$  – концентрация нейтралей в ускоряющем промежутке;  $Q_e$ ,  $Q_i$ ,  $Q_n$  – сечение ионизации газовых молекул быстрыми электронами, полное сечение взаимодействия медленного иона в плазме, сечение перезарядки быстрого иона соответственно;  $M$ ,  $T_i$  – масса иона и температура ионного компонента плазмы;  $d$  – протяженность ускоряющего промежутка,  $h$  – внутренний размер ячейки сетки,  $\beta < 1$  и определяется экспериментально.

Расчеты, проведенные согласно (1.6) и (1.8), удовлетворительно совпадают с экспериментальными результатами и указывают пути повышения электрической прочности, а следовательно, и пути увеличения тока пучка и энергии электронов. Вместе с тем следует отметить, что указанные выше соотношения получены для непрерывного режима работы электронного источника и при сравнительно небольших величинах разрядного и эмиссионного токов.

Еще одним важным параметром электронных источников, на который оказывает влияние обратный ионный поток, является однородность эмитирующей плазмы, а следовательно, и однородность электронного пучка по его сечению [91, 97]. Для электронных пучков большого сечения это обстоятельство является существенным. Подтверждением того факта, что обратный ионный поток влияет на однородность распределения плазмы в основном разряде, может служить распределение плотности зондовых токов при наличии ускоряющего напряжения и без него, измеренное в плазме разряда вблизи анода (рисунок 1.26). Причем зонды были установлены таким образом, чтобы быстрые ионы из ускоряющего промежутка не попадали на них. При этом величина неоднородности плотности тока и концентрации плазмы существенно снижается при уменьшении размера эмиссионного отверстия (ячейки сетки) и снижении давления газа (рисунок 1.27).

Поскольку основная причина существования локальных максимумов связана с обратным потоком ионов в плазму из ускоряющего промежутка, то, по мнению авторов работы [97], одно из возможных решений проблемы повышения однородности состоит в создании условий для равномерного рассеяния этого потока. С целью определения оптимальной с указанной точки зрения конфигурации эмиссионного электрода в работе [98] был проведен анализ траекторий ионов, образованных в ускоряющем промежутке.

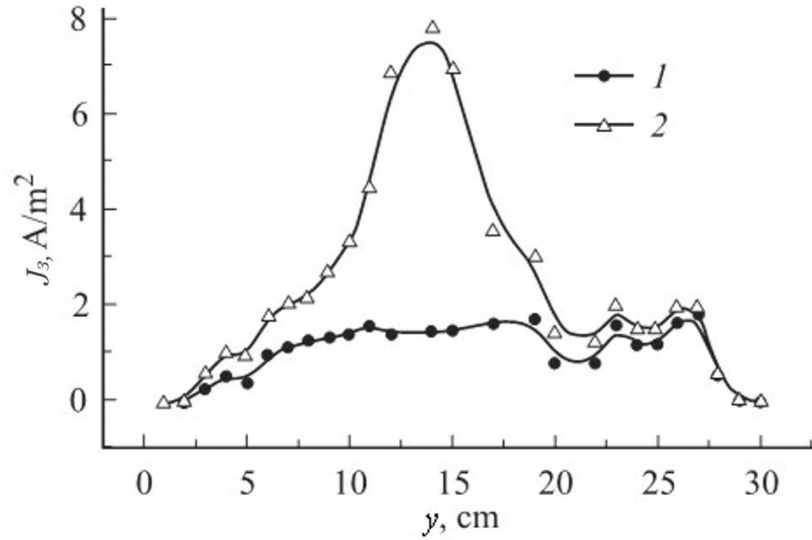


Рисунок 1.26 – Распределение плотности зондового тока в прианодной плазме для ускоряющих напряжений 0 (1) и 3 кВ (2) [97]

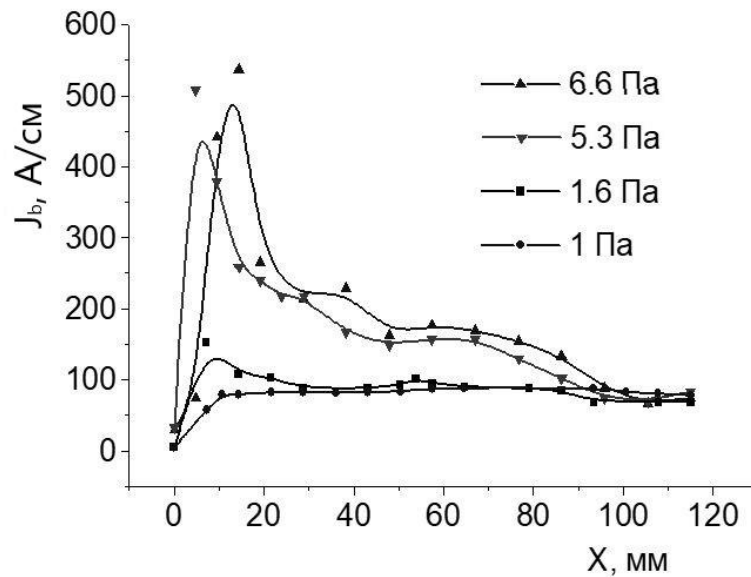


Рисунок 1.27 – Распределение плотности тока по ширине пучка при различных давлениях. Ускоряющее напряжение 4 кВ, ток разряда 500 мА [97]

По результатам проведенного анализа была предложена конструкция ускоряющего промежутка электронного источника с целью повышения однородности пучка. Решение состояло в использовании двойной эмиссионной сетки, одна из которых, с более крупной ячейкой, была обращена к ускоряющему электроду. Идея заключалась в таком изменении направления движения ионов, чтобы они не попадали в ту ячейку эмиссионной сетки, из которой вышли электроны, эти ионы породившие.

Измеренные распределения плотности тока в пучке при использовании одной и двух сеток (рисунок 1.28) подтвердили правильность сделанных выводов. Применение двойной сетки позволило снизить неоднородность пучка с 30 до 10 % при тех же давлениях газа и токах пучка.

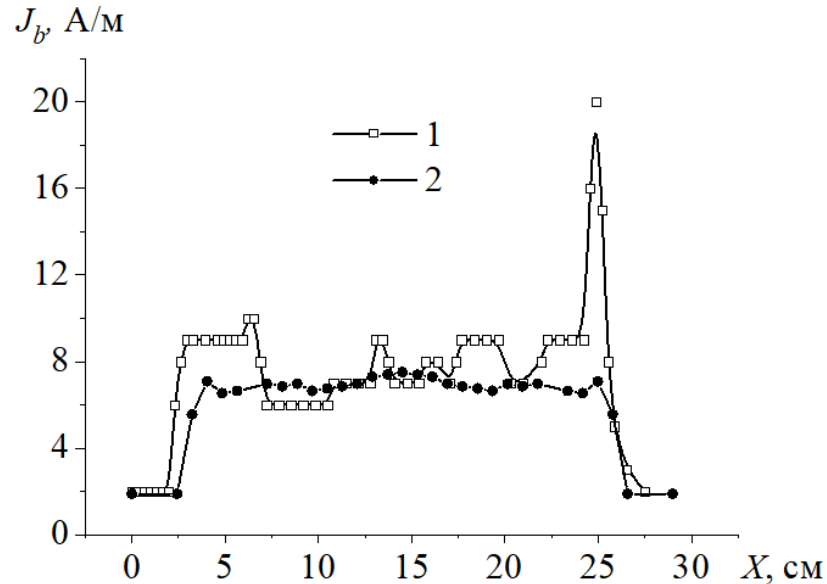


Рисунок 1.28 – Распределение плотности тока в пучке при использовании одной (1) и двух сеток (2) [97].

Таким образом, обратный ионный поток оказывает существенное влияние на функционирование форвакуумных электронных источников, работающих в непрерывном режиме, определяя максимальные токи разряда, эмиссии и пучка, предельное давление и ускоряющее напряжение (энергию электронов). Есть все основания полагать, что для импульсных широкоапертурных форвакуумных источников электронов, токи эмиссии которых на порядок превышают аналогичные величины источников, работающих в непрерывном режиме, обратный ионный поток будет иметь не меньшее значение. Существенное влияние на параметры импульсных форвакуумных электронных источников должны иметь временные характеристики, которые до выполнения настоящей работы не исследовались.



### 1.4.3 Конструкции источников электронов, функционирующих в форвакуумной области давлений, и их применение

Разработанные до начала и во время выполнения настоящей работы форвакуумные плазменные источники электронов можно разделить на две группы. Первая группа – источники цилиндрических электронных пучков [85–87, 90, 93, 99, 100], вторая – источники электронных пучков ленточной конфигурации [9, 95, 97, 101]. Обе группы указанных источников функционируют в непрерывном режиме.

На рисунке 1.29 представлен сборочный чертеж форвакуумного плазменного источника узкофокусированного электронного пучка на основе разряда с полым катодом, функционирующего в непрерывном режиме [93].

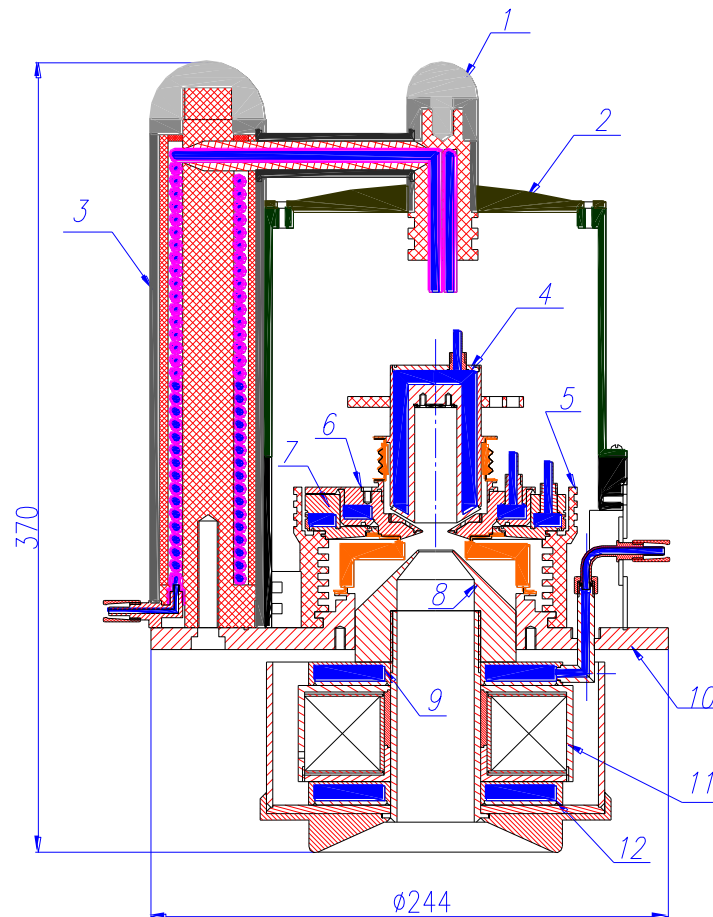


Рисунок 1.29 – Сборочный чертеж форвакуумного плазменного источника для генерации узкофокусированного непрерывного электронного пучка: 1 – высоковольтный ввод воды; 2 – корпус источника; 3 – водяное сопротивление; 4 – полый катод; 5 – капролоновый фиксатор; 6 – анод; 7 – анодный держатель; 8 – экстрактор; 9, 12 – водяные рубашки охлаждения; 10 – основной фланец; 11 – фокусирующая система [93]

Принцип работы источника электронов заключается в следующем: для зажигания плазмообразующего тлеющего разряда между полым катодом 4 и плоским анодом 6 подается постоянное напряжение до 1 кВ. Для улучшения зажигания основного разряда и расширения рабочего диапазона давлений в конструкции источника на задней стенке полого катода 4 предусмотрена возможность крепления пластин из материалов с высоким коэффициентом вторичной ионно-электронной эмиссии (Al, оксиды Al и т.п.). Полюс катод представляет собой цилиндр с внутренним диаметром 16 мм и высотой 50 мм. Плоский анод выполнен в виде диска с отверстием в центре диаметром 10 мм. В зависимости от задачи отверстие перекрывается мелкоструктурной вольфрамовой сеткой с ячейкой 0,36 мм<sup>2</sup> либо перфорированной танталовой пластиной толщиной 1 мм. Эмиссия электронов из плазмы тлеющего разряда и формирование пучка электронов осуществляются приложением напряжения до 25 кВ между плоским анодом 6 и экстрактором 8. Внутренний диаметр центрального отверстия в экстракторе составляет 14 мм. Ускоренный электронный пучок фокусируется магнитной фокусирующей системой 11, состоящей из короткофокусной магнитной линзы, помещённой для усиления магнитного поля в области фокусировки пучка в магнитопроводящий кожух с немагнитным зазором. В источнике электронов предусмотрена система охлаждения основных узлов, охлаждение осуществляется проточной водой. Давление регулируется подачей рабочего газа непосредственно в камеру. Параметры источника представлены в таблице 1.2.

**Таблица 1.2 – Эксплуатационные параметры форвакуумного плазменного источника узкофокусированного непрерывного электронного пучка [93]**

Выходное напряжение источника питания разряда, кВ	До 1
Ток разряда, А	До 1
Ускоряющее напряжение, кВ	До 25
Ток пучка, А	До 0,5
Диаметр пучка, мм	2-5
Мощность электронного пучка, кВт	До 7
Рабочий газ	Гелий, азот, метан, аргон, остаточная атмосфера и др.
Давление рабочего газа, Па	1–15

Из разработанных электронных источников с цилиндрическим пучком следует отметить источник электронов, описанный в [99, 100], позволяющий генерировать электронный пучок при давлениях газа до 100 Па.

Отличительной особенностью форвакуумных плазменных источников электронов является возможность непосредственной обработки непроводящих материалов. При этом эффективность электронно-лучевой обработки во многом определяется долей мощности электронного пучка, попадающей на облучаемую поверхность. Эта доля зависит от разности между энергией пучка (ускоряющим напряжением) и потенциалом облучаемого объекта. Поскольку определение потенциала непроводящего объекта технически достаточно сложная задача, авторами работ [102, 103] было осуществлено моделирование процесса электронно-лучевого облучения диэлектрика на примере взаимодействия электронного пучка с изолированной металлической мишенью.

На рисунке 1.30 представлена схема эксперимента для определения потенциала изолированной металлической мишени, облучаемой электронным пучком в форвакуумной области давлений.

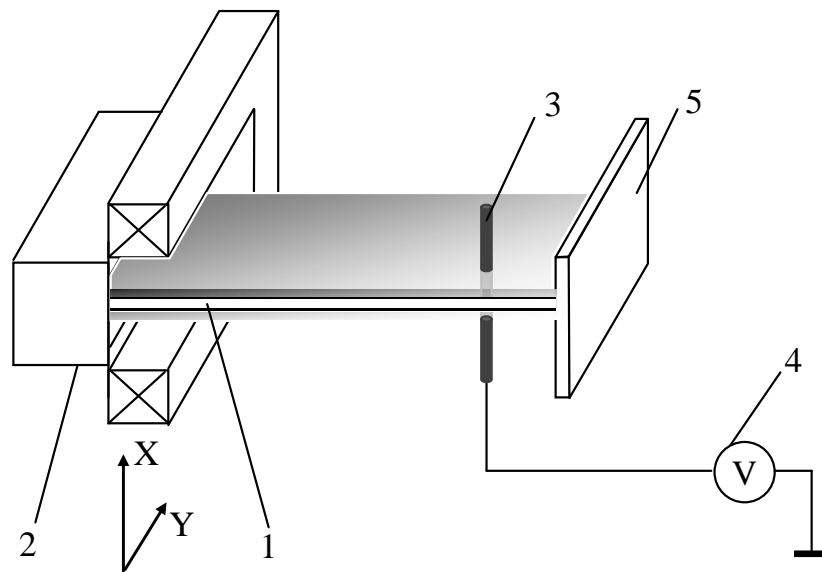


Рисунок 1.30 – Схема эксперимента: 1 – ленточный электронный пучок; 2 – электронный источник; 3 – мишень; 4 – вольтметр; 5 – коллектор.

Ленточный электронный пучок 1 генерировался плазменным источником электронов 2. Распространяющийся в пространстве дрейфа электронный пучок частично попадал на изолированную мишень 3, потенциал которой относительно земли измерялся

при помощи высокоомного вольтметра 4. Основная часть пучка попадала на коллектор 5. Энергия электронов пучка во всех экспериментах составляла 3 кэВ.

Как показали эксперименты [102, 103], потенциал изолированной мишени с увеличением давления заметно снижается по абсолютной величине (рисунок 1.31), оставаясь отрицательным во всем диапазоне изменения давления. Увеличение тока пучка приводит к понижению потенциала изолированной мишени (рисунок 1.32), что указывает на необходимость проведения измерений при больших токах, характерных для импульсных пучков. В случае попадания электронного пучка на заземленный коллектор величина наводимого на мишень потенциала заметно меньше (по абсолютной величине), и составляет единицы вольт. В условиях эксперимента потенциал изолированной мишени не превышал 100 В по абсолютной величине. Очевидно, что столь малые значения потенциала изолированной мишени по сравнению с энергией электронов не могут привести к искажению траектории электронного пучка и тем более к его отклонению от изолированной мишени. Полученные результаты позволили авторам работы [102] предположить, что и при облучении диэлектриков величина наводимого потенциала будет гораздо меньше ускоряющего напряжения.

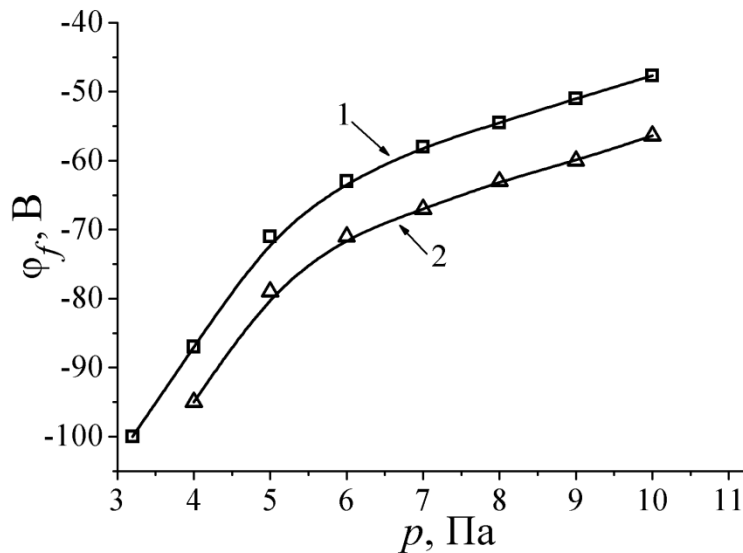


Рисунок 1.31 – Зависимость потенциала изолированной мишени  $\phi_f$  от давления  $p$  для токов пучка: 1 – 380 мА; 2 – 550 мА. Ускоряющее напряжение 3 кВ. Коллектор под плавающим потенциалом [102]

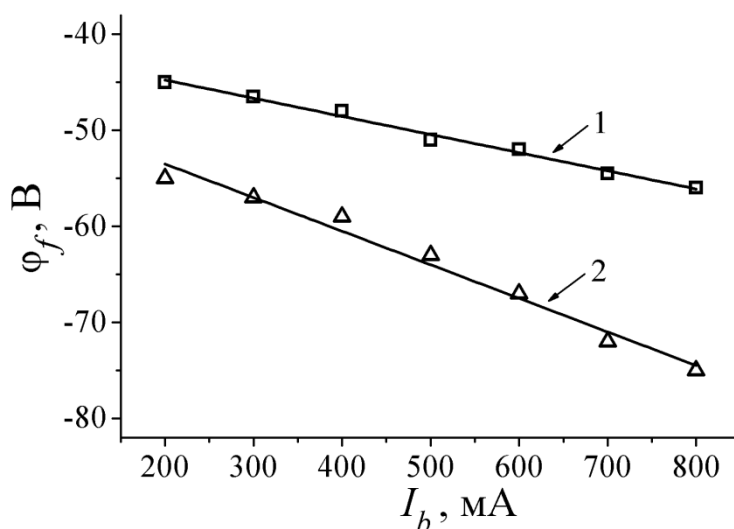


Рисунок 1.32 – Зависимость потенциала изолированной мишени  $\phi_f$  от тока пучка  $I_b$ . Давление: 1 – 4 Па; 2 – 6 Па. Коллектор под плавающим потенциалом. Ускоряющее напряжение 3 кВ [103]

Высокое значение удельной мощности электронного пучка, генерируемого источниками электронов в форвакуумном диапазоне давлений, и незначительное значение потенциала облучаемого изделия позволили успешно применять данные пучки для обработки диэлектриков, в частности, сваривать различные диэлектрики между собой.

Схема экспериментальной установки для проведения сварки приведена на рисунке 1.33. Для предотвращения термомеханических напряжений деталей применялся разогрев области, прилегающей к сварному шву, вспомогательным электронным пучком, для генерации которого служили электронные источники, генерирующие цилиндрический либо ленточный пучок [104]. Вспомогательный источник формировал электронный пучок, обеспечивающий разогрев области шириной несколько сантиметров вблизи шва, что обеспечивало более равномерное распределение температуры свариваемых деталей. С целью минимизации термомеханических напряжений, возникающих в области, прилегающей к стыку свариваемых деталей, ее нагрев проводился равномерно в течение 10–15 мин (в зависимости от размеров деталей). Плотность мощности электронного пучка, используемого для прогрева деталей, изменялась от 200 до 1500 Вт/см<sup>2</sup>. Электронно-лучевая сварка осуществлялась сфокусированным электронным пучком при плотности мощности на мишени 2000–2500 Вт/см<sup>2</sup>. Скорости нагрева и остывания выдерживались равными друг другу.

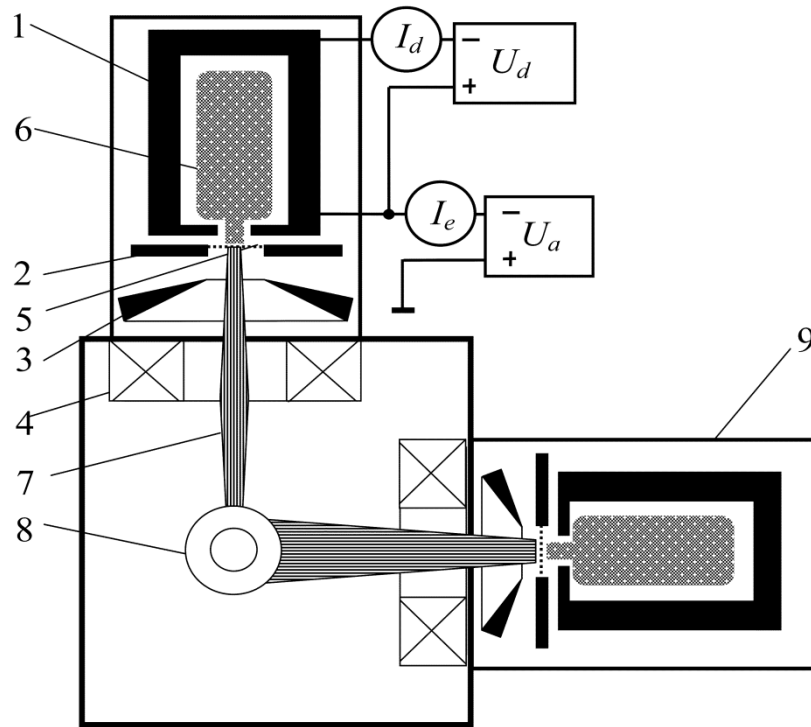


Рисунок 1.33 – Схема установки для сварки керамических труб: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – ускоряющий электрод; 4 – магнитная фокусирующая система; 5 – эмиссионное окно; 6 – эмиссионная плазма; 7 – электронный пучок; 8 – обрабатываемая деталь; 9 – источник вспомогательного электронного пучка [105].

При использовании различных вариантов крепления образцов осуществлялась сварка керамических деталей разных форм и размеров (рисунок 1.34). Сваренные трубчатые образцы испытывались на устойчивость к термоциклированию. Для этого они помещались в печь и нагревались от 20 до 900 °С за 2,5 ч. Затем осуществлялся цикл, включающий в себя выдержку при 900 °С в течение 20 мин, охлаждение на металлической плите до 20 °С, помещение в печь при температуре 600 °С, нагрев до 900 °С за 1 ч. Трубчатые образцы обоих типов керамик выдержали десять циклов «нагрев – охлаждение» без появления трещин в сварном шве. Также трубчатые образцы были испытаны на вакуумную плотность сварного соединения и оставались герметичными вплоть до  $10^{-3}$  Па.

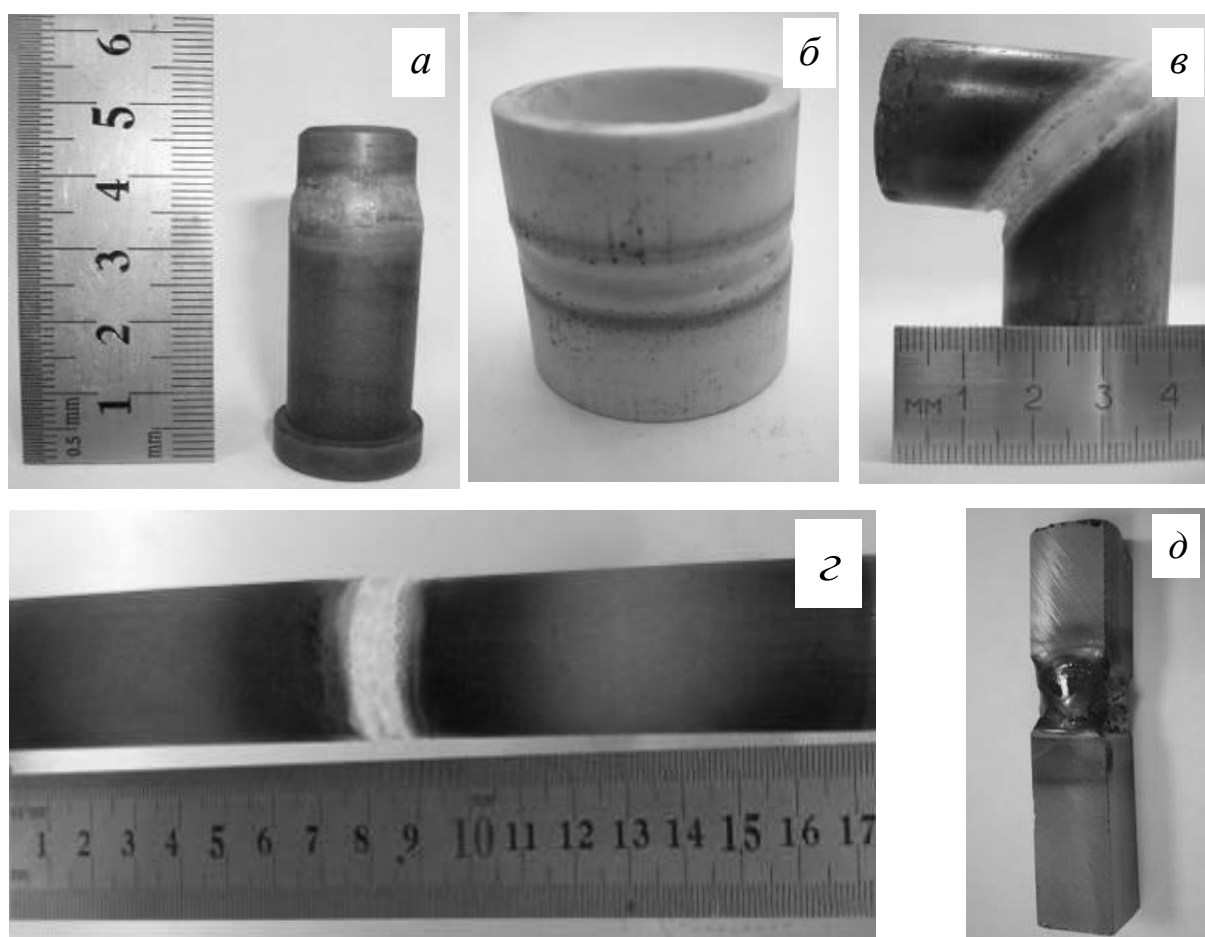


Рисунок 1.34 – Примеры сваренных диэлектрических материалов электронным пучком в форвакууме: *а, б* – керамические трубки из ВК94-1; *в* – керамические трубки, сваренные под углом 90 град; *г* – керамические трубки на основе талько-шамотной смеси; *д* – кремниевые образцы квадратного сечения

Кроме сварки диэлектриков, цилиндрический узкосфокусированный электронный пучок применялся для электронно-лучевой пайки металлокерамических узлов [106], размерной обработки диэлектриков, в частности, создания глубоких узких отверстий [107]. Использование расфокусированного цилиндрического электронного пучка, генерируемого теми же электронными источниками, позволило осуществить спекание керамики на основе оксида циркония [108, 109],  $Al_2O_3$  [110, 111], карбида кремния [112, 113]. Осаждение из паровой фазы распыленного электронным пучком материала диэлектрической мишени дало возможность получить покрытия на основе алюмооксидной керамики [114] и борсодержащие покрытия [115].

Для ряда применений, например проведения плазмохимических реакций, были разработаны электронные источники ленточного пучка, функционирующие в

форвакуумной области давлений [9, 91, 101]. Схема одного из таких источников представлена на рисунке 1.35 [101]. Плазменный источник представляет собой трехэлектродную систему, состоящую из прямоугольного полого катода *1* размером 280×75×40 мм, с возможностью изменения ширины выходной апертуры, плоского анода *3*, ускоряющего электрода *5*.

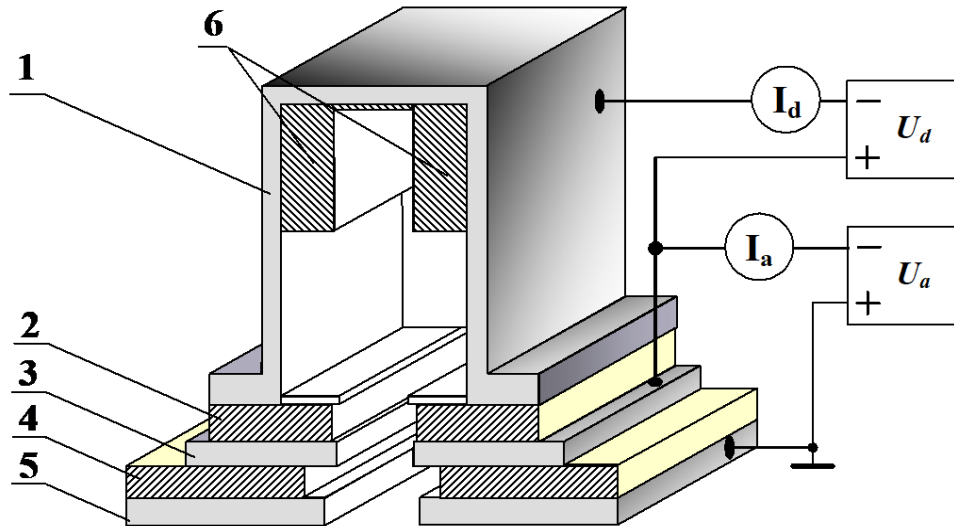


Рисунок 1.35 – Схема форвакуумного плазменного источника ленточных электронных пучков: *1* – полый катод; *2*, *4* – изоляторы; *3* – анод; *5* – ускоряющий электрод; *6* – катодная вставка [101]

Существенным отличием данного источника от [9, 91] является наличие в [101] катодной вставки *б*, роль которой заключается в повышении плотности плазмы вблизи границы отбора электронов, а следовательно, и увеличении плотности электронного пучка более чем на порядок величины по сравнению с ранее достигнутыми. Протяженность эмиссионного окна в аноде составляет 100 мм, ширину окна можно изменять в пределах 5–15 мм. Все электроды выполнены из нержавеющей стали. Охлаждение полого катода *1* и анода *3* осуществляется проточной водой, для этого в конструкции данных элементов предусмотрены водяные рубашки. Для фиксации положения плазменной границы окно в аноде перекрыто мелкоструктурной вольфрамовой сеткой с размером ячейки 0,36 мм<sup>2</sup> и геометрической прозрачностью 50 %. Капролоновые изоляторы *2* и *4* служат одновременно для механического крепления электродов и их электрической изоляции. Ускоренный электронный пучок фокусируется при помощи магнитной фокусирующей системы (на рисунке не показана),



состоящей из двух соленоидов прямоугольной формы, расположенных непосредственно в вакуумной камере. Параметры источника представлены в таблице 1.3.

**Таблица 1.3 – Эксплуатационные параметры ленточного форвакуумного плазменного источника электронов, функционирующего в непрерывном режиме [101]**

Выходное напряжение источника питания разряда, кВ	До 1
Ток разряда, А	До 1
Ускоряющее напряжение, кВ	До 10
Ток пучка, А	До 0,8
Размеры пучка в поперечном сечении, мм <sup>2</sup>	100x4
Мощность электронного пучка, кВт	До 5
Плотность тока пучка, при неоднородности распределения по сечению пучка, не превышающей 10 %, мА/см <sup>2</sup>	До 200
Рабочий газ	Гелий, азот, метан, аргон, остаточная атмосфера и др.
Давление рабочего газа, Па	5–15

Одно из применений ленточных электронных пучков – это создание пучковой плазмы большой площади [116]. Так, в работе [117] ленточный пучок использовался для генерации пучковой плазмы с плотностью порядка  $10^{10}$  см<sup>-3</sup> и температурой электронов уровня 2 эВ. При расположении в такой плазме подложек из полимерного материала происходила модификация их поверхности. Например, для органического стекла при воздействии пучковой плазмы угол смачивания уменьшался от 74 до 30 град (рисунок 1.36).

Кроме того, разработанные ленточные электронные источники применялись для плазмохимии, а именно для получения углеродных покрытий разложением газообразных углеводородов электронным пучком [118–120], а также в качестве ассистирующего пучка для равномерного нагрева диэлектрических деталей при их сварке [105].

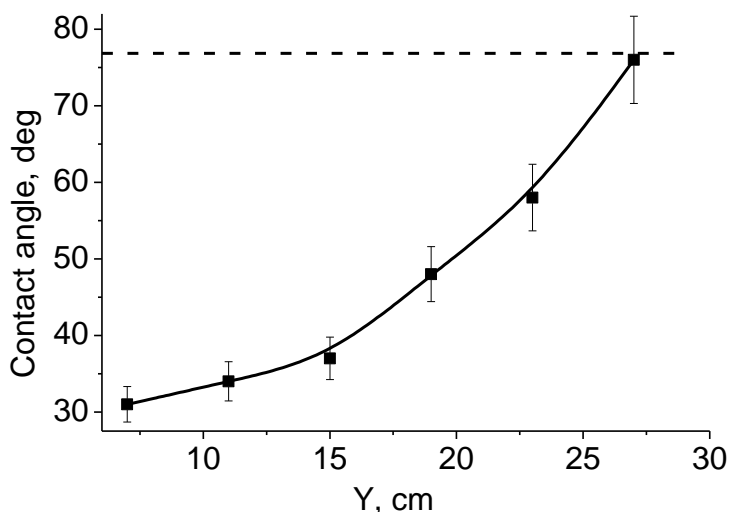


Рисунок 1.36 – Зависимость краевого угла смачивания поверхности органического стекла от расстояния от оси пучка  $Y$  [117]

Описанные результаты применения электронных источников, функционирующих в форвакуумной области давлений, позволяют утверждать, что данные устройства и технологии их применения имеют широкие перспективы как для внедрения в существующие технологические процессы с целью их улучшения, так и для создания на основе форвакуумных источников электронов новых технологий, связанных с обработкой, получением диэлектрических материалов. При этом представляются не менее перспективными технологии, связанные с импульсной обработкой диэлектрических материалов в форвакууме, что требует более пристального изучения данного вопроса.

### 1.5 Выводы и постановка задач исследования

По результатам проведенного обзора можно сделать следующие выводы. Разработанные к началу выполнения данной работы импульсные источники электронов с плазменным катодом обеспечивают достаточно высокие интегральные и удельные параметры пучка, что позволяет широко их использовать для обработки проводящих материалов. Однако указанные источники функционируют при давлении менее 1 Па, к тому же при приближении к верхней границе по давлению предельные параметры электронного пучка существенно снижаются. Способные функционировать при давлениях до десятков паскалей, импульсные источники на основе ВТР обладают сравнительно узким диапазоном параметров электронного пучка. Кроме того, у

источников на основе ВТР имеется существенный недостаток, состоящий в невозможности независимой регулировки тока пучка и энергии электронов ввиду диодной системы устройства этих источников.

Разработанные источники электронов, обеспечивающие генерацию пучков в форвакуумной области давлений, функционируют исключительно в непрерывном режиме что не позволяет их использовать для ряда применений, в частности, для обработки приповерхностных слоев различных материалов. Таким образом, разработка источника, способного генерировать в форвакууме импульсный электронный пучок с плотностью энергии в импульсе более  $10 \text{ Дж/см}^2$ , позволила бы успешно применить его для широкого круга новых технологических задач с использованием импульсных электронных пучков.

Для достижения целей настоящей диссертационной работы необходимо было решить следующие задачи:

1. Исследовать особенности процессов инициирования и горения импульсных систем тлеющего разряда с полым катодом и катодной дуги в форвакуумном диапазоне давлений, а также генерации в таких разрядных системах однородной плазмы с развитой эмиссионной поверхностью.

2. Исследовать эмиссионные свойства плазмы тлеющего разряда и катодной дуги в форвакуумном диапазоне давлений, а также особенности формирования и транспортировки в таких условиях импульсных широкоапертурных электронных пучков.

3. Разработать экспериментальные макеты форвакуумных плазменных источников широкоапертурных импульсных электронных пучков на основе тлеющего разряда и катодной дуги, исследовать характеристики этих устройств и определить максимальные параметры источников.

4. Исследовать основные физические механизмы, обеспечивающие процесс нейтрализации отрицательного заряда, наведенного импульсным электронным пучком, при облучении диэлектрических объектов в форвакуумном диапазоне давлений.

5. Продемонстрировать возможность использования разработанных форвакуумных плазменных источников широкоапертурных импульсных электронных пучков для непосредственной электронно-лучевой модификации поверхностных свойств диэлектрических изделий.

## ГЛАВА 2 РАЗРЯДНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В СИСТЕМАХ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ

Как было показано в главе 1, одним из главных условий получения электронных пучков большого сечения с высокой однородностью является создание плотной плазмы с достаточной по площади эмиссионной поверхностью и высокой однородностью вблизи эмиссионной границы. Переход в форвакуумный диапазон давлений и импульсный режим работы требует специального изучения данного вопроса. Данная глава посвящена исследованию функционирования тлеющего разряда с полым катодом и дугового разряда с катодным пятном в форвакуумном диапазоне давлений. Результаты исследований, изложенные в настоящей главе, опубликованы в [121–133, 178, 263, 264].

### 2.1 Методика и техника эксперимента

Исследования особенностей функционирования импульсных систем тлеющего разряда с полым катодом и дугового разряда с катодным пятном проводились на трех макетах форвакуумных плазменных источников электронов, отличающихся типом используемых разрядов для формирования эмиссионной плазмы, а также площадью выходной апертуры плазменного эмиттера.

Особенности функционирования импульсного тлеющего разряда с полым катодом исследовались на экспериментальном макете № 1 (рисунок 2.1) форвакуумного плазменного источника электронов, созданного ранее для генерации сфокусированных непрерывных электронных пучков [134]. Разрядная система плазменного источника электронов включала в себя следующие основные элементы: полый катод 1 протяженностью 68 мм и диаметром 28 мм; плоский анод 2 с эмиссионным окном 3 диаметром 10 мм, перекрытым мелкоструктурной сеткой  $0,2 \times 0,2 \text{ мм}^2$ . Катод источника изготовлен из меди, все остальные электроды источника, включая сетку, выполнены из нержавеющей стали. Импульсный ток разряда обеспечивался искусственной формирующей линией (ИФЛ) с внутренним сопротивлением 55 Ом (рисунок 2.2). Длительность импульса тока разряда регулировалась в пределах от 20 до 200 мкс путем изменения конфигурации формирующей линии. Частота повторения импульсов варьировалась в пределах от 0,1 до 10 Гц. Увеличение частоты следования импульсов выше 10 Гц ограничивалось возможностями системы электропитания разряда.

Амплитуда тока разряда (5–200 А) регулировалась изменением величины постоянного напряжения  $U_0$ , заряжающего формирующую линию. В качестве коммутирующего элемента использовался тиратрон ТГИ1-500/16, управляемый генератором импульсов ГИ-1.

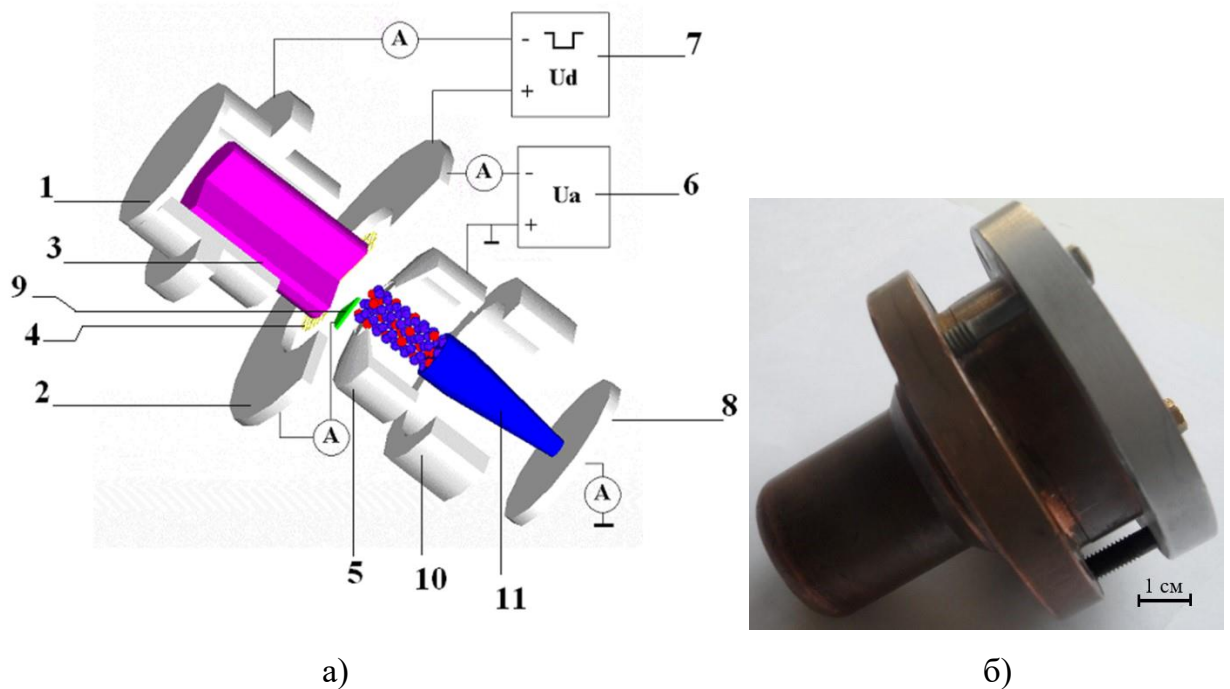


Рисунок 2.1 – Схема экспериментального макета № 1 (а) и внешний вид полого катода (б). 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – плазма; 4 – сетка; 5 – экстрактор; 6 – источник постоянного ускоряющего напряжения; 7 – источник импульсного напряжения; 8 – коллектор; 9 – зонд; 10 – фокусирующая катушка; 11 – пучок

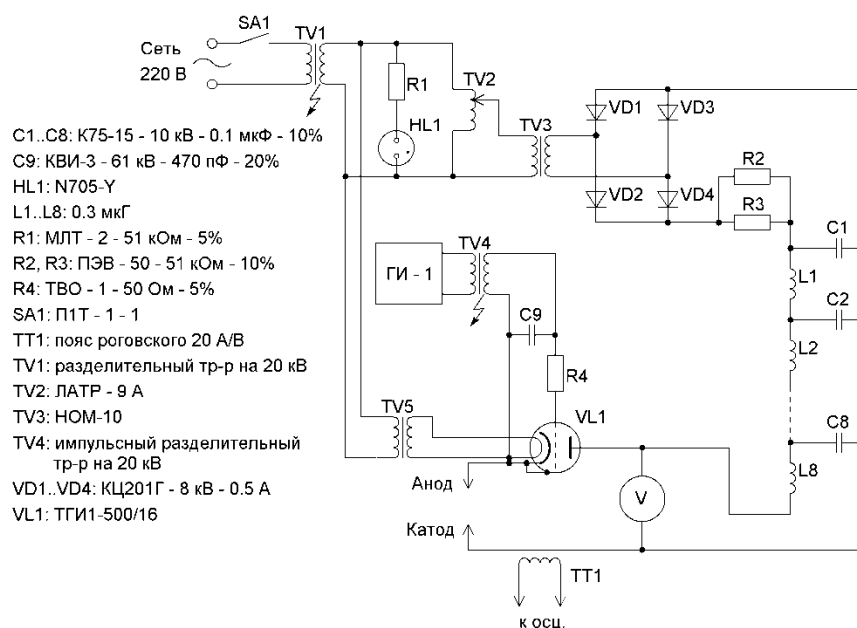


Рисунок 2.2 – Принципиальная схема электропитания импульсного разряда

Характерные осциллограммы напряжения и тока разряда представлены на рисунке 2.3.

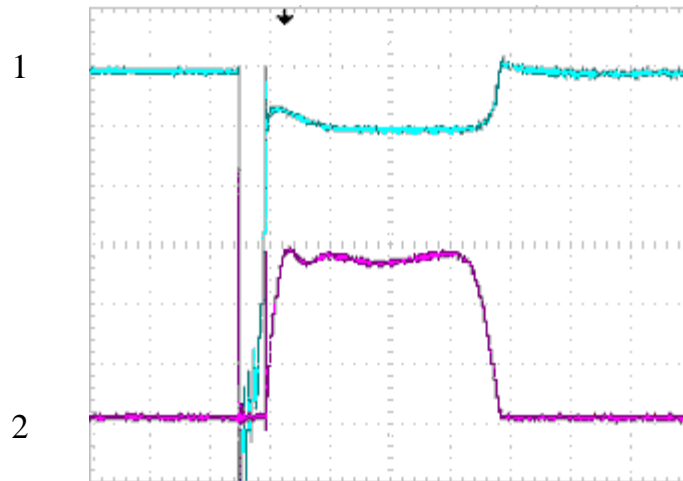


Рисунок 2.3 – Характерные осциллограммы напряжения катод-анод (1) и тока разряда (2). (500 В/дел, 10 А/дел, 25 мкс/дел)

Для проведения исследований по формированию в разрядно-эмиссионной системе на основе тлеющего разряда с полым катодом электронного пучка большого сечения применялся экспериментальный макет № 2 (рисунок 2.4) [135].

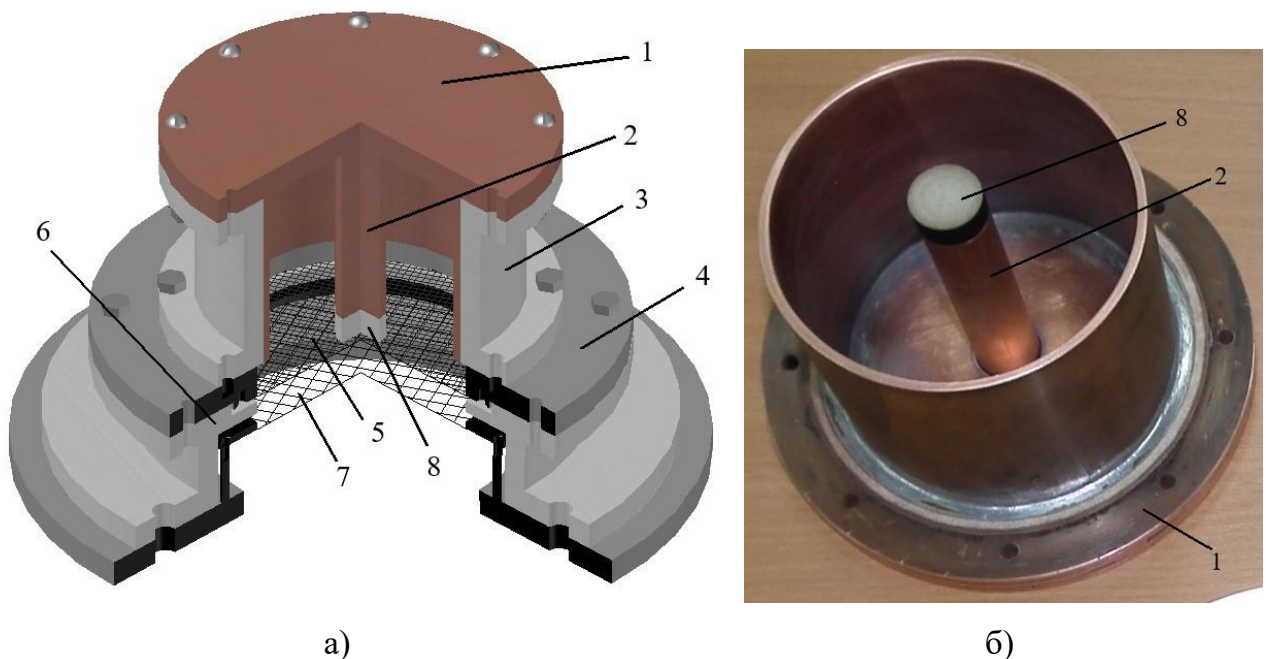


Рисунок 2.4 – Экспериментальный макет широкоапертурного импульсного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом (а) и внешний вид полого катода (б): 1 – полый катод; 2 – катодная вставка; 3 – изолятор разрядного промежутка; 4 – анодный фланец; 5 – анодная сетка; 6 – изолятор ускоряющего промежутка; 7 – сетка экстрактора; 8 – ситалловая вставка

Конструктивно плазменный источник электронов включает в себя выполненный из меди катодный фланец с закрепленным на нем полым цилиндрическим катодом *1* диаметром 93 и высотой 70 мм. На оси полости катода установлена медная цилиндрическая катодная вставка *2* диаметром 19 мм. Анодом разрядной системы служит электрод *5*, представляющий собой сетку из нержавеющей стали с размером ячейки 0,6×0,6 мм и геометрической прозрачностью 70 %. Сеточный анод *5* жестко закреплен на фланце *4*. Изолятор *3* разрядного промежутка выполнен из капролона. Диаметр и высота изолятора равны 100 и 70 мм соответственно.

Длительность импульса тока разряда регулировалась в пределах от 10 до 1000 мкс частотой повторения 0,1–50 Гц и амплитудой до 150 А. Типичные осциллограммы тока разряда и тока эмиссии электронов (полного тока пучка) представлены на рисунке 2.5.

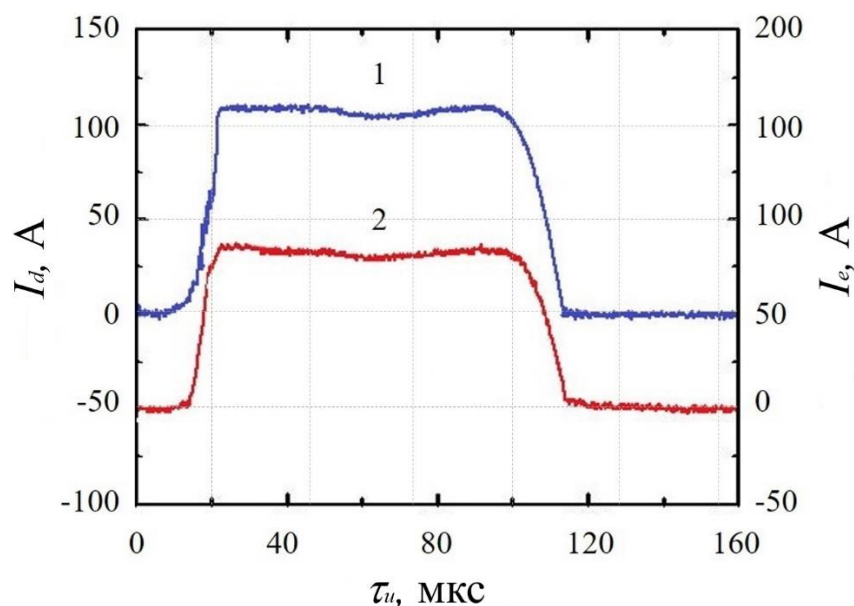


Рисунок 2.5 – Характерные осциллограммы импульсов тока разряда (*I*) и тока эмиссии электронов (*2*). Ускоряющее напряжение – 10 кВ, давление газа (воздух) – 12 Па

Для исследования особенностей функционирования форвакуумного плазменного источника электронов на основе дугового разряда с катодным пятном использовался экспериментальный макет № 3 (рисунок 2.6) [136]. Катод *1* плазменного источника электронов представляет собой цилиндрический медный стержень диаметром 5 мм, заключенный в керамический изолятор *2*, который обеспечивает электрическую изоляцию катода и ограничивает его рабочую область торцевой поверхностью.

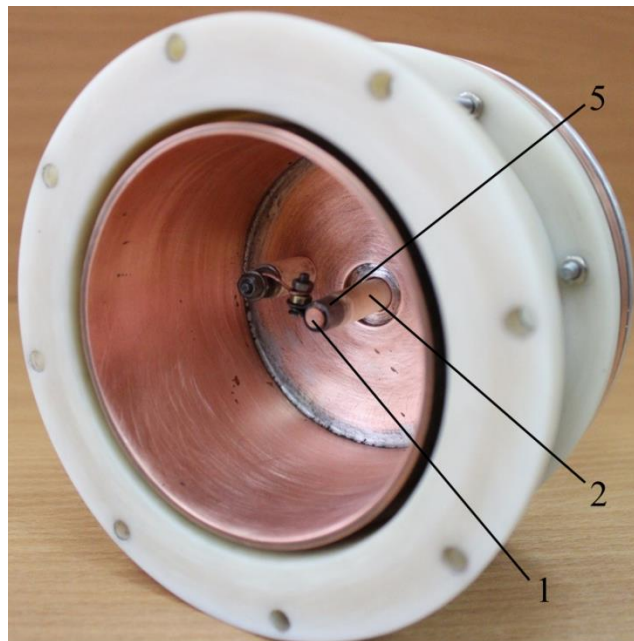
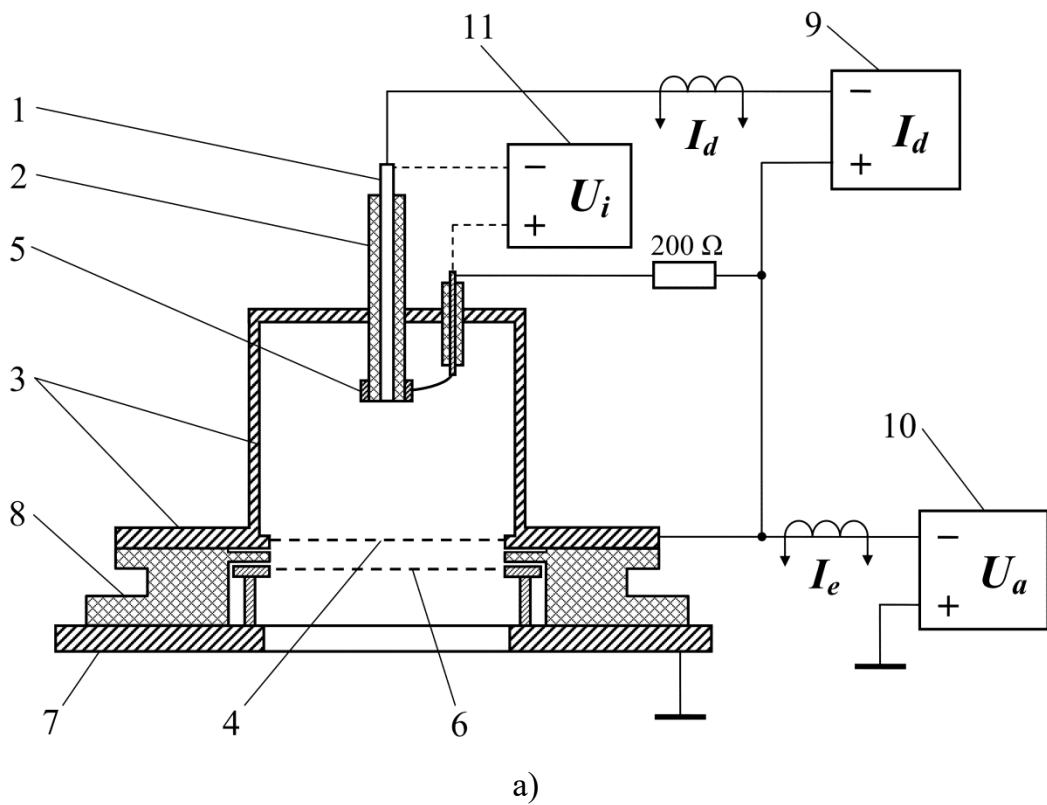


Рисунок 2.6 – Схема экспериментального макета широкоапертурного импульсного источника электронов на основе катодной дуги (а) и внешний вид разрядного узла (б): 1 – катод; 2 – керамический изолятор; 3 – анод; 4 – эмиссионный электрод; 5 – поджигающий электрод; 6 – экстрактор (ускоряющий электрод); 7 – фланец вакуумной камеры; 8 – изолятор ускоряющего промежутка; 9 – импульсный блок питания разряда; 10 – блок питания ускоряющего напряжения; 11 – генератор поджигающих импульсов напряжения



Анод 3 выполнен в виде полого медного цилиндра высотой 80 мм и диаметром 100 мм, в основании которого выполнено эмиссионное окно диаметром 90 мм, перекрытое мелкоструктурной сеткой 4 (эмиссионный электрод) из нержавеющей стали с размером ячейки  $0,3 \times 0,3 \text{ мм}^2$  и геометрической прозрачностью 60 %. Расстояние между рабочей поверхностью катода 1 и эмиссионным электродом 4 составляет 45 мм. Зажигание дугового разряда осуществляется вспомогательным разрядом по поверхности керамики между катодом 1 и поджигающим электродом 5. Импульсный блок питания разряда 9 обеспечивал амплитуду тока разряда 8–400 А с длительностью импульсов 20–1000 мкс. Частота следования импульсов изменялась в диапазоне от 0,2 до 25 Гц.

При исследовании влияния давления рабочего газа на время задержки зажигания дугового разряда и время развития тока дуги, а также влияния обратного ионного потока на напряжение зажигания разряда инициирование катодного пятна осуществлялось в так называемом режиме «triggerless» [137–138]. В этом режиме поджигающий электрод 5 электрически соединен с анодом 3, а на торцевую поверхность керамического изолятора 2 между катодом и поджигающим электродом, наносится тонкая графитовая пленка, сопротивление которой обычно составляет 10–300 кОм. Вследствие того, что при таком подключении поджигающий электрод 5 фактически является вспомогательным анодом, для обеспечения переключения тока разряда на основной анод 3 ток в цепи поджигающего электрода ограничивается балластным сопротивлением 200 Ом.

Под временем зажигания дугового разряда подразумевается промежуток времени между моментом подачи напряжения на разрядный промежуток и моментом резкого падения напряжения на промежутке, сопровождающимся появлением тока в разрядном промежутке (рисунок 2.7,а). За время развития тока дуги принималось время, за которое величина тока разряда увеличивается от 0,1 до 0,9 от амплитуды установившегося тока дуги (рисунок 2.7,б).

В серии экспериментов по исследованию вероятности зажигания дугового разряда режим «triggerless» не использовался. В этом случае поджигающий электрод был отсоединен от анода, а для инициирования катодного пятна поджигающий импульс напряжения формировался отдельным генератором 11 (рисунок 2.6), который обеспечивал подачу импульса напряжения до 4 кВ с длительностью до 30 мкс ( $\tau_{ин}$ ). С помощью искусственной формирующей линии, обеспечивающей ток дугового разряда

100 А с длительностью импульса 300 мкс, на катод 1 и анод 3 подавалось напряжение 200 В, которого было недостаточно для самостоятельного инициирования дугового разряда.

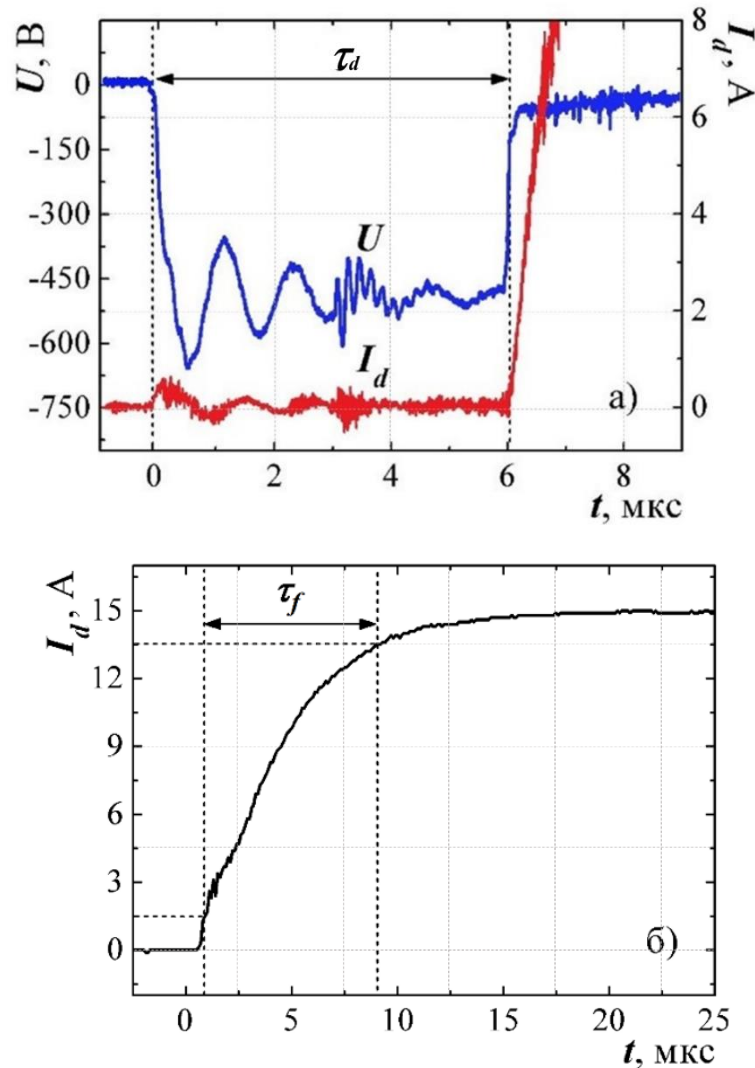


Рисунок 2.7 – Осциллограммы напряжения на разрядном промежутке и тока на начальном этапе развития дугового разряда: *а* – время зажигания разряда; *б* – время развития фронта тока дуги

На рисунке 2.8 представлены конструктивные схемы катодного узла, использованные в экспериментах по исследованию процессов зажигания дугового разряда. В качестве материала, разделяющего катод и поджигающий электрод, использовались керамика и феррит. При использовании керамики изменялась протяженность промежутка (поверхности диэлектрика) между электродами поджигающей системы, а также форма керамической вставки, которая стачивалась до усеченного конуса. В случае феррита использовались ферриты с разным удельным

сопротивлением, которое составляло десятки ом на метр, а протяженность промежутка вследствие того, что феррит достаточно хрупкий материал, была фиксированной и составляла 3 мм.

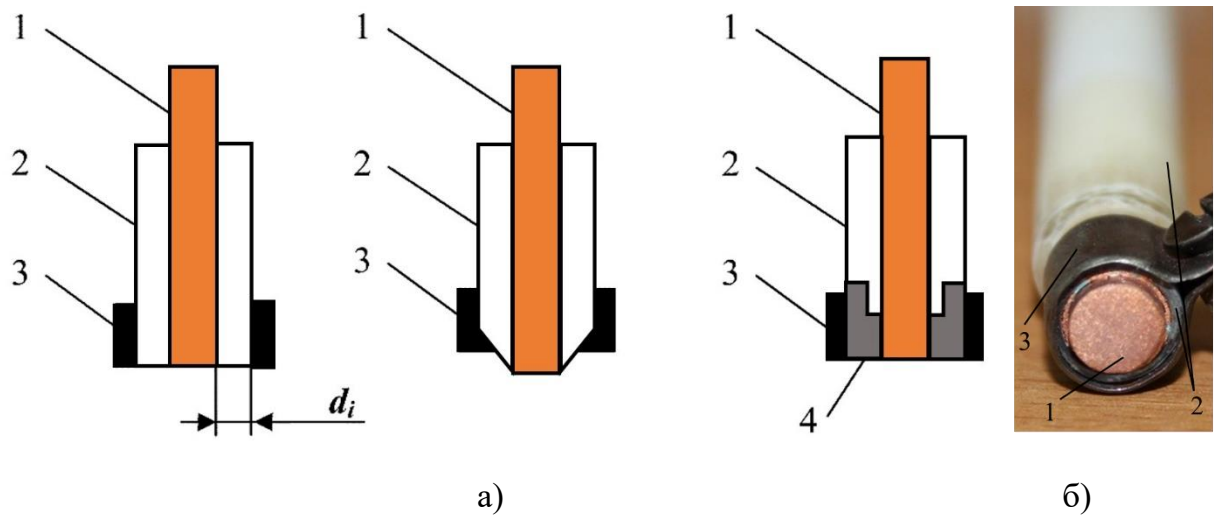


Рисунок 2.8 – Схемы конструкций (а) и внешний вид (б) катодного узла: 1 – катод; 2 – керамический изолятор; 3 – поджигающий электрод; 4 – ферритовая вставка;  $d_i$  – протяженность промежутка

Вероятность зажигания дугового разряда определялась по следующему очевидному соотношению:

$$\eta = \frac{N_d}{N_{\text{общ}}} \cdot 100\%, \quad (2.1)$$

где  $N_d$  – количество успешных актов зажигания дуги;  $N_{\text{общ}}$  – общее число импульсов поджигающего напряжения.

Экспериментальные макеты источников электронов размещались на вакуумной камере, которая откачивалась только механическим насосом. Рабочее давление 1–70 Па в вакуумной камере регулировалось подачей рабочего газа, в качестве которого использовались воздух, азот, аргон, гелий. В эксперименте по влиянию давления на время развития тока дуги (передний фронт импульса) вакуумная камера дополнительно откачивалась диффузионным насосом до давления  $10^{-2}$  Па.

Для измерения тока разряда применялись трансформаторы тока (пояса Роговского) чувствительностью 20 и 50 А/В, сигнал с которых подавался на осциллограф Tektronix TDS 2004B. Измерение напряжения разряда осуществлялось при помощи двух резистивных делителей HVP-15HF с коэффициентом деления 1:1 000.

Для измерения параметров плазмы использовалась зондовая методика, а также оптическая и масс-зарядовая спектроскопия. Для зондовых и оптических измерений в эмиссионном сеточном электроде 4 выполнялась диаметральная прорезь шириной 5 мм. Схема экспериментов по измерению параметров плазмы на примере разрядно-эмиссионной системы дугового разряда представлена на рисунке 2.9.

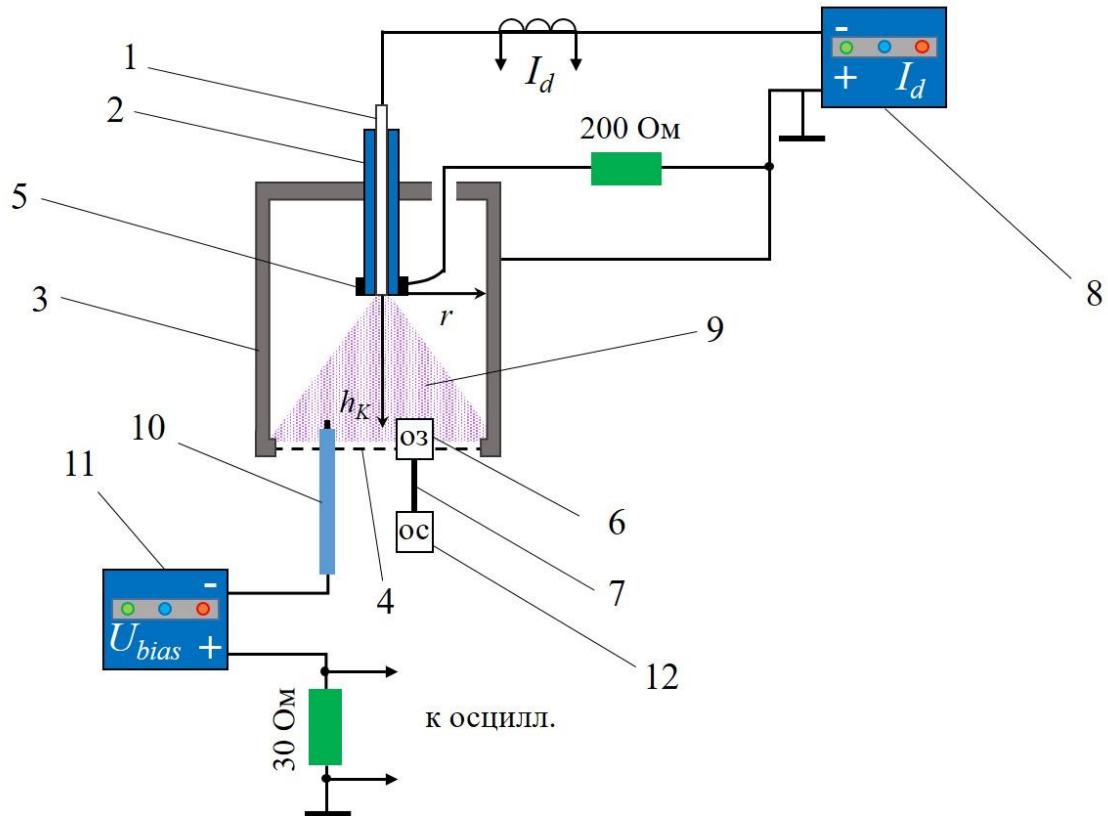


Рисунок 2.9 – Схема измерения параметров плазмы дугового разряда: 1 – катод; 2 – керамический изолятор; 3 – анод; 4 – эмиссионный сеточный электрод; 5 – поджигающий электрод; 6 – оптический зонд; 7 – оптоволоконно; 8 – импульсный источник питания; 9 – плазма; 10 – одиночный Ленгмюровский зонд; 11 – источник постоянного напряжения; 12 – оптический спектрометр.

Исследование распределения концентрации плазмы в разрядном промежутке плазменного источника осуществлялось с помощью одиночного Ленгмюровского зонда 10, выполненного из вольфрама, открытая поверхность которого диаметром 0,8 мм и высотой 4 мм ограничивалась керамическим изолятором. Зонд размещался на системе перемещения (рисунок 2.10), которая обеспечивала передвижение зонда по двум координатам. Радиальная координата  $r$  отсчитывалась от оси симметрии разрядной ячейки источника, а высота  $h_K$  – от торцевой поверхности катода. Концентрация плазмы

определялась по току насыщения на ионной ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда. Для этого на зонд с помощью источника напряжения *11* (см. рисунок 2.9) подавалось постоянное отрицательное смещение  $-100$  В. С помощью осциллографического пробника Tektronix P2220 выходной сигнал снимался с резистора номиналом  $30$  Ом, включенного последовательно с одиночным зондом. Температура электронов определялась по наклону ВАХ зонда, построенной в полулогарифмическом масштабе. Концентрация плазмы в разные моменты времени в течение одного импульса определялась по осциллограмме, соответствующей току насыщения на зонд, для чего фиксировалось значение тока насыщения в необходимые моменты времени.

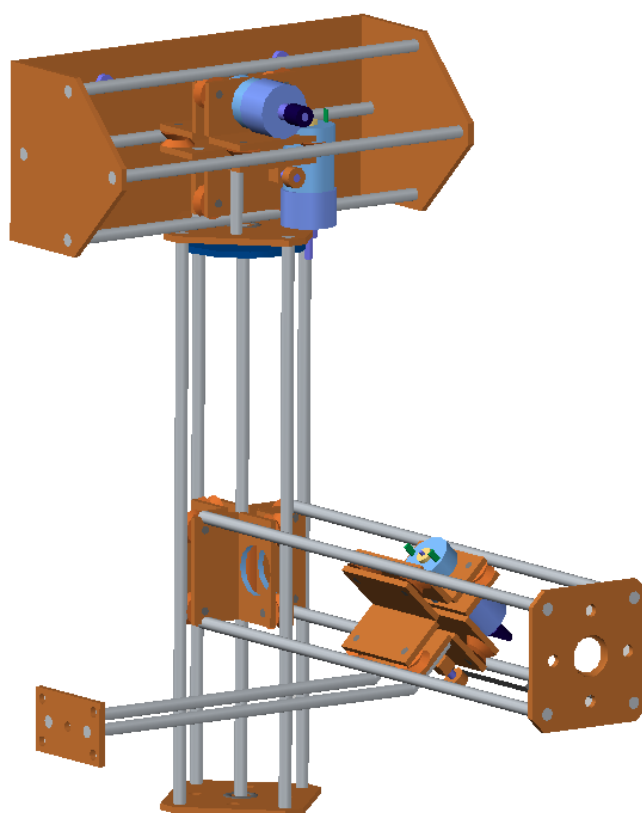


Рисунок 2.10 – Трехкоординатная система перемещения

Исследования оптических спектров излучения плазмы дугового разряда осуществлялись с помощью оптического зонда *12*, сигнал с которого по оптоволокну *13* передавался на спектрометр *14* – OceanOptics - 2000USB. Оптический спектрометр обеспечивал измерение спектральных линий в диапазоне длин волн  $200$ – $1100$  нм. Оптический зонд устанавливался на специальной системе перемещения. Вследствие того, что зонд погружался в разрядную плазму, для предотвращения непосредственного

контакта с плазмой оптический зонд защищался кварцевым стеклом. Идентификация наблюдаемых в эксперименте линий излучения проводилась по [139–143].

Схема экспериментальной установки, которая использовалась для исследования масс-зарядового состава плазмы дугового разряда, функционирующего в форвакуумном диапазоне давлений, представлена на рисунке 2.11. При исследовании масс-зарядового состава плазмы в качестве материала катода использовались медь (Cu) и магний (Mg). С целью сокращения длины транспортировки ионов из разрядной плазмы в область их анализа разрядная ячейка источника размещалась в вакуумной камере 7 в непосредственной близости от системы регистрации ионов. В данном случае вакуумная камера откачивалась безмасляным спиральным насосом 8, который обеспечивал скорость откачки 500 л/мин.

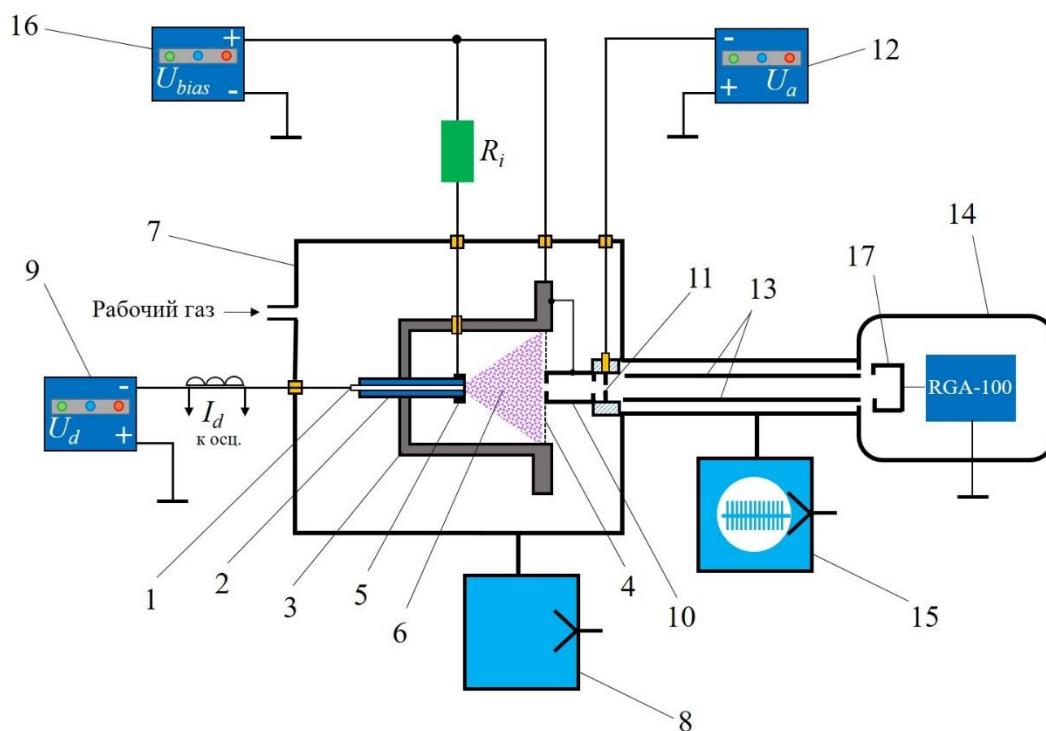


Рисунок 2.11 – Схема экспериментальной установки для исследования масс-зарядового состава плазмы: 1 – катод; 2 – керамический изолятор; 3 – анод; 4 – эмиссионный сеточный электрод; 5 – поджигающий электрод; 6 – разрядная плазма; 7 – вакуумная камера; 8 – спиральный насос; 9 – импульсный блок питания разряда; 10 – извлекающий электрод; 11 – ускоряющий электрод; 12 – источник ускоряющего напряжения; 13 – квадрупольные стержни; 14 – измерительный блок RGA-100; 15 – турбомолекулярный насос; 16 – блок питания потенциала смещения; 17 – цилиндр Фарадея

Измерения масс-зарядового состава ионов плазмы дугового разряда осуществлялись с использованием модернизированного квадрупольного масс-спектрометра RGA-100 [144]. Модернизация квадрупольного спектрометра заключалась в замещении ионизатора устройства специальным узлом, который обеспечивает извлечение ионов из плазмы в форвакуумном диапазоне давлений. Этот узел состоял из извлекающего электрода *10* и ускоряющего электрода *11*. Извлекающий электрод *10* представлял собой выполненный из дюралюминия тонкостенный цилиндр, внутренний диаметр которого составлял 10 мм. Для извлечения ионов из плазмы дугового разряда в центральной части эмиссионного сетчатого электрода *4* было выполнено отверстие диаметром 10 мм, в котором размещался извлекающий электрод *10*, имеющий форму цилиндра. Торец извлекающего электрода *10*, обращенный к разрядной ячейке, вакуумно-плотно перекрывался диском, в центральной части которого была выполнена апертура диаметром 1,5 мм. Данная конструкция извлекающего электрода обеспечивала необходимый перепад давления между областями горения дугового разряда и регистрации ионов. Извлекающий электрод *10* электрически соединялся с анодом *3* разрядной ячейки. Ускоряющий электрод *11*, размещавшийся после извлекающего электрода, представлял собой выполненный из дюралюминия диск с отверстием диаметром 5 мм в центральной части. На ускоряющий электрод *11* с помощью источника *12* постоянного напряжения подавался отрицательный относительно земли потенциал – 30 В. За ускоряющим электродом *11* располагался фильтр масс *13* (квадрупольные стержни), конструктивно совмещенный с измерительным блоком *14*. Область транспортировки и фильтрации ионов откачивалась турбомолекулярным насосом *15* до давления  $10^{-4}$ - $10^{-2}$  Па. На извлекающий электрод и, соответственно, анод с помощью источника *16* для извлечения и транспортировки ионов из разрядной плазмы подавался постоянный положительный потенциал смещения 60 В. Вследствие того, что цилиндр Фарадея *17*, входящий в конструкцию измерительного блока *14*, находится под потенциалом земли, подача дополнительного положительного смещения и ускоряющего потенциала обеспечивала транспортировку ионов в пространстве между квадрупольными стержнями *13* фильтра масс. Работа системы спектрометра происходила следующим образом. Извлекающий электрод *10* и ускоряющий электрод *11* обеспечивали извлечение и транспортировку ионов из области генерации плазмы в область фильтра масс *13*. Потенциалы квадрупольных стержней *13* автоматически

задавались измерительным блоком 14. Ионы, прошедшие фильтр масс, попадали на цилиндр Фарадея 17, сигнал с которого также автоматически измерялся блоком 14 и далее выводился на персональный компьютер. В экспериментах по исследованию масс-зарядового состава разрядной плазмы ток дугового разряда изменялся в диапазоне от 20 до 160 А, а длительность импульсов составляла 200 мкс. Частота следования импульсов изменялась от 1 до 25 Гц.

## 2.2 Тлеющий разряд с полым катодом

### 2.2.1 Особенности зажигания тлеющего разряда с полым катодом

Как отмечалось в главе 1 настоящей работы, в источниках электронов со стационарной плазменной границей формирование импульсного пучка, как правило, осуществляется сочетанием импульсного режима горения плазмообразующего разряда с постоянным ускоряющим напряжением. Использование постоянного ускоряющего напряжения обеспечивает стабилизацию эмиссионной границы плазмы и генерацию практически моноэнергетичного электронного пучка. Именно такой подход был сохранен при создании форвакуумных плазменных источников импульсных пучков электронов.

Практическое отсутствие в традиционных плазменных источниках широкоапертурных электронных пучков перепада давлений между областями генерации плазмообразующего разряда и ускорения электронов для форвакуумных плазменных источников электронов компенсируется относительно высоким значением самого давления. Кроме того, в форвакуумных плазменных источниках на процессы инициирования разряда может оказать влияние обратный поток ионов, генерируемых в «паразитном» слаботоочном высоковольтном тлеющем разряде (ВТР), возникающем в ускоряющем промежутке при напряжении в несколько киловольт. Впервые на это было обращено внимание при исследовании форвакуумных плазменных источников электронов в непрерывном режиме работы (см. раздел 1.4.1).

При приложении прямоугольного импульса напряжения к разрядному промежутку форвакуумного плазменного источника электронов можно выделить три характерные стадии процесса формирования разряда (рисунок 2.12): 1 – задержка  $\tau_d$  между приложением импульса напряжения и появлением заметного тока разряда; 2 – нарастание тока разряда (фронт импульса тока); 3 – выход на стационарный ток разряда.



Наряду с ожидаемым снижением времени  $\tau_d$  при увеличении амплитуды импульса напряжения на промежутке катод – анод  $U_0$  и/или повышении давления  $p$  в вакуумной камере, как показали эксперименты, на время  $\tau_d$  оказывает также влияние величина напряжения на ускоряющем промежутке  $U_a$ . Повышение этого напряжения существенно снижает величину  $\tau_d$  (рисунок 2.13). Как видно из представленных на этом рисунке результатов эксперимента, ускоряющего напряжения  $U_a$  в несколько киловольт оказалось достаточно для практически полного исчезновения задержки между моментом приложения напряжения на разрядном промежутке и появлением тока.

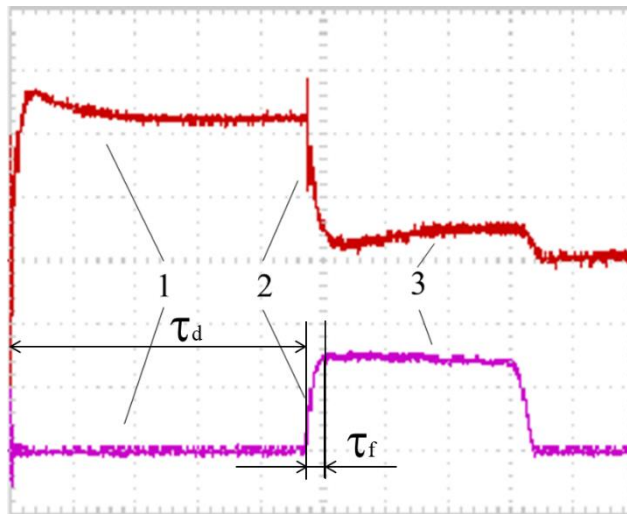


Рисунок 2.12 – Типичные осциллограммы импульсов напряжения на промежутке катод–анод (вверху, 1000 В/дел) и тока разряда (внизу, 20 А/дел), временная шкала 10 мкс/дел

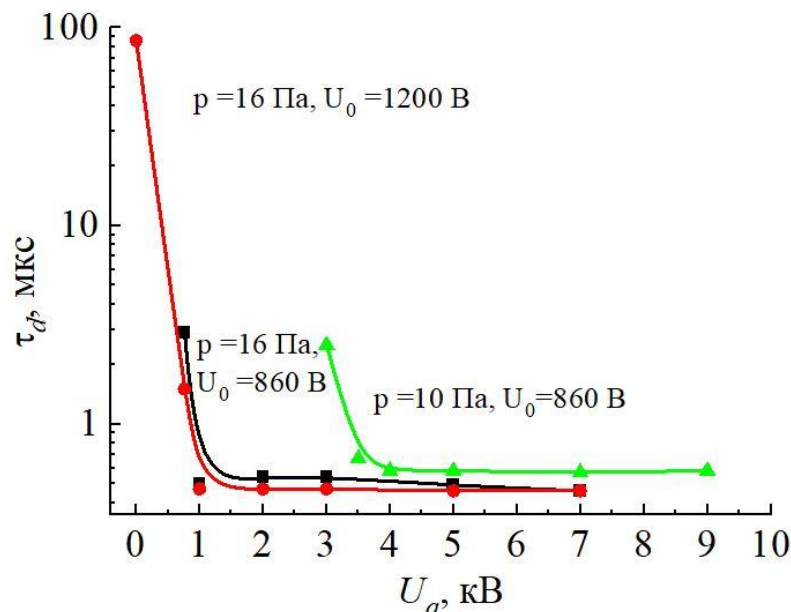


Рисунок 2.13 – Время запаздывания зажигания разряда  $\tau_d$  как функция ускоряющего напряжения  $U_a$  для различных давлений  $p$  и напряжений  $U_0$

Проведенные параллельно измерения ионного тока на зонд 9 (см. рисунок 2.1) в отсутствие плазмообразующего разряда показали возрастание этого тока как с увеличением ускоряющего напряжения  $U_a$ , так и с повышением давления  $p$  (рисунок 2.14). Это дало основания объяснить влияние ускоряющего напряжения на запаздывание зажигания разряда (см. рисунок 2.13) в форвакуумном плазменном источнике электронов в рамках представлений об иницирующей роли ионов из ускоряющего промежутка, генерируемых в «паразитном» слаботочном высоковольтном тлеющем разряде (ВТР). Особенность импульсного режима плазменного источника электронов состоит в том, что время задержки разряда имеет значение для обеспечения стабильных параметров электронного пучка. Повышение ускоряющего напряжения приводит к росту тока ВТР, что, в свою очередь, обуславливает возрастание обратного ионного потока (см. рисунок 2.14) и, соответственно, усиливает степень его влияния на процессы иницирования и горения разряда. Заметная доля этих ускоренных ионов обратного потока попадает через эмиссионное отверстие в разрядный промежуток плазменного источника, стимулируя в результате ионно-электронной эмиссии со стенок катодной полости генерацию дополнительных электронов. Очевидно, что чем больше иницирующих ионов, тем большее количество вторичных электронов выбивается из стенок катодной полости и тем быстрее происходит процесс формирования разрядной плазмы.

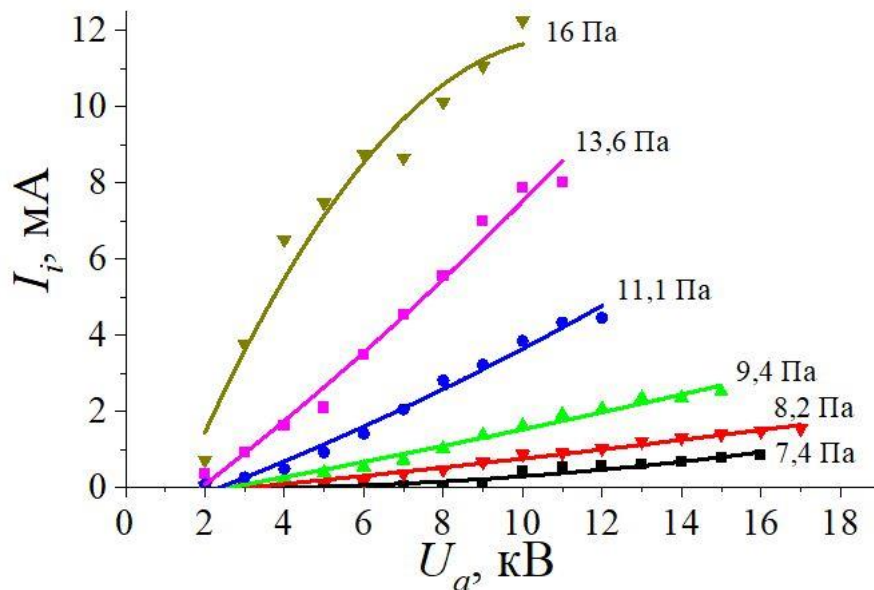


Рисунок 2.14 – Полный обратный ток ионов  $I_i$  как функция ускоряющего напряжения  $U_a$  для различных давлений  $p$

Фронт импульса тока разряда прежде всего определяется индуктивностью источника электропитания [145]. В то же время, как отмечалось еще Н.А. Капцовым [146], следует также учитывать и физические процессы, определяющие формирование разряда. На рисунке 2.15 представлены зависимости времени нарастания тока разряда до максимального значения  $\tau_f$  в зависимости от амплитуды напряжения  $U_0$ , приложенного к разрядному промежутку, для различных давлений газа. Видно, что с ростом напряжения  $U_0$  величина  $\tau_f$  снижается.

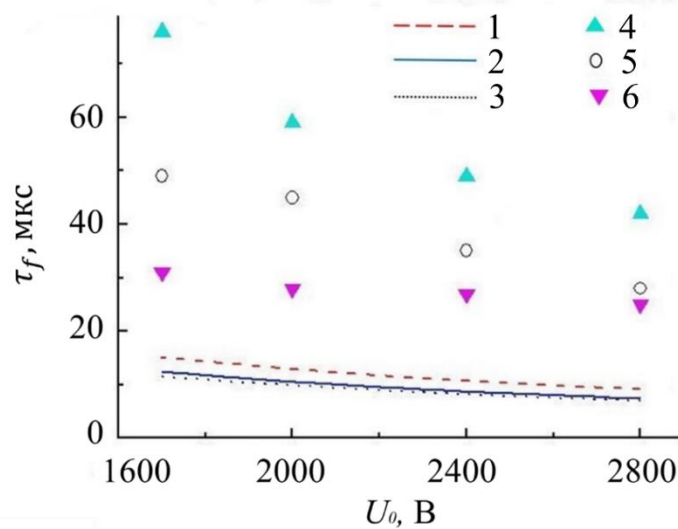


Рисунок 2.15 – Время нарастания тока до максимального значения  $\tau_f$  как функция амплитуды импульса напряжения  $U_0$  для различных давлений: 1, 4 – 10 Па; 2, 5 – 16 Па; 3, 6 – 20 Па. 1–3 – расчет, 4–6 – эксперимент.

С повышением  $U_0$  возрастает и амплитуда импульса тока разряда (рисунок 2.16) и ток достигает больших значений за меньшее время.

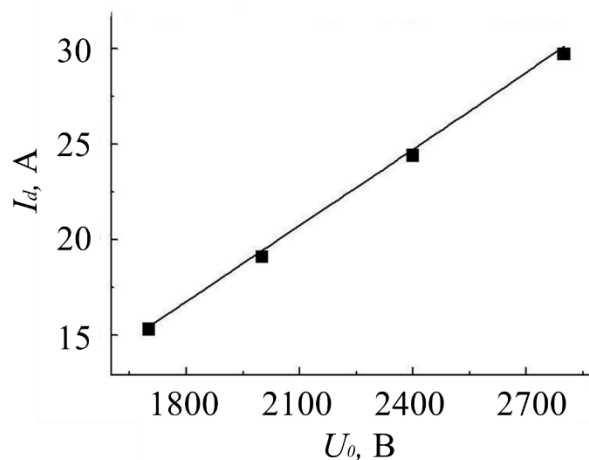


Рисунок 2.16 – Зависимость амплитуды импульса тока разряда  $I_d$  от напряжения  $U_0$ . Давление 16 Па, рабочий газ – воздух

Величина  $\tau_f$  также заметно снижается по мере увеличения давления (рисунок 2.17).

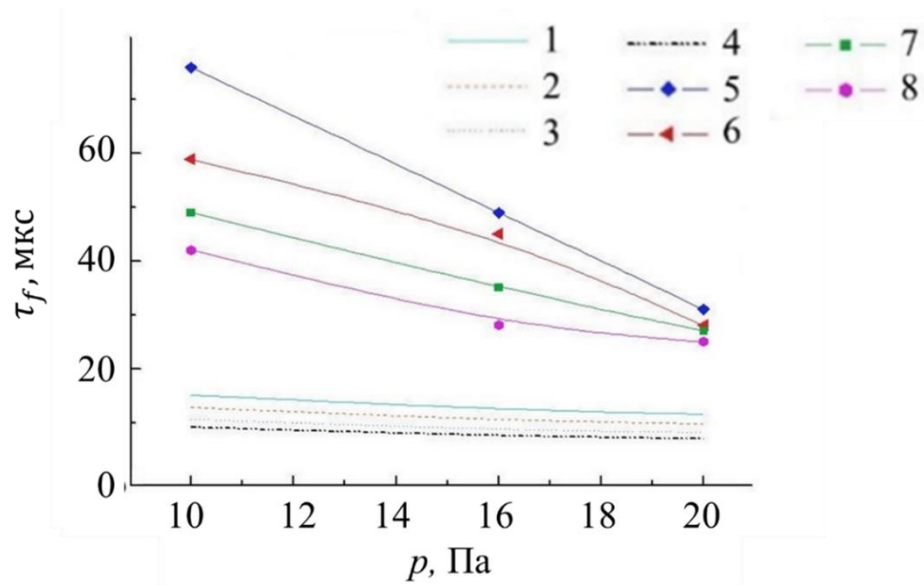


Рисунок 2.17 – Время нарастания тока до максимального значения  $\tau_f$  как функция давления для различных амплитуд импульса напряжения  $U_0$ : 1, 5 – 1700 В; 2, 6 – 2000 В; 3, 7 – 2400 В; 4, 8 – 2800 В. 1–4 – расчет, 5–8 – эксперимент.

### 2.2.2 Характеристики и параметры импульсного тлеющего разряда с полым катодом

Вольт-амперные характеристики разряда с полым катодом представлены на рисунке 2.18.

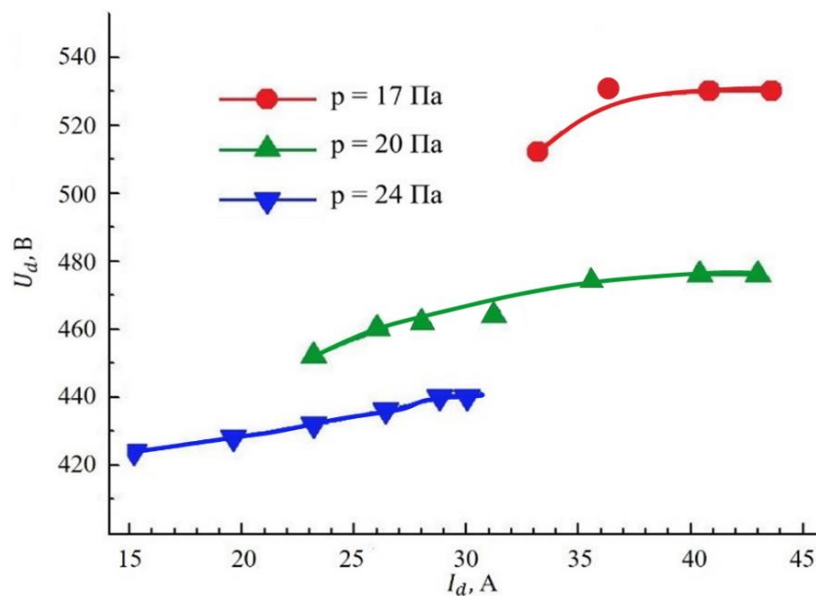


Рисунок 2.18 – Вольт-амперные характеристики разряда при различных давлениях  $p$ . Длительность импульса тока разряда 100 мкс

Для разряда свойственна слабо растущая ВАХ. Величина напряжения горения в значительной степени определяется давлением газа. Рабочий диапазон токов разряда был ограничен, с одной стороны, минимальным напряжением зарядки линии, при котором обеспечивалось стабильное зажигание разряда, с другой стороны, переходом в дуговой режим горения.

Несмотря на возможность в импульсном режиме увеличить на порядок величины ток тлеющего разряда по сравнению с непрерывным режимом, тем не менее при превышении некоторого порогового значения тока импульсный тлеющий разряд переходит в дуговую форму (рисунок 2.19).

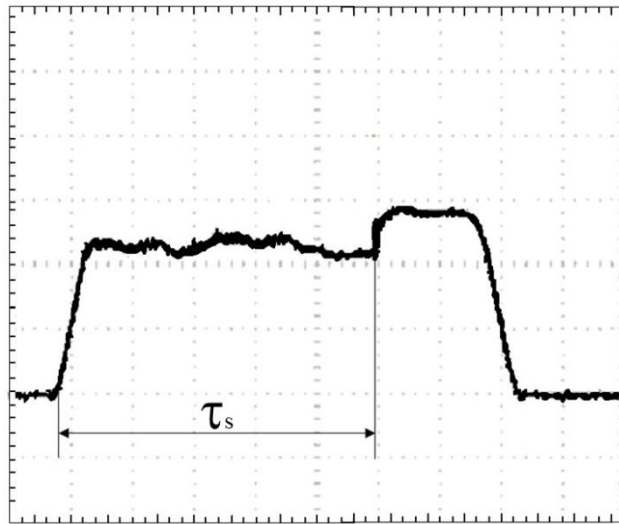


Рисунок 2.19 – Типичная осциллограмма разрядного тока при переходе в дуговую форму горения (20 А/дел, 5 мкс/дел)

Для определения зависимости времени стабильного горения тлеющего разряда  $\tau_s$  с током  $I_d$  от геометрии катодной полости использовались медные вставки с внутренним диаметром 28, 23 и 18 мм. В результате, как и ожидалось, при одних и тех же токах разряда время  $\tau_s$  оказывается тем меньше, чем меньше диаметр катодной полости (рисунки 2.20, 2.21).

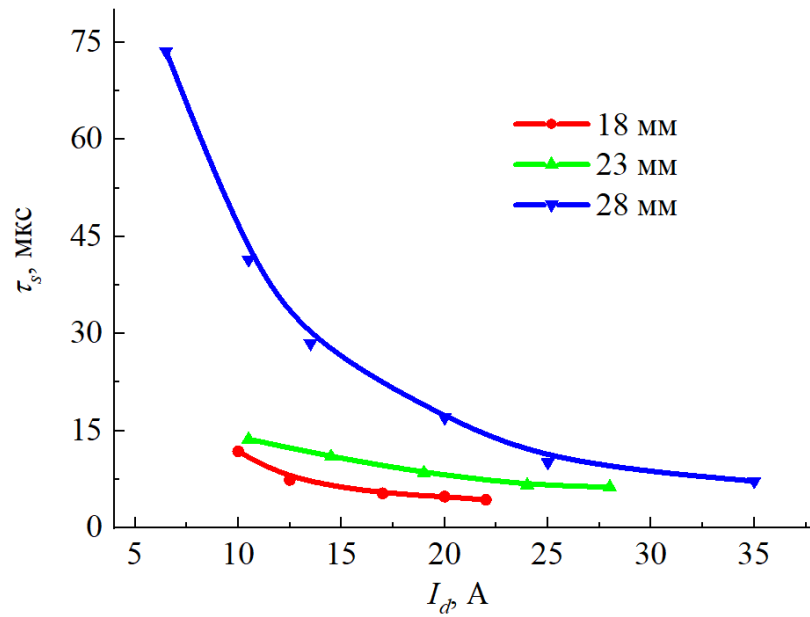


Рисунок 2.20 – Зависимость времени стабильного горения разряда  $\tau_s$  от тока разряда  $I_d$  для различных диаметров катода. Давление 20 Па

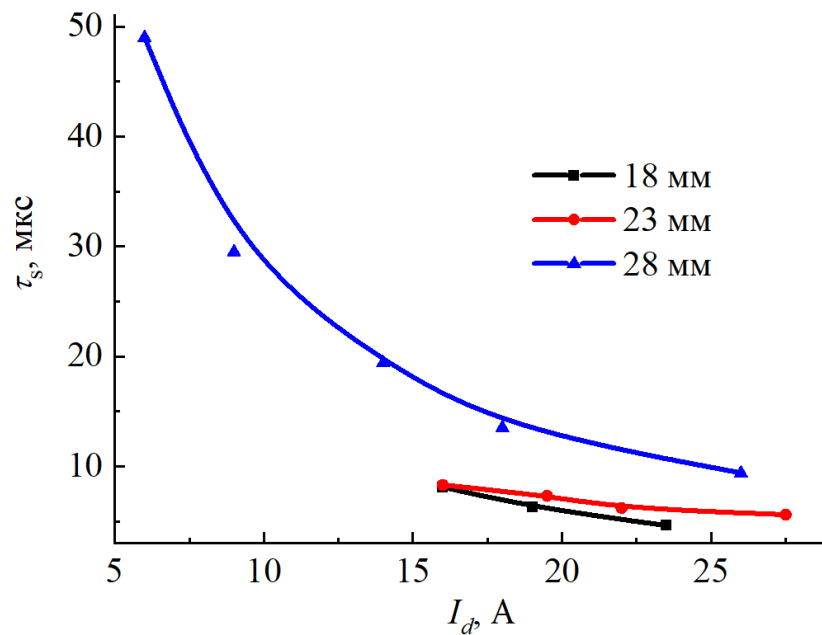


Рисунок 2.21 – Зависимость времени стабильного горения разряда  $\tau_s$  от тока разряда  $I_d$  для различных диаметров катода. Давление 10 Па

Дальнейшее уменьшение диаметра катодной полости приводит к затруднению зажигания тлеющего разряда. При диаметре полости 10 мм и менее наблюдается крайне неустойчивое горение тлеющего разряда и быстрый переход в дуговую форму. С увеличением тока разряда время стабильного горения разряда также сокращается (рисунок 2.22).

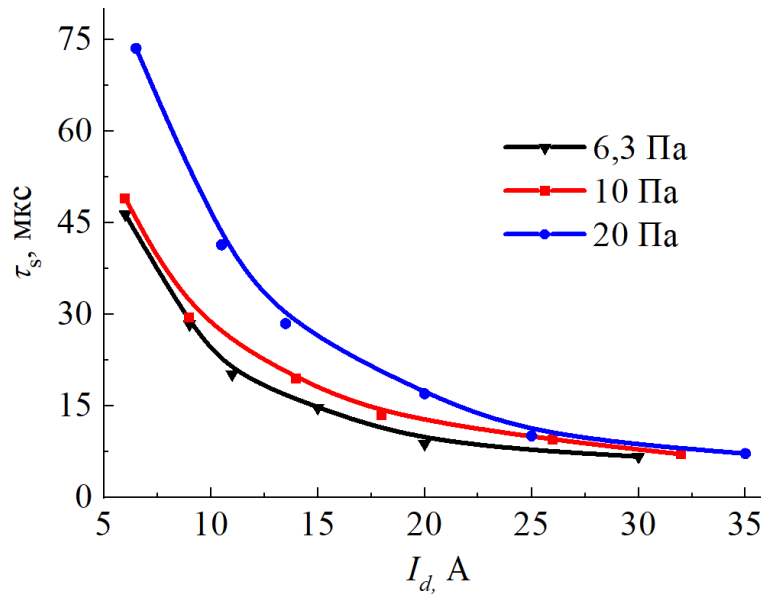


Рисунок 2.22 – Зависимость времени стабильного горения разряда  $\tau_s$  от тока разряда  $I_d$  для различных давлений  $p$ . Диаметр внутренней полости катода 28 мм

Приведенные результаты находят объяснение в рамках представлений о том, что основная причина перехода разряда в дуговой режим связана с зарядкой ионным потоком и последующим пробоем диэлектрических включений на катоде. Согласно (1.1) (см. главу 1), предельный ток разряда (ток перехода) обратно пропорционален длительности импульса тока разряда (времени стабильного горения разряда), что и наблюдается в эксперименте. При этом уменьшение диаметра катодной полости при неизменном разрядном токе означает возрастание плотности тока  $j_i$ , что в соответствии с (1.1) должно приводить к сокращению времени стабильного горения разряда.

Давление газа в разрядном промежутке также оказывает влияние на время стабильного горения разряда. При этом возрастание времени  $\tau_s$  с увеличением давления газа (см. рисунок 2.22) означает, что присутствие газа препятствует накоплению заряда на поверхности диэлектрических включений. Возможных причин этого может быть две. Первая причина связана с рассеянием ионов на газовых молекулах, поскольку в используемом диапазоне давлений длина свободного пробега иона сравнима с толщиной слоя, отделяющего плазму от стенки катодной полости. Вторая причина обусловлена присутствием на поверхностях слоя адсорбированных молекул. Их наличие может препятствовать закреплению ионов и способствовать возрастанию времени накопления заряда.

Для форвакуумных плазменных источников электронов время стабильного горения разряда  $\tau_s$ , так же, как и в [145], значительно возрастает (или разряд за время импульса вовсе не переходил в дугу) после так называемой «тренировки разряда», в течение которой на разрядный промежуток подается подряд несколько тысяч импульсов. Изменение частоты подачи импульсов в пределах от 1 до 10 Гц приводит только к уменьшению общего времени тренировки. Факт уменьшения времени стабильного горения разряда  $\tau_s$  после тренировки хорошо согласуется с результатами, описанными в работе [145].

Одним из ключевых параметров широкоапертурных пучков электронов является равномерность распределения плотности тока по сечению, которая зависит, прежде всего, от распределения концентрации плазмы в области эмиссионной границы. Результаты измерений радиального распределения концентрации эмиссионной плазмы макета № 2 (см. рисунок 2.4) представлены на рисунке 2.23. Видно, что распределение концентрации имеет симметричный вид относительно оси симметрии источника электронов, но при этом равномерность по сечению является невысокой.

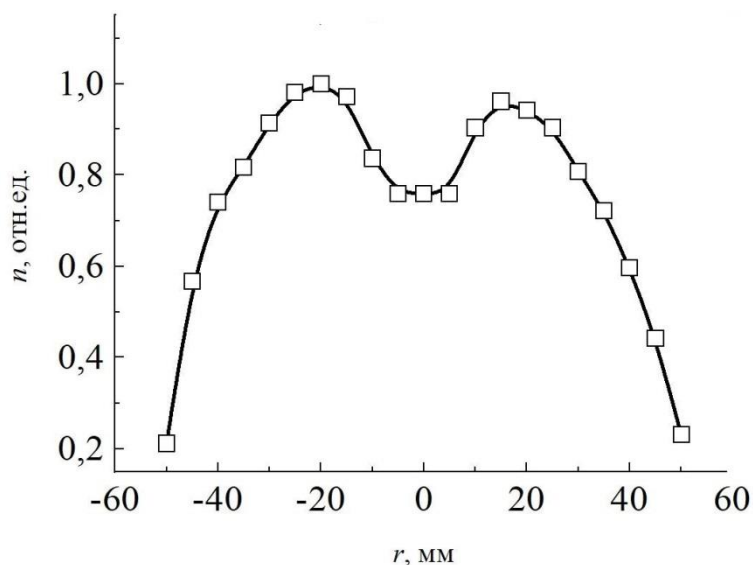


Рисунок 2.23 – Концентрация плазмы вблизи эмиссионной поверхности. Ток разряда – 40 А, давление – 10 Па, длительность импульса – 250 мкс

Для улучшения однородности эмиссионной плазмы была проведена серия экспериментов, в которых изменялась длина катодной вставки 2 (см. рисунок 2.4). Форма распределения концентрации плазмы вблизи эмиссионной границы оценивалась путем измерения плотности тока электронного пучка. Такой подход позволил



исключить влияние на параметры разряда зонда, который традиционно используется для измерения концентрации плазмы. Изменение длины катодной вставки от 0 (вставка отсутствовала) до 70 мм (максимальное значение) вызывало изменение формы распределения плотности тока от колоколообразной до двугорбой с плотностью тока в центре, близкой к нулю. Экспериментально найденная оптимальная длина катодной вставки оказалась равной 65 мм, что составляет 90 % от высоты катодной полости. Соответствующее распределение плотности тока представлено на рисунке 2.24.

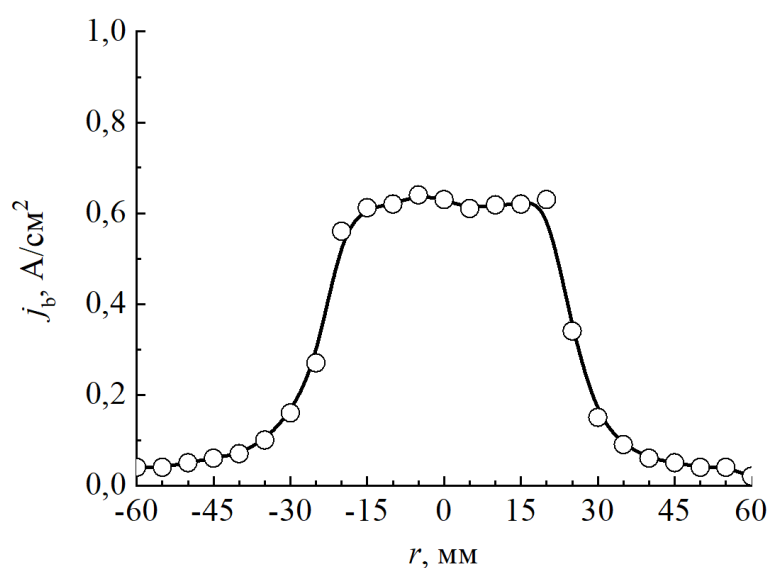


Рисунок 2.24 – Распределение плотности тока электронного пучка. Длина катодной вставки 65 мм, ускоряющее напряжение – 10 кВ, ток разряда – 40 А, давление – 10 Па, длительность импульса – 250 мкс

Достигнуты следующие параметры диффузной формы горения тлеющего разряда:

длительность импульса – 20–1000 мкс;

ток разряда – до 150 А;

давление газа – 1–20 Па.

Проведенные эксперименты показали, что плазменный эмиттер на основе тлеющего разряда с полым катодом может быть эффективно использован при генерации не только непрерывных, но и импульсных пучков электронов.

### 2.2.3 Моделирование процессов в тлеющем разряде с полым катодом

Модельные представления о влиянии ускоряющего напряжения на время запаздывания зажигания разряда с полым катодом в форвакуумном плазменном источнике электронов основаны на принципе последовательности процессов [121]. После подачи к электродам разрядной системы прямоугольного импульса напряжения в разрядном промежутке развивается переходной процесс, связанный с формированием плазмы в катодной полости и нарастанием разрядного тока до стационарного значения. В расчетной модели использовались следующие приемы и допущения [11]:

– Разрядный промежуток разбивался на элементарные слои одинаковой протяженности. Количество слоев определялось из условия, чтобы время пролета электрона от катода к аноду было не больше времени пролета ионом одного элементарного слоя. Так как подвижность электронов в сотни раз больше подвижности ионов, то количество элементарных слоев ограничивалось несколькими сотнями.

– Временной шаг выбирался таким, чтобы за один шаг ион перемещался на расстояние, равное протяженности одного элементарного слоя.

– Развитие разряда начинается с появления у катода одного электрона. На своем пути к аноду этот электрон создает электронную лавину и ионы, распределенные по слоям. Причем в ионизации участвуют и вторичные электроны, прошедшие расстояния, достаточные для приобретения энергии, превышающей энергию ионизации.

– Распределение потенциала  $\varphi$  рассчитывается путем решения уравнения Пуассона с учетом положительного объемного заряда ионов

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} en, \quad (2.2)$$

где  $n$  – концентрация ионов;  $x$  – координата, отсчитываемая от катода;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная.

– На следующем шаге ионы перемещаются в новые положения в соответствии с локальной напряженностью поля. Часть ионов достигает катода и выбивает из него  $\gamma$ -электроны.

– Новый шаг учитывает ионизацию и образование электронных лавин этими  $\gamma$ -электронами. Перераспределение потенциала вновь учитывается решением уравнения Пуассона.

– Повторение шагов продолжается до тех пор, пока потенциал точки, отстоящей от анода на некоторое расстояние, не оказывается равным потенциалу анода. В этом случае производится изменение граничных условий, и анод переносится в эту точку. Пространству между точкой и анодом приписывается потенциал анода и предполагается, что это пространство заполнено плазмой. На следующих шагах учитывается возможность ионизации газа  $\gamma$ -электронами в области плазмы, однако образование лавин исключается. Все существующие и вновь образующиеся в плазме ионы считаются распределенными в ней равномерно, что дает возможность рассчитать плотность плазмы и, с учетом формулы Бома, поток ионов, поставляемых этой плазмой в разрядный промежуток. Температура электронов не рассчитывалась и принималась равной постоянной величине 2 эВ.

– За ток разряда принимался заряд, приносимый ионами на катод в единицу времени.

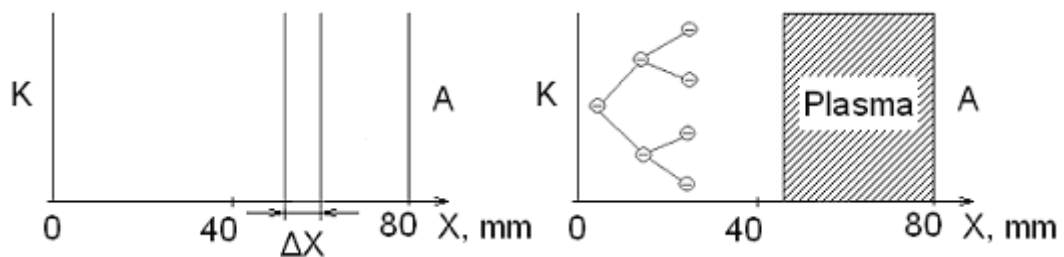


Рисунок 2.25 – Пояснение процедуры расчета: К и А – катод и анод соответственно;  $\Delta x$  – протяженность элементарного слоя

Рисунок 2.25 иллюстрирует основные положения модели. Наличие полости в катоде было учтено введением коэффициента  $K$  в выражение для числа актов ионизации  $N$ , производимых электроном в области, занятой плазмой

$$N = \frac{U_d - \phi_i}{W_i}, \quad (2.3)$$

где  $U_d$  – разрядное напряжение,  $\phi_i$  – потенциал ионизации,  $W_i$  – потенциал образования ионно-электронной пары.

Кроме этого, учитывалось возрастание площади плазменной границы, с которой происходит эмиссия ионов по мере продвижения плазмы в катодную полость.

На рисунке 2.26 показано распределение потенциала в разрядном промежутке в различные моменты времени после появления электрона непосредственно у катода.

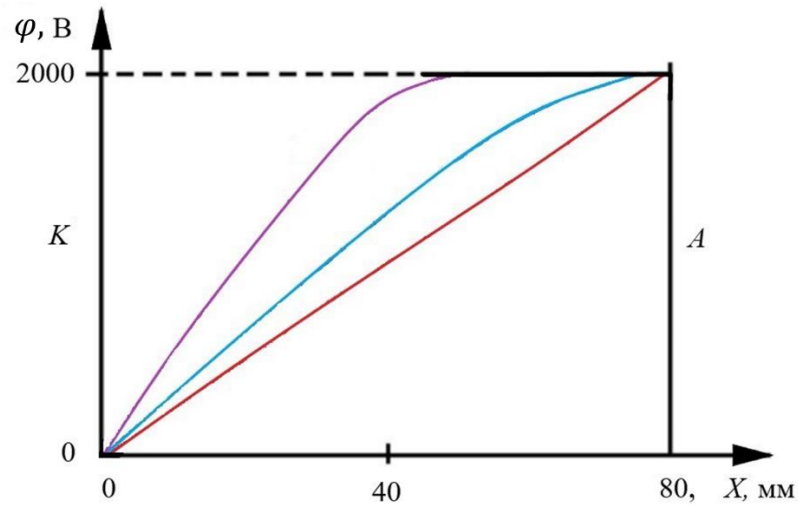


Рисунок 2.26 – Распределение потенциала в разрядном промежутке в различные моменты времени: 1 – 0; 2 – 6,8 мкс; 3 – 7,3 мкс.

На рисунке 2.27 представлены зависимости положения плазменной границы, тока и напряжения разряда от времени. Напряжение разряда  $U_d$  вычислялось по формуле:

$$U_d = U_0 - I_d R, \quad (2.4)$$

где  $U_0$  – амплитуда приложенного импульса напряжения,  $I_d$  – разрядный ток,  $R$  – сопротивление балластного резистора.

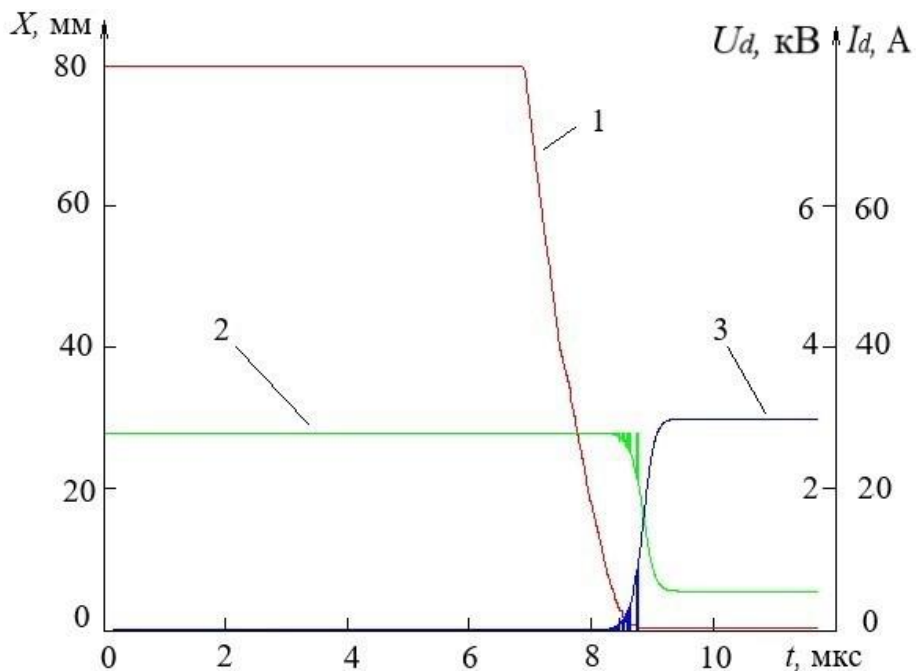


Рисунок 2.27 – Зависимости положения плазменной границы (1), напряжения горения  $U_d$  (2) и тока разряда  $I_d$  (3) от времени  $t$

Обращает на себя внимание ряд обстоятельств:

– Образование плазмы и перемещение плазменной границы начинается не сразу после подачи импульса напряжения, но с задержкой в несколько микросекунд. Это в 3–4 раза превышает время пролета иона от анода к катоду, обычно используемое для оценки времени формирования разряда.

– Заметный разрядный ток появляется еще через 1–2 мкс после начала перемещения плазменной границы.

С помощью разработанной программы были проведены расчеты времени нарастания разрядного тока в зависимости от амплитуды импульса напряжения для различных давлений газа в разрядном промежутке. Результаты расчетов представлены на рисунках 2.15 и 2.17 вместе с измеренными значениями. Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов указывает на совпадение характера зависимостей. Вместе с тем обнаруженный в эксперименте диапазон изменений времени нарастания, равно как и сами времена, значительно превышает расчетные величины. Столь значительные расхождения могут быть обусловлены как простотой расчетной модели, не учитывающей, в частности, экранировку значительной части катодной полости до проникновения в нее плазмы [147], так и тем, что реальный импульс напряжения не является чисто прямоугольным и имеет затянутые фронты.

## 2.3 Дуговой разряд с катодным пятном

### 2.3.1 Иницирование дугового разряда

В форвакуумном плазменном источнике электронов приложение ускоряющего напряжения  $U_a$  и возникновение при этом ВТР оказывают влияние и на зажигание дугового разряда. Зависимости напряжения зажигания дуги  $U_i$  от ускоряющего напряжения представлены на рисунке 2.28. По сравнению с разрядом с полым катодом [92] ускоряющее напряжение, определяющее ток ВТР, в меньшей степени влияет на напряжение зажигания  $U_i$ . Причина этого может заключаться в том, что для разряда с полым катодом практически все ионы ВТР, проникающие в разрядную систему, попадают в катодную полость и, выбивая с ее поверхности дополнительные электроны (ион-электронная эмиссия), обеспечивают существенное снижение напряжения зажигания разряда. В случае дугового разряда иницированию дуги способствует лишь небольшая доля ионов ВТР, перехватываемая торцевой поверхностью катода, площадь

которой существенно меньше площади эмиссионного отверстия. Изменение давления остаточного газа также оказывает влияние на зажигание дуги в форвакуумном плазменном источнике электронов. Так, уменьшение давления с 10 до 4 Па приводило к еще менее значительному уменьшению напряжения зажигания с ростом ускоряющего напряжения (рисунок 2.28,б), что связано с уменьшением ионного тока ВТР (см. рисунок 2.14).

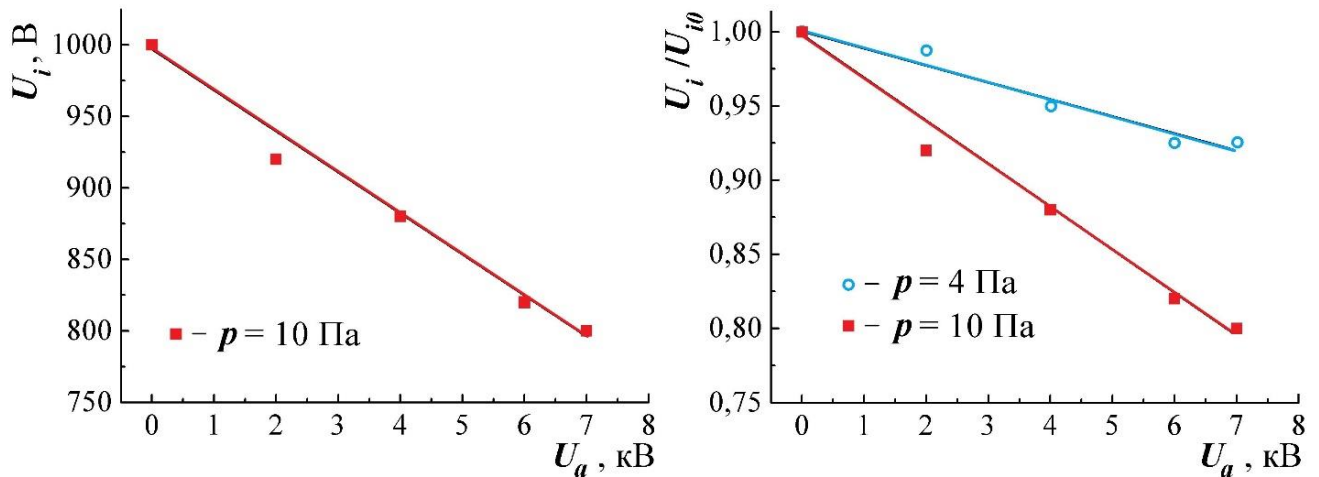


Рисунок 2.28 – Зависимости напряжения  $U_i$  зажигания дугового разряда (а) и приведенного напряжения зажигания  $U_i/U_{i0}$  (б) от ускоряющего напряжения  $U_a$ . ( $U_{i0}$  – напряжение зажигания при  $U_a=0$  кВ). Рабочий газ – воздух

В большей степени давление газа оказывает влияние на длительность переднего фронта импульса тока разряда  $\tau_f$ . Как показали эксперименты, длительность фронта импульса тока дуги сокращается приблизительно в два раза при увеличении давления с  $10^{-2}$  до 3 Па (рисунок 2.29). Возможная причина указанного сокращения  $\tau_f$  связана с увеличением скорости образования плазмы положительного столба за счет генерации ионов рабочего газа наряду с ионами металла.

Кроме того, давление газа в разрядном промежутке оказывает существенное влияние на времена запаздывания разряда  $\tau_d$  (рисунок 2.30). Как следует из представленных зависимостей, увеличение давления и напряжения  $U_0$  на разрядном промежутке вызывает заметное снижение времени запаздывания  $\tau_d$ .

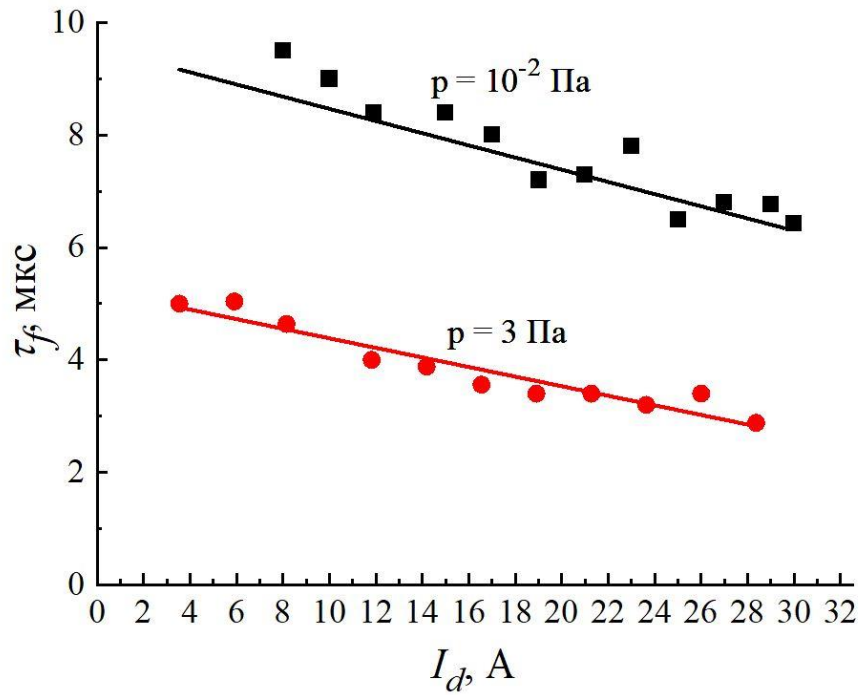


Рисунок 2.29 – Зависимости длительности фронта импульса тока  $\tau_f$  от тока разряда  $I_d$  при различных давлениях  $p$

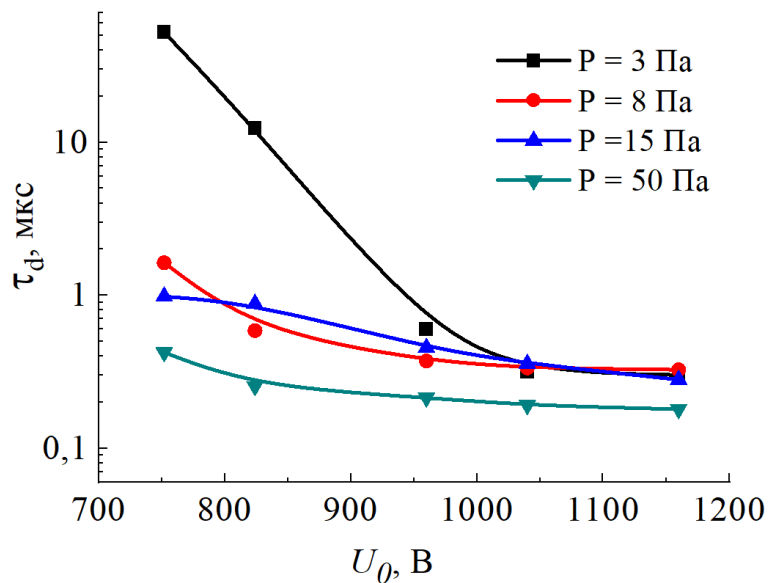


Рисунок 2.30 – Зависимость времени запаздывания  $\tau_d$  от напряжения  $U_0$  на разрядном промежутке при различных давлениях  $p$

Важным параметром для плазменных источников заряженных частиц, функционирующих в импульсном режиме, является стабильность инициирования основного разряда, обеспечивающего формирование эмиссионной плазмы. Экспериментально установлено, что геометрия инициирующего промежутка оказывает значительное влияние на стабильность зажигания дугового разряда (рисунки 2.31, 2.32).

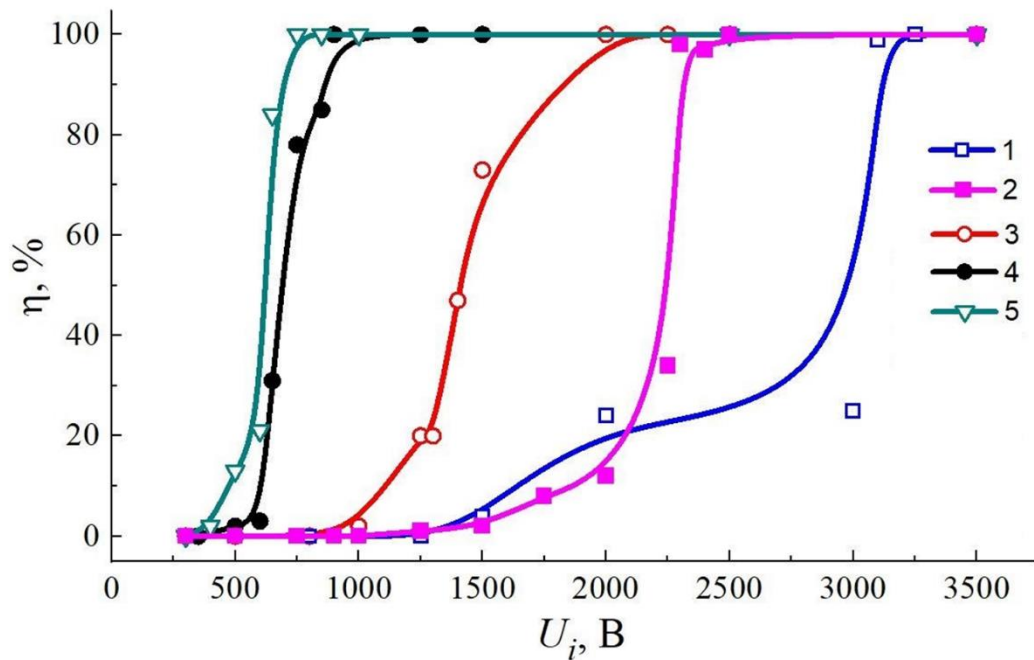


Рисунок 2.31 – Зависимости вероятности инициирования  $\eta$  от амплитуды напряжения иницирующего импульса  $U_i$  для различной геометрии и материала диэлектрика ( $p=8$  Па;  $\tau_{ини}=30$  мкс): 1 – керамика с  $d_i=2$  мм; 2 – керамика ( $d_i=1,5$  мм); 3 – керамика ( $d_i=0,9$  мм); 4 – феррит № 1; 5 – феррит № 2 ( $\rho$  № 1 >  $\rho$  № 2)

Использование алюмооксидной керамики ЦМ 332 с толщиной  $d_i=2,0$  мм (см. рисунок 2.8) оказалось неподходящим для системы инициирования ввиду необходимости прикладывания сравнительно больших напряжений (см. рисунок 2.31, кривая 1) и сильного загрязнения поверхности керамики материалом катода, что, в конечном счете, приводит к выходу из строя иницирующей системы при сравнительно небольшом количестве актов инициирования. Кроме того, для данной толщины изолятора при давлении  $p=3$  Па стабильного инициирования дугового разряда (с вероятностью более 95 %) не происходит (рисунок 2.32, кривая 1). Использование керамики, сточенной в области поджигающего электрода в виде усеченного конуса с одновременным уменьшением толщины диэлектрика  $d_i$  до 1,5 мм, позволило решить проблему, связанную с загрязнением поверхности керамики, однако не позволило значительно снизить напряжение зажигания (см. рисунок 2.31, кривая 2; рисунок 2.32, кривая 2). Дальнейшее уменьшение толщины диэлектрика  $d_i$  до 0,9 мм позволило значительно снизить напряжение зажигания (см. рисунок 2.31, кривая 3; рисунок 2.32, кривая 3), кроме того, снизилось загрязнение поверхности керамики, так как основная



часть продуктов горения дуги стала оседать непосредственно на поджигающем электроде.

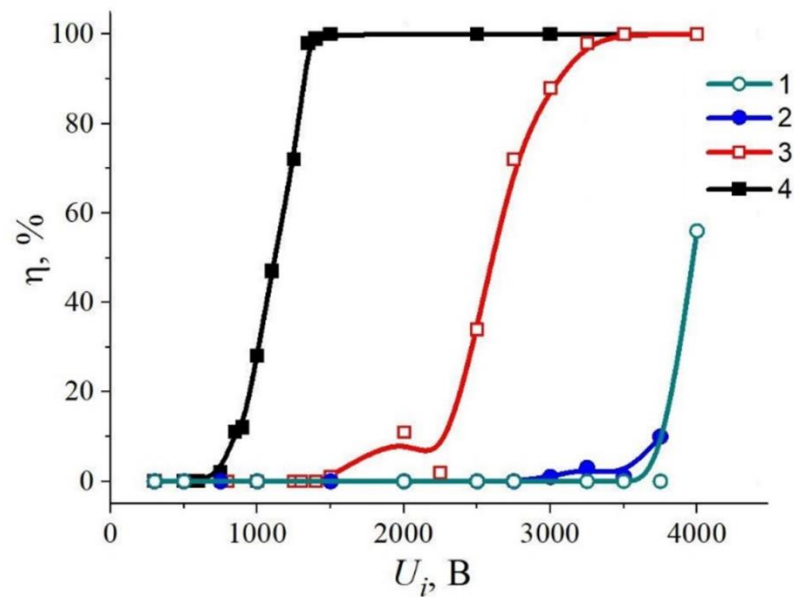


Рисунок 2.32 – Зависимости вероятности инициирования  $\eta$  от амплитуды напряжения иницирующего импульса  $U_i$  для различной геометрии и материала диэлектрика ( $p=3$  Па,  $\tau_{ини}=30$  мкс): 1 – керамика с  $d_i=2$  мм; 2 – керамика с  $d_i=1,5$  мм; 3 – керамика с  $d_i=0,9$  мм; 4 – феррит № 1

Как было установлено в экспериментах, значительное влияние на стабильность инициирования оказывает материал диэлектрика. Так, переход к использованию феррита в качестве диэлектрика позволяет значительно снизить напряжение зажигания (см. рисунок 2.31, кривая 4; рисунок 2.32, кривая 4), что вероятно связано с высокой диэлектрической проницаемостью и проводимостью данного материала по сравнению с алюмооксидной керамикой. Данное предположение подтверждается в эксперименте увеличением вероятности инициирования разряда при использовании феррита с меньшим удельным сопротивлением ( $\rho$  № 1 >  $\rho$  № 2) (см. рисунок 2.31, кривая 5). Несмотря на описанные выше преимущества, использование феррита для инициирования дуги затруднено его хрупкостью и сильной эрозией при длительном функционировании иницирующей системы.

Повышение давления также способствует существенному снижению амплитуды напряжения поджигающего импульса (рисунки 2.33, 2.34), при которой происходит стабильное иницирование разряда. Так, рост давления с 3 до 15 Па приводит к снижению напряжения более чем в 2 раза (см. рисунок 2.33). Следует отметить, что при

малых давлениях использование изолятора толщиной  $d_i=1,5$  мм является нецелесообразным ввиду крайне низкой вероятности инициирования (см. рисунок 2.34, кривая 1). Аналогичное влияние давления наблюдается и при использовании феррита (рисунок 2.35).

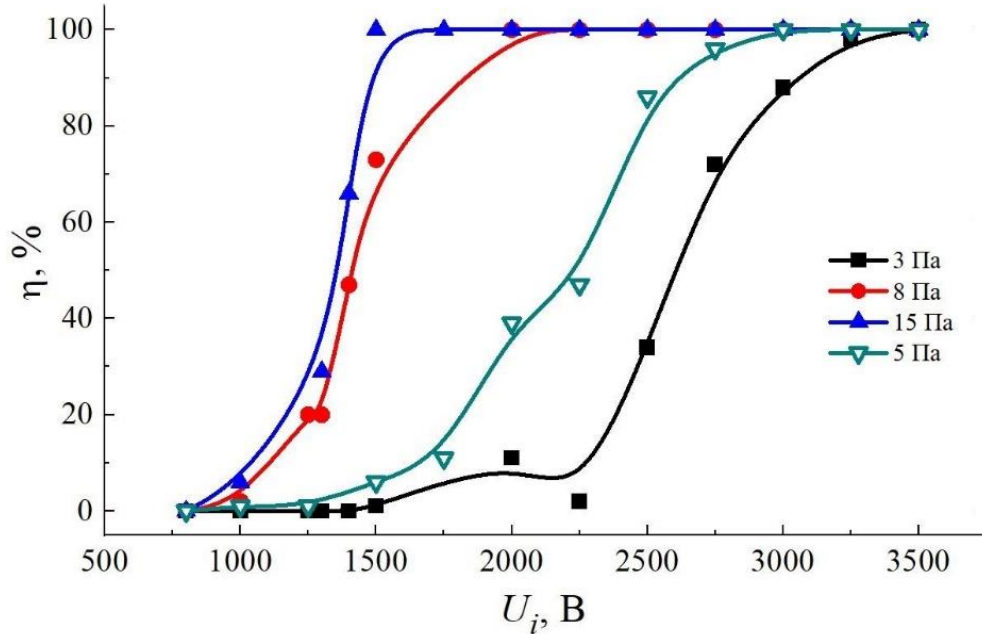


Рисунок 2.33 – Зависимости вероятности инициирования  $\eta$  от амплитуды напряжения иницирующего импульса  $U_i$  при различном давлении остаточного газа  $p$ . Керамика с  $d_i=0,9$  мм,  $\tau_{ин}=30$  мкс

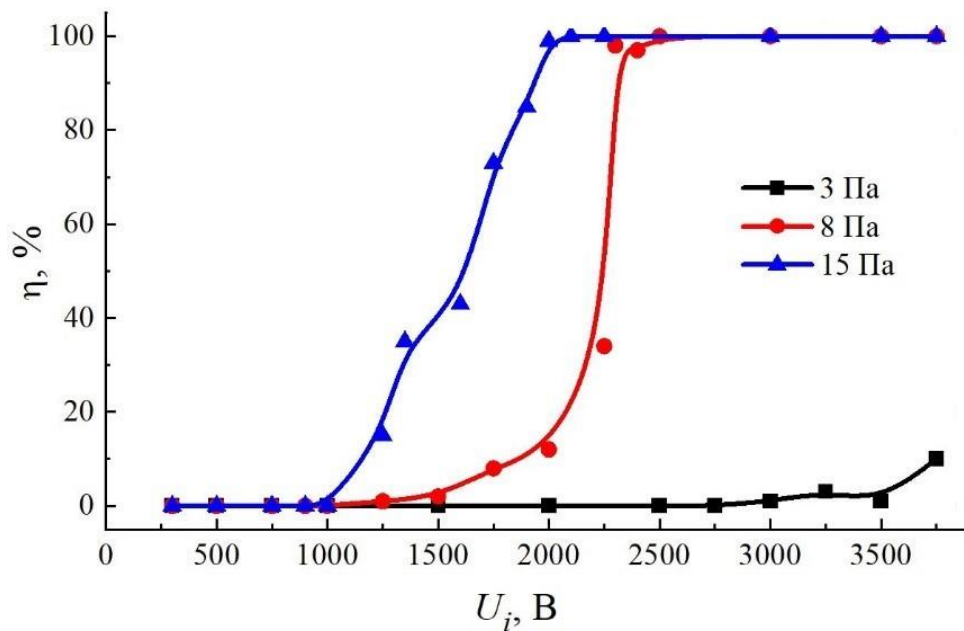


Рисунок 2.34 – Зависимости вероятности инициирования  $\eta$  от амплитуды напряжения иницирующего импульса  $U_i$  при различном давлении остаточного газа  $p$ . Керамика, имеющая форму усеченного конуса, с  $d_i=1,5$  мм,  $\tau_{ин}=30$  мкс

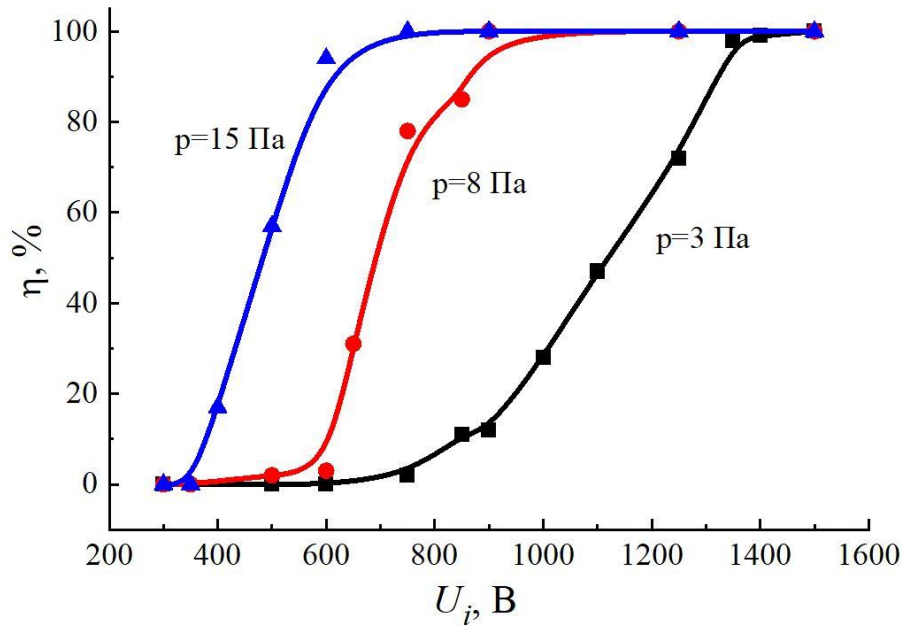


Рисунок 2.35 – Зависимости вероятности иницирования  $\eta$  от амплитуды напряжения иницирующего импульса  $U_i$  при различном давлении остаточного газа  $p$ . Феррит № 1,  $\tau_{инн}=30$  мкс

Кроме того, на вероятность зажигания дуги заметное влияние оказывает длительность иницирующего импульса. Так, увеличение длительности с 3 до 30 мкс приводит к уменьшению напряжения, при котором происходит стабильное зажигание разряда, более чем в 1,5 раза (рисунок 2.36).

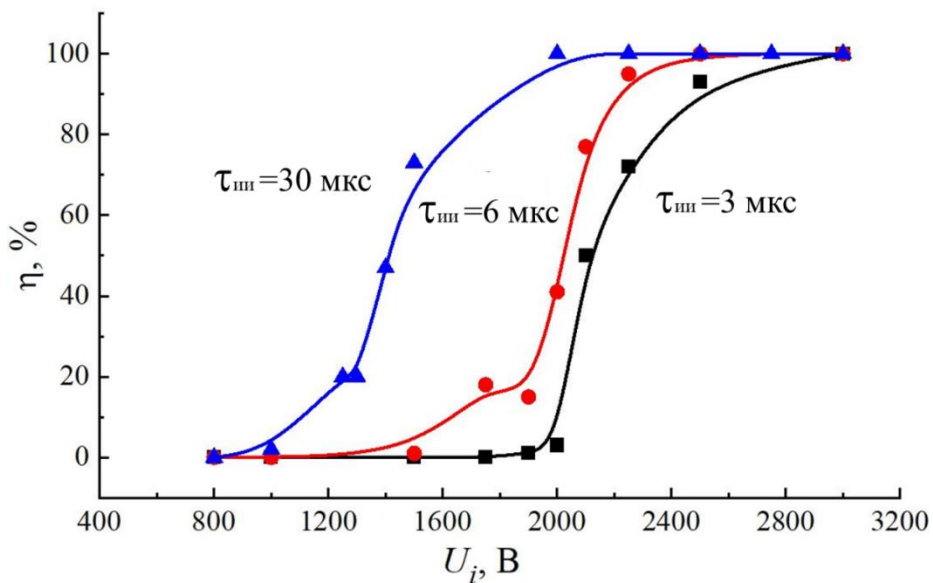


Рисунок 2.36 – Зависимости вероятности иницирования  $\eta$  от амплитуды напряжения иницирующего импульса  $U_i$  при различной длительности поджигающего импульса  $\tau_{инн}$ . Керамика с  $d_i=0,9$  мм,  $p=8$  Па

### 2.3.2 Моделирование процесса зажигания дугового разряда с катодным пятном

Для объяснения полученных результатов была разработана физическая модель зажигания вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика, основывающаяся на работах [148, 149]. Принципиальное отличие предлагаемой модели от ранее используемых заключается в учете, наряду с десорбцией газа с поверхности диэлектрика, присутствия в разрядном промежутке заметного количества молекул остаточного газа.

Физические механизмы, учтенные в модели, сводятся к следующему. В начальный момент времени приложение импульса напряжения стимулирует автоэлектронную эмиссию из катода в тройной точке (граница раздела катод–диэлектрик–вакуум) за счет усиления поля. Эмитированные электроны в процессе движения по циклоидальной траектории от катода к поджигающему электроду стимулируют десорбцию газа с поверхности диэлектрика. Наряду с десорбированными атомами и молекулами результирующее давление нейтральных частиц над поверхностью диэлектрика определяется также и остаточным газом. В результате ионизации газа электронами образованные в разрядном промежутке ионы под действием электрического поля движутся в направлении катода и, попадая на него, вызывают с его поверхности дополнительную эмиссию электронов. С течением времени развитие данных процессов приводит к превышению плотностью автоэлектронного тока некоторой пороговой величины ( $10^9$  А/см<sup>2</sup> [150]), что вызывает взрыв микроострий на поверхности катода и последующее формирование катодного пятна [150]. Возникновение катодного пятна считается критерием зажигания основного разряда в случае, когда длительности поджигающего импульса достаточно для его дальнейшего развития.

Распределение потенциала в промежутке определяется уравнением Пуассона:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0}, \quad (2.5)$$

где  $\varphi$  – электрический потенциал;  $x$  – координата, отсчитываемая от поверхности катода вдоль поверхности диэлектрика;  $\rho(x)$  – суммарная объемная плотность зарядов;  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная.

В отличие от [148, 149], электронный ток с катода определяется напряженностью электрического поля в тройной точке: плотность тока автоэлектронной эмиссии

рассчитывается согласно формуле Фаулера–Нордгейма [151], которая с учетом усиления электрического поля, обусловленного наличием диэлектрика и неоднородностей поверхности [152], выглядит следующим образом:

$$j_{\text{аз}} = 1,55 \cdot 10^{-6} \frac{(E \cdot \varepsilon \cdot \beta)^2}{1,1 \cdot \varphi_K} \exp \left( \frac{6,85 \cdot 10^7 \cdot \varphi_K^{3/2}}{E \cdot \varepsilon \cdot \beta} \left( 0,95 - 3,7286 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{E \cdot \varepsilon \cdot \beta}}{\varphi_K} \right) \right), \quad (2.6)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля в тройной точке;  $\varphi_K$  – работа выхода материала катода;  $j_{\text{аз}}$  – плотность автоэмиссионного тока;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика;  $\beta$  – коэффициент усиления электрического поля, обусловленный неоднородностью поверхности катода. При этом максимальное значение плотности тока ограничено законом «степени 3/2» [150].

По аналогии с [148, 149] рассмотрение процесса движения электронов начинается с момента установления поверхностного заряда диэлектрика, которое наступает спустя несколько наносекунд после приложения импульса напряжения [152, 153]. Согласно [154, 155], это означает, что вектор напряженности в любой точке диэлектрика направлен под одинаковым углом  $\theta$  к поверхности, зависящим только от материала диэлектрика. Появившиеся в промежутке электроны движутся по траектории (рисунок 2.37), описываемой уравнениями:

$$\begin{cases} x = \frac{E_{\tau} \cdot e \cdot t^2}{2 \cdot m}, \\ y = v_0 \cdot t - \frac{E_{\tau} \cdot e \cdot t^2}{2 \cdot m}, \end{cases} \quad (2.7)$$

где  $x, y$  – координаты;  $t$  – время, отсчитываемое с момента вылета вторичного электрона;  $v_0$  – начальная скорость вторичного электрона;  $E_{\tau}, E_n$  – тангенциальная (обусловлена приложенным электрическим полем) и нормальная (обусловлена поверхностным зарядом диэлектрика) составляющие вектора напряженности электрического поля соответственно;  $e$  – заряд электрона;  $m$  – масса электрона.

Энергия электронов, попадающих на поверхность диэлектрика, соответствует коэффициенту вторичной электронной эмиссии, равному единице. Таким образом, движение потока электронов осуществляется по одной координате (вдоль поверхности диэлектрика) с постоянной скоростью, причем электроны периодически соударяются с поверхностью диэлектрика.

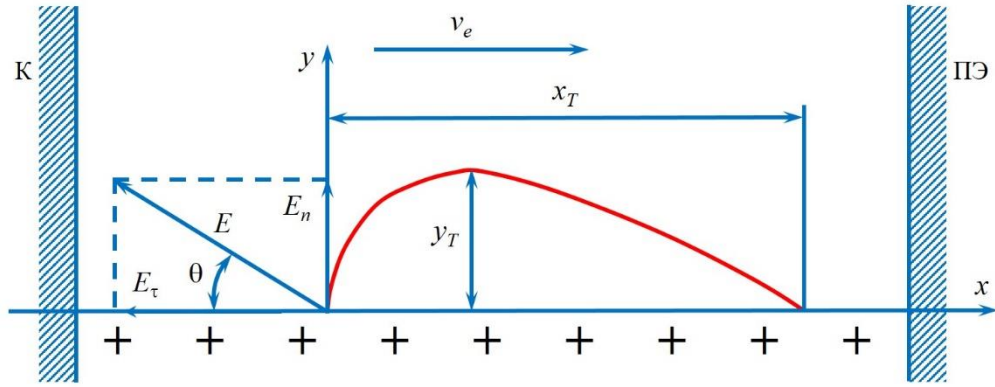


Рисунок 2.37 – Траектория движения электронов вдоль поверхности диэлектрика:  $x_T$  – длина траектории;  $y_T$  – высота траектории;  $v_e$  – скорость движения электрона;  $E$  – вектор напряженности электрического поля;  $E_n$  – нормальная составляющая вектора напряженности электрического поля;  $E_\tau$  – тангенциальная составляющая вектора напряженности электрического поля

Средняя дрейфовая скорость потока электронов вдоль поверхности диэлектрика  $v_e$  и длина траектории  $x_T$ , исходя из системы уравнений (2.7), определяются формулами:

$$v_e = \frac{v_0}{\operatorname{tg}(\theta)}, \quad (2.8)$$

$$x_T = \frac{2 \cdot m \cdot v_0^2}{e \cdot E_\tau \cdot \operatorname{tg}^2(\theta)}, \quad (2.9)$$

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{E_n}{E_\tau} = \sqrt{\frac{2 \cdot A_0}{A_1 - A_0}}, \quad (2.10)$$

где  $A_1$  – энергия электрона, соответствующая коэффициенту вторичной эмиссии равному единице;  $A_0$  – начальная энергия вторичных электронов.

Количество десорбированных с поверхности диэлектрика молекул  $N_d$  определяется как число соударений электронов с поверхностью диэлектрика, умноженное на эффективность десорбции [148, 149]:

$$N_d = \frac{\Delta x}{x_T} N_e \cdot \gamma_d, \quad (2.11)$$

где  $\gamma_d$  – эффективность десорбции;  $\Delta x$  – пройденное электронами расстояние;  $N_e$  – количество электронов, движущихся вдоль поверхности (определяется (2.6) и площадью эмиссии из тройной точки).

Десорбированные молекулы вызывают увеличение концентрации  $n$  нейтралей в приповерхностном слое

$$n = \frac{p}{k \cdot T} + \frac{N_d}{V}, \quad (2.12)$$

где  $p$  – давление остаточного газа;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура остаточного газа;  $V$  – объем приповерхностного слоя.

Количество ионизованных молекул (ионов)  $N_i$  определяется исходя из эффективного сечения ионизации  $\sigma_i$

$$N_i = \sqrt{2} \cdot \Delta x \cdot N_e \cdot n \cdot \sigma_i, \quad (2.13)$$

Предполагается, что перемещение ионов между соударениями происходит с постоянным ускорением и описывается системой уравнений:

$$\begin{cases} x_i = x_{i0} + v_{i0} \Delta t + \frac{a \Delta t^2}{2}, \\ v_i = v_{i0} + a \Delta t, \\ a = \frac{E \cdot e}{m_i}, \end{cases} \quad (2.14)$$

где  $x_{i0}$ ,  $v_{i0}$  – координата и скорость в предыдущий момент времени, соответственно;  $x_i$ ,  $v_i$  – координата и скорость в текущий момент времени соответственно;  $a$  – ускорение ионов;  $m_i$  – масса иона;  $\Delta t$  – время, отсчитываемое с момента появления ионов либо соударения.

При движении часть ионов рассеивается на молекулах остаточного газа:

$$N_r = \sqrt{2} \cdot \Delta x_i \cdot N_i \cdot n \cdot \sigma_r, \quad (2.15)$$

где  $N_r$  – количество рассеянных ионов;  $\Delta x_i$  – пройденный ионами путь;  $\sigma_r = \pi(r_1 + r_2)^2$  – эффективное сечение рассеяния ( $r_1$  и  $r_2$  – радиусы иона и молекулы остаточного газа соответственно).

Попадающие на поверхность катода ионы вызывают вторичную ион-электронную эмиссию

$$N_{se} = N_i \cdot \gamma_s, \quad (2.16)$$

где  $N_{se}$  – количество выбитых электронов;  $\gamma_s$  – коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии.

При задании входных данных, в частности, напряжения иницирующего импульса, протяженности диэлектрика, давления остаточного газа, производится моделирование перечисленных процессов, в результате чего определяется факт

зажигания (возникновение катодного пятна) и время зажигания разряда по поверхности диэлектрика, которое отсчитывается от момента приложения инициирующего импульса.

Время формирования основного разряда  $t_f$  с момента появления катодного пятна оценивается из формулы

$$t_f = \frac{l}{v_f}, \quad (2.17)$$

где  $l$  – расстояние катод-анод;  $v_f$  – скорость движения фронта плазмы катодного факела (для медного катода  $v_f = 2 \cdot 10^4$  м/с [156]).

Таким образом, за время инициирования дугового разряда принимается время, равное сумме времен зажигания инициирующего разряда (по поверхности диэлектрика) и формирования основного разряда.

На основании вышеописанной модели с применением методов численного моделирования проводились расчеты, результаты которых представлены на рисунках 2.38–2.40, совместно с результатами экспериментов. Минимальное напряжение зажигания определялось как минимальное значение амплитуды поджигающего импульса, соответствующее вероятности зажигания 100 %.

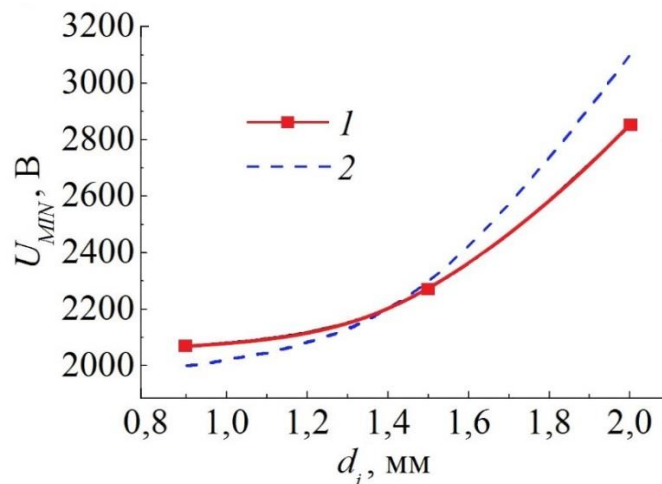


Рисунок 2.38 – Зависимость минимального напряжения зажигания  $U_{MIN}$  от толщины диэлектрика  $d_i$  ( $p=8$  Па,  $\tau_{ини}=30$  мкс): 1 – эксперимент; 2 – расчет



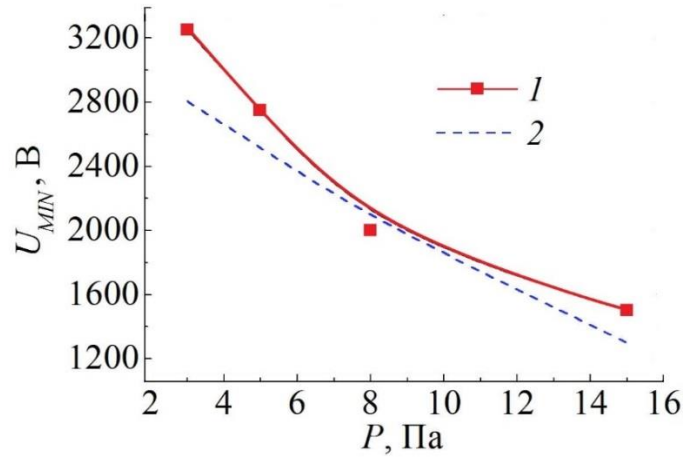


Рисунок 2.39 – Зависимость минимального напряжения зажигания  $U_{MIN}$  от давления остаточного газа  $p$  ( $d_i=0,9$  мм,  $\tau_{ин}=30$  мкс): 1 – эксперимент; 2 – расчет

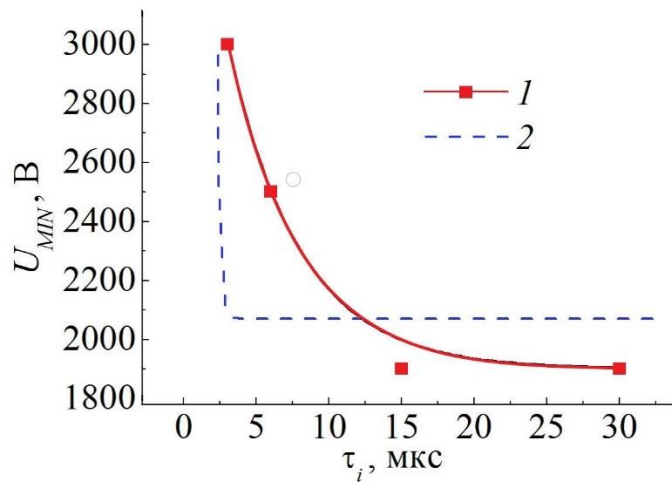


Рисунок 2.40 – Зависимость минимального напряжения зажигания  $U_{MIN}$  от длительности поджигающего импульса  $\tau_{ин}$  ( $d_i=0,9$  мм,  $p=8$  Па): 1 – эксперимент; 2 – расчет

Сравнение результатов расчетов с экспериментом демонстрирует качественное совпадение, что свидетельствует в пользу положений представленной модели. Также о справедливости предложенной модели свидетельствует полученная расчетная зависимость плотности тока инициирующего разряда от времени (рисунок 2.41), имеющая три характерных участка, что согласуется с экспериментальными данными работы [157].

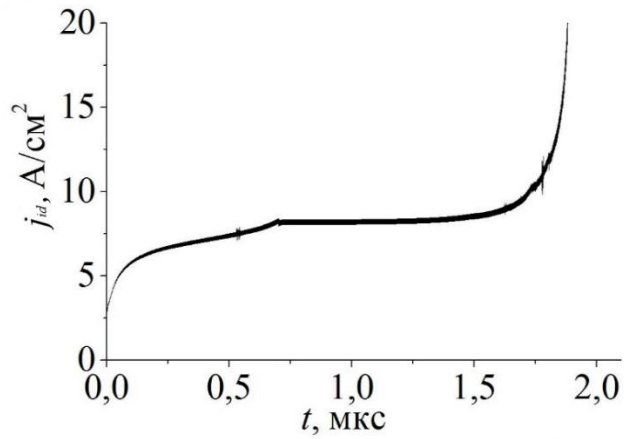
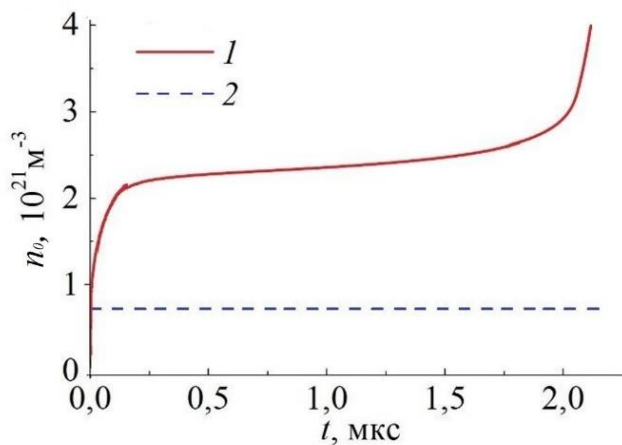
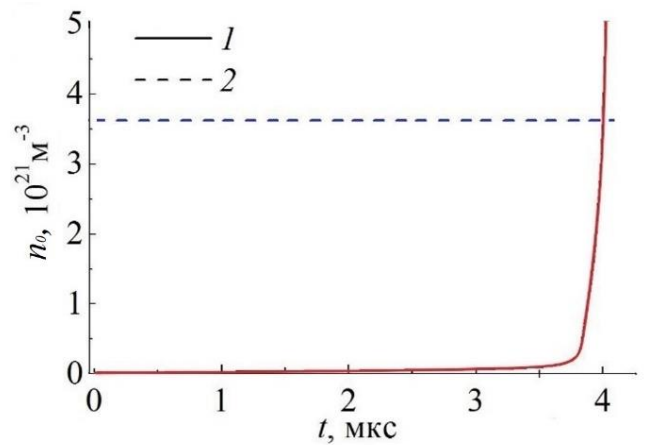


Рисунок 2.41 – Расчетная зависимость плотности тока  $j$  инициирующего разряда от времени  $t$ , отсчитываемого с момента подачи инициирующего импульса ( $d_i = 0,9$  мм,  $p = 8$  Па,  $U_i = 2000$  В)

На рисунке 2.42 представлены расчетные зависимости концентрации газа вблизи поверхности диэлектрика от времени. При давлении 3 Па доля молекул остаточного газа на стадии развития инициирующего разряда (участок слабого роста) составляет порядка 25% от суммарной концентрации (рисунок 2.42,а), а при давлении 15 Па – почти 100 % (рисунок 2.42,б). Это позволяет утверждать, что роль остаточного газа даже при давлении 3 Па (нижняя граница в эксперименте) существенна, дальнейшее увеличение давления лишь усиливает эту роль.



а)



б)

Рисунок 2.42 – Расчетные зависимости концентрации газа  $n$  от времени  $t$  ( $d_i=0,9$  мм): а –  $p=3$  Па ( $U_i=2800$  В); б –  $p=15$  Па ( $U_i=1300$  В); 1 – десорбированный газ; 2 – остаточный газ

### 2.3.3 Параметры и характеристики дугового разряда

В плазменных источниках заряженных частиц импульсный режим работы реализуется путем сочетания постоянного ускоряющего напряжения и импульсного горения плазмообразующего разряда. Поэтому стабильность параметров электронного пучка, генерируемого в системе с плазменным катодом на основе дугового разряда с катодным пятном, напрямую зависит от стабильности функционирования дуги в форвакуумном диапазоне давлений.

На рисунке 2.43 представлены типичные осциллограммы импульсов тока  $I_d$  разряда и напряжения  $U_d$  горения дугового разряда при минимальном давлении, обеспечиваемом механическим форвакуумным насосом.

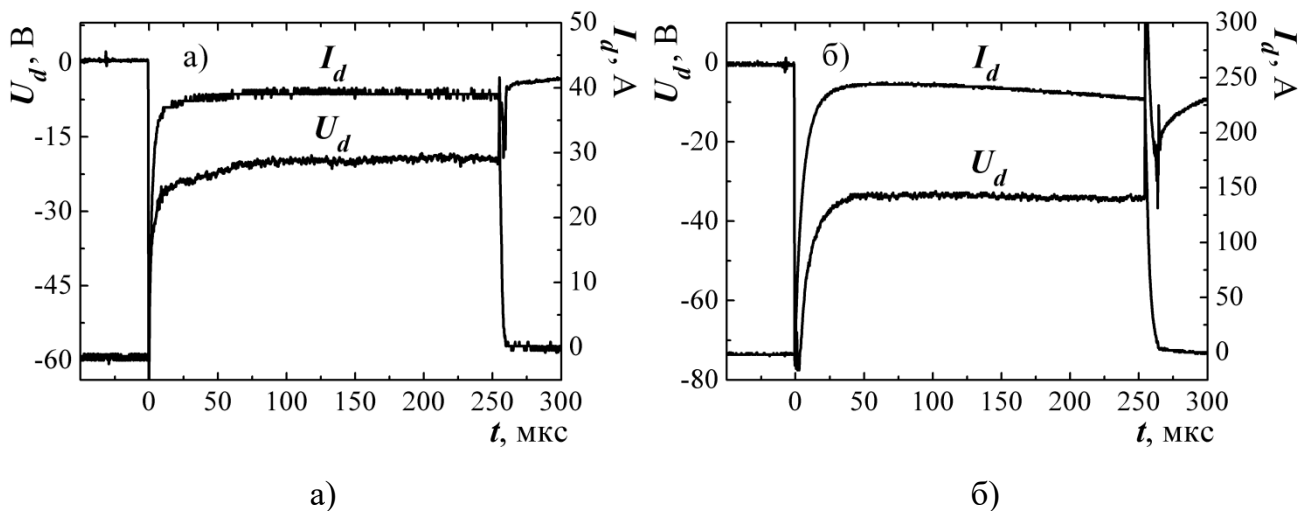


Рисунок 2.43 – Типичные осциллограммы импульсов тока  $I_d$  разряда и напряжения  $U_d$  горения дугового разряда при  $p=3$  Па: а –  $I_d=40$  А; б –  $I_d=240$  А. Рабочий газ – воздух

Осциллограммы тока  $I_d$  и напряжения  $U_d$  имеют практически прямоугольную форму. При больших токах ( $I_d > 200$  А) амплитуда тока разряда немного убывает в течение импульса (рисунок 2.43, б), что обусловлено параметрами используемого источника питания.

В нижнем диапазоне рабочих давлений (3–5 Па) дуговой разряд, функционирующий в форвакуумном плазменном источнике, имеет слабо растущую вольт-амперную характеристику (рисунок 2.44).

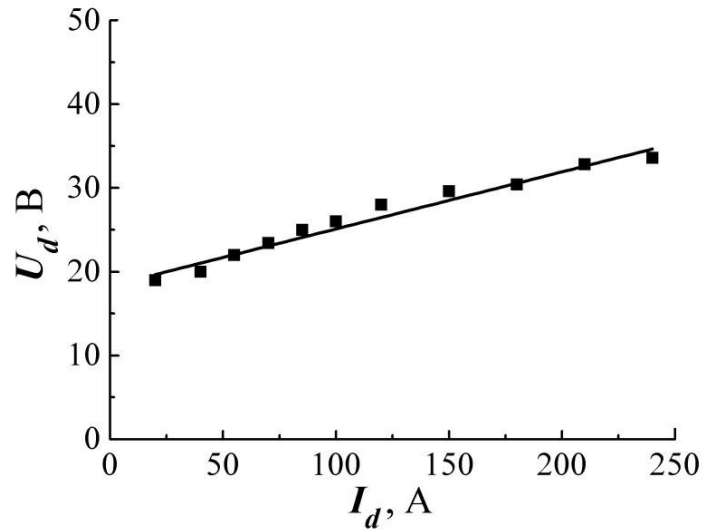


Рисунок 2.44 – Вольт-амперная характеристика дугового разряда с катодным пятном при давлении  $p=3$  Па,  $\nu=1$  Гц. Рабочий газ – воздух

Однако при увеличении давления  $p$  рабочего газа было выявлено, что в форвакууме изменение давления оказывает влияние не только на инициирование дугового разряда, но и на процессы его горения. В экспериментах при  $p \geq 10$  Па в течение импульса при практически прямоугольной форме импульса тока  $I_d$  дугового разряда на осциллограмме напряжения  $U_d$  горения дуги отчетливо проявляются две стадии (два режима) горения разряда, которые отличаются напряжением горения  $U_d$  (рисунок 2.45).

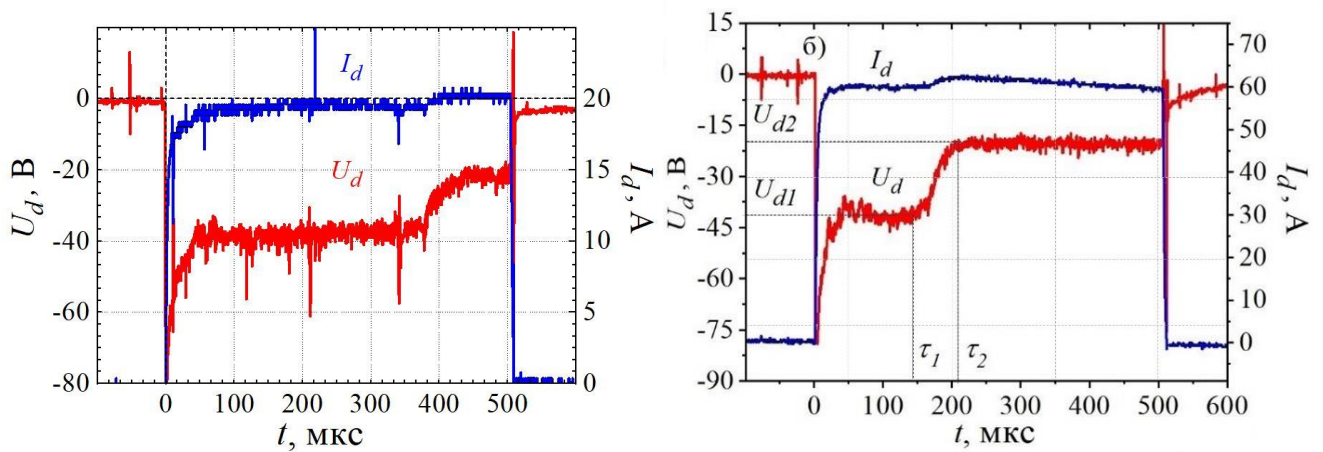


Рисунок 2.45 – Типичные осциллограммы импульсов тока  $I_d$  разряда и напряжения  $U_d$  горения дугового разряда при  $p=30$  Па:  $a - I_d=20$  А;  $b - I_d=60$  А. Рабочий газ – воздух

Первая (начальная) стадия характеризуется более высоким напряжением горения  $U_{d1}$ , а переход ко второй стадии сопровождается заметным падением напряжения ( $U_{d2}$ ). Длительность первой стадии  $\tau_1$  и время от начала импульса до момента перехода ко

второй стадии  $\tau_2$  имеют зависимость как от давления газа  $p$ , так и от тока разряда  $I_d$ . При этом рост давления  $p$  рабочего газа приводит к увеличению длительностей времен  $\tau_1$  и  $\tau_2$  (рисунок 2.46), а увеличение тока разряда  $I_d$ , напротив, приводит к сокращению времен  $\tau_1$  и  $\tau_2$  (рисунок 2.47). Время перехода от первой стадии ко второй  $\Delta t$  ( $\Delta t = \tau_2 - \tau_1$ ) заметно увеличивается с ростом давления  $p$  рабочего газа (рисунок 2.48,а), в то время как при изменении тока  $I_d$  разряда – в зависимости от давления  $p$  время перехода  $\Delta t$  либо немного уменьшается с ростом тока  $I_d$ , либо остается практически неизменным.

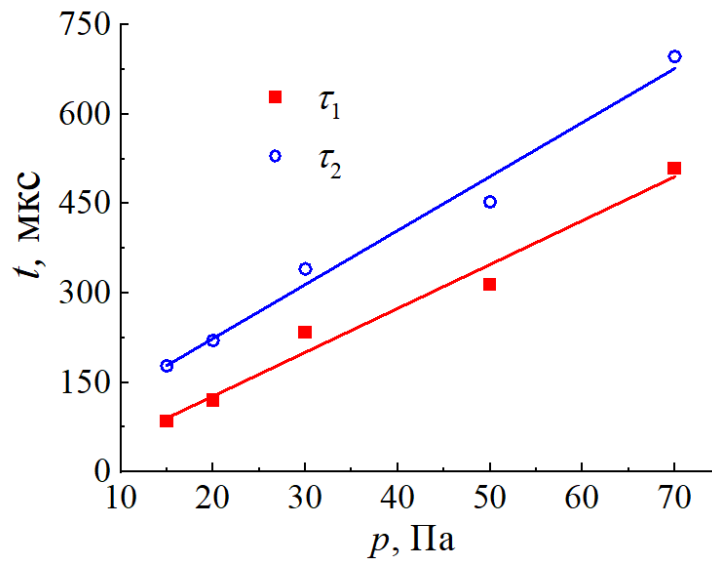


Рисунок 2.46 – Зависимости длительностей времен  $\tau_1$  и  $\tau_2$  от давления рабочего газа  $p$  при  $I_d=30$  А и  $\nu=10$  Гц. Рабочий газ – воздух

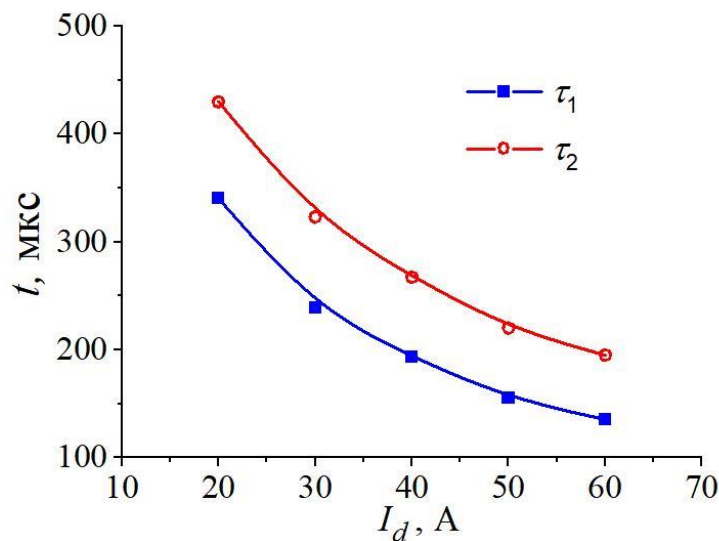


Рисунок 2.47 – Зависимости длительностей времен  $\tau_1$  и  $\tau_2$  от тока разряда  $I_d$  при давлении рабочего газа  $p=30$  Па и  $\nu=10$  Гц. Рабочий газ – воздух

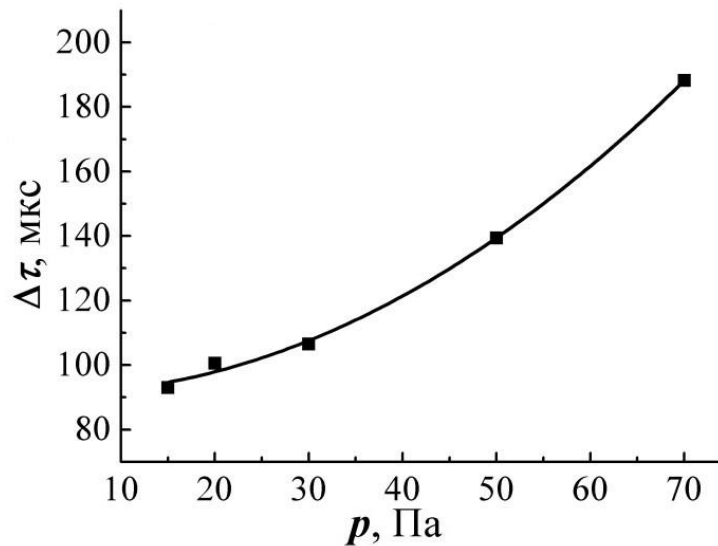


Рисунок 2.48 – Зависимость времени  $\Delta\tau$  перехода от первой стадии ко второй от давления рабочего газа  $p$  при  $I_d=30$  А и  $\nu=10$  Гц. Рабочий газ – воздух

Подбором параметров можно добиться функционирования дугового разряда только в одном режиме. Так, например, в условиях эксперимента при давлении  $p$  рабочего газа выше 15 Па, токе  $I_d$  дугового разряда менее 20 А и длительности импульса менее 1 мс переход во второй режим горения с меньшим напряжением горения ( $U_{d2}$ ) не наблюдался. Наряду с этим при давлении  $p$  газа ниже 10 Па переход в режим с меньшим напряжением  $U_{d2}$  горения дугового разряда происходил на фронте импульса при любых токах  $I_d$  дуги.

Исследования распределения тока между элементами разрядного промежутка показали, что в условиях, когда дуговой разряд функционирует во второй стадии (с малым напряжением горения), большая часть (может достигать 80 %) тока разряда протекает через полую часть анода. Когда реализуется первая стадия горения (с большим напряжением горения), наблюдается значительный рост тока  $I_p$ , протекающего через плоскую часть анода, и соответствующее уменьшение тока на полую часть анода  $I_h$  (рисунок 2.49). При этом рост тока  $I_p$  на плоскую часть анода происходит в течение всей первой стадии разряда, а при переходе во вторую стадию горения разряда происходит «переключение» разрядного тока на полую часть анода. При постоянном давлении рабочего газа максимальный (пиковый) ток  $I_{p-\max}$  на плоскую часть анода, как и следовало ожидать, пропорционально увеличивается с ростом разрядного тока  $I_d$  (рисунок 2.50).

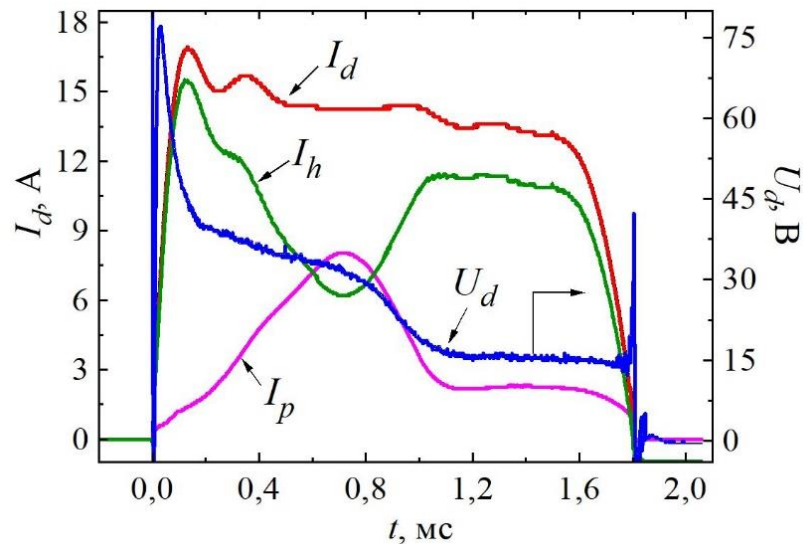


Рисунок 2.49 – Осциллограммы напряжения  $U_d$  горения и тока  $I_d$  дугового разряда, тока  $I_h$  на полую часть и тока  $I_p$  на плоскую часть анода

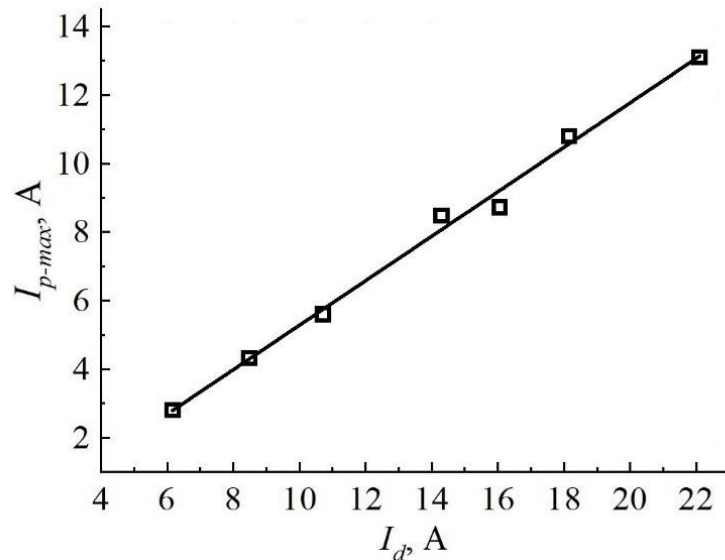


Рисунок 2.50 – Зависимость максимального (пикового) тока  $I_{p-max}$  на плоскую часть от разрядного тока  $I_d$  при давлении рабочего газа  $p=23$  Па

Увеличение давления  $p$  рабочего газа при неизменном токе разряда приводит к росту тока  $I_{p-max}$  на плоскую часть анода (рисунок 2.51). Последнее означает, что при увеличении давления  $p$  происходит «переключение» тока дугового разряда на плоскую часть анода. Кроме того, время  $t_{max}$ , за которое ток на плоскую часть анода от начала импульса достигает своего максимального значения  $I_{p-max}$ , увеличивается с ростом давления рабочего газа и уменьшается при увеличении разрядного тока (рисунок 2.52).

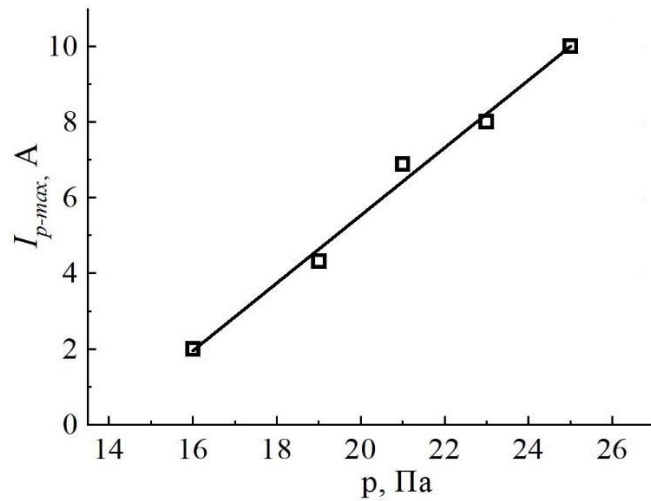
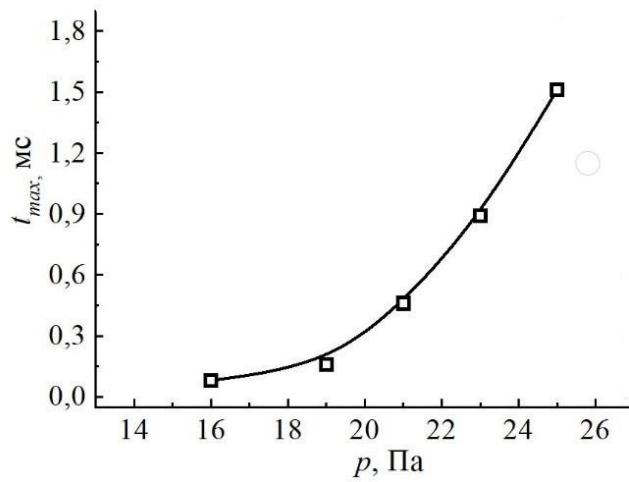
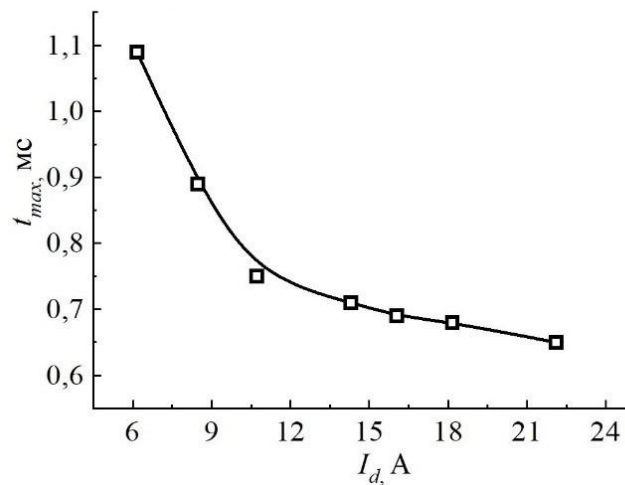


Рисунок 2.51 – Зависимость максимального (пикового) тока  $I_{p-max}$  на плоскую часть анода от давления  $p$  рабочего газа при постоянном разрядном токе  $I_d=14$  А



а)



б)

Рисунок 2.52 – Зависимость времени  $t_{max}$  от давления рабочего газа при постоянном разрядном токе  $I_d=14$  А (а) и тока  $I_d$  разряда при постоянном давлении  $p=23$  Па (б)



Поскольку при подаче ускоряющего напряжения и, соответственно, эмиссии электронов формируется обратный ионный поток на плоскую часть анода, то ток  $I_p$  искажается и приобретает обратную полярность. Поэтому наличие стадий фиксировалось измерением тока  $I_h$  на полую часть, а ток на плоскую часть оценивался как разность  $I_d - I_h$ . Как показали исследования, имеется корреляция между разностью токов  $I_d - I_h$  и током эмиссии  $I_e$  (рисунок 2.53), что свидетельствует о влиянии стадий горения дугового разряда на эмиссию электронов в форвакуумном диапазоне давлений.

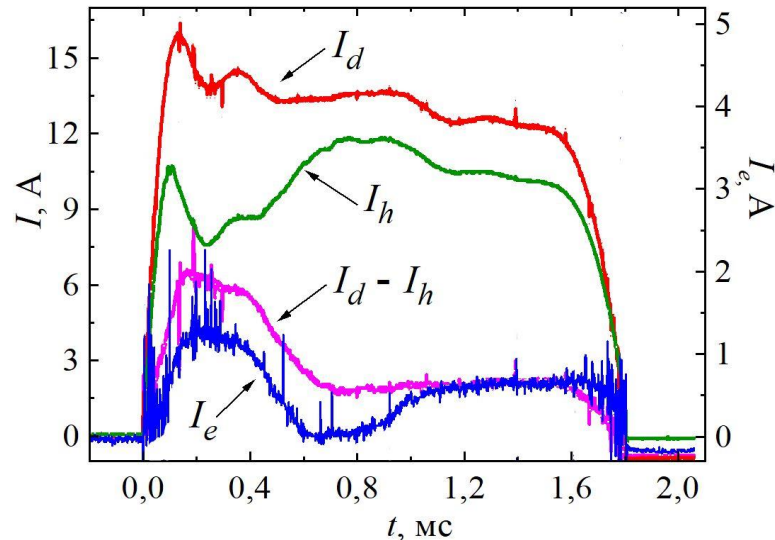


Рисунок 2.53 – тока  $I_d$  дугового разряда, тока  $I_h$  на полую часть, тока  $I_e$  эмиссии и разность осциллограмм токов  $I_d - I_h$

Поскольку переключение (перераспределение) разрядного тока между частями анода, наблюдаемое при двух стадиях горения дугового разряда, оказывает влияние на эмиссию электронов, то для увеличения эмиссионной способности источника ток через полую часть анода был ограничен резистором  $R_a = 30$  Ом. Кроме того, для улучшения однородности распределения эмиссионной плазмы в разрядном промежутке был установлен перераспределяющий электрод. Установка в разрядном промежутке перераспределяющего электрода и ограничение тока на полую часть анода приводят к увеличению напряжения  $U_d$  горения дуги, что обусловлено ухудшением условий горения разряда, при этом рост напряжения  $U_d$  зависит от вида рабочего газа. Так, например, для давлений  $p = 4 - 6$  Па напряжение  $U_d$  горения при использовании воздуха увеличивается в 1,8 раза, при использовании аргона – в 1,5 раза, а при использовании гелия – в 2,2 раза.

В работе [158] было показано, что для дугового разряда, функционирующего при давлениях  $p=10^{-2}-10^{-1}$  Па, увеличение частоты  $\nu$  повторения импульсов оказывало заметное влияние на параметры разрядной плазмы. Подобного влияния частоты повторения импульсов следовало бы ожидать и для дугового разряда, функционирующего при более высоких давлениях форвакуумного диапазона. Однако, как показали эксперименты, при варьировании частотой следования импульсов в диапазоне  $\nu=0,2-25$  Гц длительность  $\tau_1$  первой стадии горения дуги и время  $\tau_2$  перехода во вторую стадию, а следовательно, и  $\Delta t$ , оставались практически неизменными (рисунок 2.54). В обоих режимах горения дугового разряда напряжения  $U_{d1}$  и  $U_{d2}$  слабо увеличиваются с ростом тока  $I_d$  дуги (рисунок 2.55).

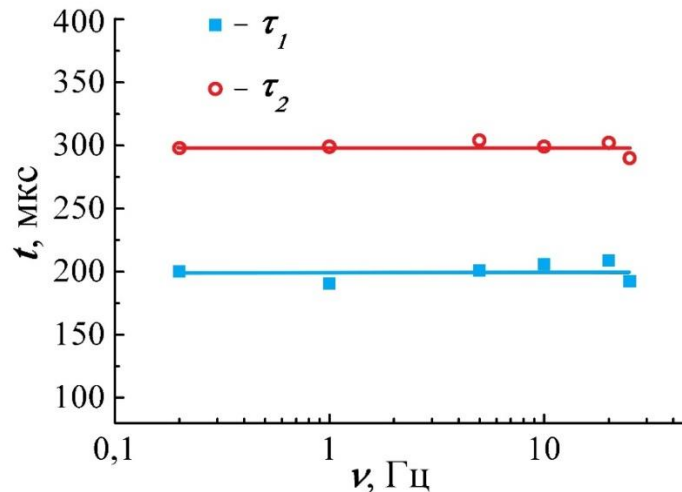


Рисунок 2.54 – Зависимости длительностей времен  $\tau_1$  и  $\tau_2$  от частоты  $\nu$  следования импульсов при  $p=15$  Па и  $I_d=20$  А. Рабочий газ – воздух

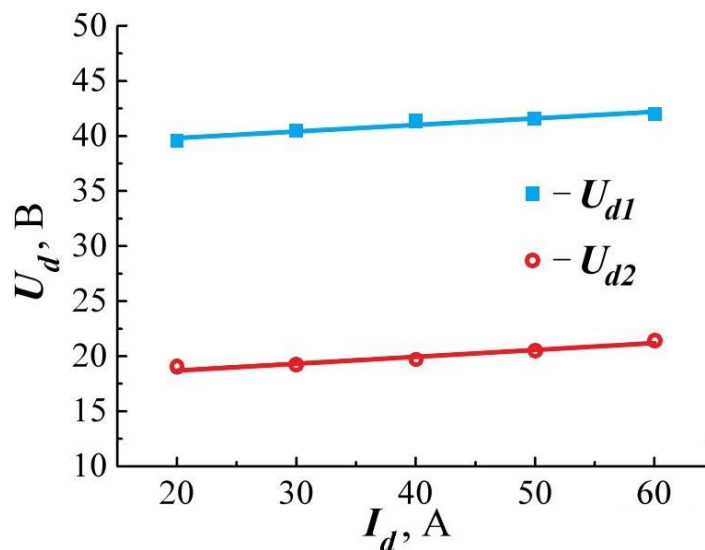


Рисунок 2.55 – Зависимость напряжений горения дугового разряда  $U_{d1}$  и  $U_{d2}$  от тока разряда  $I_d$  при  $p=30$  Па. Рабочий газ – воздух

На рисунке 2.56 представлены фотографии поверхности медного катода после 50 импульсов тока дугового разряда, функционирующего в двух режимах. При этом исходная поверхность катода была отполирована до зеркального состояния. При давлении рабочего газа  $p=50$  Па (рисунок 2.56,а), когда параметры дугового разряда соответствуют 1-й стадии с большим напряжением  $U_{d1}$  горения, на поверхности катода образуется загрязняющая пленка 1 (темная область), а автограф катодного пятна 2 (светлая область) занимает сравнительно большую площадь. Пленка на поверхности катода, вероятно, возникает в результате адсорбции газовых атомов и молекул в период между импульсами. В условиях низкого давления  $p=4$  Па (рисунок 2.56,б), когда реализуется 2-я стадия дугового разряда с меньшим напряжением  $U_{d2}$ , поверхность катода 3 остается «чистой», а след 4 от катодного пятна занимает значительно меньшую площадь и имеет большую глубину, чем в 1-й стадии.

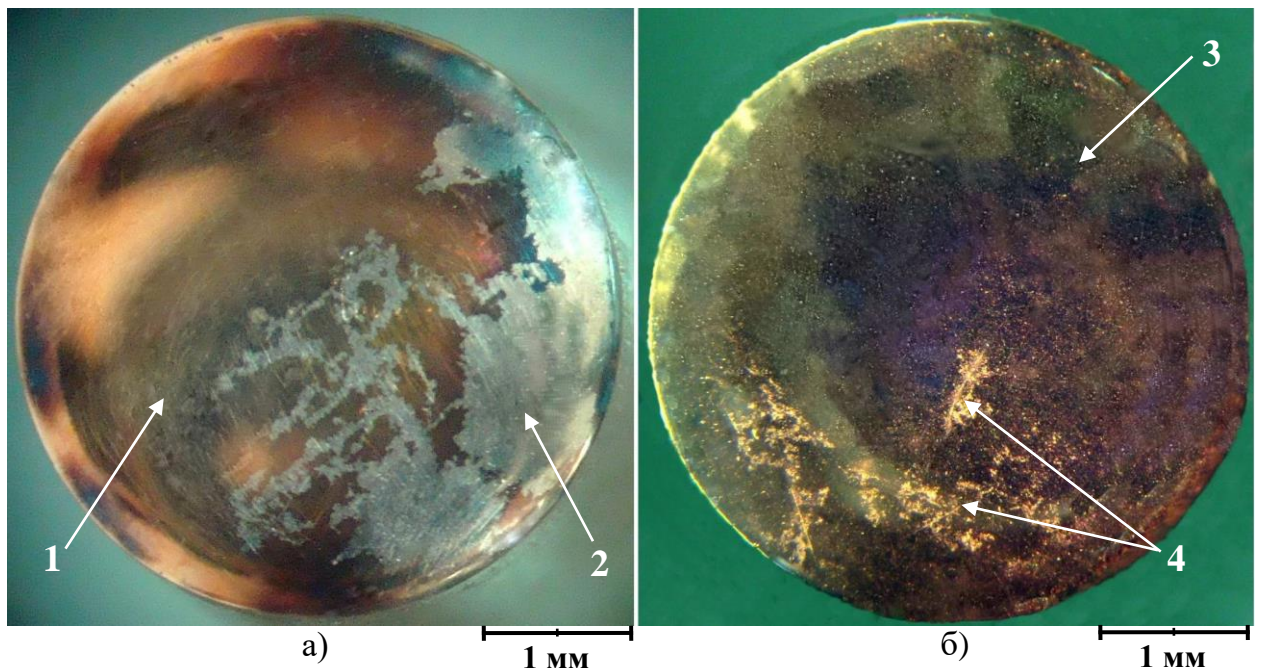


Рисунок 2.56 – Автографы катодных пятен: а –  $p=50$  Па; б –  $p=4$  Па. Ток разряда  $I_d=60$  А,  $\tau_{и}=200$  мкс, рабочий газ – воздух

Разная степень изменения поверхности катода, вероятно, обусловлена тем, что при горении дугового разряда в 1-й стадии ( $U_{d1}$ ) на катоде существуют преимущественно катодные пятна 1-го рода, которые возникают на загрязненных поверхностях, быстро перемещаются по поверхности электрода и вызывают малую эрозию материала катода. Соответственно, при горении дуги во 2-й стадии ( $U_{d2}$ ),

основным источником плазмы являются катодные пятна 2-го рода, которые возникают только на чистой металлической поверхности, сравнительно медленно перемещаются и вызывают значительную эрозию материала катода. Наблюдаемый в течение импульса тока дуги переход из одного режима горения дугового разряда в другой, по-видимому, связан с процессами десорбции газа с поверхности катода и трансформацией катодных пятен 1-го рода в пятна 2-го рода. При этом начальная стадия ( $U_{d1}$ ) горения дугового разряда обусловлена функционированием катодного пятна на «загрязненной» поверхности катода. Поэтому первая стадия связана с формированием на поверхности катода пятен первого и, возможно, частично второго рода, тогда как во второй стадии горения дуги ( $U_{d2}$ ) на поверхности электрода существуют преимущественно пятна 2-го рода. В то же время сравнительно большая величина напряжения  $U_{d1}$  горения дуги на начальной стадии горения разряда, когда десорбция газа с поверхности катода существенна, не согласуется с данными, представленными в [30, 159, 160], где указывается, что для пятен 1-го рода характерно более низкое напряжение горения. Более детальное изучение этого вопроса привело к заключению о том, что величина и знак изменения напряжения при переходе от одного режима горения дуги к другому, связаны с условиями эксперимента, главным образом, с геометрией разрядного промежутка и параметрами дугового разряда. Кроме того, на напряжение горения дуги могут оказывать влияние процессы ионизации рабочего газа, концентрация частиц которого в форвакуумном диапазоне значительно выше, чем в традиционных системах.

Изменение конфигурации разрядного промежутка источника с целью формирования электронного пучка большего радиуса привело к увеличению напряжения горения дуги практически в 2 раза по сравнению с разрядной конфигурацией, использованной ранее. При этом характер ВАХ разряда не изменился (рисунок 2.57).

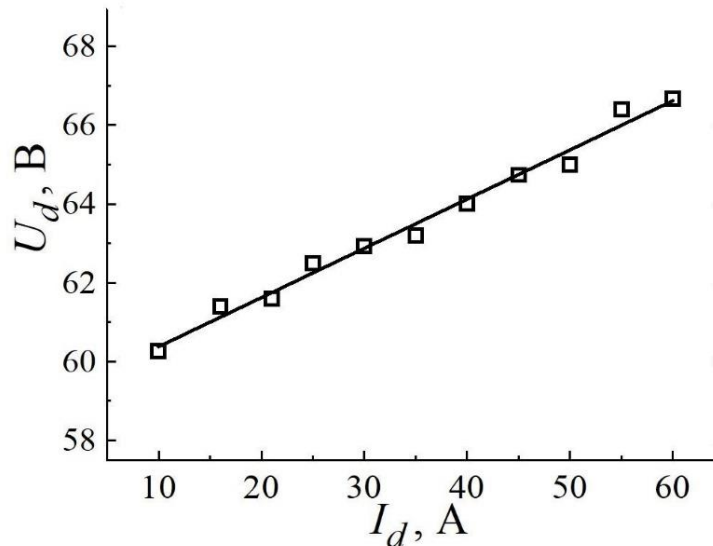


Рисунок 2.57 – Вольт-амперная характеристика дугового разряда.

Длительность импульса в диапазоне  $\tau_{\text{и}}=0,05\text{--}20$  мс не оказывает существенного влияния на ВАХ разряда. Род рабочего газа и давление в диапазоне  $p=3\text{--}15$  Па также практически не оказывают существенного влияния на ВАХ миллисекундной дуги ( $R_a=0$ ). При использовании в качестве рабочих газов аргона и азота при давлениях  $p$  более 15 Па, а при использовании гелия – при давлениях  $p$  более 25 Па, как и в случае, описанном выше, в течение импульса тока разряда наблюдаются две стадии горения дуги, отличающиеся напряжением  $U_d$  горения. В условиях эксперимента длительность первой стадии с более высоким напряжением горения, которая зависит от тока разряда и давления рабочего газа, не превышала 300 мкс. Поэтому при длительности импульса  $\tau_{\text{и}}$  более 1 мс наличие двух стадий дугового разряда не оказывало заметного влияния на усредненные параметры эмиссионной плазмы, формируемой дуговым разрядом. Как отмечалось ранее, установка перераспределяющего электрода в полном аноде, а также разделение анода сопротивлением  $R_a$  приводят к увеличению напряжения  $U_d$ , что, очевидно, обусловлено «затруднением» условий горения дугового разряда и, вероятно, потерей быстрых электронов на перераспределяющем электроде. Дуговой разряд с катодным пятном в форвакуумных источниках электронов представляет собой комбинацию вакуумного дугового разряда, в котором плазма генерируется в катодном пятне, и дугового разряда низкого давления с ионизационными процессами в разрядном промежутке. Наличие разделяющего сопротивления увеличивает вклад разрядного компонента низкого давления за счет роста потенциального барьера для плазменных

электронов, идущих на полую часть анода, а также в результате увеличения эффективной длины разрядного промежутка при замыкании тока разряда на торцевую поверхность полого анода. В этих условиях давление  $p$  и род рабочего газа начинают оказывать существенное влияние на  $U_d$  даже при давлении менее 15 Па (рисунок 2.58, на данном рисунке представлены усредненные по импульсу параметры).

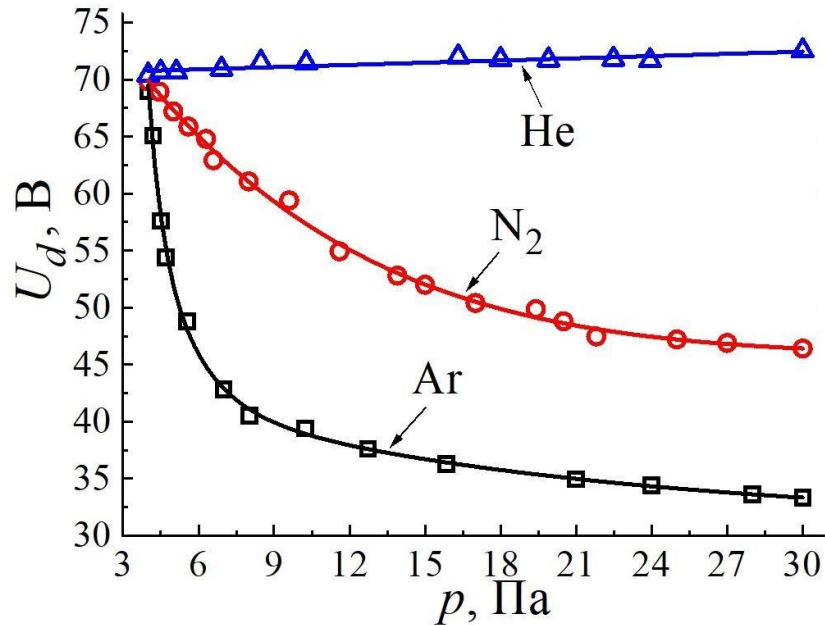


Рисунок 2.58 – Зависимость напряжения дуги  $U_d$  от давления рабочего газа  $p$  при использовании перераспределяющего электрода. Ток дуги  $I_d=40$  А,  $\tau_{и}=5$  мс,  $R_a=5$  Ом

При использовании аргона и азота увеличение давления  $p$  рабочего газа приводит к снижению напряжения  $U_d$  дуги, а при использовании гелия напряжение  $U_d$  увеличивается с ростом давления  $p$ . Влияние рода рабочего газа и его давления, по-видимому, связано с процессами ионизации и рекомбинации в разрядном промежутке, которые в данном случае определяют формирование эмиссионной плазмы [30]. Наблюдаемые отличия напряжения  $U_d$  для различных рабочих газов обусловлены разными сечениями ионизации и рекомбинации используемых газов. При использовании гелия (He), который имеет наименьшее сечение ионизации, рост напряжения горения при увеличении давления  $p$ , вероятно, связан с вытеснением гелием остаточной атмосферы (представленной, в основном, азотом, кислородом и парами воды), что приводит к снижению интенсивности ионизационных процессов. Влияние давления рабочего газа на параметры и характеристики дугового разряда наблюдалось в плазменных источниках, функционирующих в традиционном диапазоне давлений  $10^{-3}$ –

$10^{-1}$  Па [161, 162]. В частности, в работе [162] отмечается, что увеличение давления в разрядном промежутке обеспечивает более стабильное функционирование дугового разряда, что, в частности, проявлялось в уменьшении колебаний напряжения горения дуги.

Измерения концентрации плазмы в разрядном промежутке показали, что в прикатодной области давление рабочего газа, как и ожидалось, практически не оказывает влияния на концентрацию плазмы дугового разряда. На удалении от катода (на расстоянии более 20 мм) вид газа и его давление начинают оказывать влияние на концентрацию плазмы. Так, в области отбора электронов (удаление от катода около 75 мм) увеличение давления газа приводит к существенному росту концентрации плазмы. На рисунке 2.59 представлены форма импульса тока дугового разряда и значения концентрации плазмы при различных давлениях рабочего газа. При давлении 4 Па зависимость концентрации от времени в течение импульса имеет форму, близкую к импульсу тока дугового разряда (рисунок 2.59, кривая 1). Однако при давлении более 4 Па концентрация увеличивается в течение импульса, несмотря на то, что ток разряда достигает своего амплитудного значения. При этом промежуток времени, в течение которого происходит существенный рост концентрации, увеличивается с ростом давления рабочего газа.

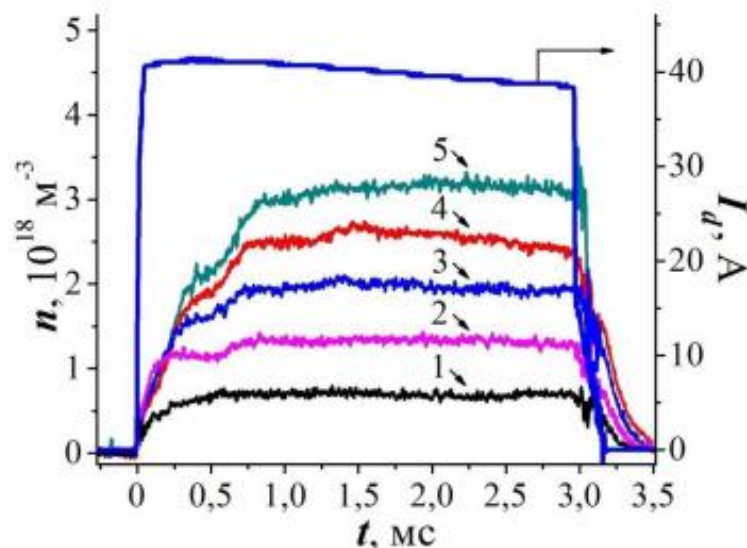


Рисунок 2.59 – Форма импульса тока  $I_d$  дугового разряда и концентрация  $n$  плазмы при различных давлениях  $p$  аргона (Ar): 1 – 4 Па; 2 – 10 Па; 3 – 16 Па; 4 – 19 Па; 5 – 22 Па

На рисунке 2.60 представлена зависимость усредненной по импульсу концентрации плазмы от давления для различных рабочих газов. Так, использование рабочего газа с большим сечением ионизации (например, Ar) приводит к большему увеличению концентрации.

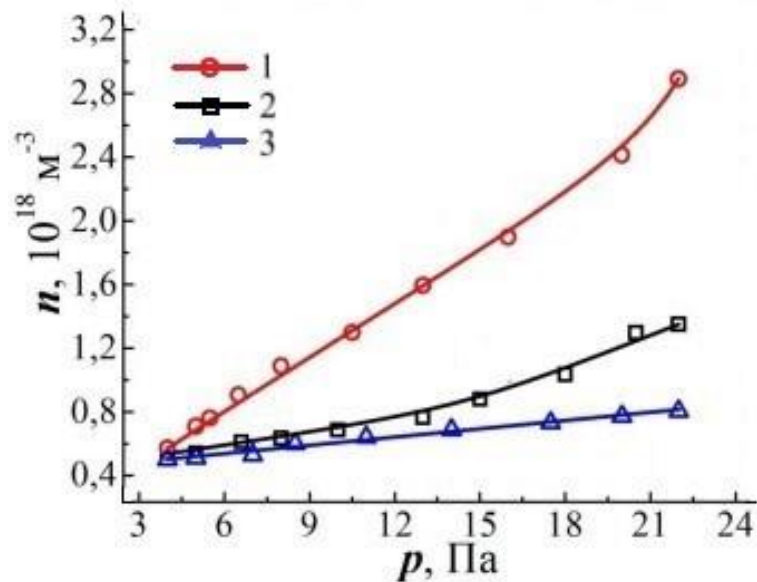


Рисунок 2.60 – Зависимость усредненной по импульсу концентрации  $n$  плазмы от давления рабочего газа  $p$ : 1 – аргон (Ar); 2 – азот ( $\text{N}_2$ ); 3 – гелий (He)

Как известно, формирование и устойчивое функционирование дуги происходит, начиная с некоторого порогового тока разряда [30], что, в свою очередь, для плазменного источника электронов на основе дугового разряда ограничивает минимально возможный ток эмиссии. При функционировании дугового разряда в миллисекундном диапазоне длительностей импульса возрастает вероятность спонтанного погасания дуги при малых разрядных токах. Как показали исследования, для медного катода при длительности импульса  $\tau_{\text{и}}$  более 1 мс в форвакуумном диапазоне давлений при разрядном токе  $I_d$  менее 5–6 А дуговой разряд начинает функционировать нестабильно, что проявляется в возникновении сильных шумов и выбросов на осциллограмме напряжения горения дуги, а также в возникновении «провалов тока» в течение импульса (рисунок 2.61), что, по-видимому, обусловлено погасанием и повторным зажиганием катодных пятен.



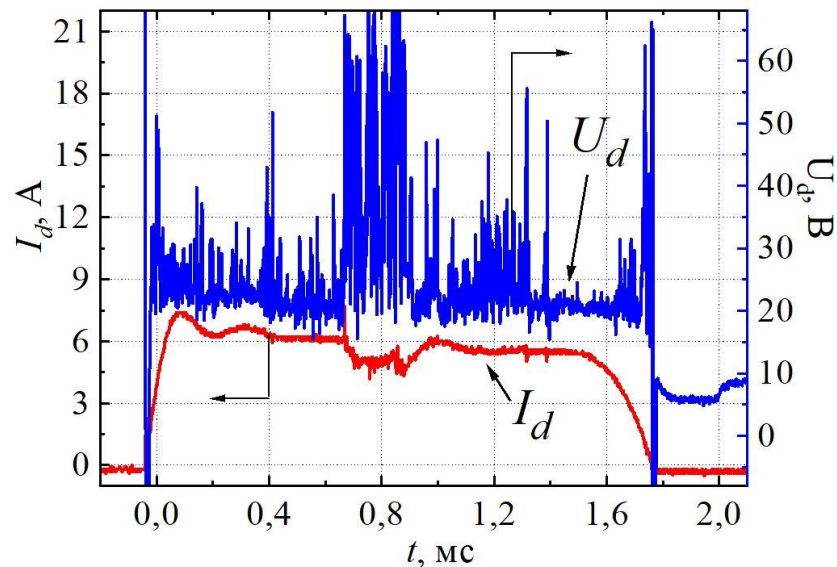


Рисунок 2.61 – Осциллограммы тока разряда  $I_d$  и напряжения горения дугового разряда  $U_d$  при малом разрядном токе,  $p=3$  Па.

#### 2.3.4 Радиальное распределение концентрации эмиссионной плазмы

Для технологического применения широкоапертурных электронных пучков важным условием является однородность распределения плотности тока по сечению пучка. Одним из важнейших параметров, влияющих на распределение плотности тока пучка, является характер радиального распределения плотности плазмы в разрядном промежутке (разрядной ячейке) источника электронов вблизи эмиссионной границы. Таким образом, для генерации электронных пучков со стабильными пространственными и временными параметрами необходимо обеспечить формирование достаточно однородной плазмы в области, где осуществляется отбор электронов.

В форвакуумном плазменном источнике электронов на основе дугового разряда для формирования развитой поверхности эмиссионной плазмы был использован полый цилиндрический анод, который выступает в роли экспандера для генерируемой в катодном пятне плазмы. На рисунке 2.62 представлены радиальные распределения концентрации  $n$  плазмы дугового разряда в разрядной ячейке источника на различном расстоянии  $h_k$  от катода.

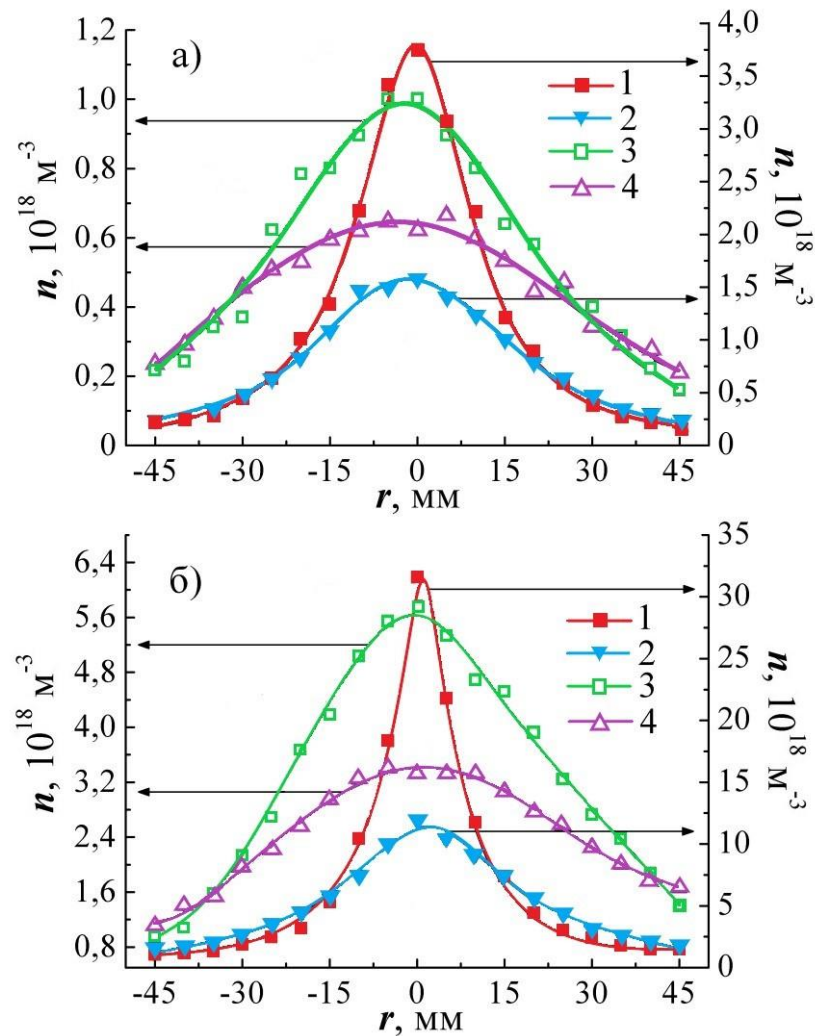


Рисунок 2.62 – Радиальные распределения концентрации разрядной плазмы  $n$  на различном расстоянии  $h_k$  от катода при токах разряда  $I_d=30$  А (а) и  $I_d=150$  А (б): 1 –  $h_k=10$  мм; 2 –  $h_k=20$  мм; 3 –  $h_k=30$  мм; 4 –  $h_k=40$  мм. Рабочий газ – воздух,  $p=8$  Па

Экспериментальные исследования распределения концентрации  $n$  плазмы в разрядной ячейке форвакуумного источника электронов на основе дугового разряда показали, что, как и ожидалось, основным источником плазмы является катодное пятно (см. рисунок 2.62). Об этом, в частности, свидетельствует тот факт, что при больших токах  $I_d$  дугового разряда в прикатодной области ( $h_k=10$  мм) увеличивается крутизна радиального распределения концентрации  $n$  плазмы (рисунок 2.62, б, кривая 1). Распространяясь от катода к эмиссионной сетке, плазменный поток, формируемый вблизи катодного пятна, расширяется в полой части анода, а плотность плазмы на оси резко уменьшается. При этом по мере движения к эмиссионной сетке радиальное распределение концентрации  $n$  плазмы в потоке становится более однородным (см. рисунок 2.62).

На рисунке 2.63 представлено радиальное распределение концентрации  $n$  плазмы дугового разряда вблизи области отбора электронов ( $h_k=40$  мм) при различной амплитуде токов  $I_d$  разряда. Увеличение тока  $I_d$  разряда приводит к пропорциональному повышению концентрации эмиссионной плазмы.

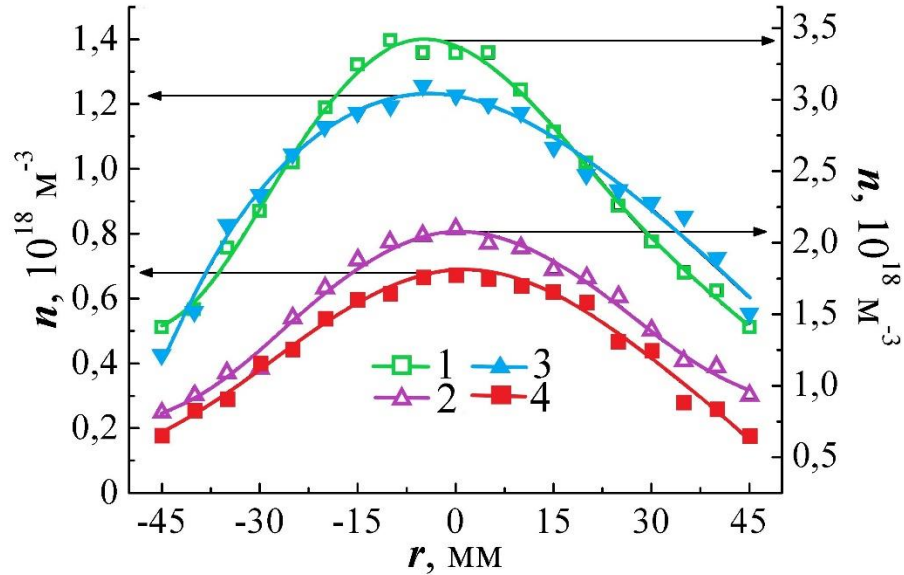


Рисунок 2.63 – Радиальные распределения концентрации  $n$  разрядной плазмы в области эмиссионного электрода ( $h_k=40$  мм) при токах разряда: 1 –  $I_d=150$  А; 2 –  $I_d=100$  А; 3 –  $I_d=60$  А; 4 –  $I_d=30$  А. Рабочий газ – воздух,  $p=8$  Па

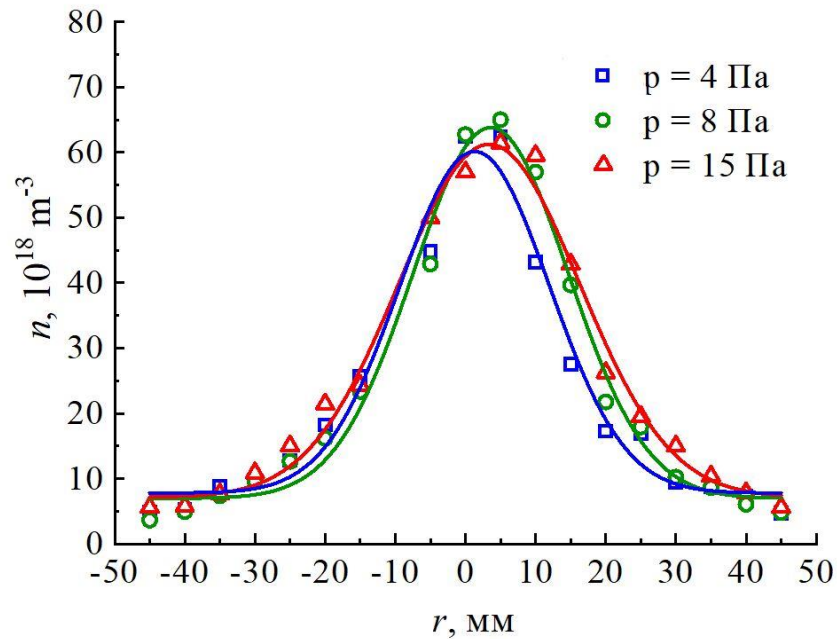


Рисунок 2.64 – Радиальные распределения концентрации  $n$  разрядной плазмы в прикатодной области ( $h_k=10$  мм) при токе разряда  $I_d=60$  А и различном давлении рабочего газа  $p$ . Рабочий газ – воздух

Исследования влияния давления  $p$  рабочего газа на параметры плазмы дугового разряда показали, что в прикатодной области ( $h_k=10$  мм) изменение давления  $p$ , как и ожидалось, практически не влияет на профиль радиального распределения и концентрацию  $n$  (плотность) плазмы (рисунок 2.64). При этом в области эмиссии ( $h_k=40$  мм) повышение давления  $p$  рабочего газа вызывает рост плотности плазмы, но не приводит к значительному изменению профиля её распределения (рисунок 2.65).

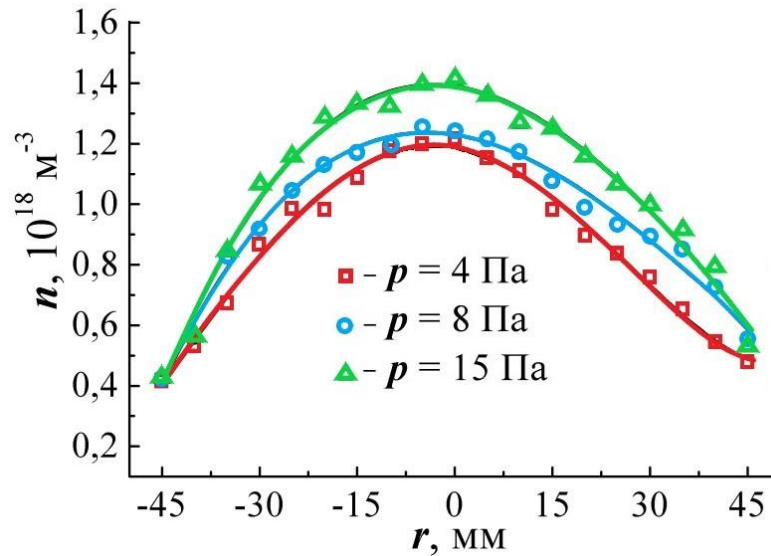


Рисунок 2.65 – Радиальные распределения концентрации  $n$  разрядной плазмы в области эмиссионной сетки ( $h_k=40$  мм) при токе разряда  $I_d=60$  А и различном давлении рабочего газа  $p$ . Рабочий газ – воздух

Наблюдаемый при увеличении давления  $p$  рабочего газа рост плотности плазмы в области эмиссии, находящейся на значительном удалении от катодного пятна, обусловлен эффективной ионизацией рабочего газа, концентрация частиц которого в форвакууме на порядки выше, чем в традиционных системах. По мере роста разрядного тока  $I_d$  степень влияния давления  $p$  рабочего газа на плотность плазмы в области эмиссии ( $h_k=40$  мм) снижается.

Для формирования более однородной эмиссионной плазмы и, соответственно, улучшения однородности плотности тока по сечению электронного пучка в разрядном промежутке, по аналогии с [28], устанавливались различные перераспределяющие электроды (рисунок 2.66): сферические электроды из нержавеющей стали различного диаметра; сеточный электрод из нержавеющей стали, имеющий форму конуса (геометрическая прозрачность 60 %); сеточный электрод из нержавеющей стали

(прозрачность основной сетки 60 %), имеющий форму конуса с центральной вставкой (прозрачность сеточной вставки 30 %). Оптимальные геометрические прозрачности сеток определялись эмпирически.

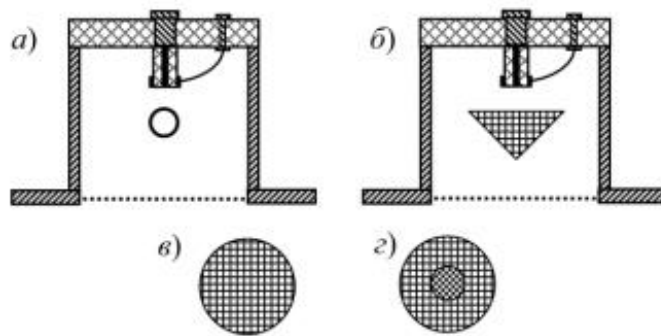


Рисунок 2.66 – Конфигурации разрядного промежутка источника с различными перераспределяющими электродами: *а* – со сферическими электродами; *б* – с сеточными электродами; *в* – сеточный электрод с однородной сеткой; *г* – составной сеточный электрод с разной геометрической прозрачностью сетки

Использование шарообразного перераспределяющего электрода диаметром 28 мм, находящегося под плавающим потенциалом, обеспечило формирование эмиссионной плазмы с неоднородностью не более 15 % в области отбора электронов. В свою очередь, это обеспечило улучшение однородности распределения плотности тока по сечению электронного пучка (рисунок 2.67). Однако вследствие эрозии катода, вызываемой функционированием катодных пятен, необходима периодическая юстировка положения сферического перераспределяющего электрода в разрядном промежутке для обеспечения однородности электронного пучка. Использование сеточных перераспределяющих электродов позволяет подбором геометрической прозрачности сетки и формы электрода обеспечить формирование достаточно однородного электронного пучка. При этом снижается влияние эрозии катода на однородность электронного пучка, что позволяет уменьшить количество юстировок в процессе работы источника. В результате проведенных экспериментов была определена оптимальная форма перераспределяющего электрода – полый сеточный конус (основание конуса сеткой не перекрывалось) с высотой 3 см и диаметром основания 4 см. Применение сеточного перераспределяющего электрода с меньшей геометрической прозрачностью вблизи вершины конуса (оси симметрии) обеспечивало формирование более однородного электронного пучка (рисунок 2.67, кривая 3).

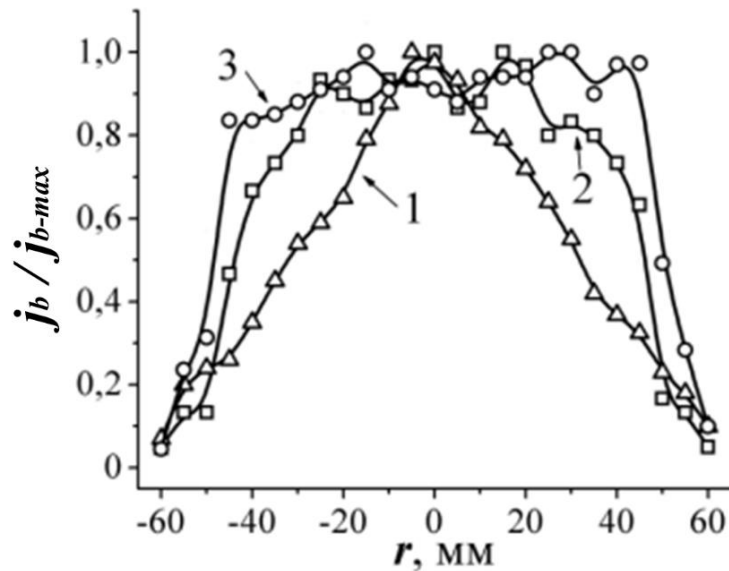


Рисунок 2.67 – Радиальное распределение нормированной плотности тока  $j_b/j_{b-max}$  электронного пучка на расстоянии от экстрактора  $L=15$  см: 1 – без перераспределяющих электродов; 2 – шарообразный перераспределяющий электрод; 3 – составной сеточный перераспределяющий электрод с различной геометрической прозрачностью сетки

При этом следует отметить, что использование перераспределяющих электродов приводит к уменьшению абсолютных значений концентрации плазмы в области эмиссии (рисунок 2.68).

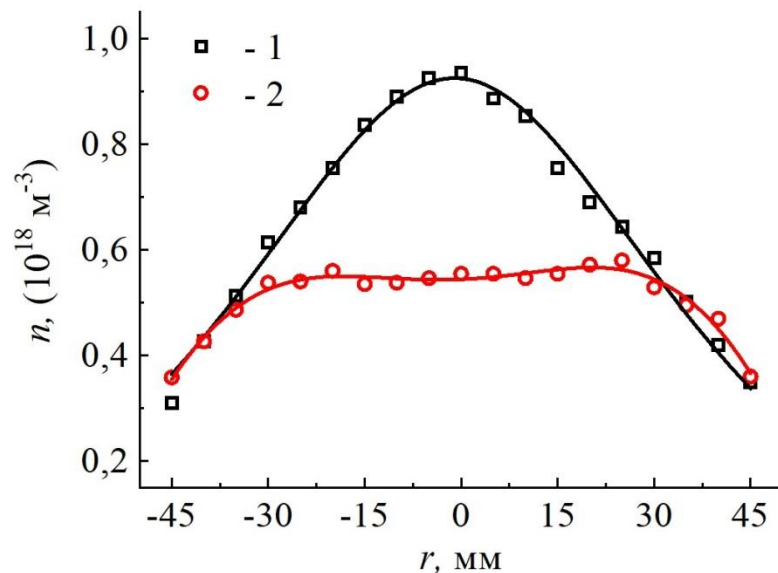


Рисунок 2.68 – Распределение концентрации  $n$  плазмы в области отбора электронов ( $h_k=40$  мм) при  $p=3$  Па и  $I_d=40$  А: 1 – конфигурация без перераспределяющего электрода; 2 – в разрядном промежутке установлен перераспределяющий электрод ( $R_d=0$ ). Рабочий газ – воздух

Наблюдаемое снижение плотности эмиссионной плазмы при используемой геометрии разрядного промежутка, по-видимому, обусловлено значительным рассеянием плазмы катодного факела вследствие близкого расположения перераспределяющего электрода к катоду. Это приводит к росту доли заряженных частиц, перехватываемых полой частью анода. В то же время установка перераспределяющего электрода на большем от катода расстоянии не обеспечивает создание достаточно однородной эмиссионной плазмы.

Ограничение тока, протекающего через полую часть анода, балластным сопротивлением  $R_a \geq 30$  Ом приводит к повышению абсолютных значений концентрации  $n$  плазмы в области эмиссионной сетки (рисунок 2.69). При этом было обнаружено, что установка  $R_a = 30$  Ом достаточна для практически полного переключения разрядного тока на плоскую часть анода, в результате ток на полую часть анода не превышает 5–10 % от полного тока разряда во всем диапазоне исследованных токов разряда.

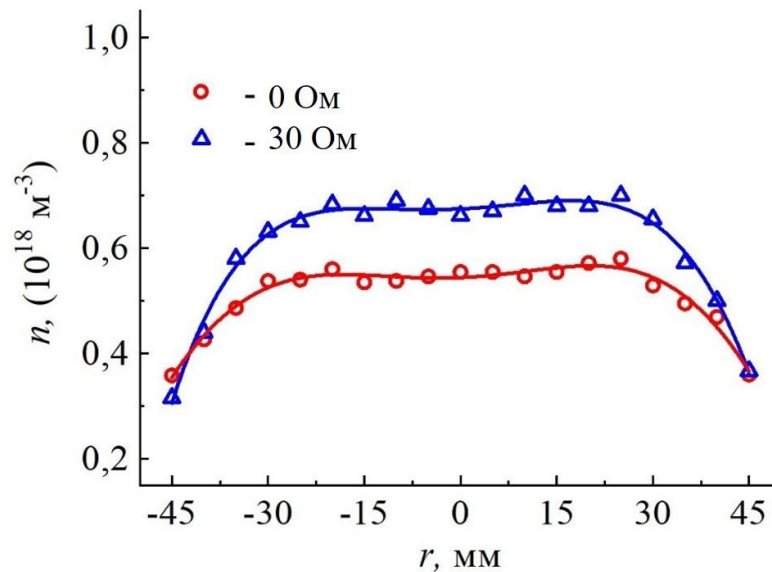


Рисунок 2.69 – Радиальные распределения концентрации  $n$  эмиссионной плазмы ( $h_k = 40$  мм) с установленным в разрядном промежутке перераспределяющим электродом при  $R_a = 0$  и  $R_a = 30$  Ом. Параметры:  $I_d = 40$  А,  $p = 3$  Па. Рабочий газ – воздух

Как и для случая без перераспределяющего электрода (см. рисунок 2.65), так и с его использованием увеличение давления газа приводит к росту плотности плазмы в области отбора электронов (рисунок 2.70). Использование газа с большим сечением ионизации приводит к большему росту плотности плазмы (рисунок 2.70,б). На рисунке 2.71 представлена эволюция профиля распределения разрядной плазмы вблизи области

отбора электронов в течение импульса тока разряда, т.е. радиальные распределения плотности плазмы в различные моменты времени. По профилям распределения видно, что в области отбора электронов плотность плазмы увеличивается в течение импульса тока дуги. В условиях эксперимента рост концентрации наблюдался только в течение промежутка времени не более 800 мкс, соответственно, при временах более 800 мкс профили распределения плотности плазмы практически не менялись.

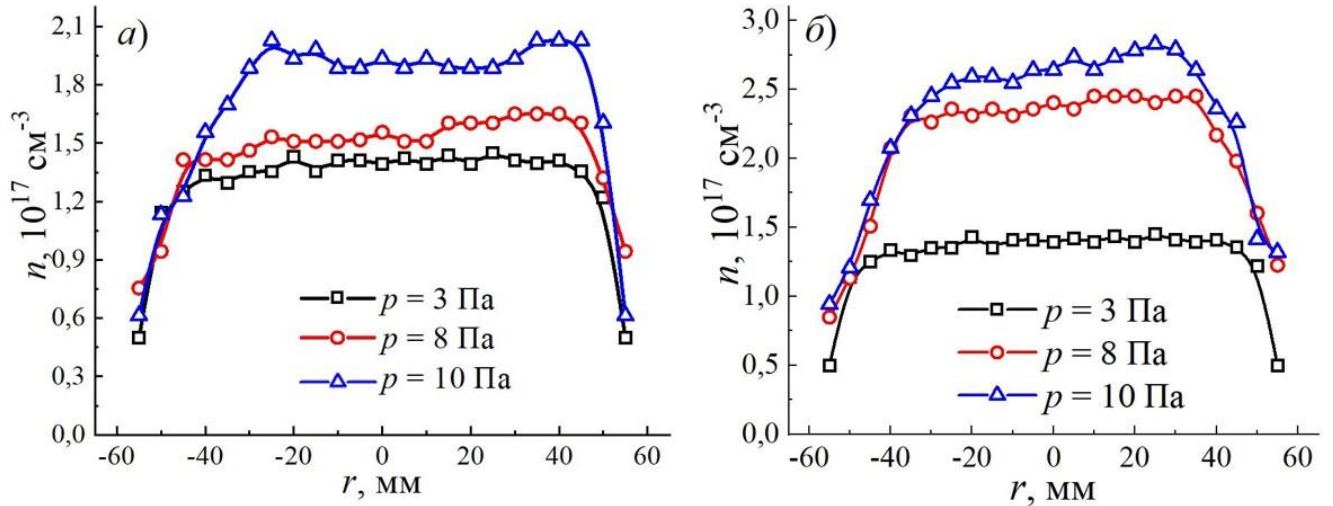


Рисунок 2.70 – Профиль распределения плотности  $n$  плазмы в области отбора электронов при различном давлении рабочего газа  $p$ , ток разряда 30 А ( $\tau_{и}=800$  мкс): а – азот; б – аргон.

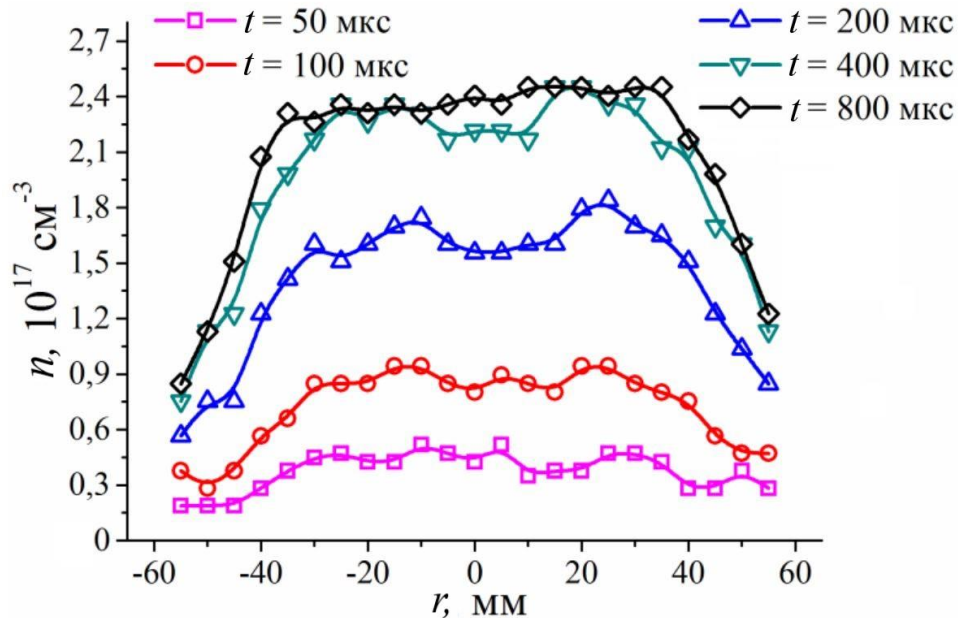


Рисунок 2.71 – Профили распределения плотности  $n$  плазмы в области отбора электронов в различные моменты времени в течение импульса тока дуги,  $I_d=30$  А,  $p=8$  Па, газ – аргон



Представленные результаты исследований по формированию однородной эмиссионной плазмы в разрядной ячейке плазменного источника электронов, функционирующего в форвакуумном диапазоне давлений, однозначно свидетельствуют о возможности использования дугового разряда с катодным пятном для стабильной генерации широкоапертурных импульсных электронных пучков.

### 2.3.5 Моделирование распределения концентрации (профиля) плазмы дугового разряда

В рамках разработанной модели, описывающей процесс распределения плазмы дугового разряда вблизи области отбора электронов (эмиссионной поверхности плазмы), рассматривается двумерная задача: начало координат помещается в центр эмитирующей поверхности катода, ось  $z$  направляется вдоль оси симметрии разрядной системы, ось  $r$  – в радиальном направлении (рисунок 2.72).

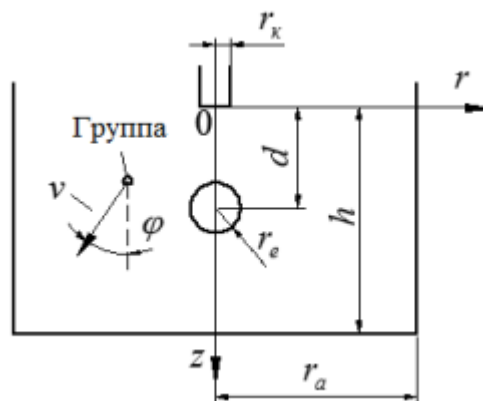


Рисунок 2.72 – Схематичное представление разрядного промежутка:  $r_k$  – радиус катода;  $r_a$  – радиус цилиндрической части анода;  $r_e$  – радиус перераспределяющего электрода;  $h$  – расстояние катод – плоская часть анода;  $d$  – расстояние катод - центр перераспределяющего электрода;  $v$  – вектор скорости группы

Так как используемые в эксперименте длительности импульса разряда много больше времени формирования разряда, то в данной модели не рассматриваются процессы на ранней стадии развития разряда [163]. Таким образом, процесс распределения плазмы в разрядном промежутке после формирования разряда обусловлен, главным образом, распространением плазмы катодного факела.

Для описания процесса распространения плазмы используется метод крупных частиц [164], т.е. рассматривается распространение конечного (небольшого) числа

групп, характеризующихся общими параметрами: координатой; модулем скорости; углом между вектором скорости и осью (см. рисунок 2.72); количеством частиц в группе; пройденным группой расстоянием, отсчитываемым с момента эмиссии группы с поверхности катода либо с момента рассеяния частиц группы на молекулах остаточного газа.

Эмитированные с катода частицы разбиваются на несколько групп с разными углами, согласно распределению концентрации плазмы вблизи катода (см. рисунок 2.64). Эти группы помещаются в центр катода, скорость при этом задается равной  $2 \cdot 10^4$  м/с (скорость движения фронта катодной плазмы для электродов из меди [156]). Дальнейшее распространение групп плазмы осуществляется согласно направлению вектора скорости частицы. При этом учтено, что помимо скорости направленного движения потоки плазмы обладают тепловой скоростью, вследствие чего происходит расширение плазмы в радиальном направлении за счет дополнительного слагаемого к радиальной компоненте скорости. Данный эффект учтен разбиением групп на подгруппы согласно распределению Максвелла для проекции скорости [формула (2.18)]. При этом максимально возможной тепловой скоростью считается скорость, соответствующая значению функции плотности вероятности, равному 0,1 % от максимума распределения.

$$\Delta N = N \cdot \sqrt{\frac{m}{2\pi \cdot k \cdot T_i} \cdot \exp\left(-\frac{m \cdot v_r^2}{2 \cdot k \cdot T_i}\right)} \cdot \Delta v_r, \quad (2.18)$$

где  $\Delta N$  – количество частиц в подгруппе;  $m$  – масса частицы;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T_i$  – температура плазмы;  $v_r$  – средняя тепловая скорость ионов в группе;  $\Delta v_r$  – интервал скоростей в группе.

Геометрия разрядной ячейки плазменного источника, в том числе наличие и размеры перераспределяющего электрода, учитываются путем удаления групп плазмы, попадающих на стенки катода, анода и перераспределяющего электрода.

Особенность распределения плазмы дугового разряда в форвакуумной области давлений состоит в рассеянии частиц плазмы катодного факела на газовых молекулах. Так как длина волны де Бройля атома меди много меньше размеров молекул, то рассеяние можно рассматривать с точки зрения классической механики, представляя атомы и частицы в виде абсолютно упругих шаров [165]. Рассеяние групп частиц плазмы

производится при каждом прохождении группой длины свободного пробега, определяемой по формуле 2.19 [166]:

$$\lambda = \frac{k \cdot T}{\sqrt{2} \cdot \sigma \cdot p}, \quad (2.19)$$

где  $\sigma = \pi(r_1 + r_2)^2$  – полное сечение рассеяния ( $r_1$  и  $r_2$  – радиусы налетающего атома меди и неподвижного атома азота соответственно);  $p$  – давление остаточного газа;  $T$  – температура остаточного газа.

Отклонение частиц при этом производится согласно дифференциальному сечению рассеяния в системе центра инерции рассматриваемого парного соударения [166]

$$d\sigma = \frac{\pi \cdot (r_1 + r_2)^2 \cdot \sin\theta \cdot d\theta}{2}, \quad (2.20)$$

где  $\theta$  – угол рассеяния в системе центра инерции.

Модуль скорости в системе центра инерции при этом не изменяется. Для перехода в лабораторную систему отсчета к модулю скорости в системе центра инерции прибавляется вектор скорости центра инерции.

Нахождение радиального распределения концентрации плазмы вблизи анода осуществляется согласно уравнению баланса частиц в стационарном режиме с учетом образования газовых ионов в результате ионизации высокоэнергичными электронами плазмы катодного факела:

$$\frac{dn_c}{dt} + z_i - D \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} \left( r \cdot \frac{d}{dr} \cdot n(r) \right) - z_{em} = 0, \quad (2.21)$$

где  $dn_c$  – увеличение концентрации плазмы за счет прихода частиц плазмы катодного факела;  $z_i$  – выход ионизации электронами катодного факела газовых молекул;  $D$  – коэффициент диффузии;  $z_{em}$  – количество ионов в единицу времени, ушедших на анод.

Выход ионизации газовых молекул высокоэнергичными электронами определяется [167]

$$z_i = n_c \cdot n_0 \cdot \left( \frac{8k \cdot T_e}{\pi \cdot m_e} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \alpha_i \cdot \left( U_i + \frac{2k \cdot T_e}{e} \right) \cdot \exp \left( - \frac{e \cdot U_i}{k \cdot T_e} \right), \quad (2.22)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $n_0$  – концентрация молекул газа;  $e$ ,  $m_e$ ,  $T_e$  – заряд, масса и температура электронов;  $\alpha_i$  – коэффициент пропорциональности [167];  $U_i$  – первый потенциал ионизации молекулы газа.

Уход ионов плазмы на анод определяется согласно боровскому току:

$$z_{em} = \frac{1}{4} n(r) \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m}} dh, \quad (2.23)$$

где  $dh$  – высота прианодного слоя, в котором производится расчет распределения.

На рисунке 2.73 представлены расчетные профили плазмы вблизи анода, полученные для различных значений диаметра перераспределяющего электрода, совместно с экспериментальными распределениями.

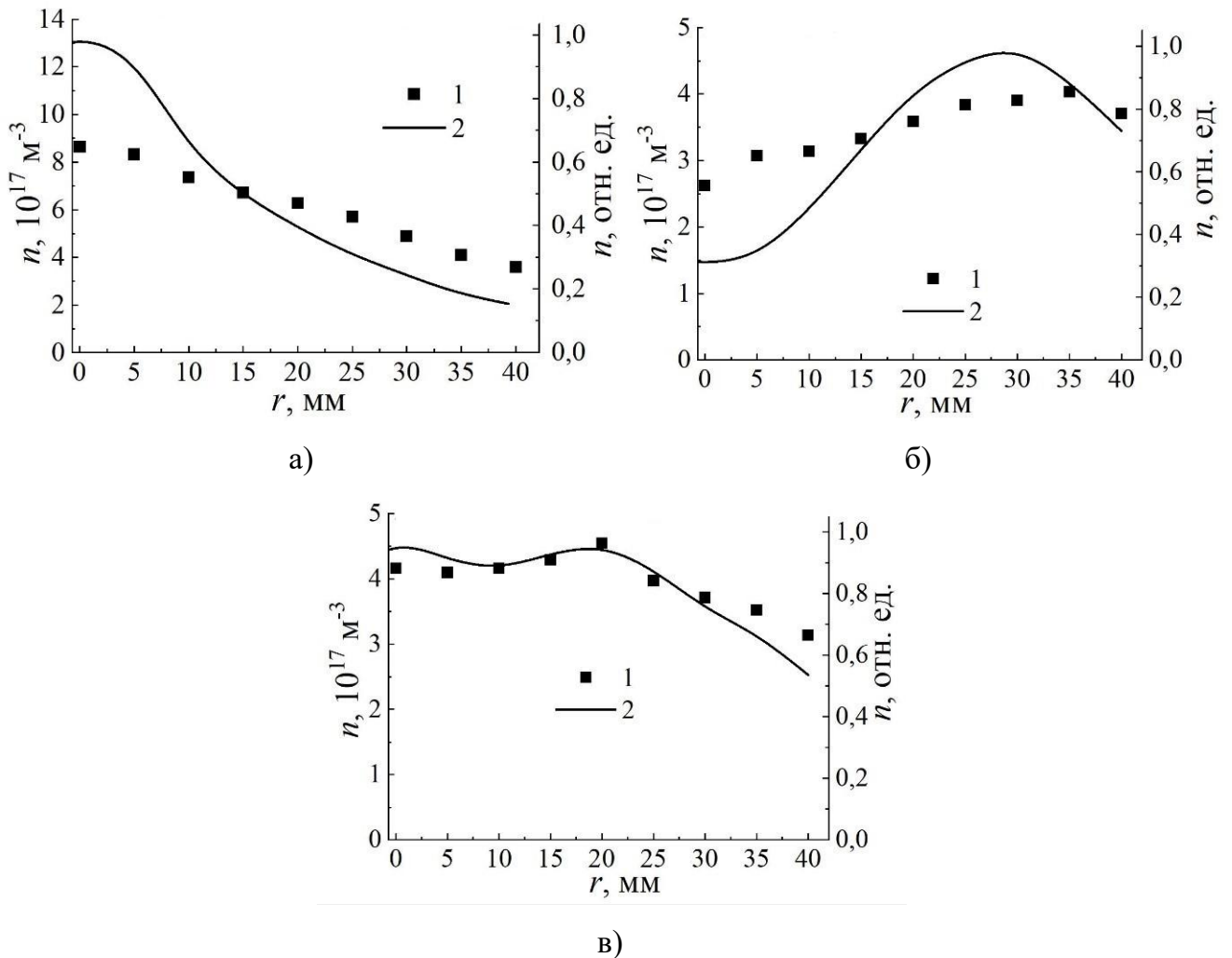


Рисунок 2.73 – Радиальные распределения концентрации плазмы без распределяющего электрода (а), с перераспределяющим электродом в виде шара радиусом 12 мм (б) и радиусом 6 мм (в);  $p=4$  Па: 1 – эксперимент; 2 – расчет

На рисунке 2.73,а представлено распределение плазмы, создаваемое при отсутствии перераспределяющего электрода на пути распространения катодного факела и имеющее ярко выраженный максимум в центре анода. При использовании

перераспределяющего электрода большого диаметра (радиус 12 мм, рисунок 2.73,б) значительная часть потока плазмы катодного факела перекрывается электродом, из-за чего максимум распределения вблизи анода приходится на область ближе к краю анода. Оптимизация радиуса перераспределяющего электрода позволяет обеспечить наилучшую однородность распределения плазмы (радиус 6 мм, рисунок 2.73,в).

Распределения концентрации плазмы для разных давлений представлены на рисунке 2.74. Как видно из данных результатов, концентрация плазмы вблизи анода повышается при увеличении давления рабочего газа за счет появления в плазме газовых ионов. Так, двукратное повышение давления с 5 до 10 Па может приводить к повышению уровня концентрации на 80 %. Характер же зависимостей при этом, за исключением роста абсолютных значений, меняется слабо. Расчетные распределения концентрации плазмы как для различных размеров перераспределяющего электрода, так и для различных давлений рабочего газа достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

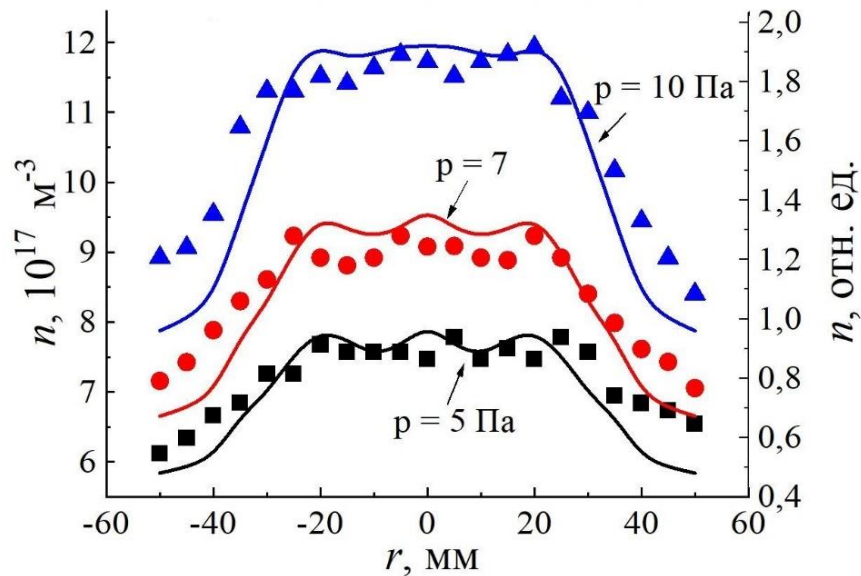


Рисунок 2.74 – Радиальные распределения концентрации плазмы  $n$  при различных давлениях рабочего газа  $p$ . Радиус перераспределяющего электрода 6 мм, точки – экспериментальные данные, кривые – расчет

### 2.3.6 Масс-зарядовый состав и спектры оптического излучения плазмы дугового разряда

Для изучения параметров плазмы дугового разряда, функционирующего в плазменном эмиттере форвакуумного импульсного источника электронов, исследовались оптические спектры излучения плазмы и проводились измерения масс-зарядового состава плазмы.

Как описывалось ранее, при низком рабочем давлении (менее 5 Па) дуговой разряд практически сразу переходит в режим с низким напряжением горения (вторая стадия). При этом в спектре излучения плазмы наблюдается преобладание линий материала катода (меди), интенсивность которых значительно превышает интенсивность спектральных линий рабочего газа (рисунок 2.75). Наиболее интенсивные (в исследованном диапазоне длин волн) спектральные линии материала катода 324,75 и 327,4 нм соответствуют нейтральным атомам меди (Cu I). Интенсивность спектральной линии излучения с длиной волны 336,56 нм, соответствующей однократно ионизованному иону меди  $\text{Cu}^+$  (Cu II), также превышает интенсивности газовых линий. В спектре также наблюдается группа спектральных линий малой интенсивности в диапазоне длин волн 368–428 нм, соответствующая ионам меди  $\text{Cu}^+$ .

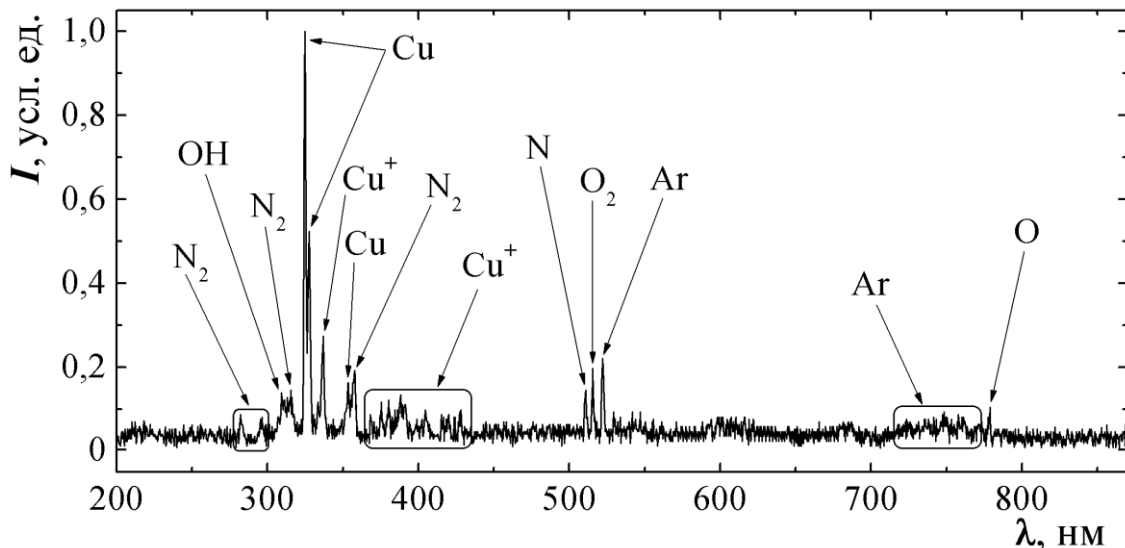


Рисунок 2.75 – Оптический спектр излучения плазмы дугового разряда (2-я стадия):  $p=4$  Па и  $I_d=60$  А. Рабочий газ – аргон

Следует отметить, что при использовании для вакуумной откачки только механического насоса среда в вакуумной камере представляет собой смесь остаточной

атмосферы и рабочего газа, напускаемого в камеру. Поэтому в оптическом спектре излучения плазмы, помимо линий напускаемого аргона (Ar), также наблюдаются спектральные линии, соответствующие остаточной атмосфере, состоящей преимущественно из азота, кислорода и паров воды.

Доминирование интенсивностей спектральных линий излучения, соответствующих нейтральным атомам, над интенсивностью излучения ионов при исследовании оптического излучения плазмы дугового разряда в диапазоне давлений  $p=10^{-4}-10^{-2}$  Па наблюдалось ранее в работах [168, 169], а также в разрядах другого типа [170], функционирующих при давлениях свыше 1 Па. В частности, в работе [168] при давлении порядка  $10^{-3}$  Па и токе дуги 50–300 А в оптическом спектре излучения плазмы наблюдалось доминирование двух спектральных линий с длинами волн 324,75 и 327,4 нм, которые соответствуют излучению нейтральных атомов меди Cu (Cu I). Кроме того, сравнение масс-спектров и оптических спектров, проведенное в [171], показало, что при горении дугового разряда в высоком вакууме ( $p=10^{-5}$  Па), несмотря на доминирование в масс-спектре двухзарядных ионов меди ( $\text{Cu}^{2+}$ ), в оптическом спектре излучения плазмы преобладали спектральные линии излучения однократно ионизованных ионов меди Cu II ( $\text{Cu}^+$ ) и нейтральных атомов Cu I (Cu).

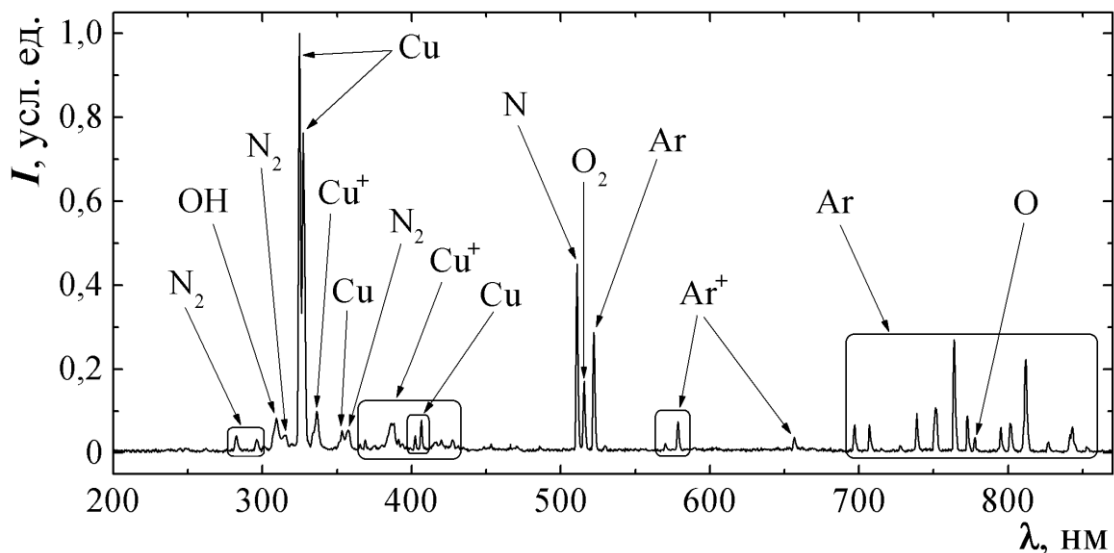


Рисунок 2.76 – Оптический спектр излучения плазмы дугового разряда (2-я стадия):  $p=10$  Па,  $I_d=20$  А. Рабочий газ – аргон

Уменьшение тока разряда и увеличение давления рабочего газа при сохранении относительно низкого напряжения горения (2-я стадия) приводит к росту интенсивности газовых спектральных линий и появлению дополнительных четких линий излучения

атома аргона (рисунок 2.76). Спектральные линии аргона, располагающиеся в диапазоне длин волн 696–854 нм, соответствуют излучению нейтральных атомов аргона Ar I. Кроме того, в спектре появляются линии 570,4; 578,12 и 656,45 нм, которые соответствуют излучению ионов аргона  $\text{Ar}^+$  (Ar II). Увеличение давления также приводит к снижению интенсивностей спектральных линий, соответствующих однократно ионизированным ионам меди ( $\text{Cu}^+$ ).

Увеличение тока разряда и повышение давления рабочего газа обеспечивают условие горения дугового разряда с относительно высоким напряжением (1-я стадия горения разряда) в течение всего импульса тока разряда. На 1-й стадии горения разряда интенсивность газовых спектральных линий начинает превосходить интенсивность линий материала катода (рисунок 2.77). Наблюдается еще большее снижение интенсивностей спектральных линий излучения ионов меди, что приводит к исчезновению большей части линий  $\text{Cu}^+$  в диапазоне длин волн 368–428 нм. В то же время вместо данных линий  $\text{Cu}^+$  в спектре появляются дополнительные линии 402,7 и 406,26 нм, соответствующие излучению нейтральных атомов меди (Cu I). Кроме того, увеличение давления рабочего газа до 50 Па приводит к росту интенсивности спектральной линии 578,12 нм, которая соответствует ионам аргона  $\text{Ar}^+$  (рабочий газ).

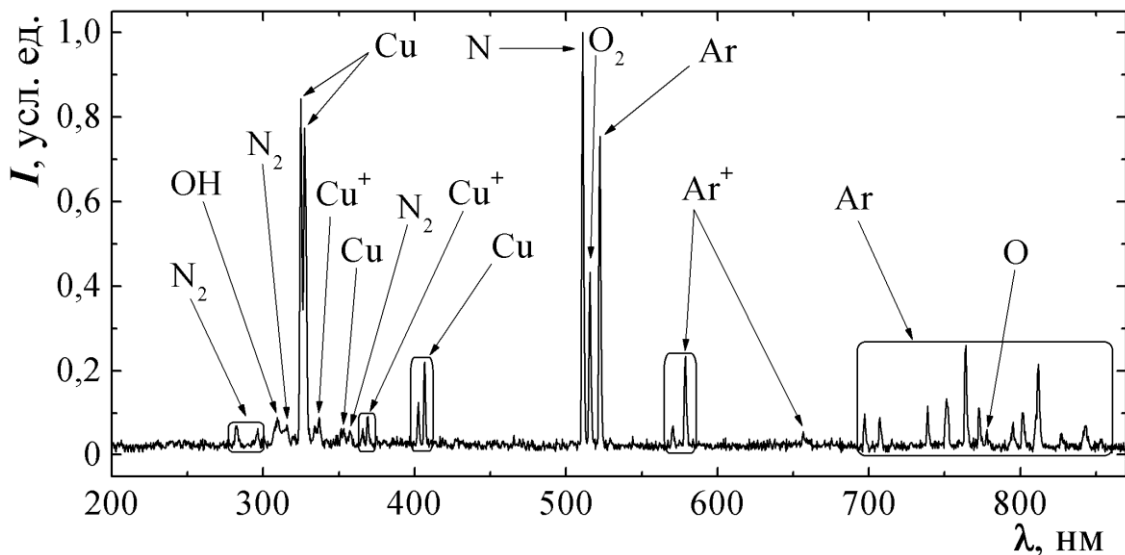


Рисунок 2.77 – Оптический спектр излучения плазмы дугового разряда (1-я стадия):  $p=50$  Па и  $I_d=60$  А. Рабочий газ – аргон

Типичные спектры масс-зарядового состава ионов плазмы дугового разряда в форвакуумном диапазоне давлений в атмосфере аргона представлены на рисунке 2.78. При использовании меди в качестве материала катода в масс-спектрах наблюдаются



только однозарядные ионы меди и ионы остаточных газов ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2$ ), а также ионы рабочего газа – Ar (рисунок 2.78) или He (рисунок 2.79). При горении дугового разряда на магниевом катоде наблюдается небольшое количество двукратно ионизованных ионов магния, однако при давлениях свыше 10 Па пик двукратно ионизованного магния исчезал. Следует отметить, что в измерениях наблюдаются все стабильные изотопы меди ( $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ) и магния ( $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ). Процентное соотношение между изотопами близко к их составу в природе.

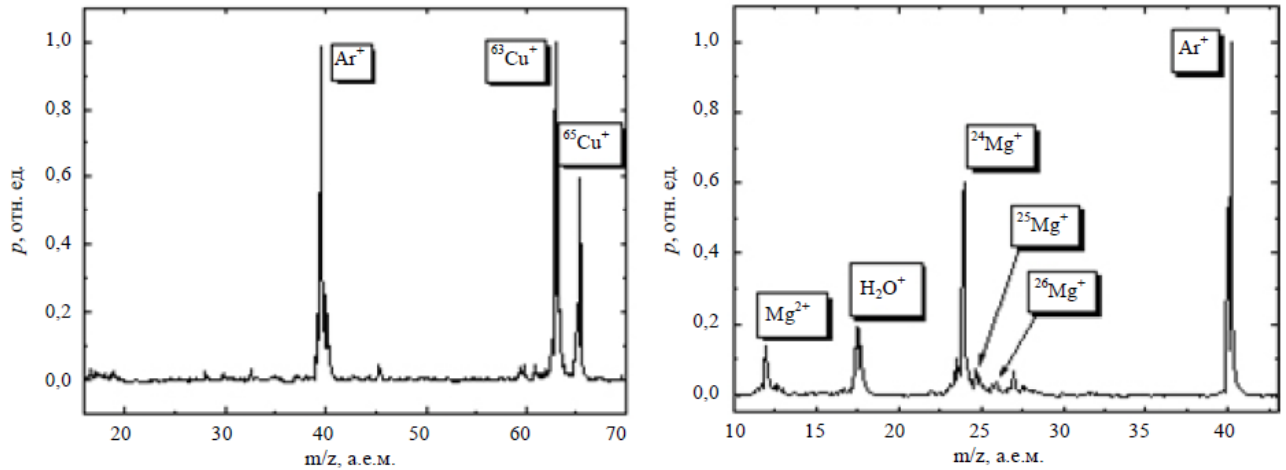


Рисунок 2.78 – Масс-спектры ионов плазмы дугового разряда. Материал катода: слева – медь, справа – магний, рабочий газ – аргон

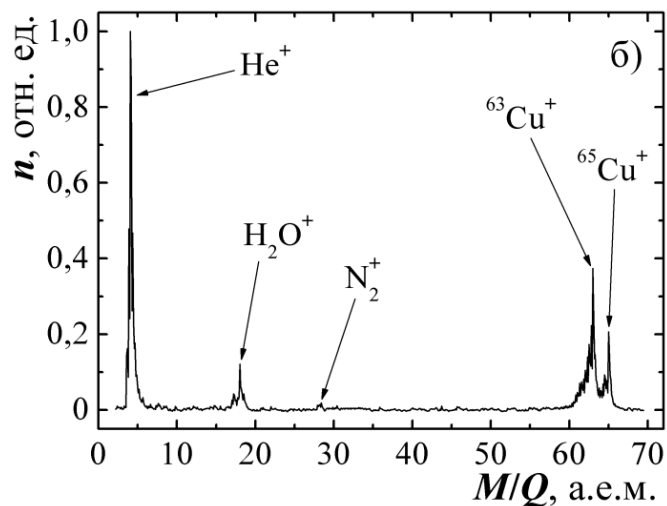
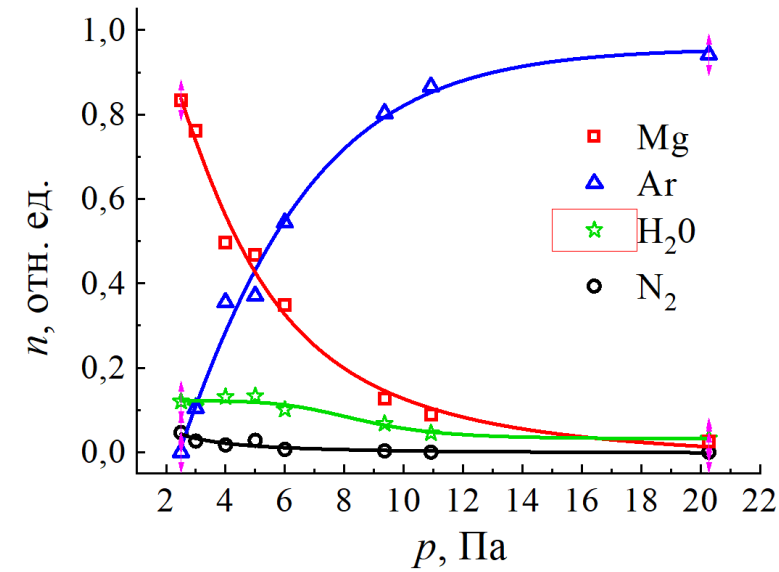


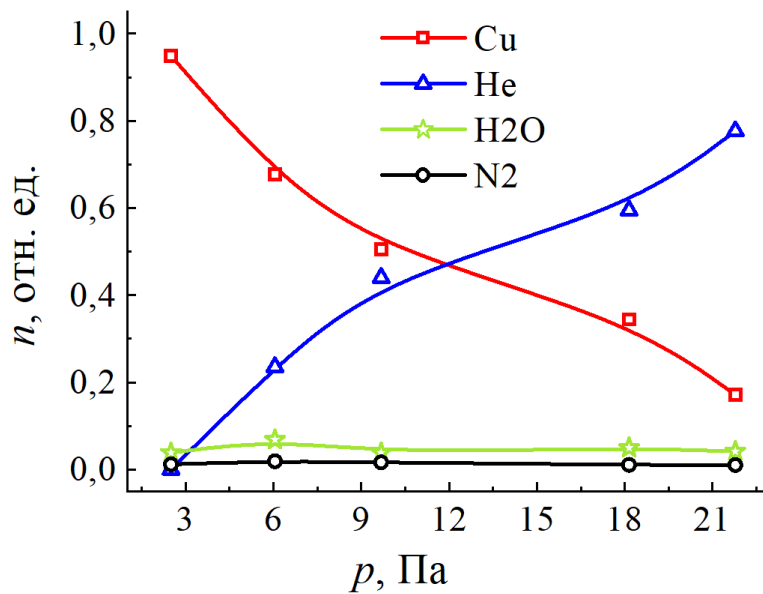
Рисунок 2.79 – Масс-спектр ионов плазмы дугового разряда. Материал катода – медь, рабочий газ – гелий

Также как в экспериментах по исследованию оптического и масс-зарядового спектра дуговой плазмы, описанных выше, так и в работах других авторов [172,173], в

области давлений в единицы паскалей в плазме доминируют ионы материала катода. При этом, как и в области давлений менее 1 Па [174–176], доля ионов остаточного газа не превышает единиц процентов (рисунок 2.80).



а)



б)

Рисунок 2.80 – Влияние давления рабочего газа  $p$  на содержание металлических и газовых ионов в плазме дугового разряда для различных газов: а – аргон; б – гелий.  $I_d=30 \text{ А}$

Аналогично [172, 173] по мере увеличения давления газа в ионном спектре наблюдалось заметное уменьшение ионов металла. Однако, в отличие от этих работ, с уменьшением содержания ионов металлов наблюдалось соответствующее увеличение

доли ионов рабочего газа. При этом в отличие от [177] эффективная генерация ионов газа происходила без использования магнитного поля, а в отличие от [175] ионы газа наблюдались во всем исследуемом диапазоне давлений. При напуске в вакуумную камеру более тяжелого газа (Ar) значительное превалирование доли ионов газа над ионами металла наблюдалось уже при давлении 10 Па, а при давлении выше 18 Па в спектрах присутствовали только ионы напускаемого газа. Замена аргона на более легкий гелий обеспечивает одновременное содержание в плазме ионов газов и металлов вплоть до давления 25 Па. В то же время следует учесть, что ионы металла появляются преимущественно в катодном пятне, в то время как возникновение газовых ионов возможно в любой области плазмы.

Ток разряда также оказывает существенное влияние на соотношение газового и металлического компонентов плазмы (рисунок 2.81). С увеличением тока разряда наблюдается рост доли металлического компонента плазмы и уменьшение доли газовых ионов. Причем доля ионов металла при определенных условиях может значительно превышать долю ионов газа даже в области больших давлений (более 10 Па), что обуславливается увеличением локальной температуры катода, а следовательно, и его эффективного испарения с дальнейшим образованием однократно ионизованных атомов материала катода [174].

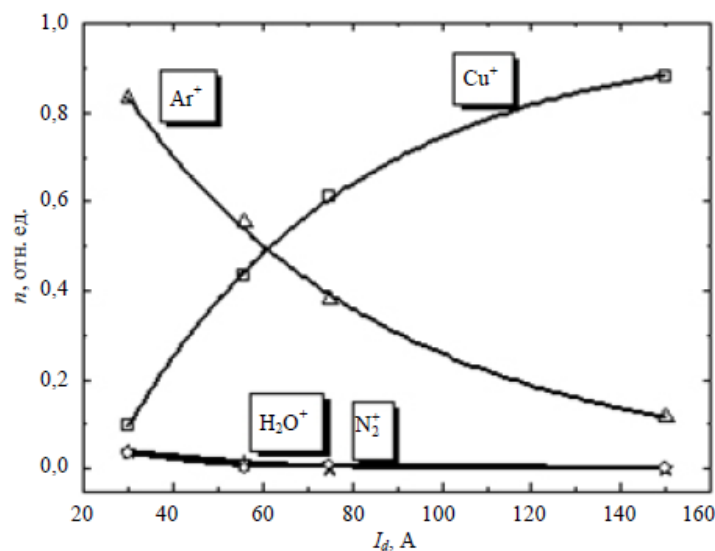


Рисунок 2.81 – Влияние тока разряда на содержание металлических и газовых ионов в плазме дугового разряда,  $p = 12$  Па

Электрометрические исследования масс-зарядового состава ионов в плазме импульсной дуги, функционирующей в форвакуумной области давлений, хорошо согласуются с результатами измерений этой плазмы оптическими методами. Кроме этого, данный подход позволил определить количественные соотношения долевого состава ионов плазмы с более высокой точностью. При горении дуги в форвакуумной области давлений ионы газа наблюдаются без использования магнитного поля, и при определенных условиях их содержание может достигать 100 %. Одним из недостатков дуги как плазмообразующего разряда для электронных источников является наличие капельной фракции, что приводит к загрязнению обрабатываемой поверхности материалом катода. Как отмечалось выше, в форвакуумной области давлений при определенных параметрах в области отбора электронов существенно преобладают газовые ионы, что в конечном счете приводит к значительному уменьшению загрязнения обрабатываемой поверхности материалом катода. Отмеченные особенности характерны для форвакуумного диапазона давлений. Результаты исследований, описанные в данном параграфе, позволяют более обоснованно подходить к выбору режимов горения импульсной дуги в форвакуумных плазменных источниках широкоапертурных электронных пучков.

#### ***2.4 Выводы по главе 2***

1. В импульсном режиме функционирования форвакуумных плазменных источников электронов, основанных на разряде с полым катодом и катодной дуге, процесс инициирования разрядов стимулируется ионным потоком из плазмы слаботочного высоковольтного тлеющего разряда, возникающего в ускоряющем промежутке при повышенных давлениях. Временная задержка зажигания основного разряда снижается с ростом ускоряющего напряжения и давления газа, определяющих значение тока высоковольтного тлеющего разряда в ускоряющем промежутке, а следовательно, и величину тока иницирующих ионов. При этом степень влияния данных параметров на зажигание разряда более существенна для источника на основе тлеющего разряда с полым катодом, чем для источника на основе катодной дуги.

2. Время формирования (длительность переднего фронта тока разряда) плазмообразующих тлеющего и дугового разрядов в форвакуумном диапазоне давлений

уменьшается с ростом давления газа и тока разряда, что обусловлено ионизацией рабочего газа в разрядном промежутке потоком электронов с поверхности катода.

3. Так же, как и для традиционного диапазона давлений ( $10^{-3}$ – $10^{-1}$  Па), в импульсном режиме функционирования форвакуумного плазменного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом длительность стабильного горения плазмообразующего тлеющего разряда без перехода в дуговую форму уменьшается с увеличением плотности тока разряда и может быть увеличена в результате кондиционирования (тренировки) поверхности катода. Повышение давления газа приводит к увеличению времени стабильного горения разряда, что, по-видимому, связано с замедлением процесса накопления заряда на поверхности диэлектрических включений. При этом увеличение времени стабильного горения разряда в большей степени выражено для относительно малых токов разряда.

4. В форвакуумных плазменных источниках широкоапертурных импульсных электронных пучков на основе катодной дуги в течение одного импульса тока разряда могут реализоваться два различных режима функционирования разряда, которые ассоциируются с формированием катодных пятен первого или второго рода. Первый (начальный) режим характеризуется более высоким напряжением горения дугового разряда и доминированием газовых ионов в разрядной плазме. Переход во второй режим сопровождается уменьшением напряжения горения и преобладанием в плазме металлических ионов материала катода. Длительность первого режима увеличивается с ростом давления рабочего газа и уменьшением амплитуды тока разряда. При этом время перехода от первого ко второму режиму заметно увеличивается с ростом давления рабочего газа и слабо уменьшается по мере роста тока. Варьирование амплитудой тока разряда и давлением газа обеспечивает возможность исключения одного из режимов и обуславливает, таким образом, стабилизацию импульса тока дугового разряда и, соответственно, тока электронного пучка.

5. Размещение в полем катоде тлеющего разряда металлического цилиндра позволяет увеличить площадь поперечного сечения выходной апертуры форвакуумного плазменного источника электронов при обеспечении распределения плотности эмиссионной плазмы по сечению в области отбора электронов с неравномерностью не более 10 %.

6. Исследования оптического излучения, масс-зарядового состава и распределения концентрации плазмы дугового разряда, функционирующего в форвакууме, свидетельствуют о существенном влиянии давления рабочего газа на параметры плазмы в области отбора электронов. Увеличение рабочего давления приводит к доминированию в области отбора электронов газовых ионов. Генерация газовых ионов происходит без наложения магнитного поля. При этом изменение давления рабочего газа практически не оказывает влияния на концентрацию эмиссионной плазмы. Использование перераспределяющего электрода и ограничение тока на полую (цилиндрическую) часть анода позволили как увеличить концентрацию плазмы в области отбора электронов, так и повысить однородность ее параметров.

7. Достигнутый уровень параметров плазмы разрядных систем плазменных эмиттеров на основе тлеющего разряда с полым катодом и катодной дуги достаточен для эффективного использования разрядов данных типов в форвакуумных плазменных источниках широкоапертурных импульсных электронных пучков.

### ГЛАВА 3 ЭМИССИЯ, ФОРМИРОВАНИЕ И ТРАНСПОРТИРОВКА ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ

Как отмечалось в главе 1, для генерации в форвакуумной области давлений широкоапертурных импульсных электронных пучков прямое копирование методов и подходов, применяемых как в традиционных плазменных источниках электронов, функционирующих в области давлений  $10^{-3}$ – $10^{-1}$  Па, так и в форвакуумных плазменных источниках непрерывных сфокусированных электронных пучков, не представляется возможным. Это связано с увеличением, по сравнению с непрерывным режимом, тока электронного пучка на один-два порядка величины и особенностями достижения в форвакуумной области однородного распределения плотности тока и требуемой электрической прочности ускоряющего промежутка. Отмеченные обстоятельства обусловили необходимость изучения для данной области повышенных давлений процессов эмиссии электронов из плазмы, формирования и транспортировки широкоапертурных импульсных электронных пучков.

Результаты исследований, изложенные в настоящей главе, опубликованы в [122, 129–131, 133, 179–188, 265].

#### 3.1 Методика и техника эксперимента

Так же, как и изучение функционирования тлеющего разряда с полым катодом и дугового разряда с катодным пятном, исследования особенностей эмиссии из плазмы этих разрядов, а также формирования и транспортировки импульсных электронных пучков проводились на трех макетах форвакуумных плазменных источников электронов, отличающихся типом используемых разрядов для формирования эмиссионной плазмы, а также площадью выходной апертуры плазменного эмиттера.

На рисунках 3.1 и 3.2 представлены схема и фотография внешнего вида экспериментального макета № 1 электронного источника на основе тлеющего разряда с полым катодом [134]. Конструктивно данный и другие (№ 2, № 3) макеты можно условно разделить на плазменный эмиттер (генератор эмиссионной плазмы) и систему формирования электронного пучка. Описание конструкций разрядных систем и схем их электропитания приведены в параграфе 2.1.

Система формирования электронного пучка макета № 1 включала ускоряющий электрод 4, удаленный от анода на 7 мм, а также магнитную фокусирующую линзу 5.

Все электроды источника, за исключением медного полого катода, выполнены из нержавеющей стали.

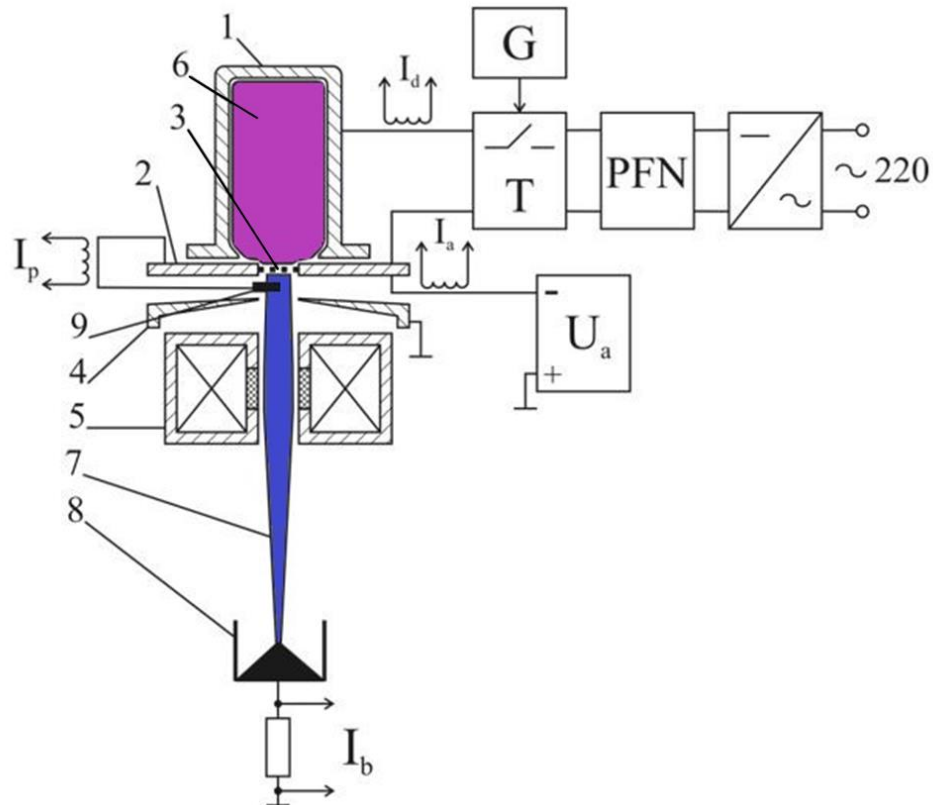


Рисунок 3.1 – Плазменный источник электронов (макет № 1): 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – эмиссионное отверстие; 4 – ускоряющий электрод; 5 – фокусирующая система; 6 – плазма; 7 – пучок; 8 – цилиндр Фарадея; 9 – коллектор ионов. G – генератор импульсов, T – тиратрон, PFN – искусственная формирующая линия

Отбор и ускорение электронов осуществлялись при подаче постоянного ускоряющего напряжения  $U_a$  до 20 кВ к промежутку анод–ускоряющий электрод. Сочетание постоянного ускоряющего напряжения с модуляцией тока разряда представляется оптимальным выбором с точки зрения генерации импульсных электронных пучков в системах с плазменным катодом и используется для всех макетов. Такая структура плазменных источников электронов не только обеспечивает генерацию практически моноэнергетичного электронного пучка, но и существенно упрощает схему их электропитания. Эмитируемые через ячейки сетки электроны формировались в пучок 7, регистрируемый цилиндром Фарадея 8, удаленным на расстояние 20 см от ускоряющего электрода. Длительность импульса тока электронного пучка практически не отличалась от длительности импульса тока разряда.



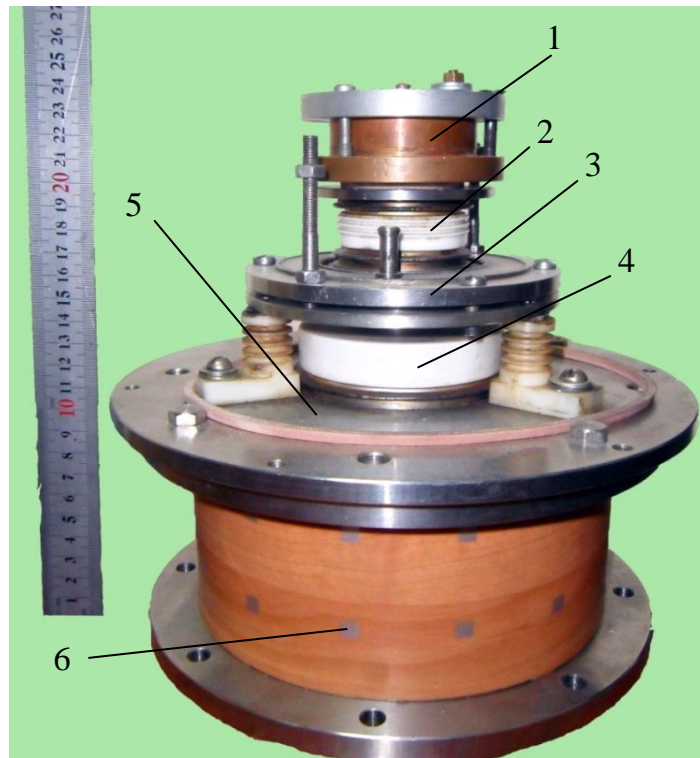


Рисунок 3.2 – Внешний вид источника с фокусирующей системой (макет № 1): 1 – полый катод; 2 – керамический изолятор разрядного промежутка; 3 – плоский анод; 4 – керамический изолятор ускоряющего промежутка; 5 – ускоряющий электрод (экстрактор); 6 – фокусирующая система

Характерные осциллограммы тока эмиссии и напряжения на ускоряющем промежутке приведены на рисунке 3.3.

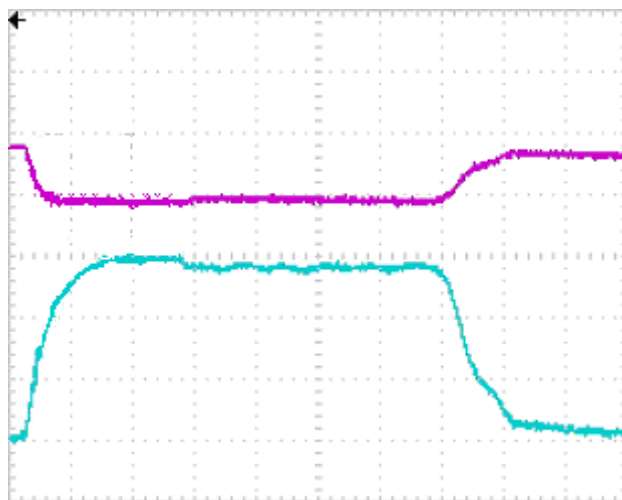


Рисунок 3.3 – Характерные осциллограммы тока эмиссии (нижний луч, 10 А/дел) и напряжения на промежутке анод–ускоряющий электрод (верхний луч, 1 кВ/дел). Временной масштаб 5 мкс/дел

Магнитная линза (диаметр 11 см, длина 8 см) содержала 4 000 витков. При токе 3,5 А магнитное поле в центре достигало 1 мТл, при этом фокусное расстояние составляло 30 см.

Для измерения обратного ионного тока использовался плоский коллектор 9, размещенный непосредственно на аноде 2 со стороны ускоряющего промежутка (см. рисунок 3.1). Коллектор 9 был выполнен из медной фольги толщиной 1 мм в виде сектора в  $1/7$  круга радиусом 20 мм, достаточным для перехвата всех обратных ионов в этом секторе. Центр круга совпадал с осью пучка. Коллектор 9 экранировался от анода керамической пластинкой. Импульсный ток  $I_c$  коллектора регистрировался трансформатором тока чувствительностью 1 А/В. Полный обратный ток ионов  $I_i$  определялся в предположении аксиальной симметрии ионного потока с учетом ионно-электронной эмиссии с коллектора  $I_i = 7I_c / (1 + \gamma)$ , где  $\gamma$  – коэффициент ионно-электронной эмиссии меди. В нашем случае принималось, что  $\gamma$  изменяется линейно от 0,1 до 2,0 при изменении энергии ионов от 1 до 20 кэВ [189]. Момент пробоя ускоряющего промежутка фиксировался по скачкообразному росту эмиссионного тока, сопровождающемуся резким спадом ускоряющего напряжения (рисунок 3.4).

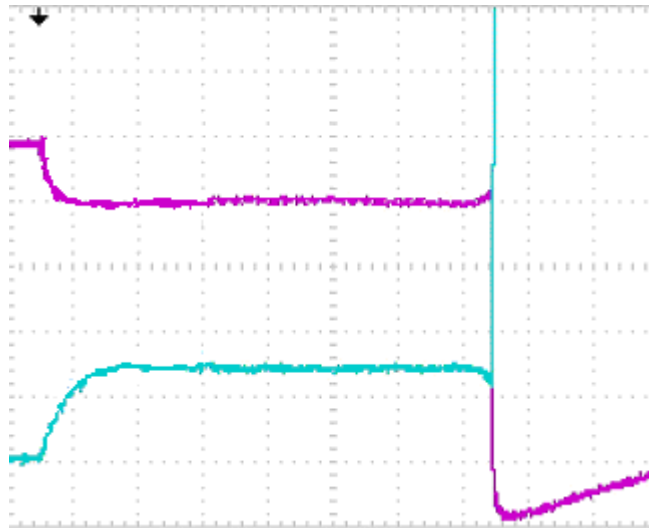


Рисунок 3.4 – Характерные осциллограммы тока эмиссии (нижний луч, 20 А/дел) и напряжения на промежутке анод–ускоряющий электрод (верхний луч, 1 кВ/дел) при пробое. Временной масштаб 5 мкс/дел

Система формирования электронного пучка макета № 2 (см. рисунок 2.4) [135] включала в себя плоскопараллельный ускоряющий промежуток, образованный двумя

сетчатыми электродами: анодом 5 и экстрактором 7. Расстояние между электродами составляло 7 мм. Изолятор 6 высоковольтного промежутка диаметром 146 мм и высотой 40 мм выполнен из капролона. На рисунке 3.5 представлен внешний вид импульсного широкоапертурного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом.

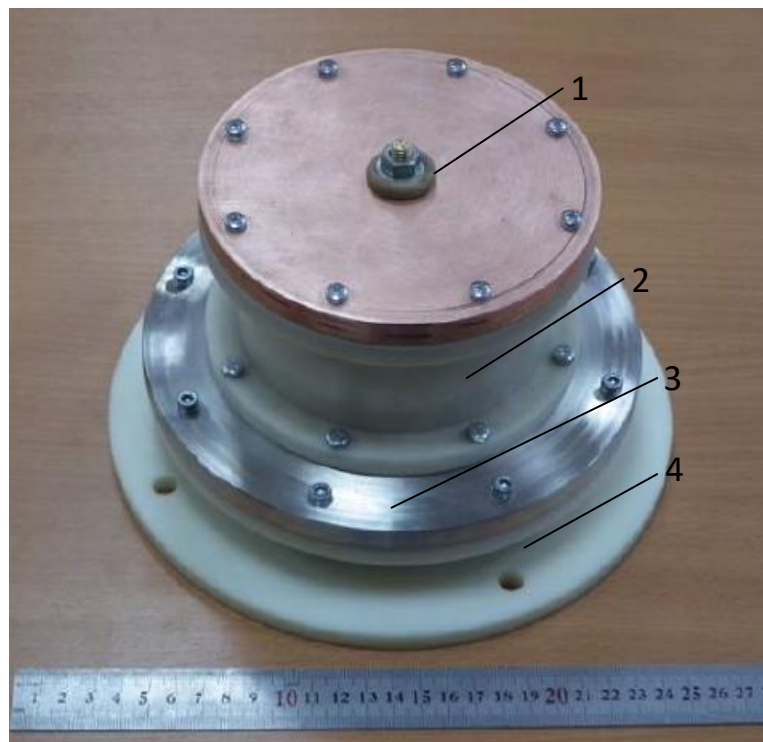


Рисунок 3.5 – Внешний вид импульсного широкоапертурного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом (макет № 2): 1 – полый катод; 2 – изолятор разрядного промежутка; 3 – плоский анод; 4 – изолятор ускоряющего промежутка.

Генерация импульсного электронного пучка осуществлялась при ускоряющем напряжении до 15 кВ, с током пучка до 120 А, длительностью импульса от 10 до 1000 мкс и частотой повторения (0,1–50) Гц. Типичные осциллограммы тока эмиссии электронов представлены на рисунке 2.5. Вольт-амперные характеристики электронного источника приведены на рисунке 3.6. На характеристиках наблюдается четко выраженный участок насыщения тока, однозначно свидетельствующий о незначительном вкладе в полный ток пучка вторичных электронов, выбитых с эмиссионной сетки обратным потоком ионов из области ускорения и транспортировки электронного пучка.

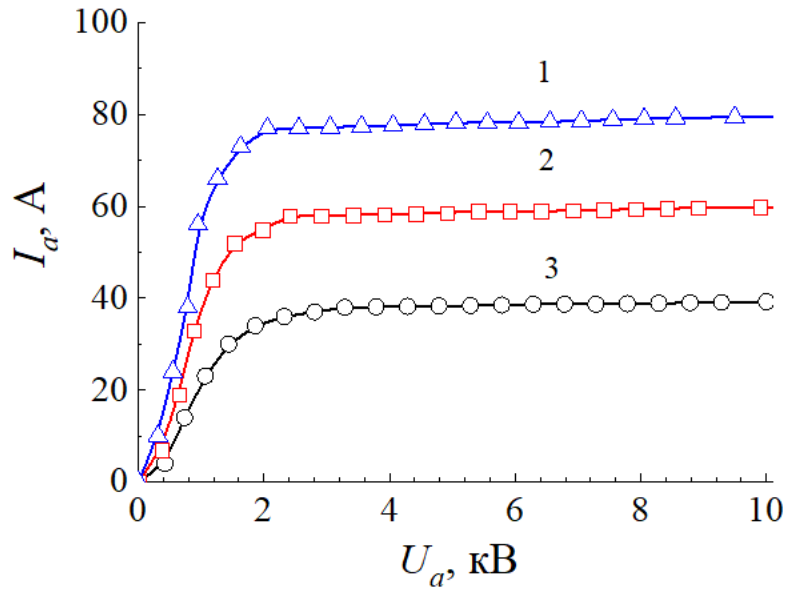


Рисунок 3.6 – Вольт-амперные характеристики источника при токах разряда (макет № 2): 1 – 80 А; 2 – 60 А; 3 – 40 А. Давление газа (воздух) – 15 Па

На рисунках 3.7 и 3.8 представлены схема и фотография внешнего вида экспериментального макета № 3 электронного источника на основе дугового разряда с катодным пятном [136].

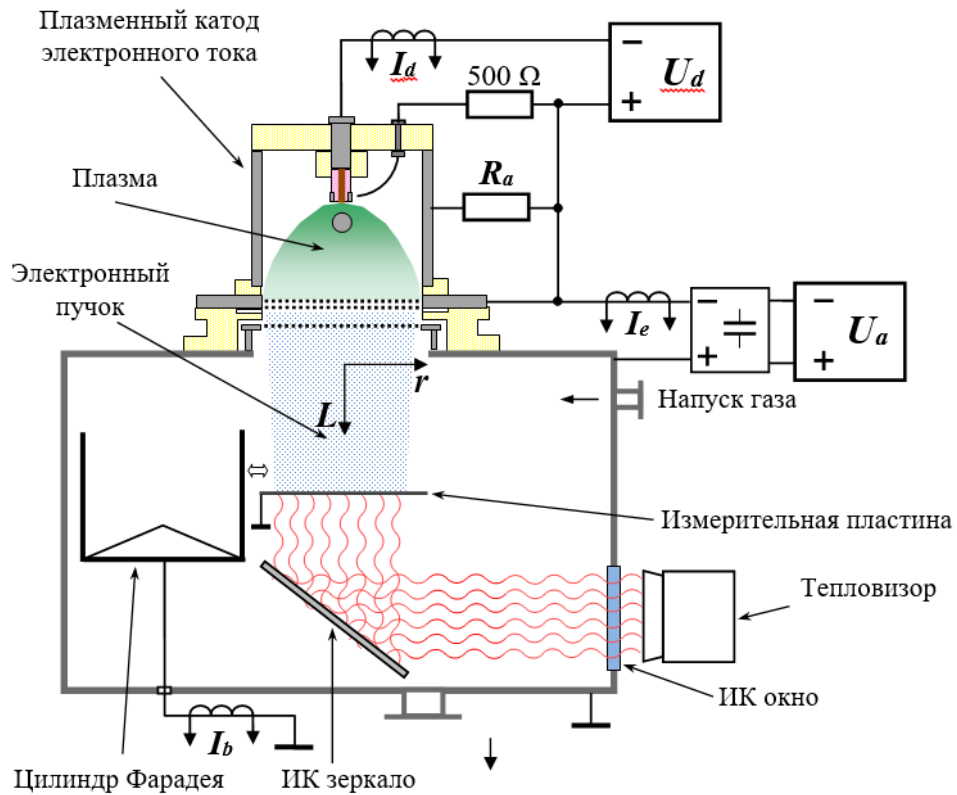


Рисунок 3.7 – Схема экспериментальной установки

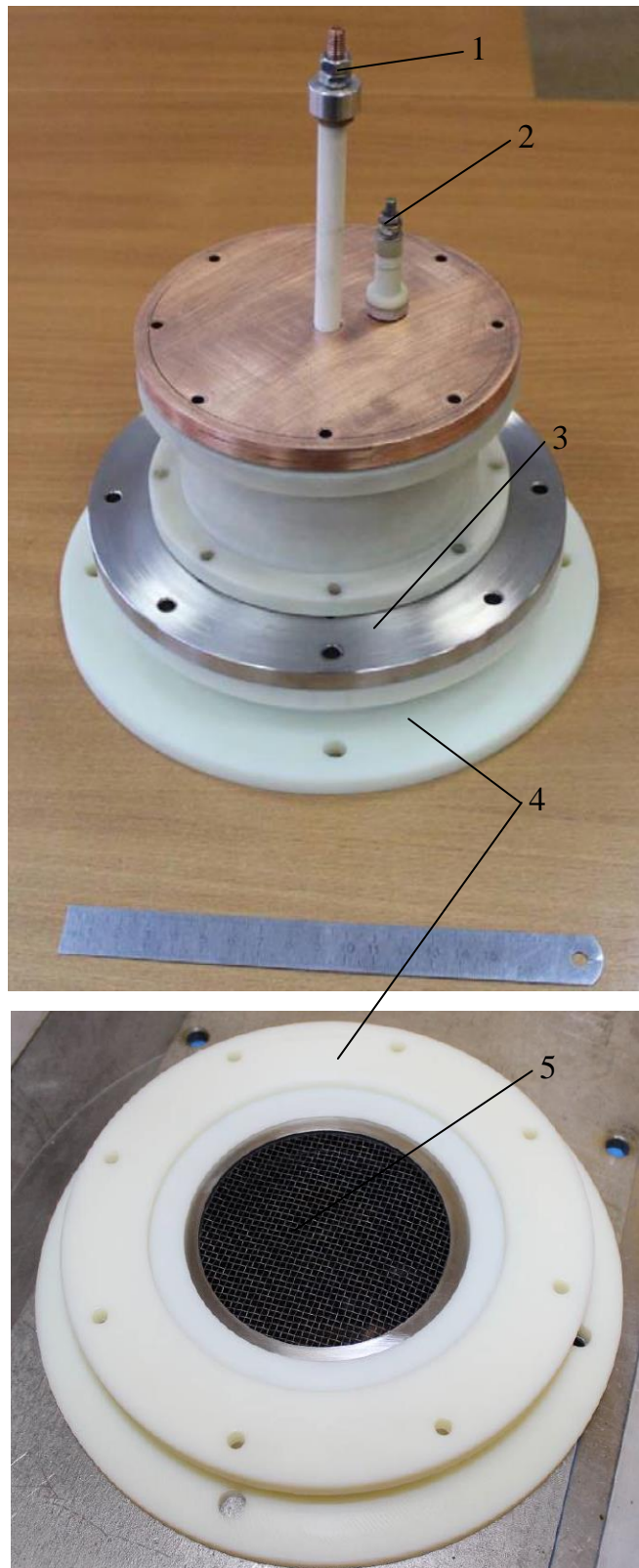


Рисунок 3.8 – Внешний вид импульсного широкоапертурного источника электронов на основе дугового разряда с катодным пятном (макет № 3): 1 – вывод катода; 2 – вывод поджигающего электрода; 3 – плоский анод; 4 – изолятор ускоряющего промежутка; 5 – экстрактор

Система формирования электронного пучка макета № 3 идентична системе макета № 2. Ускоряющий промежуток плазменного источника (см. рисунок 2.6) образован эмиссионным электродом 4 и плоским сеточным экстрактором 6 выполненными из нержавеющей стали. Геометрические параметры экстрактора ( $2,4 \times 2,4 \text{ мм}^2$ ) и протяженность ускоряющего промежутка (7 мм) изменениям не подверглись. Электрическая изоляция электродов ускоряющего промежутка осуществлялась капролоновым изолятором 8.

Для генерации электронного пучка в широком диапазоне длительностей блок электропитания импульсного дугового разряда был реализован по схеме частичного разряда конденсатора. Данный импульсный блок обеспечивал ток разряда  $I_d$  до 100 А и возможность варьирования длительностью импульса  $\tau_n$  в диапазоне от 0,05 до 20 мс. Частота следования импульсов в экспериментах составляла 0,01–2 Гц. Подача ускоряющего напряжения  $U_a$  осуществлялась стандартным высоковольтным источником постоянного напряжения Spellman SL2000. Для снижения «просадки» напряжения  $U_a$  на ускоряющем промежутке в течение импульса тока при эмиссии электронов использовалась конденсаторная батарея ёмкостью 170 мкФ.

Плазменные источники электронов (макеты № 1–3) размещались на фланце вакуумной камеры. Вакуумная камера откачивалась механическим насосом, который обеспечивал минимальное давление  $\sim 1$  Па. Рабочее давление регулировалось скоростью подачи рабочих газов в вакуумную камеру. В качестве рабочих газов использовались азот ( $\text{N}_2$ ), аргон (Ar), гелий (He) и воздух. Плазменный источник электронов функционировал в изобарном режиме, т.е. давление в вакуумной камере и плазменном источнике было одинаковым. Ток  $I_e$  эмиссии измерялся в цепи питания ускоряющего промежутка с помощью трансформатора тока с чувствительностью 20 А/В. Ток  $I_b$  электронного пучка измерялся с помощью цилиндра Фарадея и трансформатора тока (чувствительность 20 А/В). Ток электронного пучка также измерялся с помощью калориметра. Цилиндр Фарадея и калориметр размещались на системе перемещения (см. рисунок 2.10), обеспечивающей возможность поочередного измерения тока электронного пучка и его энергии. Измерение напряжений осуществлялось с помощью делителей напряжения TESTEC HVP-15HF с коэффициентом деления 1 000:1. Регистрация распределения плотности  $j_e$  тока электронного пучка осуществлялась с помощью плоского зонда, который был помещен в металлический заземленный экран с

коллимирующим отверстием диаметром 3 мм. Зонд устанавливался на систему перемещения (см. рисунок 2.10). Радиальная координата  $r$  отсчитывалась от оси симметрии источника электронов, которая совпадает с центром катода, а вертикальная координата  $L$  – от плоскости экстрактора в сторону пространства дрейфа. Исследования распределения плотности энергии по сечению электронного пучка осуществлялись с помощью тепловизионной методики с использованием тепловизора Fluke 200Ti [190, 191]. Данная методика заключается в регистрации распределения температуры на мишени (коллекторе), облучаемой пучком. Для реализации данной методики на пути распространения электронного пучка устанавливалась пластина из нержавеющей стали толщиной 1,5 мм. Обратная (не облучаемая пучком) сторона пластины была черного цвета, что обеспечивало коэффициент серости поверхности около 0,95. Вывод инфракрасного излучения (ИК) из вакуумной камеры осуществлялся с помощью ИК зеркала и ИК окна. Распределение температуры (термограмма) на тыльной стороне пластины фиксировалось с помощью тепловизора. В отличие от [190, 191], в настоящей работе регистрация термограмм осуществлялась в режиме видеосъемки (с частотой 9 кадров/с). Термограмма электронного пучка получалась вычитанием термограммы фона из термограммы, зафиксированной после воздействия пучка на пластину. Для предотвращения быстрого разрушения пластины в данном эксперименте частота следования импульсов составляла 0,1 Гц.

### 3.2 Эмиссионные свойства плазмы

Для работы плазменного источника электронов давление газа является ключевым внешним параметром, который влияет как на параметры разряда и плазмы, так и на условия формирования, ускорения и транспортировки электронного пучка.

Несмотря на то, что для катодной дуги плазмообразующая среда представляет собой результат испарения материала электрода в локальной области катодного пятна, тем не менее давление остаточной газовой атмосферы или специально напускаемого в разрядный промежуток рабочего газа оказывает влияние на условия горения разряда и параметры эмиссионной плазмы [192]. Для форвакуумной области давлений зависимость параметров электронного пучка от давления газа может заметно усиливаться в результате влияния обратного потока ионов из пучковой плазмы, образованной в области ускорения и транспортировки электронного пучка [193].

Характерные осциллограммы импульсов токов разряда  $I_d$  и эмиссии электронов  $I_e$  при различных давлениях газа представлены на рисунке 3.9. Форма импульса тока разряда оставалась неизменной при всех давлениях (рисунок 3.9, кривая 1), тогда как для импульса тока эмиссии (рисунок 3.9, кривые 2–6) характерно возрастание амплитуды и увеличение крутизны переднего фронта с повышением давления. В исследуемом диапазоне давлений газа повышение давления  $p$  в 4 раза (с 4 до 16 Па) приводило к росту амплитуды тока  $I_e$  эмиссии в 2,25 раза с 8 до 18 А и сокращению времени нарастания амплитуды импульса тока эмиссии до выхода на «плато» приблизительно с 50 до 20 мкс.

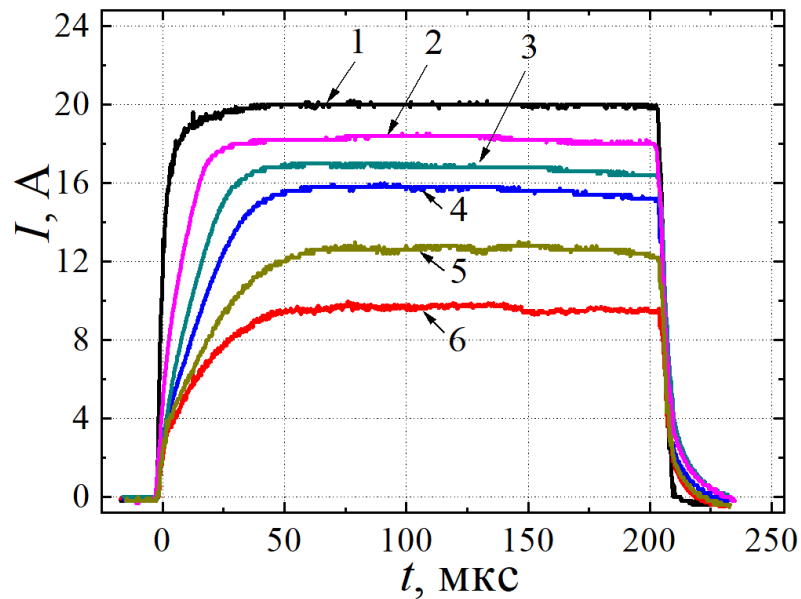


Рисунок 3.9 – Осциллограммы тока разряда  $I_d$  (1), и тока эмиссии электронов  $I_e$  (2–6) при различных давлениях газа  $p$  (1, 6 – 4 Па; 2 – 16 Па; 3 – 12 Па; 4 – 8 Па; 5 – 6 Па). Ускоряющее напряжение  $U_a = 9$  кВ

Вольт-амперная характеристика электронного источника представлена на рисунке 3.10. Выход на насыщение зависимости  $I_e(U_a)$  свидетельствует о том, что эмиссионная плазменная поверхность не формируется в ускоряющем промежутке электронного источника, а фиксируется под действием ускоряющего электроны поля в плоскости эмиссионной сетки. В таком случае исключается влияние положения и формы эмиссионной плазменной границы на величину тока электронов, извлеченных из плазмы.



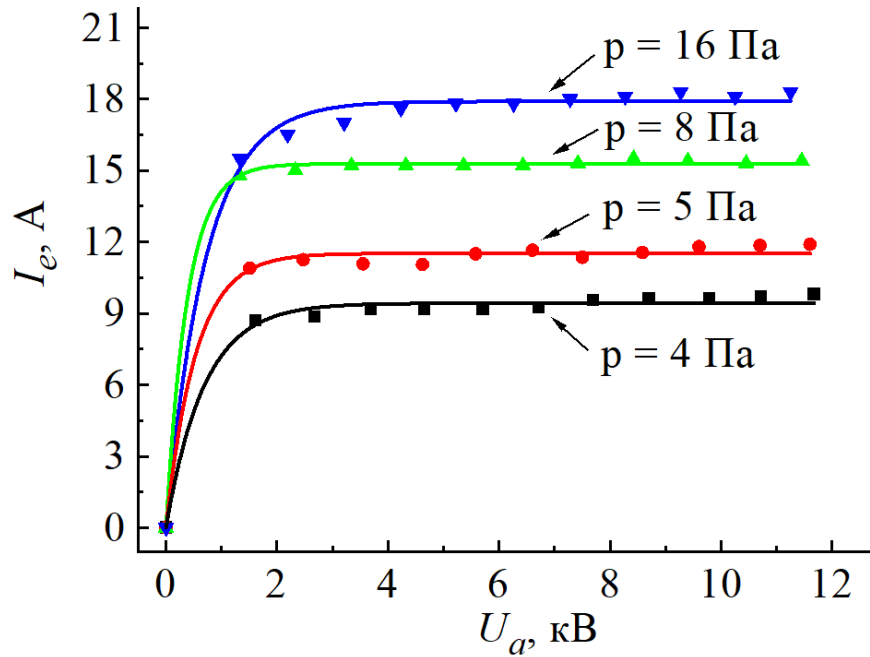


Рисунок 3.10 – Вольт-амперные характеристики плазменного источника для различных давлений газа  $p$ . Ток разряда 20 А

Во всем диапазоне давлений увеличение тока дуги  $I_d$  приводит к пропорциональному росту тока эмиссии электронов  $I_e$  (рисунок 3.11). Эффективность же извлечения электронов (отношение  $I_e/I_d$ ), возрастая с повышением давления газа, практически не зависит от тока разряда (рисунок 3.12).

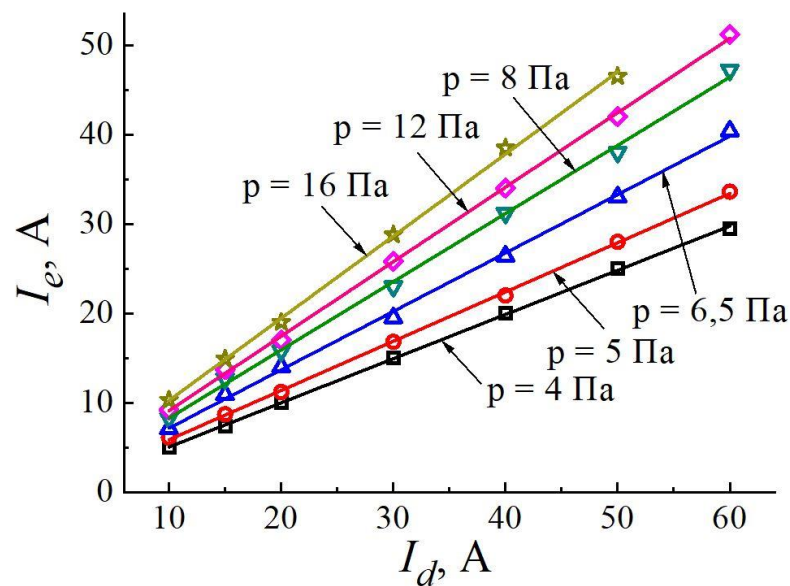


Рисунок 3.11 – Ток  $I_e$  эмиссии как функция тока разряда  $I_d$  для различных давлений газа. Ускоряющее напряжение  $U_a = 9$  кВ

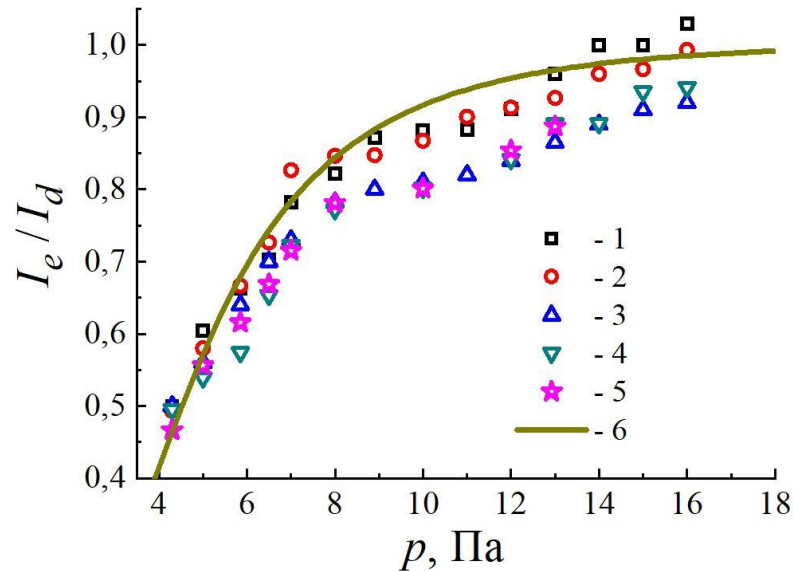


Рисунок 3.12 – Экспериментальные (1–5) и расчетная (6) зависимости эффективности извлечения электронов  $I_e/I_d$  от давления рабочего газа  $p$  при различных токах разряда  $I_d$  (1 – 10 А; 2 – 15 А; 3 – 20 А; 4 – 40 А; 5 – 60 А). Ускоряющее напряжение  $U_a = 9$  кВ

Обратим внимание на тот факт, что рост тока эмиссии  $I_e$  при повышении давления сопровождается соответствующим снижением тока  $I_h$  разряда на полую часть анода. При этом отношение тока  $I_h$  на полую часть анода к току  $I_{h0}$  на полую часть анода при минимальном давлении ( $p = 4$  Па) определяется давлением газа и практически не зависит от тока дуги (рисунок 3.13). Кроме того, ток  $I_h$  на полую часть анода меняет свою полярность при давлениях более 9–10 Па.

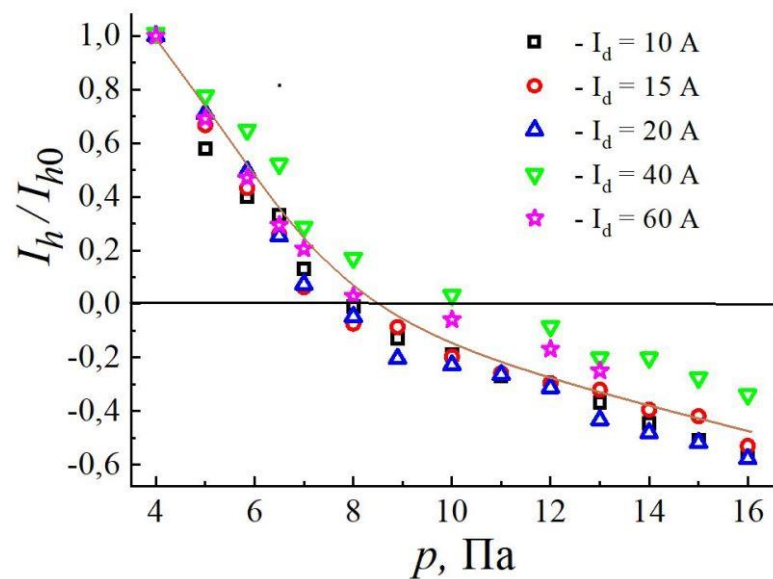


Рисунок 3.13 – Зависимость отношения тока  $I_h$  к току  $I_{h0}$  от давления рабочего газа  $p$  при различных токах разряда. Ускоряющее напряжение  $U_a = 9$  кВ

Как показали эксперименты, описанные в главе 2, использование токоограничивающего резистора  $R_a$  в цепи полой части анода увеличивает концентрацию эмиссионной плазмы, что, очевидно, приводит к увеличению тока эмиссии/пучка при том же токе разряда (рисунок 3.14). При  $R_a \geq 5$  Ом обеспечивается максимальная эффективность извлечения электронов.

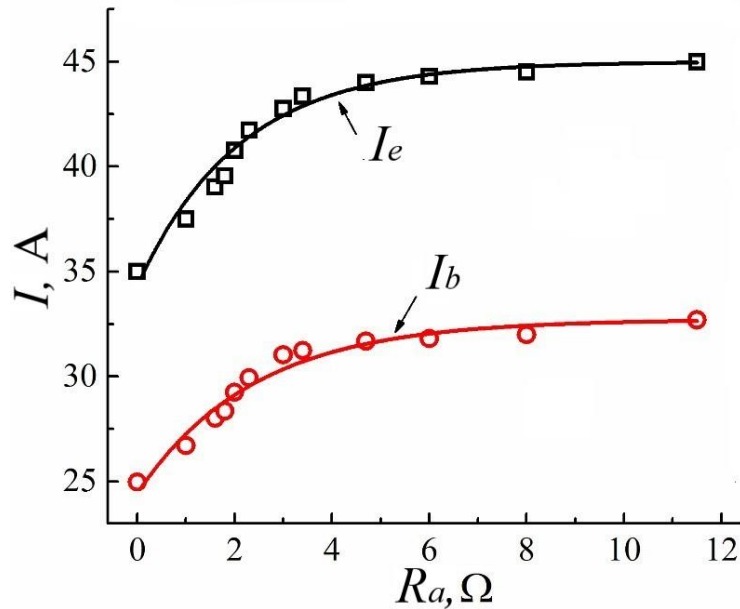


Рисунок 3.14 – Зависимости тока эмиссии  $I_e$  и тока пучка  $I_b$  от сопротивления  $R_a$ . Давление 4 Па ( $N_2$ ), ток разряда 90 А, Ускоряющее напряжение 9 кВ

В общем случае увеличение тока эмиссии источника электронов с плазменным катодом может быть связано со следующим: повышением концентрации эмиссионной плазмы [194]; дополнительной генерацией электронов при вторично-эмиссионных процессах на эмиссионном электроде [195]; перераспределением электронного компонента разрядного тока между анодом и эмиссией (так называемый эффект «переключения тока в плазменном катode» [33, 34]).

Как следует из результатов, описанных в главе 2, в разрядной системе форвакуумного плазменного источника на основе катодной дуги повышение давления газа приводит к росту концентрации плазмы лишь на 15–20 %. Аналогичный эффект наблюдался в работах [172, 196, 197]. Такое повышение концентрации плазмы, очевидно, не может обеспечить наблюдаемый кратный рост тока эмиссии электронов. Проведенные измерения обратного ионного тока из пучковой плазмы на эмиссионную сетку (см. параграф 3.3) показали, что величина этого тока составляет единицы процентов от тока эмиссии электронов. При коэффициенте ионно-электронной эмиссии

порядка 1 для энергии ионов в несколько килоэлектровольт [198] следует ожидать увеличения тока электронного пучка не более чем на величину тока обратного ионного потока. Наблюдаемое в эксперименте резкое снижение тока разряда на полую часть цилиндрического анода при росте тока электронного пучка с повышением давления свидетельствует об определяющей роли эффекта «переключения тока». Такой эффект реализуется при создании в разрядной системе плазменного электронного источника условий для повышения потенциала анодной плазмы и, соответственно, возрастания потенциального барьера для электронов, уходящих из плазмы на анод. Поскольку в области эмиссионного отверстия плазменного катода потенциальный барьер для электронов снят электрическим полем ускоряющего промежутка, то снижение электронного компонента разрядного тока на анод стимулирует соответствующее возрастание тока эмиссии электронов из плазмы.

Модель процесса влияния давления газа на эмиссионные свойства дуговой плазмы в форвакуумной области давлений представлена на рисунке 3.15.

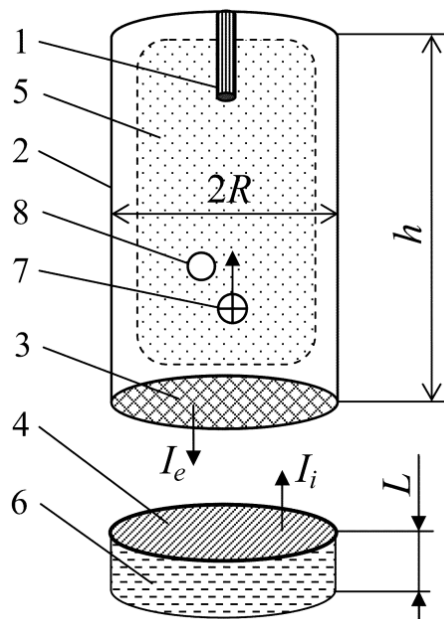


Рисунок 3.15 – Схематическое изображение процессов эмиссии и перезарядки: 1 – катод; 2 – полый анод; 3 – эмиссионная (анодная) сетка; 4 – сетчатый экстрактор; 5 – эмиссионная плазма; 6 – пучковая плазма; 7 – ион; 8 – нейтральная молекула.

При генерации электронного пучка создаваемая в пространстве дрейфа ускоренных электронов пучковая плазма обеспечивает обратный поток ионов в

разрядный промежуток. Ток обратных ионов  $I_i$  определяется током электронного пучка  $I_e$ , а также давлением  $p$  и родом газа:

$$I_i = \frac{\sigma_i \cdot p \cdot L \cdot I_e}{k \cdot T_g}, \quad (3.1)$$

где  $\sigma_i$  – сечение ионизации электронным пучком;  $L$  – характерная протяженность слоя, ионы из которого формируют ток  $I_i$ ;  $T_g$  – температура газа. В условиях эксперимента при энергии электронов несколько килоэлектровольт величина  $\sigma_i \approx 10^{-21} \text{ м}^2$  [199]. Рассчитанное из (3.1) при  $L=5 \text{ см}$  и  $p=10 \text{ Па}$  отношение  $I_i/I_e$  оказывается  $\sim 10\%$  что по порядку величины совпадает с измеренным в эксперименте (см. параграф 3.3).

Ионы из пучковой плазмы ускоряются в противоположном электронам направлении до полной величины приложенного высокого напряжения. Через отверстия в эмиссионной сетке ускоренные ионы попадают в межэлектродный промежуток дугового разряда. Повышенное давление газа и протяженный разрядный промежуток обеспечивают возможность перезарядки некоторой доли этих ионов и образования таким образом медленных (тепловых) ионов. Большая же часть ионов обратного потока достигает электродов дуговой разрядной системы практически без потерь энергии. Бомбардируя поверхности электродов, быстрые ионы выбивают вторичные электроны. Эмитированные таким образом электроны компенсируют вносимый положительный заряд быстрых ионов и частично положительный заряд перезарядившихся медленных ионов.

Оставшийся некомпенсированным положительный заряд медленных ионов накапливается в плазме, повышая ее потенциал. В предположении однородного распределения концентрации ионов в анодной полости процесс накопления некомпенсированных ионов  $\Delta n_i(t)$  описывается следующим уравнением:

$$e \cdot V \frac{d\Delta n_i}{dt} = \eta \cdot I_i - e \cdot \Delta n_i \cdot v_i \cdot S_a, \quad (3.2)$$

где  $\Delta n_i$  – концентрация некомпенсированных ионов в плазме;  $V$  – объем анодной полости;  $S_a$  – площадь поверхности анода, на которую ионы уходят из плазмы,  $v_i = \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}}$  – скорость ионов на границе невозмущенная плазма – анодный слой;  $\eta$  – доля ионов, обеспечивающих повышение потенциала плазмы;  $M_i$  – масса иона.

Полагая полость цилиндром с радиусом  $R$ , получаем результат:

$$\Delta n_i = \frac{\eta \cdot I_i \cdot R}{2 \cdot e \cdot v_i \cdot V} \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2 \cdot v_i}{R} \cdot t\right) \right], \quad (3.3)$$

Отметим, что входящая в (3.3) величина  $R/2v_i$  представляет собой характерное время релаксационного процесса и составляет величину  $\sim 5$  мкс, близкую к наблюдаемой в эксперименте (см. рисунок 3.9).

Решая в этих условиях уравнение Пуассона

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e \cdot \Delta n_i}{\varepsilon_0}, \quad (3.4)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума, находим выражение для повышения потенциала плазмы

$$\Delta \varphi = \varphi - \varphi_0 = \frac{e \cdot \Delta n_i}{4 \cdot \varepsilon_0} \cdot (R^2 - r^2), \quad (3.5)$$

где  $r$  – радиальная координата,  $\varphi_0$  – начальный потенциал плазмы.

Для квазинейтральной плазмы повышение потенциала плазмы локализовано в прианодном слое. Поэтому полагаем

$$\Delta \varphi_p = \frac{e \cdot \Delta n_i}{4 \cdot \varepsilon_0} \cdot R^2, \quad (3.6)$$

Возрастание потенциала плазмы повышает потенциальный барьер для электронов на анод, приводит к уменьшению тока на анод и обеспечивает, таким образом, соответствующее возрастание тока эмиссии электронов. Последнее подтверждается экспериментальными данными (см. рисунок 3.13), поскольку по мере роста давления ток  $I_h$ , протекающий через полую часть анода, сначала снижается, а затем меняет свою полярность.

В предположении максвелловского распределения электронов в плазме с температурой  $T_e$  приращение тока эмиссии  $\Delta I_e$  при повышении потенциала плазмы  $\Delta \varphi_p$  можно оценить как

$$\Delta I_e = j_{ch} \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{e \cdot \Delta \varphi_p}{k \cdot T_e}\right) \right] \cdot S_e, \quad (3.7)$$

где  $j_{ch} = e \cdot n_e \left(\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m}\right)^{\frac{1}{2}}$  – плотность хаотического тока электронов в плазме;  $n_e$  – концентрация электронов;  $m$  – масса электрона;  $S_e$  – площадь эмиссионной поверхности плазмы.

Подставляя (3.6) в (3.7) и учитывая выражения (3.1) и (3.3), получаем

$$\Delta I_e = j_{ch} \cdot [1 - \exp(-\alpha \cdot p \cdot I_e \cdot F(t))] \cdot S_e, \quad (3.8)$$

где  $F(t) = 1 - \exp\left(-\frac{2 \cdot v_i}{R} \cdot t\right)$ ,  $\alpha = \frac{e \cdot \eta \cdot \sigma_i \cdot L \cdot R^3}{8 \cdot k^2 \cdot T_g \cdot v_i \cdot V \cdot \epsilon_0 \cdot T_e}$ .

Тогда ток эмиссии может быть представлен как

$$I_e = I_{e0} + j_{ch} \cdot [1 - \exp(-\alpha \cdot p \cdot I_e \cdot F(t))] \cdot S_e, \quad (3.9)$$

где  $I_{e0}$  – эмиссионный ток при минимальном давлении газа. Видно, что поскольку искомая величина  $I_e$  входит в обе части соотношения (3.9), то для определения величины тока эмиссии  $I_e$ , здесь и далее следует использовать метод последовательных приближений.

При достаточно больших временах  $t$  (~25 мкс) соотношение (3.9) преобразуется к виду

$$I_e = I_{e0} + j_{ch} \cdot [1 - \exp(-\alpha \cdot p \cdot I_e)] \cdot S_e, \quad (3.10)$$

при этом ток эмиссии  $I_e$  перестает зависеть от времени и достигает насыщения. Из (3.10) следует, что в стационарном случае ток эмиссии электронов увеличивается с ростом давления (см. рисунок 3.10). При соответствующем выборе параметра  $\eta$  расчетная кривая достаточно хорошо согласуется с экспериментальной зависимостью  $I_e/I_d$  от  $p$  (см. рисунок 3.12, кривая б). Отметим также, что в источниках электронов с плазменным катодом максимальная величина тока  $I_e$  эмиссии всегда ограничена величиной тока разряда [33, 34].

Условие  $\frac{2v_i}{R} t \ll 1$  описывает начальный участок нарастания тока (фронт импульса).

Для этого случая

$$I_e = I_{e0} + j_{ch} \cdot \left[1 - \exp\left(-\alpha \cdot p \cdot I_e \cdot \frac{2 \cdot v_i}{R} t\right)\right] \cdot S_e, \quad (3.11)$$

Это выражение показывает, что скорость нарастания тока увеличивается с давлением газа в микросекундном масштабе времени, но при этом время выхода тока эмиссии на «плато» остается больше времени формирования разрядной плазмы, что также наблюдается в эксперименте (см. рисунок 3.9).

Степень количественного совпадения экспериментальных и расчетных данных по влиянию давления на величину тока насыщения и скорость нарастания тока эмиссии электронов связаны с величиной коэффициента  $\eta$ , определяющего долю перезарядившихся ионов, обеспечивающих повышение потенциала плазмы. Однако неопределенность ряда принципиальных факторов, включающих оценку вероятности

перезарядки и определение степени компенсации положительного заряда перезарядившихся медленных ионов, не позволяет рассчитать  $\eta$  с достаточной степенью точности. Трудность точного определения сечения перезарядки связана с многокомпонентным составом нейтральной газовой атмосферы в разрядном промежутке, включающем наряду с молекулами газов и металлические пары материала катода. Поэтому вклад в образование медленных ионов могут внести процессы как резонансной, так и нерезонансной перезарядки. Оцененная из экспериментальных данных величина коэффициента  $\eta$ , при которой достигается удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных, данных, составляет  $\eta \sim 10^{-5}$ .

### **3.3 Предельные параметры широкоапертурных импульсных электронных пучков в форвакуумной области давлений**

Для форвакуумных плазменных источников электронов существенной особенностью является наличие обратного потока ионов, оказывающего влияние как на эмиссионные параметры плазменного катода, так и на электрическую прочность ускоряющего промежутка [93, 133]. Для импульсного режима величина обратного ионного потока оказалась значительной как по абсолютному значению тока ионов (рисунок 3.17), так и по отношению к току электронного пучка (рисунок 3.18). В импульсном режиме функционирования обратный поток ионов оказывает также влияние на процессы формирования эмиссионной плазмы и предельные импульсные параметры электронного пучка, в том числе и на предельную длительность импульса.

На рисунке 3.16 представлены типичные осциллограммы токов разряда, эмиссии, пучка и тока ионов. При фиксированном токе пучка ионный ток слабо зависит от ускоряющего напряжения, но возрастает с повышением давления (рисунок 3.17).



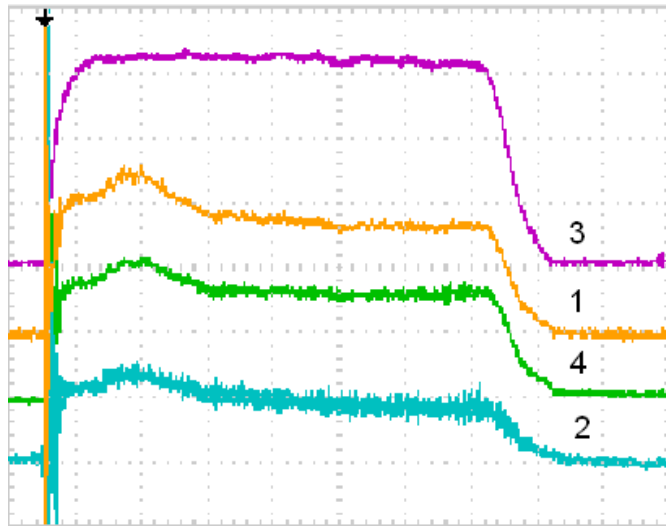


Рисунок 3.16 – Типичные осциллограммы токов: 1 – эмиссии  $I_e$  (0,5 А/дел); 2 – ионов (20 мА/дел); 3 – разряда (4 А/дел); 4 – пучка (0,2 А/дел). Временная шкала 5 мкс/дел

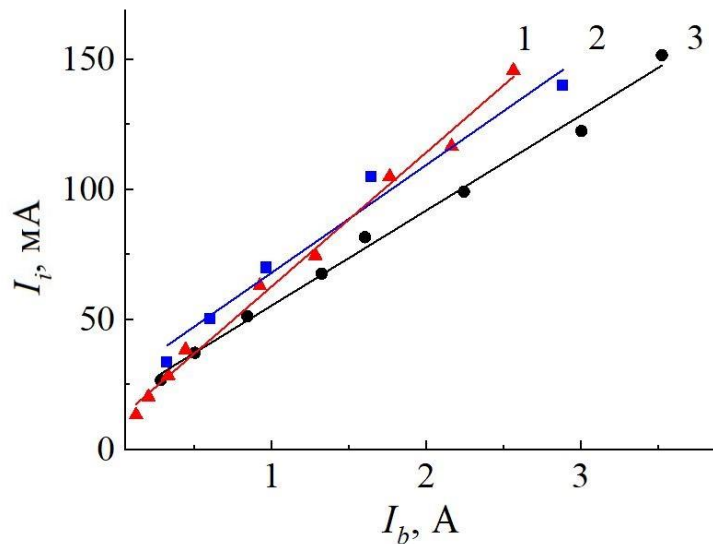


Рисунок 3.17 – Зависимость обратного ионного тока  $I_i$  от тока  $I_b$  электронного пучка для различных ускоряющих напряжений  $U_a$ : 14 кВ (1, 3), 10 кВ (2) и давлений  $p$ : 8,2 Па (1), 7,5 Па (2, 3)

По мере увеличения тока пучка степень возрастания обратного тока ионов замедляется. Как видно из результатов экспериментов, представленных на рисунке 3.18, отношение тока ионов к току пучка снижается с 10 до 4 % при увеличении тока пучка с 0,2 до 4 А.

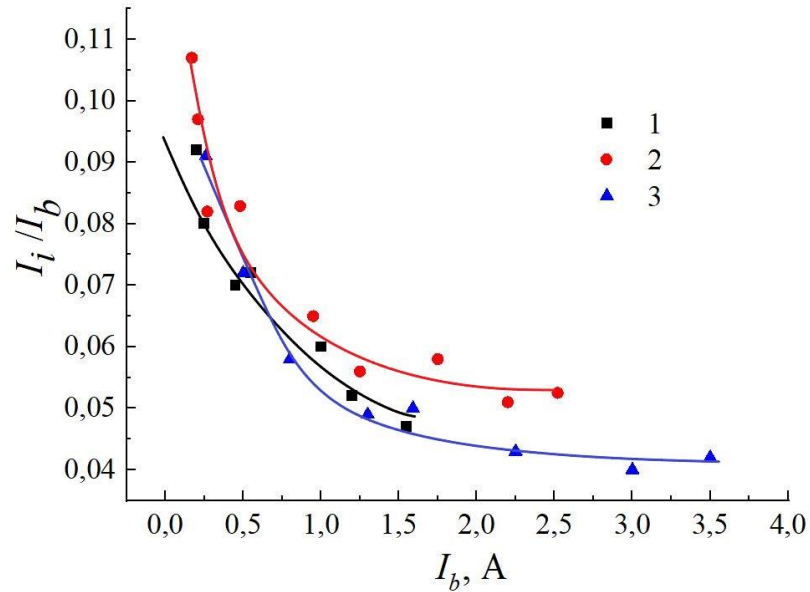


Рисунок 3.18 – Отношение ионного тока к току электронного пучка в зависимости от тока электронного пучка для различных ускоряющих напряжений и давлений: 1 – 10 кВ; 2, 3 – 14 кВ; 1, 3 – 7,4 Па; 2 – 8,2 Па

Обратим внимание на тот факт, что результаты аналогичных измерений для плазменных электронных источников, функционирующих в традиционной области давлений 0,01–0,1 Па [200, 201], дали величины, не превышающие одного процента, т.е. на порядок ниже значений, полученных для форвакуумного диапазона.

Превышение ионным током известной величины  $I_b\sqrt{m/M}$  связано с дополнительным током ионов из плазмы, образованной в области транспортировки электронного пучка. В этой области ионы имеют возможность накапливаться, что в условиях ограниченной эмиссии катода и приводит к превышению ионного тока над указанной выше величиной [202].

Амплитуда импульса тока электронного пучка ограничена нарушением электрической прочности ускоряющего промежутка, приводящим к его пробое. Заметим, что используемый в дальнейшем термин «максимальный ток пучка» весьма условен и может быть использован, главным образом, в качестве сравнительного параметра для различных условий эксперимента при постоянной площади эмиссионной поверхности плазмы. Очевидно, что масштабирование поперечных размеров эмиссионной поверхности приведет к соответствующему увеличению «максимального тока». Правильнее было бы рассматривать удельные параметры электронного пучка,

например его плотность тока. Однако при масштабировании размеров пучка и этот параметр не остается неизменным.

Максимальный ток пучка  $I_{b\max}$ , т.е. ток, при превышении которого происходит пробой, заметно возрастает с увеличением ускоряющего напряжения (рисунок 3.19).

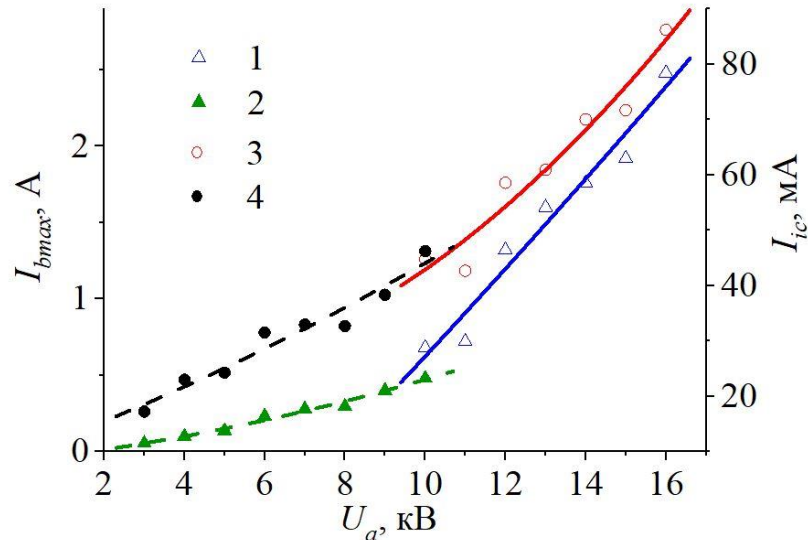


Рисунок 3.19 – Зависимости максимального тока пучка  $I_{b\max}$  (1, 2) и критического тока ионов  $I_{ic}$  (3, 4) от ускоряющего напряжения  $U_a$  при различных давлениях  $p$ : 1, 3 – 8,2 Па; 2, 4 – 13,6 Па

На этом же рисунке представлена зависимость от ускоряющего напряжения критического обратного тока ионов  $I_{ic}$ , при достижении которого наблюдается пробой промежутка. Видно, что тенденции изменения  $I_{b\max}$  и  $I_{ic}$  с ростом ускоряющего напряжения практически совпадают. Повышение давления газа слабо сказывается на величине максимального тока при ускоряющих напряжениях до 10 кВ и снижает этот ток при больших напряжениях. Снижение  $I_{b\max}$  наблюдалось и при увеличении размера ячейки эмиссионной сетки.

В непрерывном режиме работы форвакуумного плазменного источника электронов было установлено существование двух типов пробоя [94]: «плазменного», вызванного проникновением эмиссионной плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток, и «электродного», обусловленного образованием и развитием катодного пятна на эмиссионном электроде. Преимущественный тип пробоя определялся давлением газа и размером ячейки сетки в эмиссионном электроде. Анализ результатов проведенных и описанных выше экспериментов в импульсном режиме работы электронного источника с малой выходной апертурой (менее  $1 \text{ см}^2$ ), а именно,

возрастания  $I_{b\max}$  и  $I_{ic}$  с увеличением ускоряющего напряжения (рисунок 3.19), позволяет прийти к выводу о том, что для данного типа источника в импульсном режиме пробой по «плазменному» механизму является доминирующим. Характер зависимостей, приведенных на рисунке 3.19, обусловлен тем, что увеличение ускоряющего напряжения препятствует проникновению эмиссионной плазмы в ускоряющий промежуток за счет увеличения протяженности слоя пространственного заряда, отделяющего эмиссионный электрод от плазмы [94]. По этой причине для наступления пробоя требуется более высокая плотность плазмы. Она же обеспечивает большие значения тока электронного пучка. Существенным отличием реализации пробоя в импульсном режиме оказывается возможность возрастания плотности эмиссионной плазмы в течение одного импульса. Наиболее вероятный механизм такого возрастания тока в плазменных катодах – ионная перезарядка [201].

Качественное объяснение отмеченного эффекта может быть дано на основании следующих соображений. Проникновение эмиссионной плазмы в ускоряющий промежуток, т.е. плазменный пробой, определяется условием

$$l < h/2, \quad (3.12)$$

где  $l$  – толщина ионного слоя, отделяющего плазму от эмиссионной сетки;  $h$  – шаг ячейки этой сетки. В свою очередь, для оценки толщины слоя может быть использовано выражение [96]

$$l = 2\sqrt{\varepsilon_0 U_l^{3/2} (n\sqrt{ekT_e})^{-1}}, \quad (3.13)$$

где  $n$  – концентрация плазмы вблизи сетки;  $U_l$  – падение потенциала на слое. Критическая концентрация  $n_{кр}$ , т.е. та концентрация, при достижении которой выполняется условие (3.12), может быть найдена объединением (3.12) и (3.13). Задаваясь конкретными значениями  $h=20$  мкм и  $U_l=5$  В, получаем  $n_{кр} = 1,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Эту величину, а также условие (3.12), следует считать ориентировочными.

Концентрацию  $n$  в зависимости от координаты и времени найдем с использованием одномерной модели, суть которой заключается в следующем. Через плазменную границу из ускоряющего промежутка проникают ионы, которые в плазме испытывают резонансную перезарядку на нейтральных молекулах газа. После этого вновь образовавшиеся медленные ионы диффундируют в направлении оси  $x$ , перпендикулярной границе плазмы. Координата  $x$  отсчитывается от плоскости эмиссионного отверстия в сторону катода. Результирующая концентрация плазмы

находится как сумма исходной концентрации  $n_0$  и добавки  $n(x)$  за счет перезарядившихся ионов. Скорость генерации ионов за счет перезарядки убывает с ростом  $x$  по экспоненциальному закону. Это вытекает из экспоненциального спада плотности тока быстрых ионов при постоянстве сечений процессов, выводящих ионы из потока. С учетом этого предположения может быть записано уравнение непрерывности для плотности потока медленных ионов. Это уравнение после преобразований превращается в стандартное уравнение диффузии с рождением частиц [203]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{j_i}{e} \cdot Q_p \cdot n_0 \cdot \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right), \quad (3.14)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии ионов;  $j_i$  – плотность тока быстрых ионов из ускоряющего промежутка;  $Q_p$  – сечение перезарядки быстрых ионов;  $n_0$  – концентрация нейтралей;  $\lambda$  – длина свободного пробега быстрых ионов.

Уравнение (3.14) было решено численно для набора значений  $j_i$  и давлений  $p$ . Зависимости  $n(x)$  в разные моменты времени, а также зависимости  $n(t)$  для  $x=0$  показаны на рисунках 3.20 и 3.21.

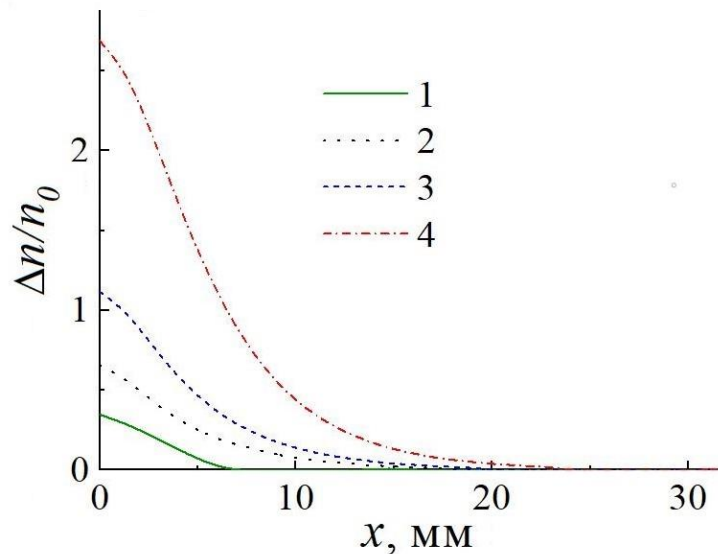
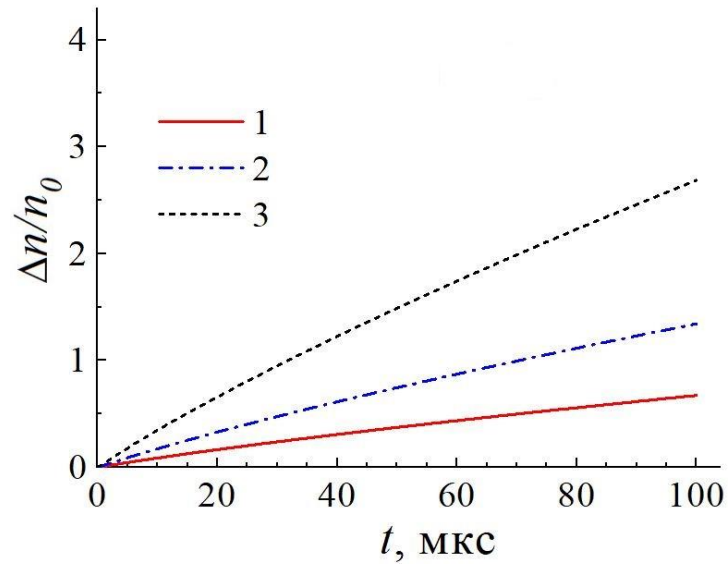
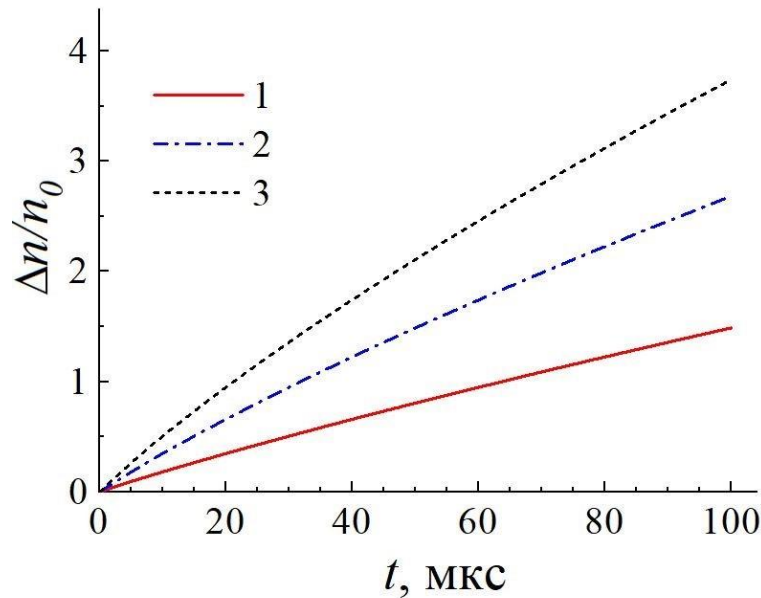


Рисунок 3.20 – Относительное приращение концентрации плазмы  $\Delta n/n_0$  в зависимости от координаты  $x$  для разных моментов времени от начала импульса: 1 – 10 мкс; 2 – 20 мкс; 3 – 36 мкс; 4 – 100 мкс



а)



б)

Рисунок 3.21 – Относительное приращение концентрации плазмы  $\Delta n/n_0$  при  $x=0$  как функция времени для: а – разных плотностей ионных токов (1 – 20 мА/см<sup>2</sup>; 2 – 40 мА/см<sup>2</sup>; 3 – 80 мА/см<sup>2</sup>) и б – давлений газа (1 – 5 Па; 2 – 10 Па; 3 – 15 Па).

В вычислениях были использованы значения  $D$  и  $Q_p$  для азота, поскольку в качестве рабочего газа использовался воздух. Расчетные зависимости  $n(t)$  (см. рисунок 3.21) показывают, что за времена, сравнимые с длительностью импульса, концентрация плазмы может возрасти в несколько раз, обеспечив тем самым выполнение условия (3.12), а следовательно, и развитие пробоя.

С целью оценки предельных длительностей импульса тока пучка (задержки наступления пробоя  $\tau_b$ ) и влияющих на это параметров были проведены эксперименты, результаты которых показаны на рисунке 3.22. Представленные результаты свидетельствуют о возрастании задержки момента наступления пробоя  $\tau_b$  с увеличением ускоряющего напряжения, в то время как при увеличении давления газа и эмиссионного тока  $\tau_b$  снижается. Эти результаты прежде всего указывают пути повышения длительности импульса тока пучка, следовательно, энергоклада электронного пучка в поверхность обрабатываемого объекта за один импульс. Выполненные измерения обратного ионного тока в зависимости от давления газа, ускоряющего напряжения и тока электронного пучка (см. рисунок 3.17) дают основания для установления корреляции между временем  $\tau_b$  и обратным ионным током.

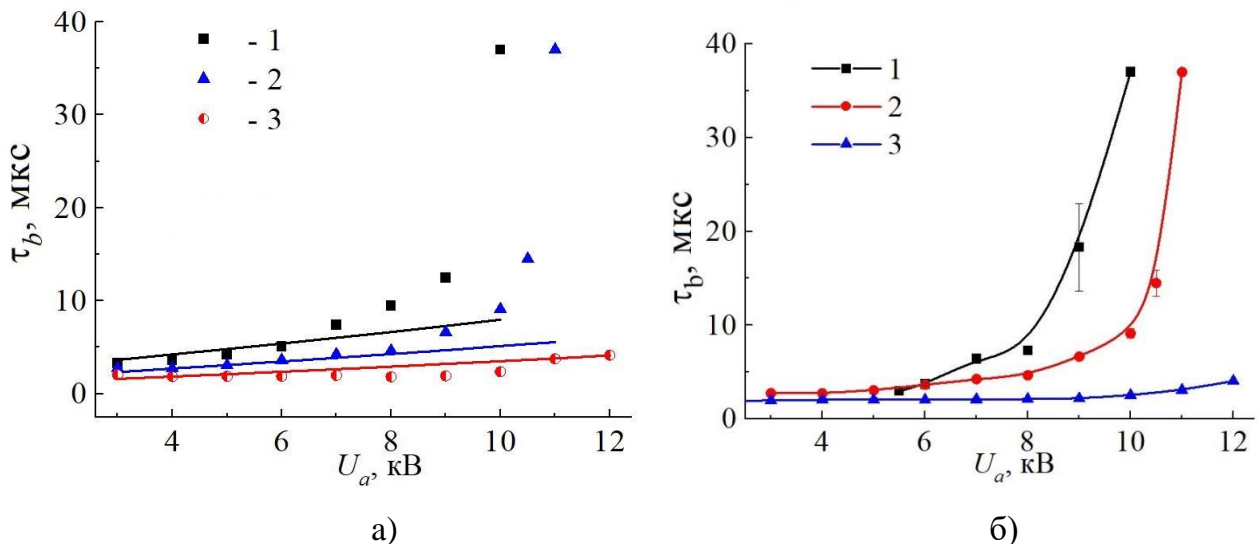


Рисунок 3.22 – Зависимость времени запаздывания пробоя  $\tau_b$  от ускоряющего напряжения  $U_a$  для а – различных токов пучка: 1 – 3 А; 2 – 4,8 А; 3 – 7 А,  $p=8,9 \text{ Па}$  и б – давлений: 1 – 7,4 Па; 2 – 8,9 Па; 3 – 10,7 Па,  $I_b=4,8 \text{ А}$

Объяснение наблюдаемых зависимостей строится на основе представлений о «плазменном» механизме пробоя, описанном выше. Для получения расчетных зависимостей была предложена численная модель на основе конечно-разностного метода в одномерном приближении. Суть модели сводилась к следующему:

– Разрядная область разбивается на элементарные слои одинаковой протяженности. Предполагается, что ионы движутся с тепловыми скоростями.

Количество слоев вычисляется из условия равенства времени дискретизации и времени, за которое ион преодолевает расстояние в один элементарный слой.

– Плотность ионного тока  $j_i$  задается из эксперимента.

– В начальный момент времени концентрация ионов (плазмы) во всех слоях одинаковая и определяется величиной разрядного тока.

– Во все последующие временные интервалы концентрация плазмы в каждом слое возрастает за счет перезарядки обратных ионов из ускоряющего промежутка и уменьшается вследствие теплового перемещения медленных ионов в соседние слои.

– Скорость  $dn/dt$  генерации медленных ионов определяется в соответствии с выражением

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j_i}{e} \cdot Q_p \cdot n_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right), \quad (3.15)$$

– Момент пробоя определяется по количеству временных шагов, за которые концентрация эмиссионной плазмы вблизи границы ( $x=0$ ) достигает критического значения  $n_{кр}$ , соответствующего условию (3.12). В свою очередь, для оценки толщины слоя может быть использовано выражение (3.13).

В этом случае  $n_{кр}$  определялась выражением

$$n_{кр} = 16 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0^2 \cdot U_c^3}{L_c^4 \cdot e \cdot k \cdot T_e}}. \quad (3.16)$$

Результаты расчета представлены на рисунке 3.22, а. Как видно из рисунка, начальный участок достаточно хорошо описывается в рамках представленной модели. В то же время при достижении некоторого порогового ускоряющего напряжения, зависящего от  $j_i$ , расчетные и экспериментальные значения существенно расходятся. Это может означать появление нового механизма, не учтенного в рамках представленной модели. Одно из возможных объяснений может быть построено на учете слоя пространственного заряда, отделяющего эмиссионную плазму от ускоряющего электрода.

Переход к широкоапертурным источникам вызвал необходимость существенно изменить их конструкцию в целом и, в частности, конструкцию ускоряющего промежутка. Изменение конструкции электронных источников привело не только к возможности получения бóльших токов и/или длительностей импульса, но и к



изменению типа пробоя ускоряющего промежутка, ограничивающего эти параметры электронного источника.

В сильноточных импульсных широкоапертурных плазменных источниках электронов, функционирующих при давлениях рабочего газа  $10^{-3}$ – $10^{-1}$  Па (в области ускорения электронов), обычно ускоряющий промежуток образован сеточным эмиссионным электродом и экстрактором, представляющим собой цилиндрический электрод либо диафрагму, которая соединяется с трубой дрейфа [14, 28, 48, 162, 204, 205]. В таких системах ускорение электронов осуществляется в слое между сеточным эмиссионным электродом, который стабилизирует границу эмиссионной плазмы, и границей анодной (пучковой) плазмы, образующейся в процессе ионизации остаточной атмосферы и рабочего газа электронным пучком в пространстве дрейфа. В сильноточных импульсных источниках прибегают к использованию сеточного экстрактора для стабилизации границы анодной плазмы в тех случаях, когда не обеспечивается стабильное существование границы анодной плазмы в ускоряющем промежутке [14]. При использовании в качестве ускоряющего электрода диафрагмы в широкоапертурном форвакуумном импульсном источнике подача высоковольтного напряжения приводит к зажиганию в ускоряющем промежутке «паразитного» высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) с током в десятки миллиампер, а эмиссия электронов из основного плазмообразующего разряда приводит к пробоям ускоряющего промежутка. В результате этого не удается обеспечить стабильную генерацию электронного пучка даже при минимальном давлении, характерном для форвакуумного диапазона (3 Па, остаточная атмосфера). Использование сеточного ускоряющего электрода обеспечивает стабильную генерацию широкоапертурного импульсного электронного пучка.

Для исследуемого широкоапертурного форвакуумного плазменного источника электронов на основе дугового разряда типичные осциллограммы напряжения  $U_a$  на ускоряющем промежутке, токов  $I_d$  разряда,  $I_e$  эмиссии и  $I_b$  пучка электронов представлены на рисунке 3.23. Видно, что ток эмиссии электронов составляет приблизительно 80–85 % от тока разряда. Ток электронного пучка несколько меньше тока эмиссии электронов, что вызвано потерями электронного пучка на экстракторе, а также может быть связано с рассеянием пучка на молекулах остаточного газа при его транспортировке (см. параграф 3.4). В используемом источнике извлечение электронов

из эмиссионной плазмы определяется эффектом «переключения» разрядного тока в эмиссию, обусловленного обратным ионным потоком (см. параграф 3.2). Для формирования установившегося потенциала эмиссионной плазмы требуется некоторое время, что проявляется в снижении крутизны фронтов импульсов тока эмиссии электронов и тока электронного пучка по сравнению с фронтом импульса тока дуги.

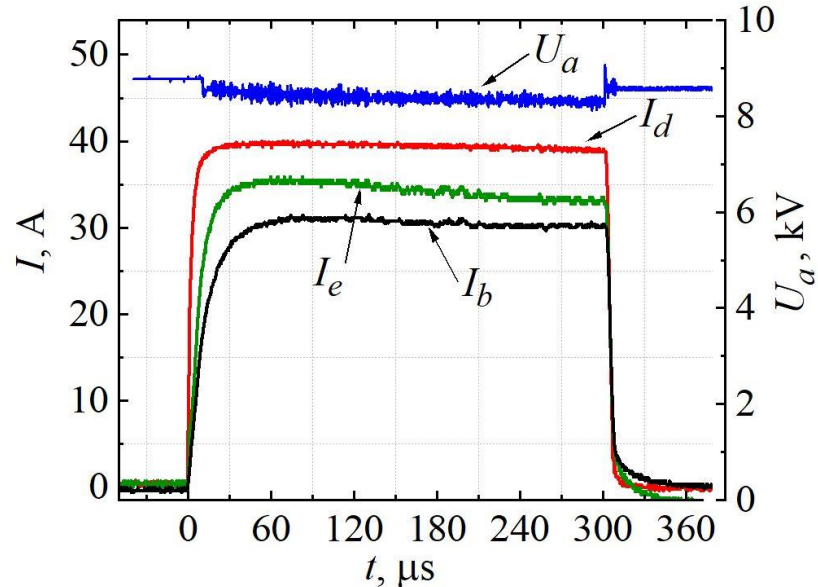


Рисунок 3.23 – Типичные осциллограммы ускоряющего напряжения  $U_a$ , тока разряда  $I_d$ , тока эмиссии  $I_e$ , и тока пучка  $I_b$

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) электронного источника приведены на рисунке 3.24. При ускоряющем напряжении  $U_a > 2-3 \text{ кВ}$  ток эмиссии выходит в насыщение. Изменения размера эмиссионных ячеек и протяженности ускоряющего промежутка не приводят к существенному изменению характера ВАХ источника. При неизменном токе разряда увеличение давления  $p$  и использование рабочего газа с большим сечением ионизации вызывают увеличение тока эмиссии, что обусловлено эффектом «переключения» разрядного тока в эмиссию, но характер ВАХ при этом не меняется.

Для плазменных источников электронов повышение давления газа в области формирования и транспортировки электронного пучка хотя и приводит к росту тока эмиссии электронов [195], но одновременно снижает электрическую прочность ускоряющего промежутка [162, 205, 206]. Влияние давления и вида рабочего газа на стабильность генерации электронного пучка связывают с ионизационными процессами, которые происходят в области ускорения и транспортировки пучка. В частности, в

работе [206] отмечается влияние обратного ионного потока из области ускорения и распространения электронного пучка на развитие пробоя ускоряющего промежутка, а также на стабильность работы блока питания разряда.

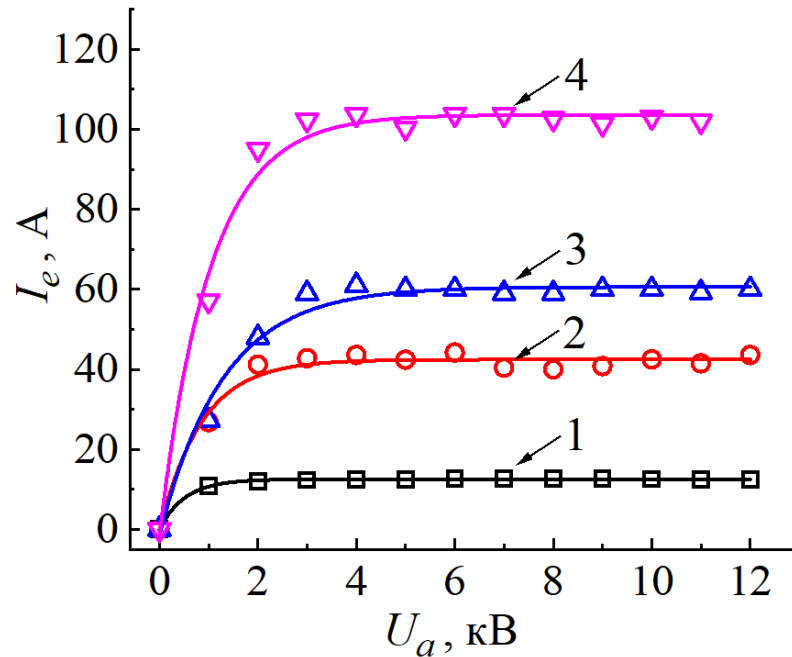


Рисунок 3.24 – Вольт-амперная характеристика для различных токов разряда  $I_d$ , давлений и рода газа  $p$ : 1 – 20 А, 4 Па, воздух; 2 – 80 А, 4 Па, воздух; 3 – 75 А, 8 Па, воздух; 4 – 150 А, 12 Па, гелий

Как показали эксперименты, увеличение давления приводит к снижению величины стабильного тока эмиссии электронов и, соответственно, уменьшению тока  $I_b$  электронного пучка (рисунки 3.25 и 3.26). При постоянном давлении уменьшение размера ячеек эмиссионной сетки приводит к повышению величины стабильного тока электронного пучка (см. рисунок 3.25). Так, для воздуха уменьшение размеров ячеек с  $0,5 \times 0,5$  до  $0,3 \times 0,3$  мм<sup>2</sup> обеспечивает в зависимости от давления  $p$  увеличение тока  $I_e$  в 3–9 раз и, кроме этого, расширяет рабочий диапазон давлений. Более устойчивая работа плазменного источника электронов при меньшем размере элементарного эмиссионного отверстия, по-видимому, связана с более высокой эффективностью так называемого эффекта «сеточной стабилизации» [33, 34], при котором между случайной флуктуацией тока эмиссии электронов и площадью эмиссионной поверхности плазмы существует отрицательная обратная связь.

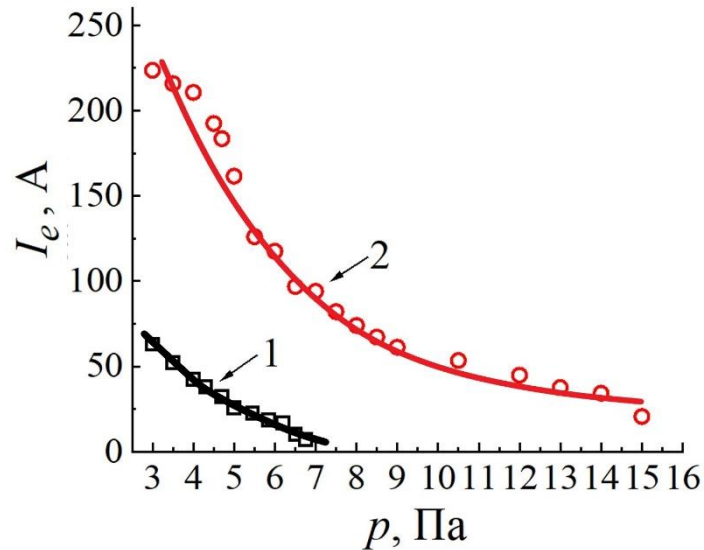


Рисунок 3.25 – Зависимость максимального тока  $I_e$  эмиссии от давления  $p$  рабочего газа для эмиссионной сетки из нержавеющей стали с размером ячеек  $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$  (1) и  $0,3 \times 0,3 \text{ мм}^2$  (2). Протяженность ускоряющего промежутка 7 мм,  $\tau_{\text{и}}=300 \text{ мкс}$

Наряду с давлением на величину стабильного тока электронного пучка ожидаемо оказывает влияние род рабочего газа (рисунок 3.26).

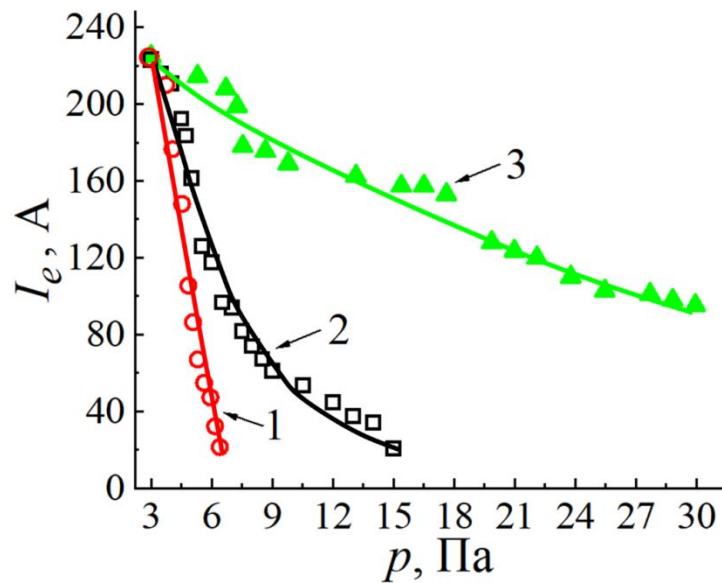


Рисунок 3.26 – Зависимость максимального тока эмиссии  $I_e$  от давления  $p$  для различных газов: 1 – аргон; 2 – воздух; 3 – гелий. Протяженность ускоряющего промежутка 7 мм,  $\tau_{\text{и}}=300 \text{ мкс}$ , размер ячеек эмиссионной сетки  $0,3 \times 0,3 \text{ мм}^2$

Так, при использовании гелия (He) стабильная генерация электронного пучка с током эмиссии  $I_e > 90 \text{ А}$  наблюдается при давлениях  $p$  до 30 Па, тогда как для воздуха стабильная генерация пучка наблюдается при давлениях  $p$  до 15 Па, при этом ток

эмиссии  $I_e$  не превышает 20 А. При работе с аргоном (Ar) стабильные параметры источника электронов снижаются даже по отношению к воздуху. Максимальное рабочее давление  $p$  устойчивого функционирования электронного источника не превышает 7 Па, а стабильный ток  $I_e$  эмиссии при этом давлении не превышает 18 А.

На стабильность генерации электронного пучка в форвакуумном диапазоне давлений существенное влияние оказывает длительность  $\tau_{и}$  импульса тока дугового разряда и, соответственно, тока электронного пучка. Увеличение длительности  $\tau_{и}$  импульса приводит к уменьшению  $I_e$  (рисунок 3.27).

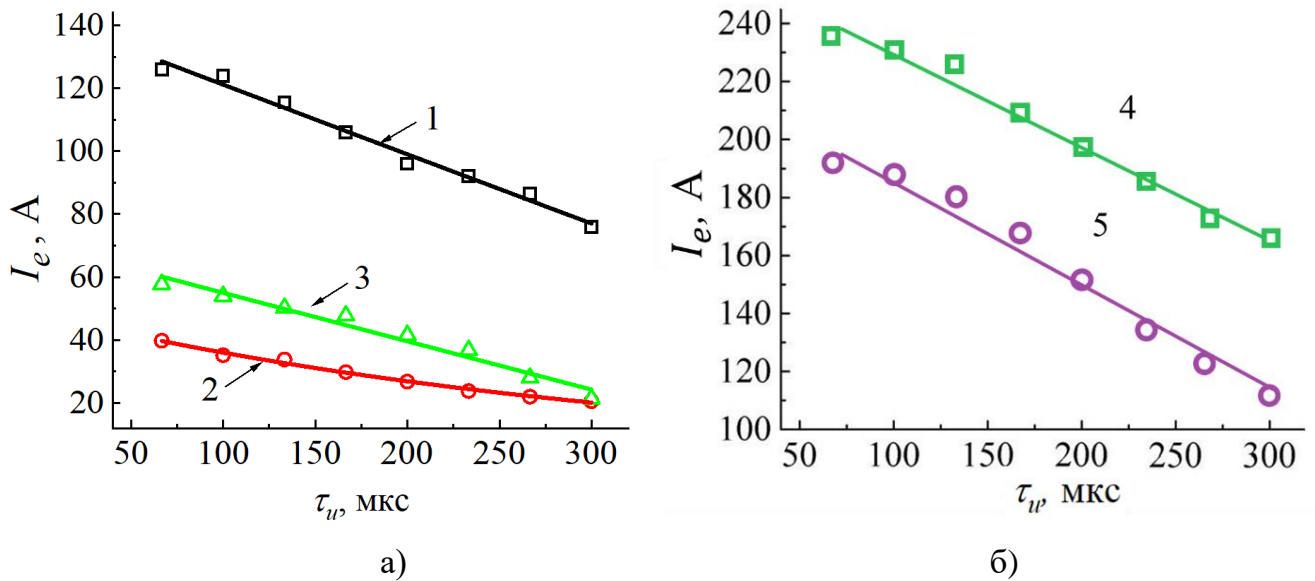


Рисунок 3.27 – Зависимость максимального тока  $I_e$  эмиссии от длительности импульса  $\tau_{и}$  для различных давлений  $p$  и рода газа: 1 – воздух, 8 Па; 2 – воздух, 15 Па; 3 – аргон, 6,4 Па; 4 – гелий, 10 Па; 5 – гелий, 20 Па. Протяженность ускоряющего промежутка 7 мм, размер ячеек эмиссионной сетки  $0,3 \times 0,3$  мм<sup>2</sup>,  $U_a = 9$  кВ

Влияние длительности импульса на электрическую прочность ускоряющего промежутка и, соответственно, на стабильность генерации электронного пучка плазменными источниками электронов наблюдалось при более низких давлениях  $10^{-3}$ – $10^{-2}$  Па [27, 204, 205]. Так, в [204] при ускоряющем напряжении до 20 кВ увеличение длительности импульса в диапазоне 50–500 мкс приводило к снижению стабильного тока эмиссии электронов с 150 до 25 А, однако механизм данного влияния не объяснялся. В работах [27, 205] при генерации импульсного электронного пучка с ускоряющим напряжением до 200 кВ наблюдалось снижение предельной

(максимальной) плотности тока электронного пучка при увеличении длительности импульса из-за пробоев ускоряющего промежутка. Влияние длительности импульса на ток электронного пучка авторы [27, 205] объясняют повышением давления в области ускорения электронов вследствие десорбции газа с поверхности облучаемого коллектора и испарения его материала под действием электронного пучка.

Изменение ускоряющего напряжения  $U_a$  (5–15 кВ) в широком диапазоне длительностей импульса, токов эмиссии и давлений газа не оказывает существенного влияния на предельные параметры электронного источника, что в совокупности с другими полученными экспериментальными данными свидетельствует о доминирующей роли межэлектродного типа пробоя для широкоапертурных импульсных форвакуумных источников электронов.

Полученные экспериментальные зависимости могут быть объяснены зарядкой обратным ионным потоком диэлектрических включений на эмиссионном электроде, которая приводит к образованию катодного пятна и развитию пробоя ускоряющего промежутка. Влияние длительности импульса на формирование катодного пятна может быть объяснено усилением напряженности электрического поля в диэлектрическом включении на поверхности металла [4].

$$E_i = \frac{j_i \cdot t}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}, \quad (3.17)$$

где  $E_i$  – напряженность электрического поля в диэлектрическом включении (пленке), обусловленная обратным ионным потоком;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость пленки;  $j_i$  – плотность ионного тока;  $t$  – время бомбардировки пленки ионами.

Результирующая напряженность поля в диэлектрическом включении  $E_t$

$$E_t = E_0 + E_i, \quad (3.18)$$

где  $E_0$  – напряженность электрического поля, созданная постоянным высоковольтным источником ускоряющего напряжения.

Числитель в выражении (3.17), по сути, является критической плотностью заряда, достаточной для формирования катодного пятна и накопленной на поверхности диэлектрического включения, расположенного на эмиссионной сетке, которую можно рассчитать по формуле

$$\sigma_{cr} = j_i \cdot \tau_{и}, \quad (3.19)$$

где  $j_i$  – плотность тока обратного ионного потока на сетку;  $\tau_{и}$  – длительность импульса.

В условиях эксперимента [207] катодные пятна начинали формироваться при величине плотности заряда на сетке  $\sigma_{cr}=(0,9-1,6)\cdot 10^{-6}$  Кл/см<sup>2</sup>. В работе [208] отмечается, что длительная тренировка электродов и использование турбомолекулярного насоса позволяют увеличить критическую плотность заряда до величины  $\sigma_{cr}\approx 1\cdot 10^{-4}$  Кл/см<sup>2</sup>.

Поскольку поверхность металлического электрода не является идеально ровной и на ней всегда присутствуют микроострия [209], то результирующая напряженность поля  $E_r$  может увеличиваться [4]:

$$E_r = E_t \cdot \beta, \quad (3.20)$$

где  $\beta$  – коэффициент усиления поля.

При этом коэффициент  $\beta$  усиления напряженности поля согласно [210, 211] увеличивается с ростом длительности импульса при  $t < 10^{-7}$  с. Однако при длительностях импульса более  $10^{-7}$  с коэффициент  $\beta$  усиления практически не изменяется [210]. Установившееся (максимальное) значение коэффициента  $\beta$  зависит от макро- и микро-геометрии катода и обычно не превышает значений порядка  $\beta \approx 100$  [4]. Соответственно, при длительностях импульса  $\tau_{и}$  более 50 мкс коэффициент  $\beta$  усиления практически не зависит от длительности  $\tau_{и}$ . Кроме того, экспериментальные данные были получены после длительной тренировки эмиссионного электрода пробоем ускоряющего промежутка.

Увеличение давления  $p$  при неизменном токе  $I_e$  эмиссии и длительности импульса электронов приводит к росту плотности тока  $j_i$  ионов (рисунок 3.28), а следовательно, к увеличению плотности заряда на диэлектрическом включении (3.19). Для нивелирования этого эффекта необходимо уменьшать ток эмиссии (см. рисунки 3.25, 3.26). Рост плотности заряда на диэлектрических включениях при увеличении длительности импульса компенсируется снижением величины стабильного тока эмиссии и/или давления газа (см. рисунок 3.27). Отличие в стабильных токах эмиссии для различных газов обусловлено разными плотностями  $j_i$  обратных ионных токов (таблица 3.1). При использовании аргона в качестве рабочего газа плотность тока  $j_i$  в 1,5-1,8 раза больше, а при использовании гелия – в 2–2,5 раза меньше по сравнению аналогичными величинами для воздуха. Различия можно объяснить разными сечениями и потенциалами ионизации использованных газов [212]. Высокая величина обратного ионного потока является несомненным отличием форвакуумных электронных источников от источников, функционирующих при давлениях менее 0,1 Па, в связи с

чем достижение критических плотностей заряда наблюдается при меньших токах эмиссии и/или длительностях импульса.

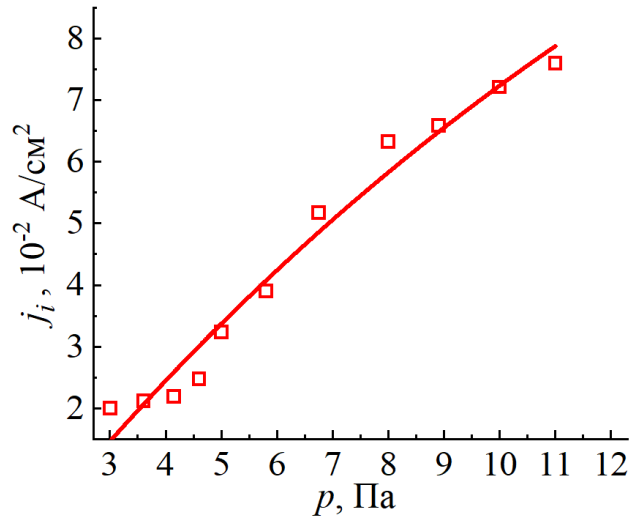


Рисунок 3.28 – Зависимость плотности тока обратного ионного потока  $j_i$  от давления газа  $p$ .  $I_e=30$  А,  $U_a=9$  кВ,  $\tau_{и}=200$  мкс, рабочий газ – воздух

Таблица 3.1 – Плотность тока  $j_i$  обратного ионного потока для различных давлений и рода газа.  $I_e=30$  А,  $U_a=9$  кВ,  $\tau_{и}=200$  мкс

Давление, Па	Род газа	$j_i$ , мА/см $^2$
8	Воздух	65,1
	Ar	116
	He	25,6
5	Воздух	35,3
	Ar	57,1
	He	17,2

Рассчитанная по выражению (3.19) величина плотности заряда для максимальных токов  $I_e$  эмиссии и соответствующих длительностей  $\tau_{и}$  импульсов составляет  $\sigma_{cr} \approx (1-4) \cdot 10^{-5}$  Кл/см $^2$ , что больше, чем в [207], но, несмотря на длительную предварительную тренировку электродов ускоряющего промежутка, меньше, чем в работе [208]. Отличие от [28], по-видимому, обусловлено разными системами откачки. Кроме того, в форвакуумном диапазоне давлений согласно модели, представленной в [158], время  $\tau_{ml}$  (3.21) формирования адсорбированного газового монослоя на поверхности электрода



составляет значительно меньшие времена, чем при давлении  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  Па, поэтому длительная тренировка может не оказывать такого эффекта, как в [208].

$$\tau_{ml} = \frac{\sqrt{2\pi \cdot m_g \cdot k \cdot T_g}}{\delta \cdot p \cdot s_g}, \quad (3.21)$$

где  $\delta$  – коэффициент прилипания молекулы к поверхности;  $m_g$  – масса молекулы газа;  $s_g$  – площадь электрода, приходящаяся на одну молекулу адсорбированного газа (для большинства газов составляет  $(1,0\text{--}1,88) \cdot 10^{-19}$  м<sup>2</sup> [213]);  $k$  – постоянная Больцмана;  $T_g$  – температура газа;  $p$  – давление газа.

Максимальный ток  $I_e$  эмиссии также зависит от протяженности  $h$  ускоряющего промежутка, причем зависимость имеет экстремум (рисунок 3.29). Оптимальное значение протяженности  $h_0$  (точка экстремума), при котором обеспечивается наибольшая величина тока  $I_e$ , зависит от давления  $p$  рабочего газа. Увеличение давления  $p$ , а также использование рабочего газа с большим сечением ионизации приводят к уменьшению величины  $h_0$ .

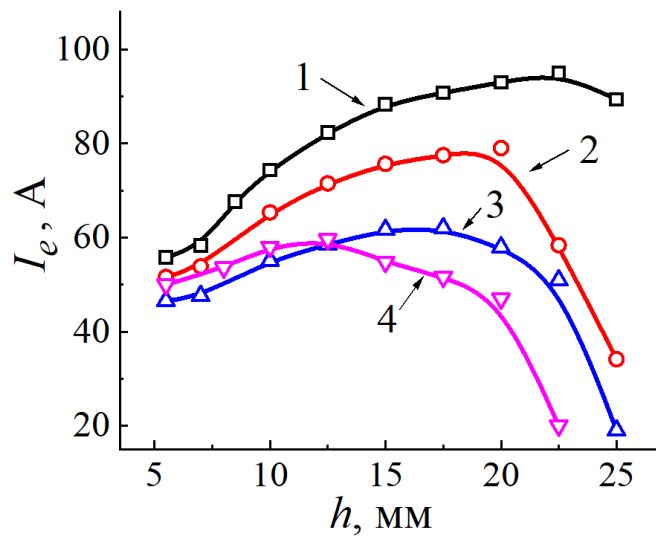


Рисунок 3.29 – Зависимость максимального тока  $I_e$  эмиссии от протяженности ускоряющего промежутка  $h$  для воздуха при  $p=8$  Па (1);  $p=10$  Па (2);  $p=12$  Па (3), для аргона – при  $p=6$  Па (4),  $\tau_{и}=200$  мкс

Наличие экстремума на зависимостях можно объяснить следующим образом. Вначале при увеличении длины  $h$  пропорционально уменьшается напряженность  $E_0$  и в соответствии с (3.18) и (3.20) уменьшается результирующая напряженность, что обеспечивает рост максимального тока эмиссии (рисунок 3.29, левые ветви зависимостей). Однако при достижении некоторого минимального порогового значения

напряженности поля (с дальнейшим увеличением протяженности ускоряющего промежутка) эмиссионная плазма начинает проникать в ускоряющий промежуток, что приводит к его пробое. Поэтому для стабильной работы необходимо уменьшать ток разряда, т.е. плотность эмиссионной плазмы, что и приводит к снижению тока эмиссии (рисунок 3.29, правые ветви зависимостей).

Исследования влияния протяженности  $h$  ускоряющего промежутка на максимальное (обеспечивающее стабильную работу источника) рабочее давление  $p_m$  при фиксированных остальных параметрах представлены на рисунке 3.30. Под максимальным рабочим давлением  $p_m$  подразумевается давление, при котором количество пробоев ускоряющего промежутка не превышало 10 % от общего числа импульсов.

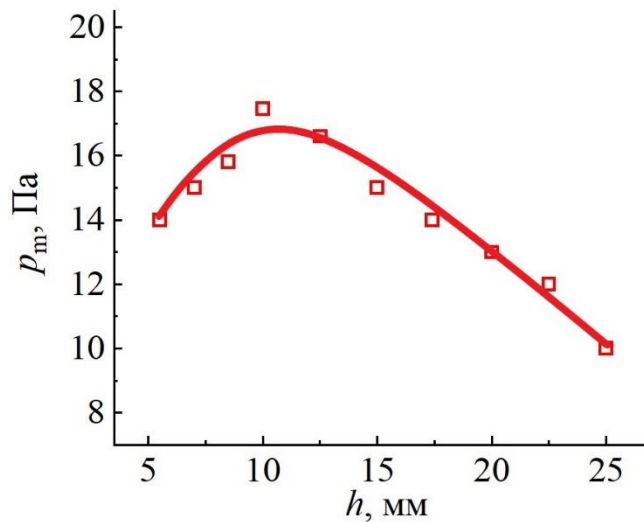


Рисунок 3.30 – Зависимость максимального рабочего давления  $p_m$  от протяженности ускоряющего промежутка  $h$ .  $I_e=38$  А,  $U_a=9$  кВ,  $\tau_n=200$  мкс, рабочий газ – воздух

При относительно высоких давлениях (например,  $p > 8$  Па для воздуха) с увеличением длины  $h$  процессы ионизации, связанные с самостоятельным и несамостоятельным ВТР в ускоряющем промежутке, оказывают существенное влияние. Так, например, при  $p=10$  Па (воздух) в отсутствие эмиссии электронов ( $I_e=0$ ) увеличение  $h$  от 5,5 до 25 мм приводит к росту тока самостоятельного ВТР, фиксируемого в цепи высоковольтного источника, от 2–4 до 24–28 мА. А при  $h > 12,5$  мм и давлении  $p > p_m$  эмиссия электронов приводила к резкому росту тока ВТР в 2–3 раза (до 6080 мА), после чего происходил пробой ускоряющего промежутка. Последнее, по-видимому, обусловлено зажиганием несамостоятельного ВТР в ускоряющем промежутке.

Самостоятельный и несамостоятельный ВТР являются дополнительными источниками ионного потока, направленного в сторону эмиссионного электрода, что, соответственно, приводит к более быстрой зарядке диэлектрических включений и формированию катодного пятна на эмиссионном электроде. Потому при относительно больших  $h$  для снижения обратного ионного потока, формируемого высоковольтными тлеющими разрядами, необходимо уменьшать давление рабочего газа (рисунок 3.30, правая ветвь).

Таким образом, обратный ионный поток является ключевым фактором, определяющим предельные параметры импульсных электронных источников, функционирующих в форвакуумной области давлений.

### **3.4. Особенности формирования и транспортировки широкоапертурных импульсных электронных пучков в форвакуумной области давлений**

#### ***3.4.1 Однородность плотности тока широкоапертурного электронного пучка***

При генерации широкоапертурных пучков как в форвакуумном, так и в традиционном диапазоне давлений однородность распределения плотности тока электронного пучка по сечению представляет собой один из ключевых параметров пучка его дальнейшего применения. Как показали результаты экспериментов, описанных в главе 2, использование различных методов и подходов, позволяющих получить достаточно равномерное распределение концентрации плазмы вблизи эмиссионной границы, оказывается необходимым, но не достаточным условием для получения однородного по сечению электронного пучка. Одна из причин, приводящая к появлению заметной неоднородности сильноточного электронного пучка при его распространении в традиционном для плазменных источников электронов диапазоне давлений, обусловлена, как отмечено в [28], сжатием пучка под действием собственного магнитного поля. С другой стороны, в форвакуумном диапазоне давлений рассеяние электронов узкофокусированного пучка на молекулах остаточного газа приводит к его уширению. Таким образом, вопрос о сохранении однородности плотности тока широкоапертурного сильноточного пучка при его распространении в форвакуумном диапазоне давлений остается открытым.

На рисунке 3.31 представлены результаты измерений плотности тока пучка, полученные для источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом (макет № 2). Как видно, распределения плотности тока имеют радиальную асимметрию,

несмотря на то, что распределение плотности концентрации плазмы вблизи эмиссионной границы радиально симметрично (см. рисунок 2.23). Таким образом, неоднородность плотности тока пучка обусловлена не неоднородностью параметров эмиссионной плазмы, а иными причинами.

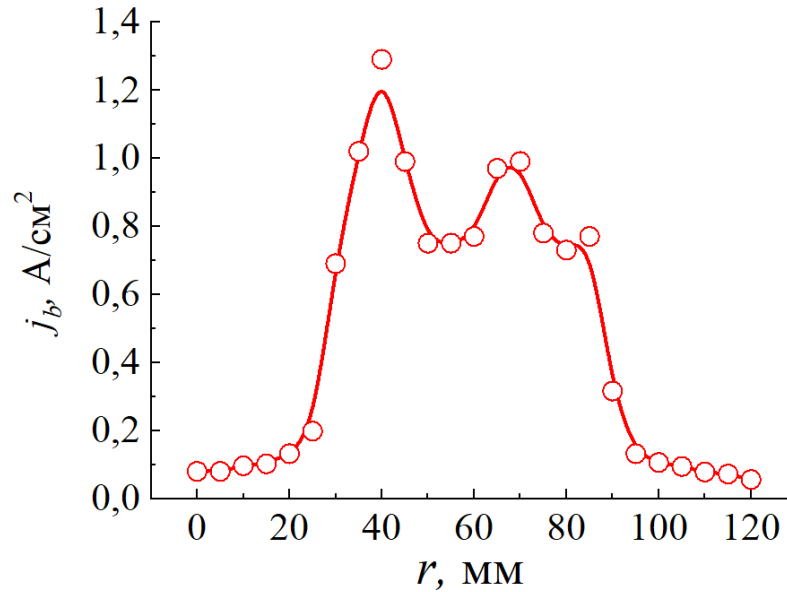


Рисунок 3.31 – Распределение плотности тока электронного пучка.  $I_d=40$  А,  $U_a=10$  кВ,  $\tau_{и}=250$  мкс,  $p=10$  Па

Одна из таких причин заключается в нарушении плоскопараллельности ускоряющего промежутка в результате неплоской формы эмиссионного электрода. Это приводит к нарушению однородности ускоряющего поля и, как следствие, к неоднородности эмиссии. Для улучшения плоскостности эмиссионной сетки была модернизирована конструкция анодного узла. А именно, на одном из колец, между которыми зажимается сетка, выполнен паз, а на втором кольце (ответной его части) имеется выступ (рисунок 3.32). Таким образом, обеспечивалось натяжение сеток при сжатии колец.

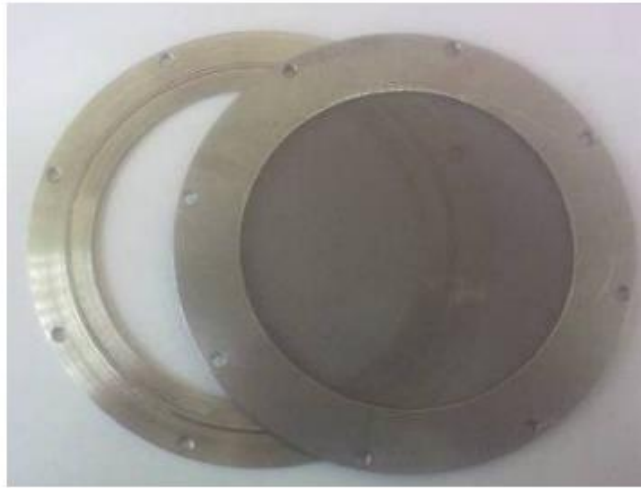


Рисунок 3.32 – Анодный электрод с системой натяжения анодной сетки

Проведенные эксперименты с модернизированным анодным узлом свидетельствуют о значительном улучшении радиальной симметрии пучка (рисунок 3.33), при этом равномерность пучка остается недостаточной, что обусловлено распределением концентрации эмиссионной плазмы (см. рисунок 2.23). Принятие мер, описанных в разделе 2.2.2, позволило улучшить однородность распределения концентрации плазмы и, как следствие, равномерность пучка (см. рисунок 2.24).

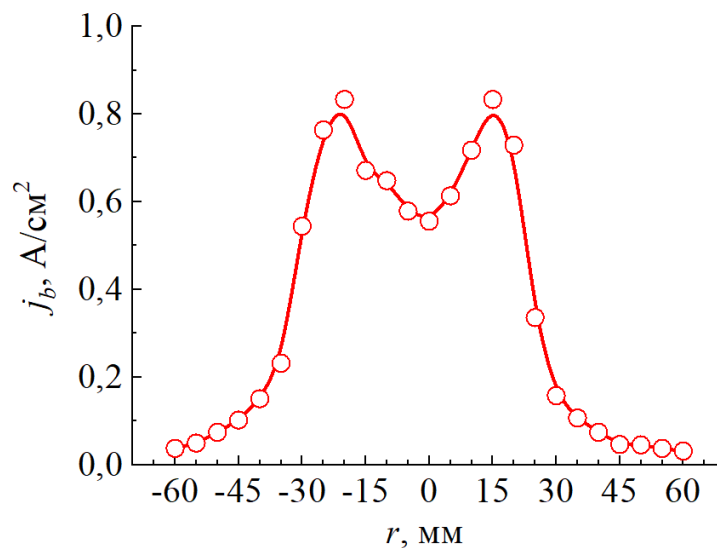


Рисунок 3.33 – Распределение плотности  $j_b$  тока электронного пучка.  $I_d=40$  А,  $U_a=10$  кВ,  $\tau_{и}=250$  мкс,  $p=10$  Па

Как описано в разделе 2.3.4, использование перераспределяющего электрода в источнике на основе дугового разряда обеспечивает улучшение однородности распределения эмиссионной плазмы, что должно приводить к улучшению однородности

распределения плотности тока по сечению электронного пучка. Однако, как и для источника на основе тлеющего разряда, по мере распространения в пространстве дрейфа электронный пучок сжимается, что приводит к ухудшению его однородности (рисунок 3.34). На больших расстояниях от экстрактора (более 200 мм) распределение плотности тока пучка приближается по форме к нормальному (гауссовому) распределению. Увеличение тока пучка и/или давления газа также приводит к сжатию электронного пучка (рисунки 3.35, 3.36).

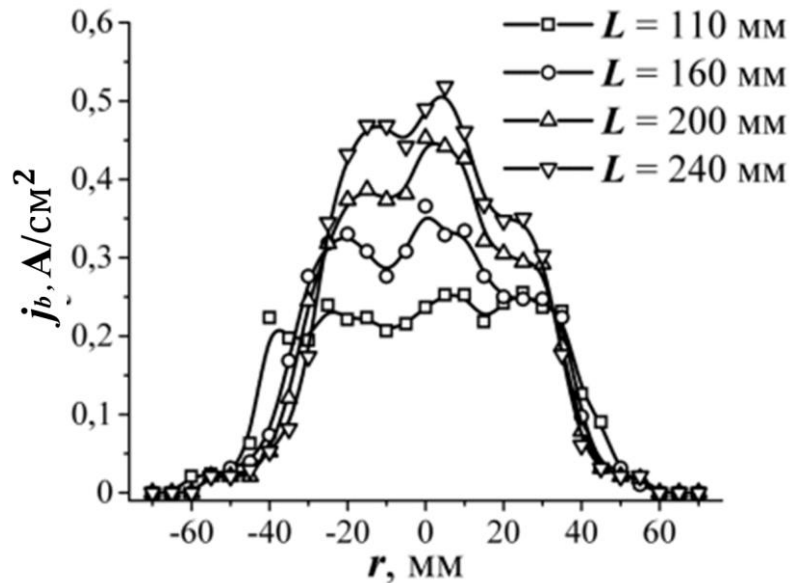


Рисунок 3.34 – Радиальное распределение плотности тока электронного пучка  $j_b$  на различном расстоянии  $L$  от экстрактора источника,  $I_e=25$  А,  $p=4$  Па (газ – азот).

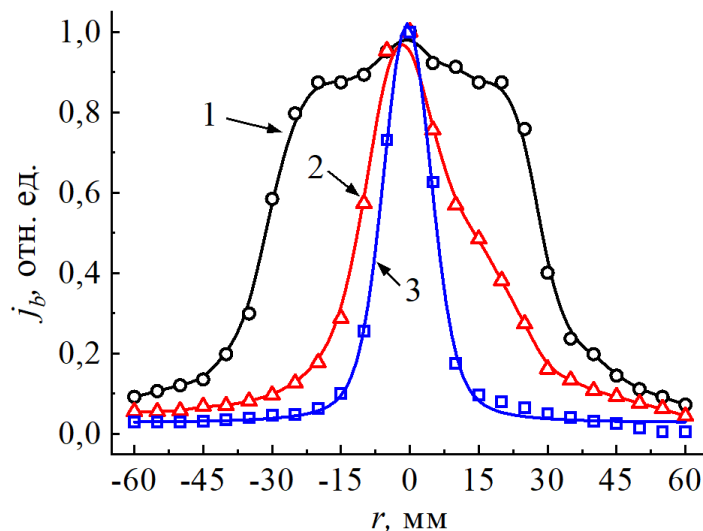


Рисунок 3.35 – Радиальное распределение плотности тока электронного пучка  $j_b$  при различных токах пучка: 1 – 15 А; 2 – 30 А; 3 – 45 А. Давление рабочего газа 8 Па, расстояние от экстрактора  $L=275$  мм, ускоряющее напряжение  $U_a=8$  кВ

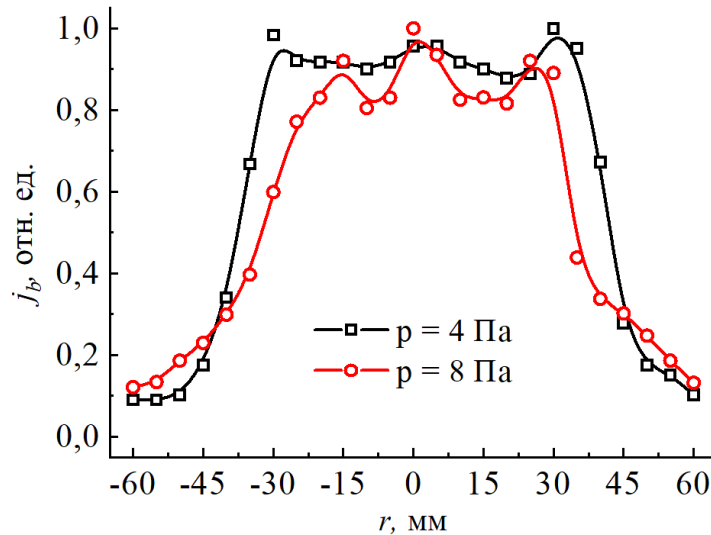


Рисунок 3.36 – Радиальные распределения плотности тока электронного пучка  $j_b$  при различном давлении рабочего газа  $p$ .  $L=120$  мм, газ – азот

С целью определения причин, оказывающих влияние на распространение пучка, были выполнены оценки воздействия собственного магнитного поля пучка. Исходные положения: пучок – цилиндрический; плотность тока пучка постоянна по сечению. Предполагая, что взаимодействие пучка с собственным магнитным полем вызывает появление радиальной силы Лоренца, можно записать уравнение движения

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -ev \frac{\mu_0 j_b}{2} r, \quad (3.22)$$

где  $m$ ,  $e$  – масса и заряд электрона, соответственно;  $v$  – продольная составляющая скорости электрона;  $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $j_b$  – плотность тока пучка;  $r$  – радиальная координата.

С учетом начальных условий ( $t=0$ ,  $r=r_0$ ,  $dr/dt=0$ ) получаем решение

$$r = r_0 \cos(A \cdot L), \quad (3.23)$$

где  $A = \sqrt{e\mu_0 j / 2mv}$ ;  $L$  – расстояние от экстрактора.

Задаваясь конкретными значениями:  $r_0=45$  мм, ускоряющее напряжение  $U_a=8$  кВ, ток пучка  $I_b=30$  А, получаем радиус пучка на расстоянии  $L=275$  мм, равном 29 мм. Полученная величина радиуса пучка значительно превышает его радиальный размер 15 мм, измеренный в эксперименте (см. рисунок 3.35). Таким образом, проведенные простые оценки свидетельствуют о том, что в форвакуумной области давлений собственное магнитное поле электронного пучка не может являться единственным фактором, оказывающим влияние на фокусировку пучка.

Для выявления других факторов, влияющих на радиальное распределение плотности тока пучка по мере его распространения в форвакуумной области давлений, было произведено моделирование распространения широкоапертурного сильноточного электронного пучка и поведения частиц образованной пучковой плазмы.

Для решения задачи используется имитационный метод: на каждом временном шаге  $\Delta t$  осуществляется обработка поведения частиц на основании математического описания: движение электронов пучка под действием магнитного и электрического полей; образование заряженных частиц при ионизации молекул остаточного газа электронами пучка; движение заряженных частиц пучковой плазмы под действием электрического поля.

Область распространения электронного пучка разбивается на слои малой толщины  $\Delta z$  перпендикулярно направлению пучка (рисунок 3.37). В каждом слое рассматриваются радиальная составляющая электрического поля, азимутальная компонента магнитного поля и движение частиц плазмы в радиальном направлении.

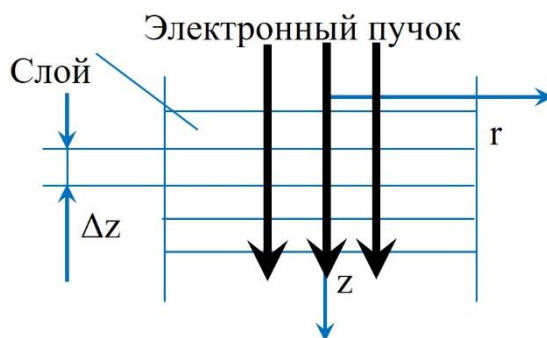


Рисунок 3.37 – Схема распространения пучка:  $z$ ,  $r$  – координаты;  $\Delta z$  – толщина слоя

Для описания электронов пучка используется метод крупных частиц [215], т.е. рассматривается распространение конечного (небольшого) числа групп, характеризующихся общими параметрами: координатами  $z$ ,  $r$ ; проекциями скорости  $v_z$  (обусловленной ускоряющим напряжением) и  $v_r$ . Перемещение каждой группы осуществляется по двум координатам, причем при подсчете радиального ускорения, вызванного магнитным полем, для упрощения принимается, что электроны пучка распространяются вдоль оси  $z$ :



$$\begin{cases} z = z_0 + v_z \cdot \Delta t, \\ r = r_0 + v_{r0} \cdot \Delta t + \frac{a_r \cdot (\Delta t)^2}{2}, \\ v_r = v_{r0} + a_r \cdot \Delta t, \\ a_r = \frac{e}{m_e} (E + v_z \cdot B), \end{cases} \quad (3.24)$$

где  $z_0, r_0, v_{r0}$  – координаты и радиальная проекция скорости в предыдущий момент времени соответственно;  $z, r, v_r, v_z$  – координаты и проекции скорости в текущий момент времени соответственно;  $a_r$  – радиальное ускорение;  $e, m_e$  – заряд и масса электрона соответственно;  $E$  – напряженность электрического поля;  $B$  – индукция магнитного поля. Помимо действия электрического и магнитного полей, направления скоростей у электронов пучка изменяются при рассеянии на молекулах остаточного газа. Моделирование отклонения в радиальном и азимутальном направлениях (рисунок 3.38, а) при рассеянии осуществляется методом Монте-Карло [214] согласно формуле Резерфорда

$$\frac{dN(\theta)}{N_0} = na \left( \frac{2Ze^2}{m_e v^2} \right) \frac{2\pi \sin(\theta) d\theta}{4\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (3.25)$$

где  $dN(\theta)$  – число электронов, отклоненных на угол  $\theta$ ;  $N_0$  – общее число частиц;  $n$  – концентрация молекул остаточного газа;  $a$  – пройденный электронами путь;  $Z$  – зарядовое число;  $v$  – скорость электрона.

Каждый рассматриваемый слой разбивается на кольцевые области (рисунок 3.38, б). Каждая такая область характеризуется значением потенциала  $\varphi$  (напряженности  $E$ ) электрического поля, индукции магнитного поля  $B$ , количеством частиц электронов и ионов плазмы в данной области.



Рисунок 3.38 – Схема рассеяния электронов пучка на молекулах остаточного газа (а) и схема деления слоев на кольцевые области (б)

Число ионизованных электронами пучка молекул  $N_i$  (образованных электронов и ионов пучковой плазмы) при прохождении пучком толщины слоя  $\Delta z$  определяется исходя из эффективного сечения ионизации  $\sigma_i$ :

$$N_i = \sqrt{2} \cdot \Delta z \cdot N_e \cdot n \cdot \sigma_i, \quad (3.26)$$

где  $N_e$  – число прошедших электронов пучка.

Распределение потенциала в каждом слое определяется уравнением Пуассона в цилиндрической системе координат. Индукция магнитного поля  $B$  определяется исходя из теоремы о циркуляции вектора магнитной индукции. Перемещение частиц плазмы осуществляется согласно формуле

$$r = r_0 + \mu \cdot E \cdot \Delta t, \quad (3.27)$$

где  $\mu$  – подвижность.

Помимо движения частиц плазмы под действием электрического поля, учитывается тепловое расширение плазмы, для чего частицам задаются скорости согласно распределению Максвелла:

$$\Delta N = N \cdot \sqrt{\frac{m}{2 \cdot \pi \cdot k \cdot T}} \cdot \exp\left(-\frac{m \cdot v_r^2}{2 \cdot k \cdot T}\right) \Delta v, \quad (3.28)$$

где  $\Delta N$  – количество частиц, обладающих скоростью  $v_r$ ;  $m$  – масса частицы;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура частиц плазмы;  $v_r$  – средняя тепловая скорость частиц;  $\Delta v$  – шаг разбиения по скоростям.

При этом максимально возможной тепловой скоростью считается скорость, соответствующая значению функции плотности вероятности, равному 0,1 % от максимума распределения.

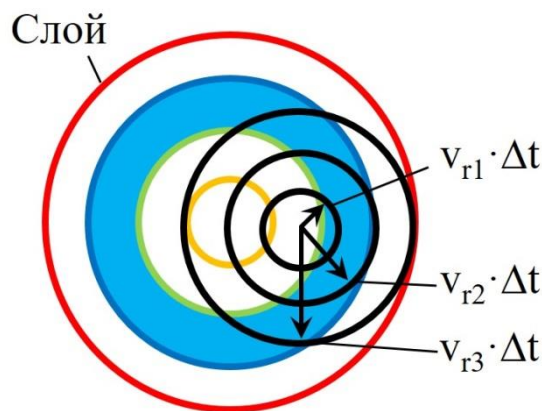


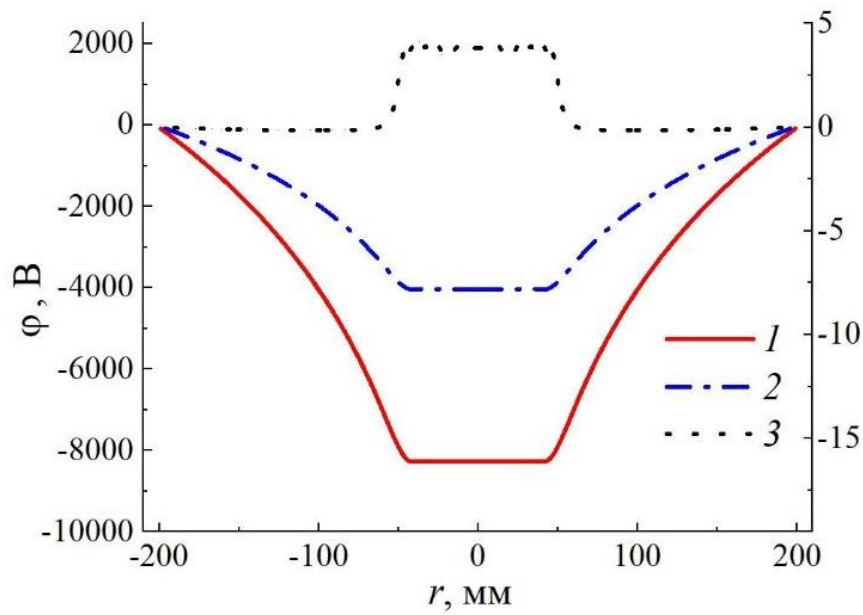
Рисунок 3.39 – Перемещение частиц плазмы за счет теплового расширения

Считается, что движение частиц, обладающих скоростью  $v_r$ , происходит равномерно во все стороны. Из каждой области строятся окружности радиусом  $v_r \cdot \Delta t$  (рисунок 3.39). Число частиц  $N_S$ , перемещаемых в соседние области, равно

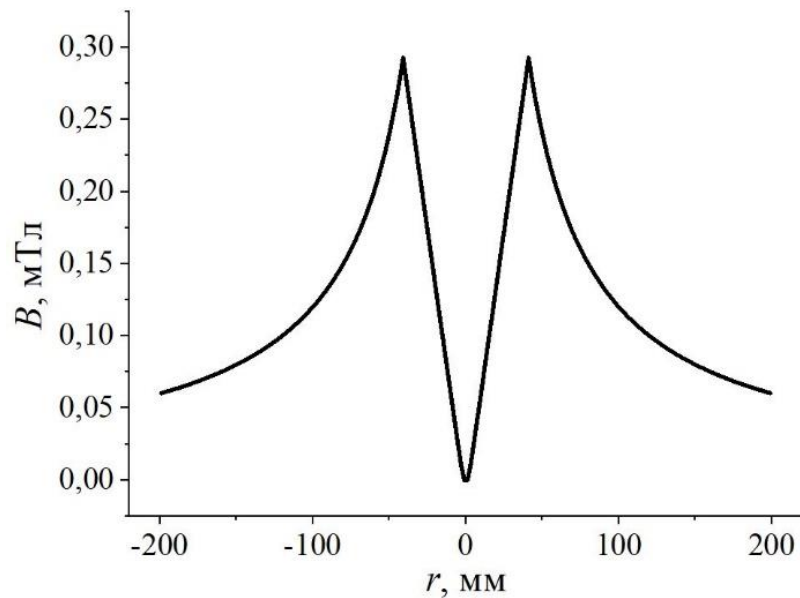
$$N_S = \Delta N \frac{l_S}{l}, \quad (3.29)$$

где  $l_S$  – длина дуги, пересекающая площадь области, в которую происходит перемещение;  $l$  – длина дуги.

На рисунке 3.40,*a* представлены расчетные радиальные распределения потенциала на уровне экстрактора в различные моменты времени. В начальный момент времени распределение потенциала обусловлено лишь имеющимися электронами пучка. По мере их распространения в области движения образуются ионизованные газовые молекулы и медленные электроны, причем медленные электроны под действием электрического поля выталкиваются на периферию, чем обеспечивается накопление положительных ионов. С течением времени (спустя десятки наносекунд) накопление ионов в области распространения пучка приводит к нейтрализации электрического заряда электронов пучка, т.е. образуется пучковая плазма. Высокое значение потенциала плазмы относительно стенок камеры обусловлено наличием вытолкнутых на периферию медленных электронов. Дальнейший разлет медленных электронов и попадание их на стенки камеры приводят к снижению потенциала плазмы. За счет тепловых скоростей частиц происходит медленное расширение пучковой плазмы в радиальном направлении, причем плазма отделяется от остального пространства потенциальным барьером величиной порядка 4 В. Таким образом, пучковая плазма в установившемся режиме (через несколько микросекунд) оказывает дополнительное фокусирующее действие на электронный пучок за счет формы распределения потенциала (рисунок 3.40,*a*). Радиальное распределение индукции магнитного поля (рисунок 3.40,*б*) с течением времени не меняется и зависит лишь от радиального распределения плотности тока пучка.



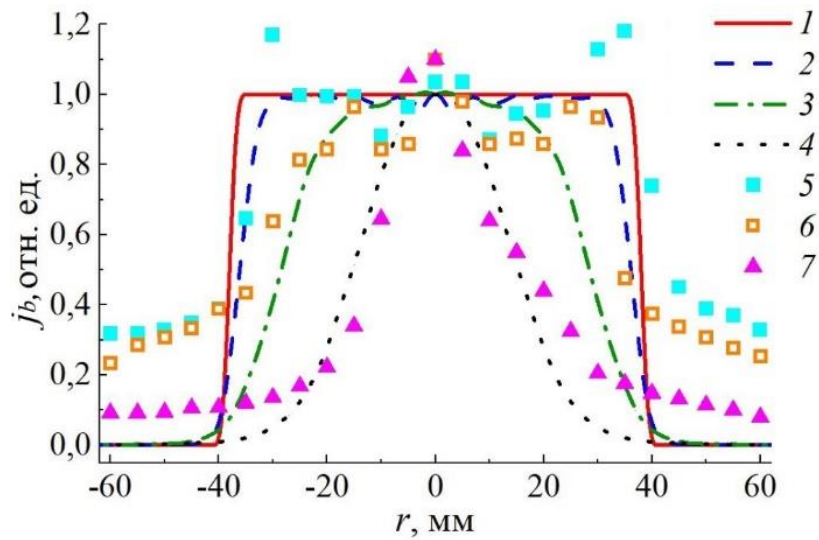
а)



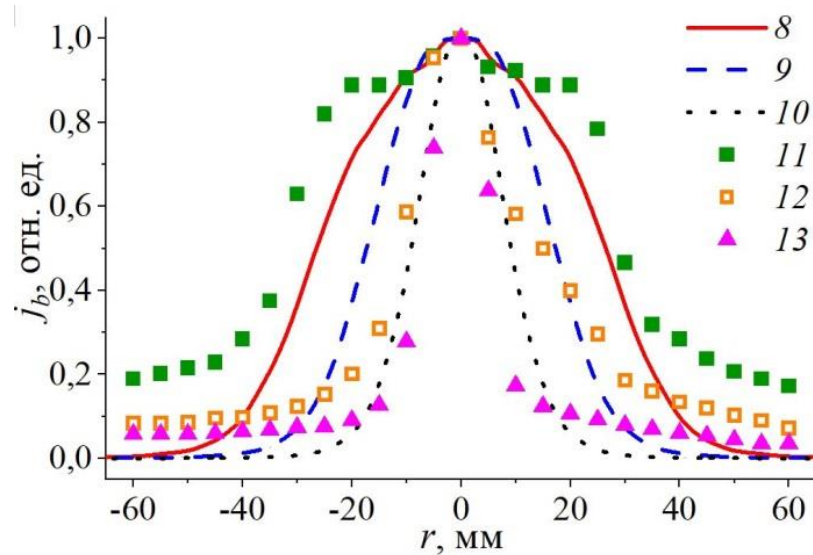
б)

Рисунок 3.40 – Радиальные распределения потенциала  $\varphi$  на уровне экстрактора в различные моменты времени  $t$  после начала приложения импульса (а) (ток пучка  $I_b=45$  А, радиус пучка 40 мм, распределение плотности эмиссионной плазмы равномерное) и радиальное распределение индукции магнитного поля  $B$ , создаваемого электронным пучком на уровне экстрактора (б): 1 –  $t=5 \cdot 10^{-8}$  с; 2 –  $t=5 \cdot 10^{-7}$  с; 3 –  $t=3 \cdot 10^{-6}$  с

Сравнение экспериментальных и расчетных распределений плотности тока (рисунок 3.41) дает удовлетворительное совпадение.



а)



б)

Рисунок 3.41 – Радиальные распределения плотности тока пучка  $j_b$  на различных расстояниях  $L$  от экстрактора (а –  $I_b=30$  А,  $p=8$  Па, ускоряющее напряжение  $U_a=8$  кВ) и при различных токах пучка  $I_b$  (б –  $L=275$  мм,  $p=8$  Па, ускоряющее напряжение  $U_a=8$  кВ): 1 –  $L=0$  мм; 2, 5 –  $L=75$  мм; 3, 6 –  $L=170$  мм; 4, 7 –  $L=275$  мм; 8, 11 –  $I_b=15$  А; 9, 12 –  $I_b=30$  А; 10, 13 –  $I_b=45$  А; 1–4, 8–10 – расчетные результаты; 5–7, 11–13 – экспериментальные данные.

Использование экспериментально полученного распределения плотности эмиссионной плазмы вместо равномерного распределения позволило получить более качественное совпадение с экспериментом (рисунок 3.42).

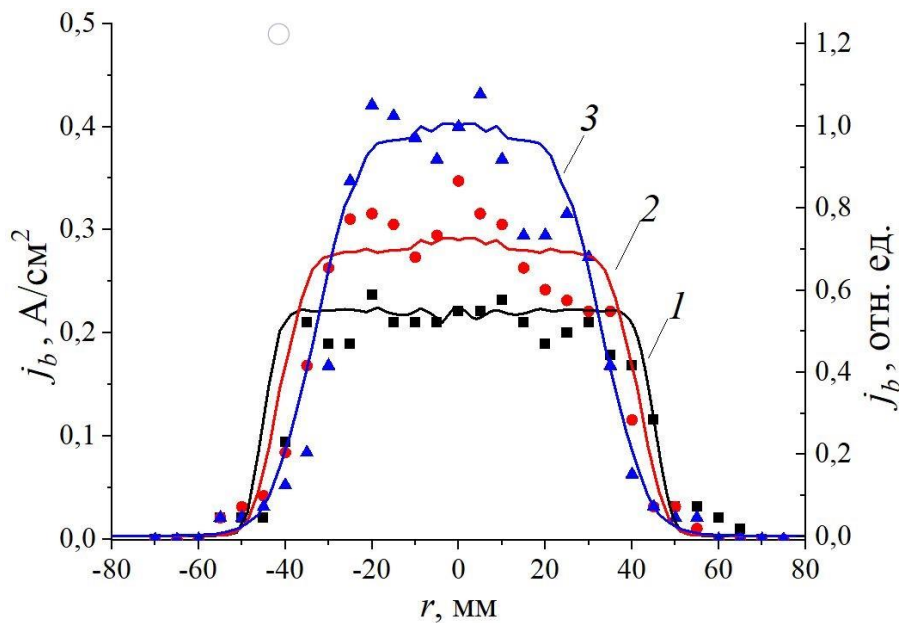


Рисунок 3.42 – Радиальные распределения плотности тока пучка  $j_b$  на разных уровнях от экстрактора  $L$  (давление рабочего газа  $p=4$  Па; ускоряющее напряжение  $U_a=8$  кВ; ток эмиссии  $I_e=26$  А): 1 –  $L=110$  мм; 2 –  $L=160$  мм; 3 –  $L=240$  мм; точки – экспериментальные данные; кривые – расчет

С целью определения влияния конфигурации электродов ускоряющего промежутка на однородность распределения плотности тока по сечению электронного пучка были проведены эксперименты, результаты которых представлены на рисунке 3.43. Использование ускоряющего электрода, имеющего форму сегмента шара, обращенного (выгнутого) в сторону эмиссионного электрода, ожидаемо привело к фокусировке электронного пучка, (на рисунке 3.43 распределение не показано). Использование ускоряющего электрода в виде сегмента шара, обращенного (выгнутого) в сторону коллектора пучка приводит к уширению пучка на малых расстояниях, но при этом в распределении усиливается центральный максимум плотности тока. Увеличение центрального максимума, по-видимому, обусловлено меньшим «давлением» электростатического поля на эмиссионную плазму в центральной части эмиссионного электрода. Данная конфигурация ускоряющего промежутка при больших расстояниях от экстрактора приводит к формированию трех максимумов в распределении плотности тока по сечению пучка, при этом центральный максимум имеет большее значение плотности тока (рисунок 3.43, кривая 2). Использование сеточного перераспределяющего электрода с оптимальной конфигурацией, описанной в разделе

2.3.4, и уменьшение геометрической прозрачности эмиссионного электрода (до 30 %) позволило получить более однородное распределение плотности тока по сечению электронного пучка (рисунок 3.43, кривая 3).

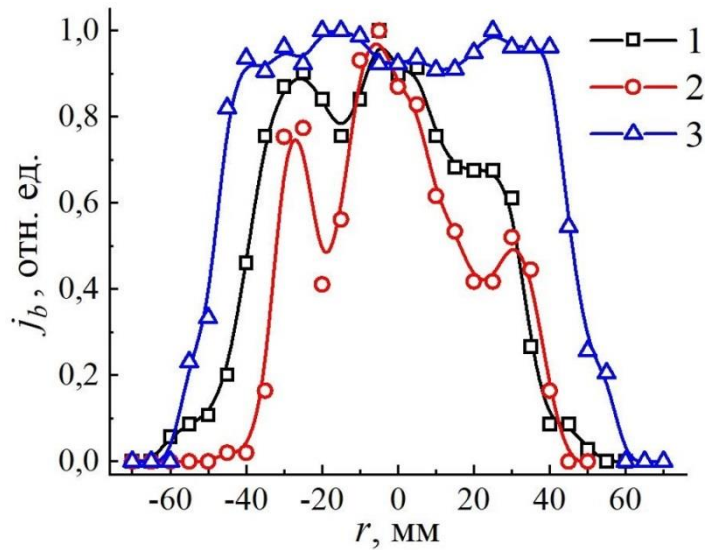


Рисунок 3.43 – Радиальные распределения плотности тока  $j_b$  электронного пучка на расстоянии  $L=240$  мм от экстрактора источника при давлении  $p=4$  Па для различных конфигураций ускоряющего и разрядного промежутков: 1 – сферический перераспределяющий электрод и плоский ускоряющий электрод; 2 – сферический перераспределяющий электрод и ускоряющий электрод в виде сегмента шара, обращенного (выгнутого) в сторону коллектора пучка; 3 – сеточный перераспределяющий электрод, плоский ускоряющий электрод и эмиссионный электрод с уменьшенной геометрической прозрачностью

Таким образом, на равномерность широкоапертурного электронного пучка, генерируемого плазменным источником электронов в форвакуумном диапазоне давлений, оказывают влияние несколько процессов и факторов: фокусировка собственным магнитным полем пучка, рассеяние электронов пучка на молекулах газа, форма радиального распределения потенциала пучковой плазмы, конфигурация электродов ускоряющего промежутка и распределение концентрации эмиссионной плазмы. Учет этих процессов и факторов позволил непротиворечиво объяснить наблюдаемые закономерности, а также найти условия, при которых неравномерность распределения плотности тока ускоренного электронного пучка по его сечению не превышает 10 %.

### 3.4.2 Транспортировка широкоапертурного электронного пучка

Для определения эффективности передачи энергии от электронного источника к облучаемому изделию (коллектору) были проведены исследования транспортировки электронного пучка, показавшие, что при ускоряющем напряжении более 4 кВ ток пучка уменьшается не более чем на 20 % при распространении в пространстве дрейфа на расстояние до 35 см от экстрактора (рисунок 3.44). Это подтверждается измерениями тока пучка как с помощью цилиндра Фарадея, так и с помощью калориметра.

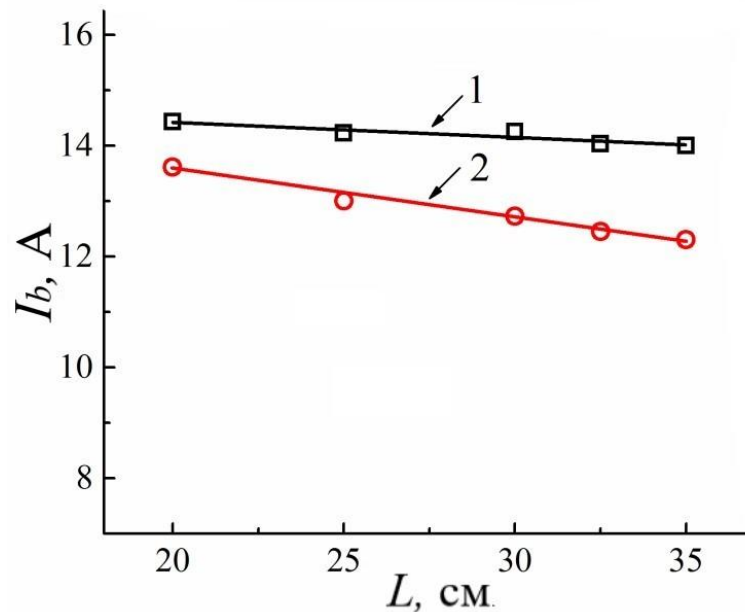


Рисунок 3.44 – Зависимость тока пучка  $I_b$ , измеряемого цилиндром Фарадея (1) и калориметром (2), от расстояния  $L$  от экстрактора.  $I_e = 20$  А,  $p = 8$  Па,  $U_a = 8$  кВ.

При ускоряющих напряжениях менее 3 кВ на расстоянии  $L = 35$  см пучок преимущественно «трансформируется» в пучковую плазму, т.е. большая часть энергии электронов пучка тратится на генерацию плазмы, а часть электронов пучка рассеивается на газе по мере распространения в пространстве дрейфа. Уменьшение тока пучка, связанное с генерацией пучковой плазмы и взаимодействием с ней, наблюдалось также при генерации электронного пучка при более низких давлениях  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  Па [28].

Другим не менее важным параметром, характеризующим качество передачи энергии от источника электронов к облучаемому объекту, являются потери электронного пучка на экстракторе. Большая величина потерь приводит не только к снижению энергопередачи, но и к существенному нагреву экстрактора, что, в свою



очередь, приводит к выходу из строя источника электронов. При использовании в качестве ускоряющего промежутка системы, состоящей из двух плоскопараллельных сеток, эффективность прохождения пучка определяется, прежде всего, прозрачностью экстракторной сетки. В широкоапертурных источниках электронов (макеты № 2 и № 3) использовалась сетка с прозрачностью 70 %, таким образом, при прохождении пучка через экстракторную сетку теряется порядка 30 % тока пучка. Кроме потерь пучка, сетка еще и недолговечна и под влиянием нагрева от потока заряженных частиц нередко перегорает, что приводит к выходу электронного источника из строя и требует замены сетки.

Решением вышеописанной проблемы может быть использование так называемых многоапертурных систем извлечения [216], широко применяемых в ионных источниках. Генерация пучков большого сечения осуществляется в результате сложения отдельных пучков, формируемых в элементарных ячейках ускорения, представляющих собой два или более электрода с соосными отверстиями. В таких системах потери пучка на электродах минимальны и обычно не превышают нескольких процентов. Однако такие системы эффективны лишь для одной определенной плотности тока пучка и величины ускоряющего напряжения. Варьирование этих параметров влечет за собой изменение положения плазменной эмиссионной границы и необходимость оптимизации геометрии ускоряющего промежутка для сохранения высокой эффективности токопрохождения. Перекрытие эмиссионного (плазменного) электрода многоапертурной системы мелкоструктурной сеткой стабилизирует положение эмиссионной плазменной границы и нивелирует указанный недостаток, обеспечивая более широкий диапазон изменения параметров при формировании ионных пучков [217].

В связи с вышеизложенным были проведены специальные исследования возможности применения такой системы извлечения в плазменном импульсном источнике электронов, функционирующем в форвакуумном диапазоне давлений. Для получения предварительных данных по работе многоапертурной системы для изготовления реальных образцов было произведено моделирование ускоряющей системы (рисунок 3.45) на основе численных расчетов с применением программы КОBRA-3, разработанной П. Шпедтке (GSI, Германия) [218].

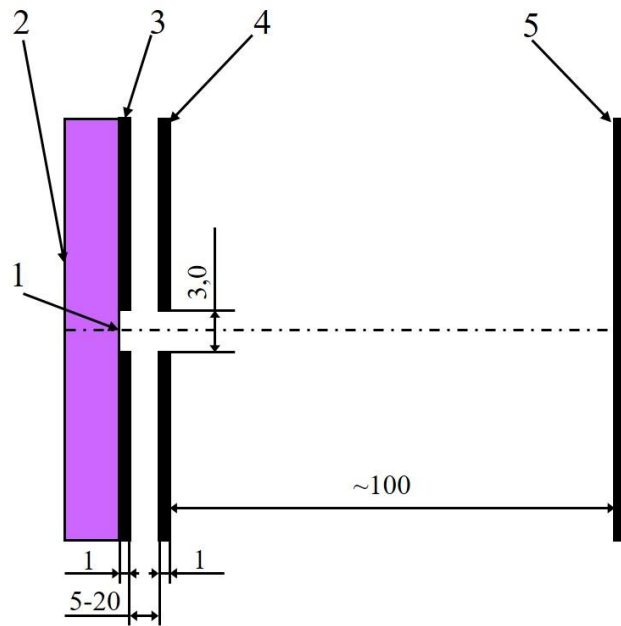


Рисунок 3.45 – Схема расчётной области ячейки многоапертурной системы: 1 – анодная сетка; 2 – плазма разряда; 3 – анодный электрод; 4 – ускоряющий электрод (экстрактор); 5 – коллектор

Результаты расчетов показали, что с точки зрения прохождения пучка через экстрактор оптимальным (минимальные потери тока) является наименьшее возможное расстояние  $L$  между анодом (А) и экстрактором (Э) (рисунок 3.46, а, б), при этом значение ускоряющего напряжения  $U_a$  не оказывает существенного влияния на токопрохождение (рисунок 3.46, б, в).

Изменение диаметра отверстий в ускоряющем электроде приводит к изменению конфигурации электрического поля в ускоряющем промежутке, а следовательно, и к изменению фокусного расстояния. Увеличение диаметра отверстия в аноде приводит к сдвигу фокуса в сторону экстрактора, что положительно сказывается на токопрохождении пучка. Однако при этом расходимость пучка в пространстве дрейфа увеличивается, что отрицательно сказывается на однородности электронного пучка в пространстве дрейфа. В связи с этим оптимальный диаметр отверстий в аноде был выбран равным 3 мм, что, с одной стороны, позволяет не допустить больших потерь на экстракторе, а с другой стороны, обеспечивает малую расходимость пучка в пространстве дрейфа.

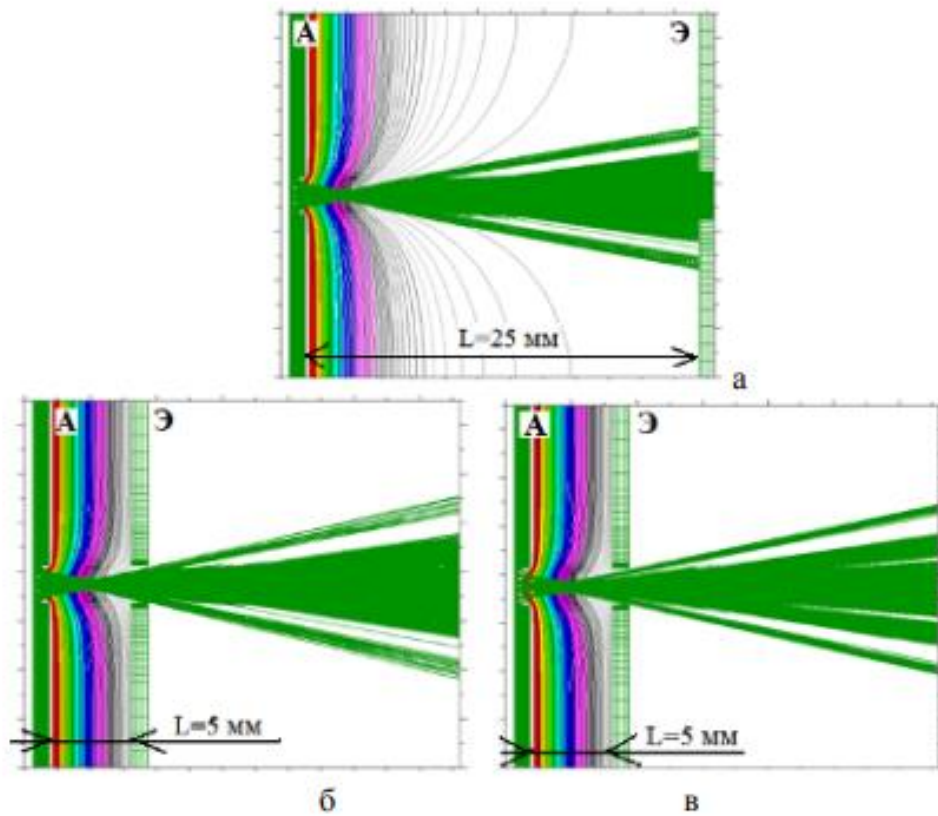


Рисунок 3.46 – Распределение потенциала и траекторий электронов для параметров:  $L=25$  мм,  $U_a=5$  кВ (а);  $L=5$  мм,  $U_a=5$  кВ (б);  $L=5$  мм,  $U_a=15$  кВ (в)

Как показали расчеты, на поведение пучка также влияет толщина эмиссионного (анодного) электрода. Увеличение толщины эмиссионного электрода приводит к существенному искажению электрического поля вблизи анода и, как следствие, к расфокусировке пучка (рисунок 3.47).

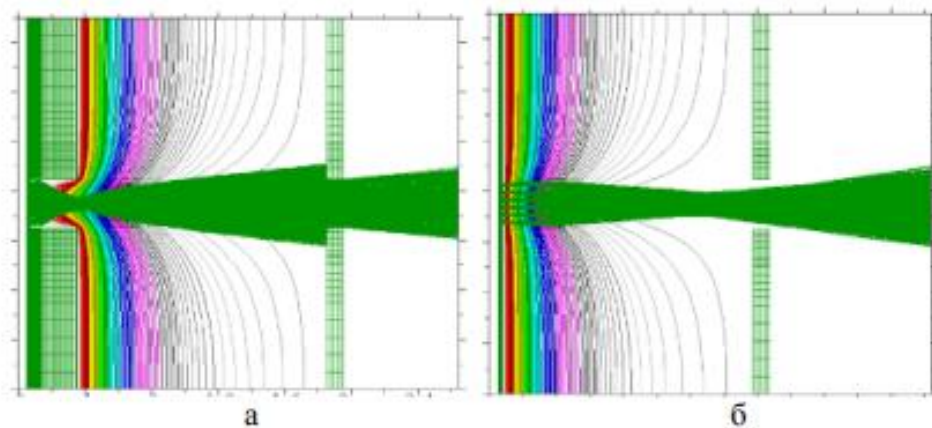


Рисунок 3.47 – Распределение потенциала и траекторий для параметров: 5 кВ, толщина анодного электрода 5 мм (а) и 2 мм (б)

Результаты моделирования показали, что с точки зрения максимального токопрохождения оптимальны следующие параметры: расстояние анод – экстрактор 5 мм, диаметр отверстий в экстракторном и анодном электродах 3 мм. При этом ускоряющее напряжение (в пределах рабочего диапазона) не оказывает существенного влияния на токопрохождение.

Для экспериментов было изготовлено несколько перфорированных электродов с отверстиями различного диаметра. Количество отверстий в аноде и экстракторе равнялось 211 (рисунок 3.48). Первые эксперименты предполагали использование электродов (анода и экстрактора) с отверстиями диаметром 3 мм, которые были выбраны на основе результатов предварительного моделирования многоапертурной системы. При этом анод представлял собой сборку из двух одинаковых перфорированных электродов, между которыми помещалась металлическая сетка для предотвращения «вываливания» плазмы через отверстия в электродах. В дальнейшем было изготовлено еще несколько экстракторов с диаметрами  $d_2$  отверстий 4; 4,5; 5 и 5,5 мм, а также анодных электродов с диаметрами  $d_1$  отверстий 3,5; 4; 4,5 и 5 мм.



Рисунок 3.48 – Сборный анодный электрод с диаметром отверстий  $d_1=5$  мм

Эксперименты по исследованию многоапертурной системы заключались в измерении токопрохождения через систему извлечения. При этом необходимо было измерить зависимости характеристик пучка от таких параметров, как расстояние между анодом и экстрактором  $L$ , диаметры отверстий в аноде  $d_1$  и экстракторе  $d_2$ , величина ускоряющего напряжения  $U_a$ .

Исследование распределения плотности тока пучка предполагало измерение плотности тока в различных точках пространства дрейфа. Для этого был использован

специальный зонд, закрепленный на системе (см. рисунок 2.10), обеспечивающей перемещение в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Измерения распределения по сечению пучка проводились на расстояниях от экстрактора  $L$  в интервале от 60 до 230 мм. В перпендикулярной пучку плоскости зонд удалялся от оси пучка на расстояния, достаточные для оценки плотности тока по всему сечению пучка. Типичные осциллограммы, наблюдаемые в ходе экспериментов, приведены на рисунке 3.49.

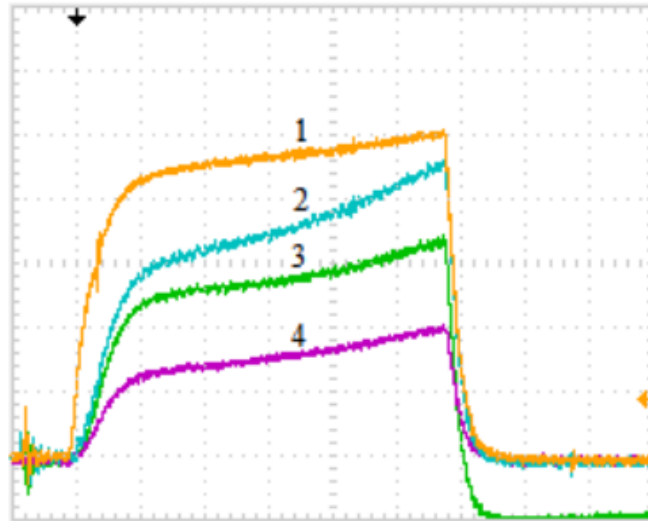


Рисунок 3.49 – Типичные осциллограммы токов и напряжений: 1 – ток разряда (5 А/дел); 2 – ток эмиссии (5 А/дел); 3 – напряжение, снимаемое с зонда (2 В/дел); 4 – ток потерь (5 А/дел). Временная шкала 10 мкс/дел

Зависимости коэффициента токопрохождения (отношения тока  $I_b$  на коллектор к полному току  $I_e$  эмиссии) от ускоряющего напряжения при различных диаметрах отверстий экстрактора  $d_2$  и двух давлениях приведены на рисунке 3.50. Анализ приведенных зависимостей показывает, что увеличение диаметра отверстий в экстракторе приводит к резкому увеличению токопрохождения. Данный результат полностью согласуется с выводами, полученными при моделировании системы извлечения. При увеличении диаметра отверстий в аноде происходит изменение эквипотенциальной картины поля в ускоряющем промежутке и, следовательно, изменение фокусного расстояния. Кроме того, как видно из приведенного графика, большое влияние на токопрохождение оказывает ускоряющее напряжение. В то же время моделирование не выявило данной зависимости. Это можно объяснить тем, что при моделировании не учитывалось присутствие остаточной атмосферы. С увеличением

кинетической энергии извлекаемых частиц ослабляется рассеяние на молекулах остаточной атмосферы, вследствие чего уменьшается расходимость пучка и, следовательно, снижаются потери на экстракторе.

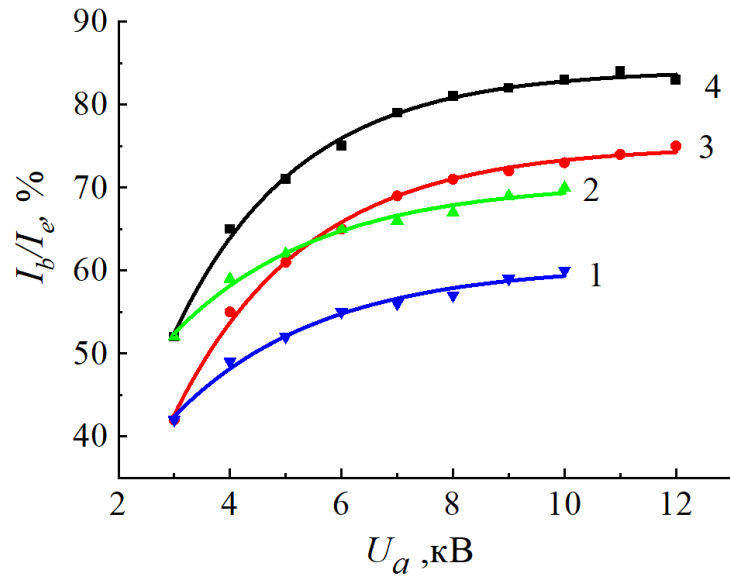


Рисунок 3.50 – Зависимости коэффициента токопрохождения от ускоряющего напряжения для различных диаметров отверстий в экстракторе  $d_2$ : 1 – 3 мм; 2 – 4 мм; 3 – 4,5 мм; 4 – 5 мм. Расстояние анод – экстрактор – 7 мм,  $I_d=15$  А,  $p=4$  Па

На рисунке 3.51 приведены зависимости тока потерь  $I_e-I_b$  электронов от ускоряющего напряжения при различном расстоянии анод–экстрактор.

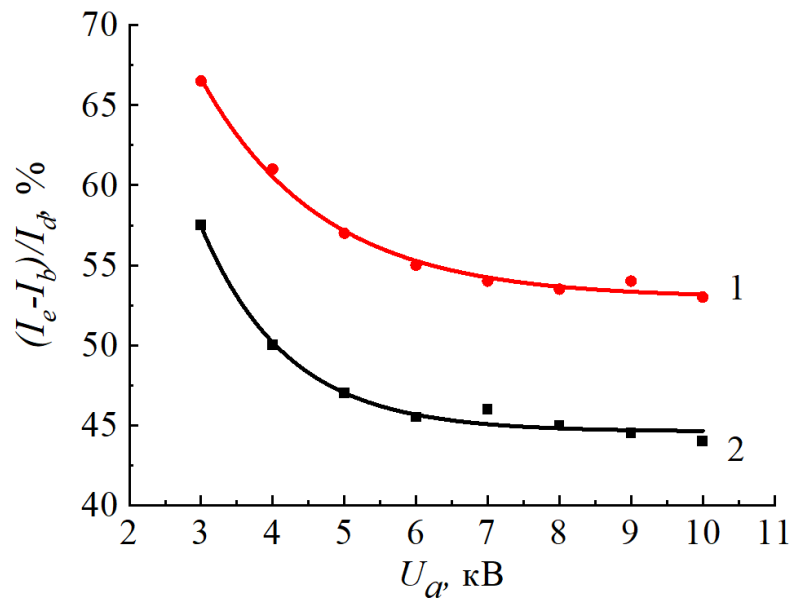


Рисунок 3.51 – Зависимости тока потерь электронов при прохождении ускоряющего промежутка от ускоряющего напряжения при различных расстояниях анод – экстрактор: 1 – 7 мм; 2 – 5 мм;  $d_1=d_2=3$  мм,  $p=4$  Па

Из приведенных графиков следует, что экспериментальные данные хорошо совпадают с результатами моделирования: токопрохождение увеличивается с уменьшением расстояния анод–экстрактор. Это связано с тем, что на меньшем расстоянии от эмиссионной границы меньше проявляется увеличение диаметра пучка, следовательно, снижаются потери на экстракторе.

Результаты исследования зависимости токопрохождения при различных диаметрах отверстий в аноде представлены на рисунке 3.52. Как следует из полученных зависимостей, токопрохождение уменьшается с увеличением диаметра отверстий анода. По-видимому, это связано с увеличением диаметра элементарных пучков, и, поскольку их расходимость примерно постоянная величина, то при неизменном диаметре отверстий экстрактора увеличение диаметра элементарных отверстий в аноде приводит к большим потерям на экстракторе. Следует также отметить, что коэффициент токопрохождения (отношение тока на коллектор к полному току эмиссии) для отверстий в аноде 3 и 3,5 мм превышает величину 95 % при ускоряющих напряжениях свыше 5 кВ. Для отверстий в аноде диаметром 4; 4,5 и 5 мм величина ускоряющего напряжения, при котором коэффициент токопрохождения превышает 95 %, составляет от 8 до 12 кВ.

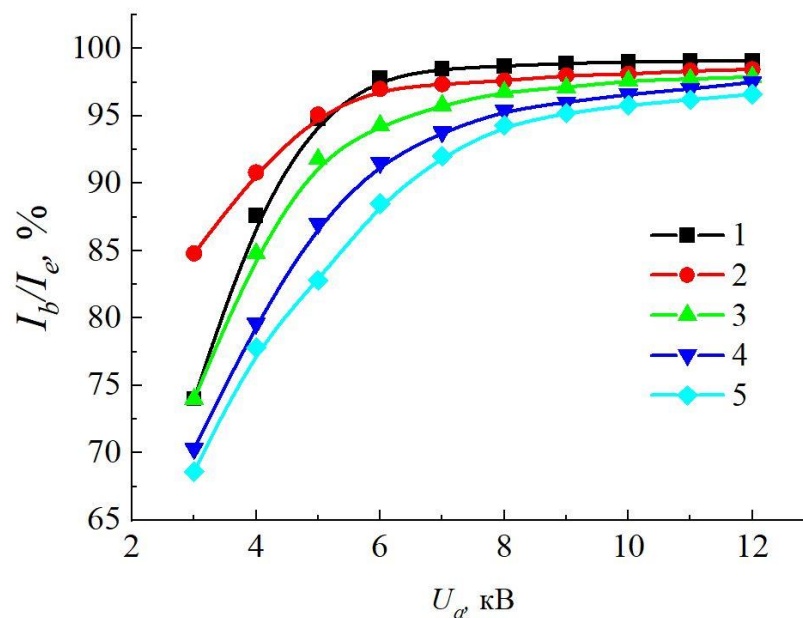


Рисунок 3.52 – Зависимости коэффициента токопрохождения от ускоряющего напряжения при различных значениях диаметра отверстий в аноде  $d_1$  (1 – 3 мм; 2 – 3,5 мм; 3 – 4 мм; 4 – 4,5 мм; 5 – 5 мм).  $p=4$  Па,  $d_2=5,5$  мм

Таким образом, при использовании многоапертурной системы с диаметром элементарных отверстий в анодном электроде от 3 до 5 мм при достижении ускоряющим напряжением значений выше определенной величины, потери тока электронов на ускоряющем электроде составляют менее 5 % от общего тока электронов, прошедших через эти отверстия. Для отверстий меньшего диаметра при ускоряющих напряжениях свыше 7 кВ потери пучка составляли менее 1 % и, по-видимому, были связаны не с осаждением пучка на ускоряющем электроде, а с рассеянием электронов пучка на нейтралах газа в ускоряющем промежутке. Приведенный результат разительно отличает многоапертурные электронно-оптические системы ускорения от сеточных. Для последних коэффициент токопрохождения определяется величиной прозрачности сетки, которая из конструктивных соображений не может быть выше 70–75%, что приводит к потере на ней не менее одной четверти всех ускоренных электронов. При этом стоит отметить, что использование многоапертурной системы извлечения приводит к снижению абсолютных значений тока пучка за счет существенного снижения площади эмиссии.

### 3.5 Выводы по главе 3

1. В форвакуумных плазменных источниках широкоапертурных импульсных электронных пучков повышение давления газа и увеличение ускоряющего напряжения в равной степени обеспечивают снижение напряжения зажигания разряда, сокращение фронта и возрастание амплитуды импульса тока разряда, а соответственно, и тока электронного пучка, а также увеличение эффективности извлечения электронов из плазмы. Оба этих фактора стимулируют возрастание обратного ионного потока из пучковой плазмы, ток которого может достигать 10 % от тока электронного пучка, оказывающего существенное влияние на процессы генерации электронных пучков плазменными источниками в области повышенных давлений. При этом в большей степени обратный ионный поток оказывает влияние на условия функционирования и параметры плазменного электронного источника на основе тлеющего разряда с полым катодом.

2. Для широкоапертурных импульсных источников электронов, функционирующих в форвакуумной области давлений, доминирующим типом пробоя ускоряющего промежутка является межэлектродный тип пробоя, в отличие от



источников электронов узкосфокусированного пучка, функционирующих как в импульсном, так и в непрерывном режимах работы, в которых доминирующим является «плазменный» тип пробоя.

3. Неоднородность распределения плотности тока по сечению пучка импульсного форвакуумного плазменного источника электронов обусловлена как традиционными для плазменных источников электронов факторами: радиальной неравномерностью распределения концентрации разрядной плазмы и нарушением плоскопараллельности конфигурации эмиссионного и ускоряющего электродов, так и влиянием обратного потока ионов, локальная пространственная неоднородность которого приводит, из-за положительной обратной связи с процессами эмиссии электронов из плазмы, к многократному усилению неравномерности плотности тока электронного пучка. В системах тлеющего разряда с полым катодом влияние обратного потока превалирует над неоднородностью радиального распределения плазмы, тогда как для дуговых разрядов с точечным источником эмиссионной плазмы обратный ионный поток в меньшей степени влияет на равномерность распределения плотности тока. При увеличении тока электронного пучка на его равномерность оказывает влияние собственное магнитное поле, приводящее к сжатию пучка в процессе его транспортировки.

4. При транспортировке широкоапертурного импульсного пучка электронов в форвакуумной области давлений в рабочем диапазоне параметров функционирования источника электронов (токи разряда и эмиссии, давление газа, длительность импульса, ускоряющее напряжение, расстояние до мишени/коллектора) ток электронного пучка в результате его рассеивания на столкновениях с молекулами газа уменьшается не более чем на 20 %.

5. Использование в форвакуумных плазменных источниках широкоапертурных импульсных электронных пучков двухэлектродной многоапертурной системы извлечения вместо сеточных электродов хотя и сокращает площадь эмиссионной поверхности плазмы, но вместе с тем снижает потери тока электронов на ускоряющем электроде с 30 до 5 % при сохранении высокой однородности распределения плотности тока пучка.

## **ГЛАВА 4 ФОРВАКУУМНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ**

В главах 2 и 3 приведены результаты исследований разрядных систем на основе тлеющего разряда с полым катодом и дугового разряда с катодным пятном в импульсном режиме функционирования, определены особенности импульсной эмиссии электронов из плазмы, исследовано формирование и распространение широкоапертурного электронного пучка в форвакуумной области давлений. На основании проведенных исследований были спроектированы и изготовлены форвакуумные плазменные источники широкоапертурных импульсных электронных пучков. В настоящей главе описаны конструктивные особенности данных источников электронов, приведены их параметры и характеристики, а также показаны некоторые возможности их применения, главным образом, для модификации поверхностных свойств диэлектрических материалов. Результаты исследований, изложенные в настоящей главе, опубликованы в [131, 135, 136, 181, 219–237, 261, 262].

### **4.1 Форвакуумный плазменный источник широкоапертурного импульсного электронного пучка на основе тлеющего разряда**

Конструктивно плазменный источник электронов (рисунок 4.1) включает в себя выполненный из меди катодный фланец с закрепленным на нем полым цилиндрическим катодом 1 диаметром 93 мм и высотой 70 мм (рисунок 4.2). На оси полости катода установлена медная цилиндрическая катодная вставка диаметром 19 мм (рисунок 4.3). Анод разрядной системы состоит из анодного фланца 3, на котором закреплены электроды многоапертурной системы извлечения: сетка из нержавеющей стали с размером ячейки 0,6×0,6 мм, геометрической прозрачностью 70 % и перфорированные электроды 4 и 6. Плоскопараллельный ускоряющий промежуток образован двумя электродами: анодом и экстрактором 8. Расстояние между этими электродами составляет 5–7 мм. Изоляторы 2 и 7 разрядного и высоковольтного промежутков выполнены из капролона. Диаметр и высота изоляторов равны соответственно 100 и 70 мм для разрядного и 146 и 40 мм для ускоряющего промежутков. Источник электронов размещался на вакуумной камере, откачиваемой механическим насосом до предельного давления 1 Па. Рабочее давление (1–20 Па) регулировалось подачей газа

непосредственно в вакуумную камеру. Внешний вид источника представлен на рисунке 4.4.

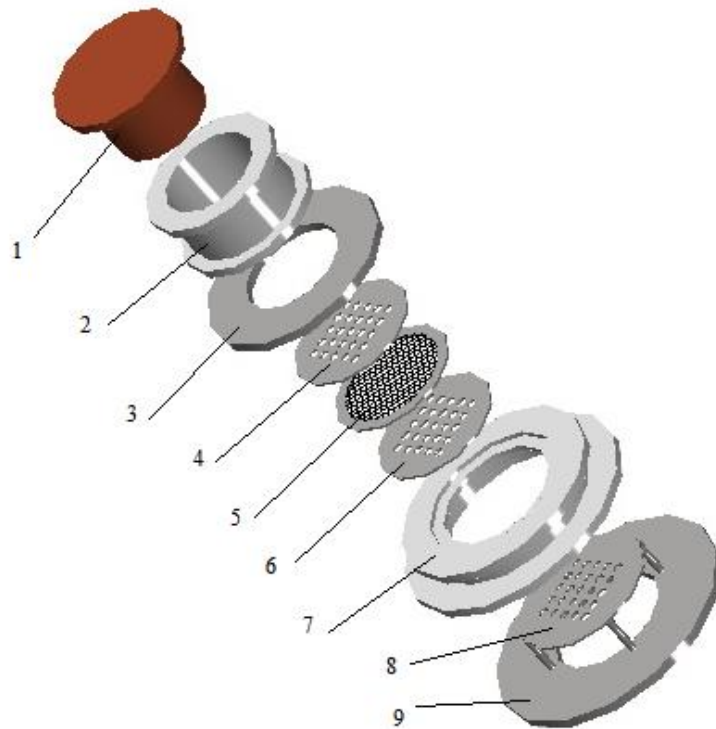


Рисунок 4.1 – Электродная система импульсного широкоапертурного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом: 1 – полый катод; 2 – изолятор разрядного промежутка; 3 – анодный фланец; 4, 6 – перфорированный электрод; 5 – сетка; 7 – изолятор ускоряющего промежутка; 8 – экстрактор; 9 – фланец



Рисунок 4.2 – Полый катод с катодной вставкой



Рисунок 4.3 – Катодная вставка

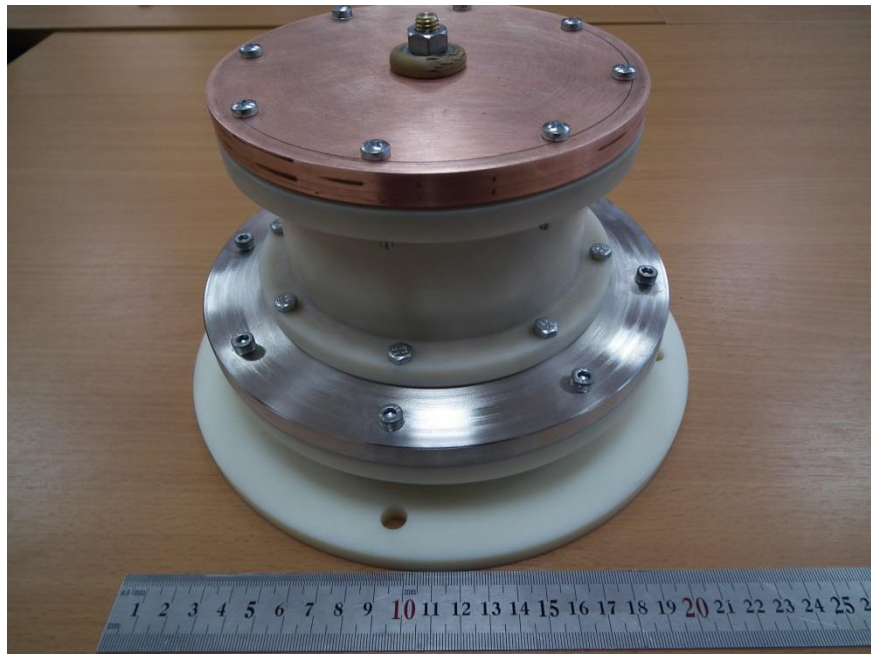


Рисунок 4.4 – Внешний вид импульсного широкоапертурного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом

Типичные осциллограммы тока разряда и тока эмиссии электронов (полного тока пучка) представлены на рисунке 2.5. Обратим внимание на достаточно высокую эффективность извлечения электронов из плазмы: ток пучка достигает значений, близких к току разряда. Вольт-амперные характеристики электронного источника приведены на рисунке 3.6. На характеристиках наблюдается четко выраженный участок насыщения тока, однозначно свидетельствующий о незначительном вкладе в полный ток пучка вторичных электронов, выбитых с эмиссионной сетки обратным потоком

ионов из области ускорения и транспортировки электронного пучка. Несмотря на то, что вклад вторичных электронов может существенно увеличивать ток электронного пучка [238], такой режим работы плазменного источника не представляется эффективным. Это обусловлено тем фактом, что вторичные электроны формируют положительную обратную связь с первичным током пучка, существование которой обуславливает возникновение неустойчивости эмиссионного тока, приводящей к пробое ускоряющего промежутка (см. параграф 3.3). Типичное распределение плотности тока электронного пучка представлено на рисунке 2.24. В таблице 4.1 приведены эксплуатационные параметры импульсного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом. Общий вид экспериментальной установки приведен на рисунке 4.5.

Таблица 4.1 – **Параметры импульсного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом**

Режим работы	Импульсный
Выходное напряжение источника питания разряда, кВ	До 4
Ток разряда, А	До 150
Ускоряющее напряжение, кВ	До 15
Ток пучка, А	До 120
Площадь сечения пучка с неравномерностью, не превышающей 10 %, см <sup>2</sup>	10–20
Длительность импульса, мкс	20–1000
Частота повторения импульсов, Гц	До 50
Плотность энергии в импульсе на мишени, Дж/см <sup>2</sup>	До 10
Максимально достигаемая мощность электронного пучка, МВт	1
Рабочий газ	Воздух, гелий, аргон и др.
Давление рабочего газа, Па	1–20

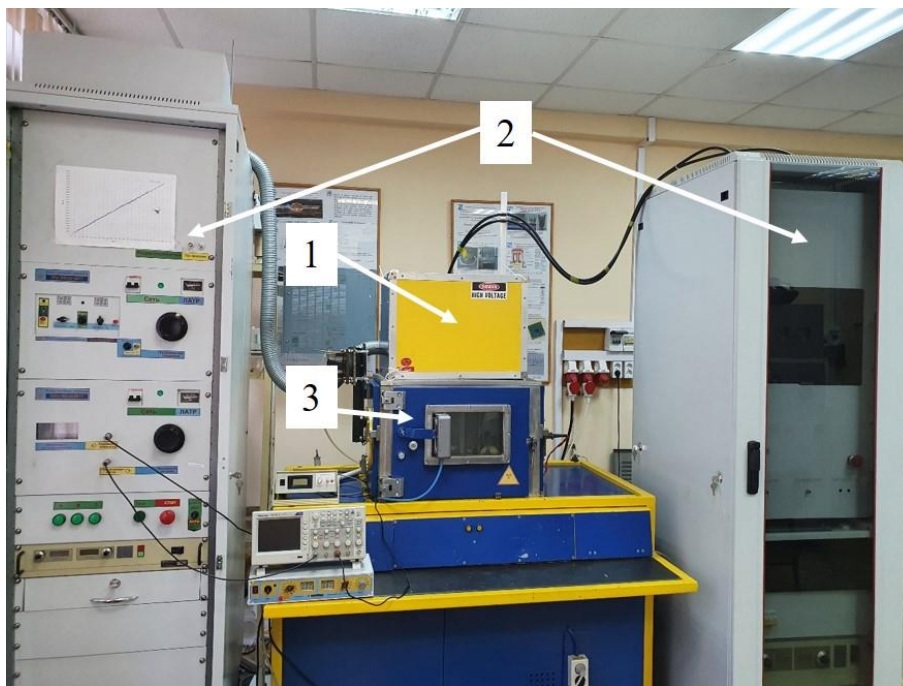


Рисунок 4.5 – Общий вид экспериментальной установки: 1 – место расположения источника электронов; 2 – блоки питания и управления; 3 – вакуумная камера.

#### 4.2 Форвакуумный плазменный источник широкоапертурного импульсного электронного пучка на основе дугового разряда с катодным пятном

Конструкция плазменного импульсного форвакуумного источника электронов на основе дугового разряда представлена на рисунке 4.6. Одно из основных отличий от экспериментального макета, описанного в параграфах 2.1 и 3.1, заключается в замене медного стержня (катода) диаметром 5 мм, расположенного внутри керамического изолятора с внешним диаметром 10 мм, на составной катодный узел 1. Этот узел включает в себя: токоввод 2 из нержавеющей стали (включая защитные кольца 3), медный катод 4 длиной 40 мм и диаметром 6 мм, Т-образный капролоновый изолятор 5 и керамический изолятор 6. Токоввод фиксируется прижимной шайбой 7 из нержавеющей стали. Верхний узкий выступ токоввода 2 составляет высоту 20 мм и имеет резьбу М6, выступ граничит с толстым основанием диаметром 20 мм и длиной 55 мм, переходящим в утоньшение длиной 25 мм. На этом утоньшении располагаются защитные кольца 3. Внешний диаметр колец составляет 20 мм, а внутренний – 11 мм. Фиксация защитных колец осуществляется за счет геометрии капролонового изолятора, так что при этом площадь контакта колец с токовводом мала. Катод заключен в керамический изолятор 6 сложной «чашеобразной» формы, внешний диаметр верхней части составляет 14 мм, а диаметр нижней части – 10 мм. На нижней части крепится

поджигающий электрод 8 из нержавеющей стали с внешним диаметром 12 мм и высотой 6 мм. Т-образный капролоновый изолятор 5 вакуумноплотно соединен с цилиндрическим анодом (экспандером) 9, изготовленным из нержавеющей стали, с высотой цилиндра 135 мм и внутренним диаметром 114 мм. Цилиндрический анод 9 через капролоновый изолятор 10 соединен с плоским анодом 11.

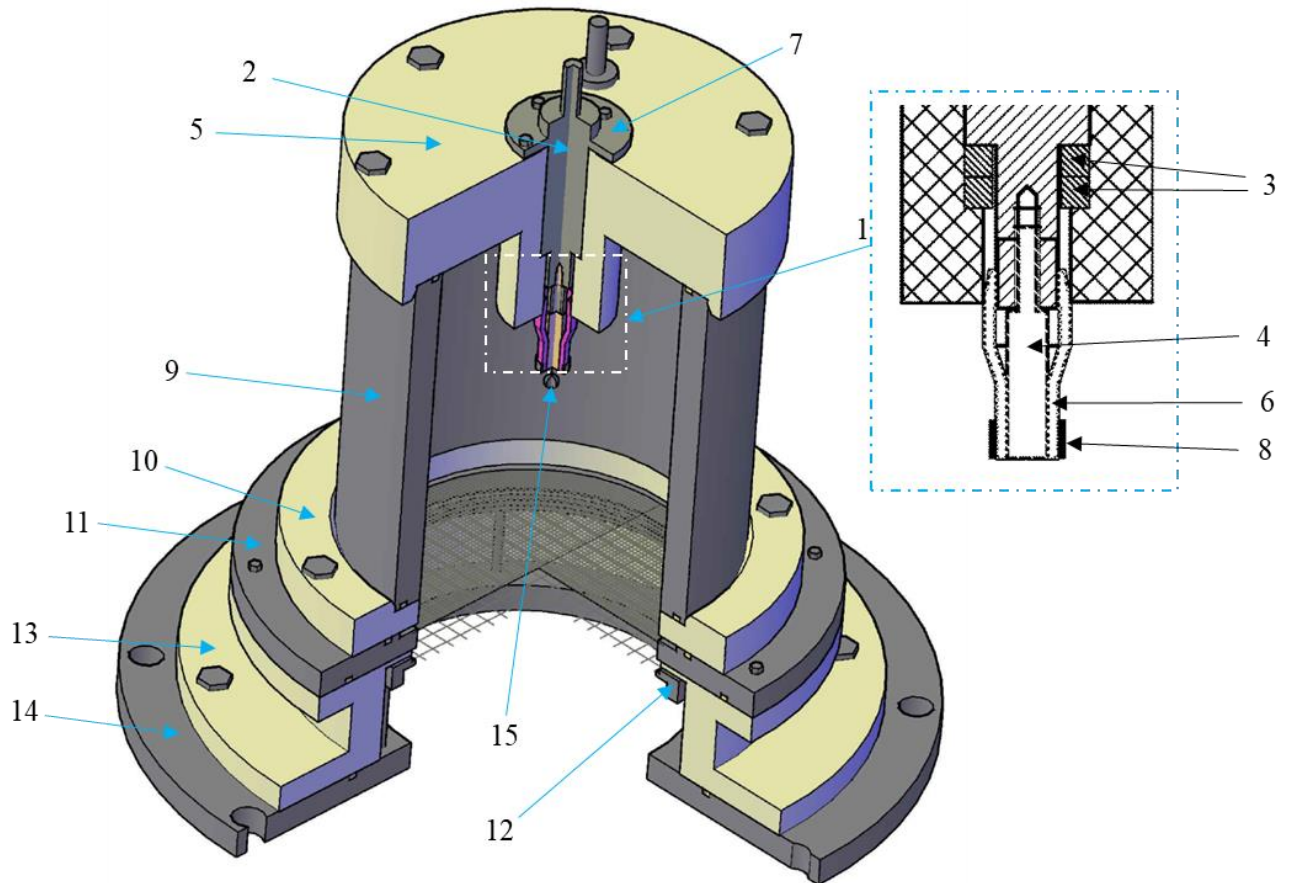


Рисунок 4.6 – Импульсный источник электронов на основе дугового разряда (в разрезе): 1 – составной катодный узел; 2 – токоввод; 3 – защитные кольца; 4 – медный катод; 5 – Т-образный капролоновый изолятор; 6 – керамический изолятор; 7 – прижимная шайба; 8 – поджигающий электрод; 9 – цилиндрический анод; 10 – капролоновый изолятор; 11 – плоский анод; 12 – ускоряющий электрод (экстрактор); 13 – высоковольтный изолятор; 14 – основание электронного источника; 15 – перераспределяющий электрод

Ускоряющий промежуток источника образован двумя электродами: плоским анодом 11 и ускоряющим электродом (экстрактором) 12. Электроды ускоряющего промежутка разделены высоковольтным изолятором 13, изготовленным из капролона. Изменение конструкции катодного узла обеспечило значительно меньший нагрев токоввода, что привело к меньшему нагреву изолятора и, соответственно, снизило

газовыделение. В свою очередь, продукты газовой выделения перестали попадать в разрядную камеру и ускоряющий промежуток. Вследствие этого заметно снизилось количество пробоев ускоряющего промежутка.

Вторым существенным отличием разработанного источника от экспериментального макета является измененная конструкция ускоряющего промежутка, более подробно представленная на рисунке 4.7.

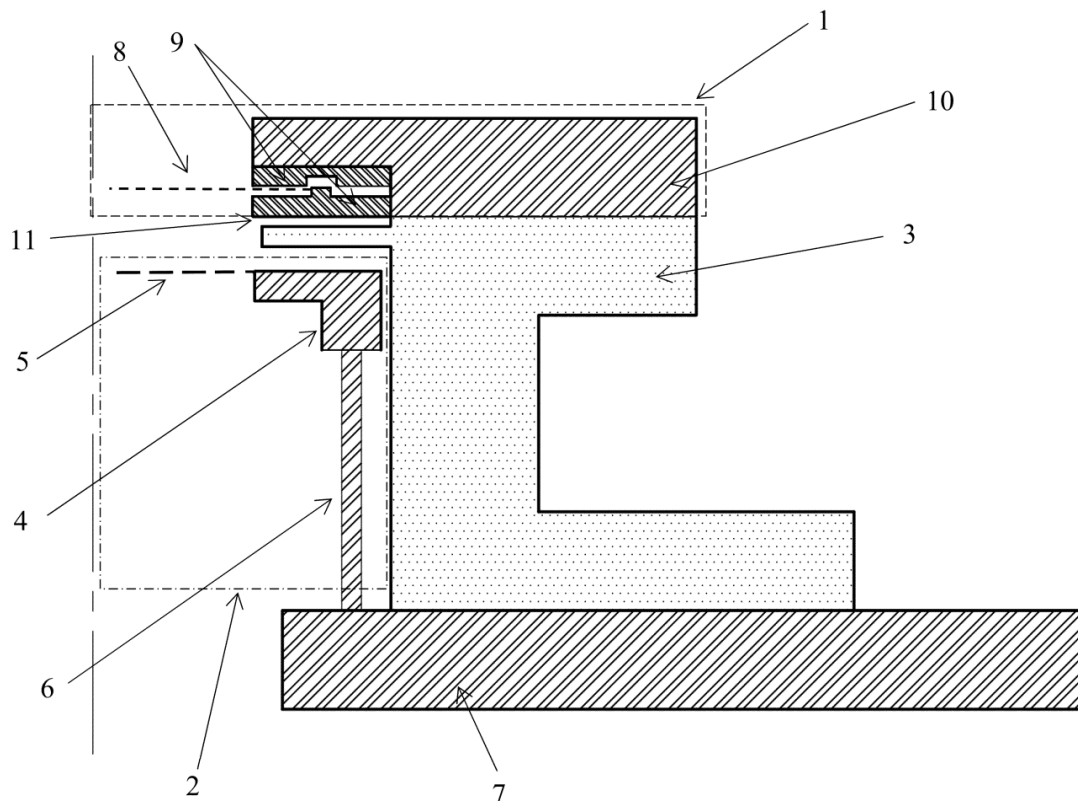


Рисунок 4.7 – Конструкция ускоряющего промежутка импульсного электронного источника на основе дугового разряда: *1* – плоский анод; *2* – ускоряющий электрод (экстрактор); *3* – выступ высоковольтного изолятора; *4* – кольцо экстрактора; *5* – сетка экстрактора; *6* – стойки; *7* – основание электронного источника; *8* – анодная сетка; *9* – анодные кольца; *10* – основание плоского анода; *11* – углубление

Экстрактор *2* состоит из кольца *4* (внешний и внутренний диаметры 128 и 114 мм соответственно), выполненного из нержавеющей стали толщиной 5 мм, и сетки *5* из нержавеющей стали размером  $2,5 \times 2,5 \text{ мм}^2$ . С помощью стоек *6* кольцо экстрактора *4* крепится к основанию электронного источника *7*. Плоский анод *1* состоит из сетки *8* с ячейкой  $0,3 \times 0,3 \text{ мм}^2$  (геометрическая прозрачность 60 %), натянутой с помощью колец



9, которые крепятся к основанию 10 плоского анода 1. В области контакта колец 9 с выступом высоковольтного изолятора 3 сделан паз 11 глубиной 1 мм и протяженностью 13 мм. Данное решение снизило площадь контакта высоковольтного изолятора с горячей областью плоского анода, что обеспечило уменьшение нагрева данного изолятора, существенно снизило выделение газа с его поверхности в результате нагрева и исключило возможность его температурной деформации.

Источник электронов размещается на вакуумной камере, откачиваемой механическим насосом до предельного давления 1 Па. Рабочее давление (3–30 Па) регулируется подачей газа непосредственно в вакуумную камеру. На рисунке 4.8 представлены типичные осциллограммы токов  $I_d$  разряда,  $I_e$  эмиссии и  $I_b$  пучка, а также напряжения  $U_a$  на ускоряющем промежутке. Импульсы токов имеют форму, близкую к прямоугольной.

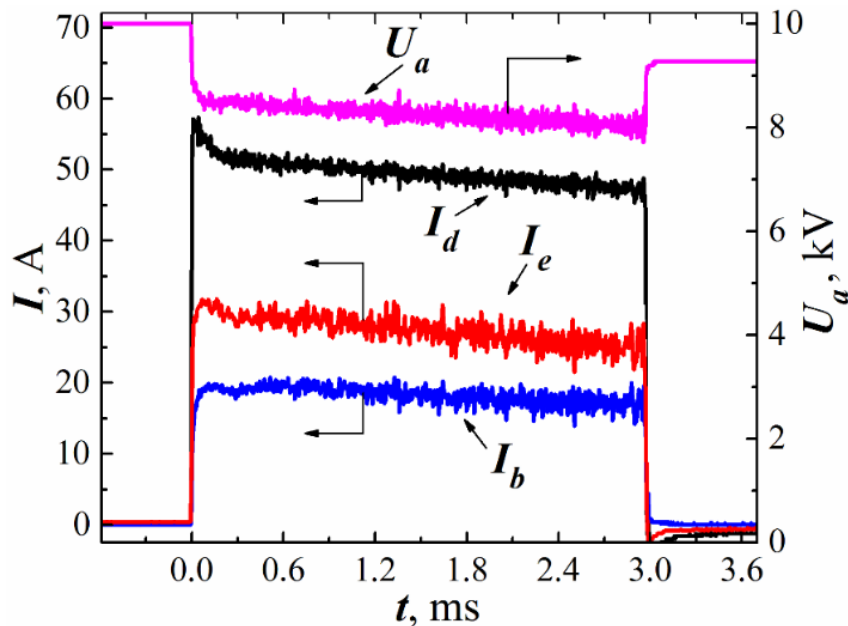


Рисунок 4.8 – Характерные осциллограммы импульсов токов разряда  $I_d$ , тока эмиссии  $I_e$ , тока пучка  $I_b$  и напряжения  $U_a$  на ускоряющем промежутке источника

Зависимости тока эмиссии  $I_e$  и тока  $I_b$  электронного пучка от ускоряющего напряжения  $U_a$  (ВАХ плазменного источника) представлены на рисунке 4.9. ВАХ плазменного источника при генерации электронного пучка в форвакуумном диапазоне давлений имеет вид, характерный для источников электронов с плазменным катодом. Ток разряда и длительность импульса не оказывают существенного влияния на характер

ВАХ источника. Ток пучка  $I_b$  меньше тока эмиссии  $I_e$ , что, в основном, обусловлено потерями на экстракторе. Кроме того, в процессе распространения пучка (в пространстве дрейфа) потери тока  $I_b$  обусловлены рассеянием пучка на атомах и молекулах рабочего газа, а также процессами, связанными с генерацией пучковой плазмы и взаимодействием электронного пучка с пучковой плазмой.

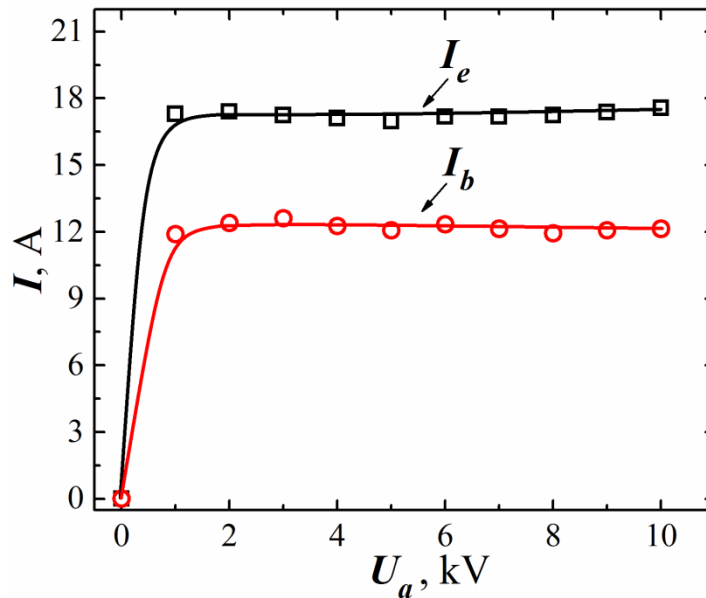


Рисунок 4.9 – Зависимости тока эмиссии  $I_e$  и тока  $I_b$  электронного пучка от ускоряющего напряжения  $U_a$ .  $I_d = 30$  А,  $\tau_{и} = 10$  мс

Внешний вид источника представлен на рисунке 4.10. Типичное радиальное распределение плотности тока электронного пучка представлено на рисунке 4.11. В таблице 4.2 приведены эксплуатационные параметры импульсного источника электронов на основе дугового разряда с катодным пятном.

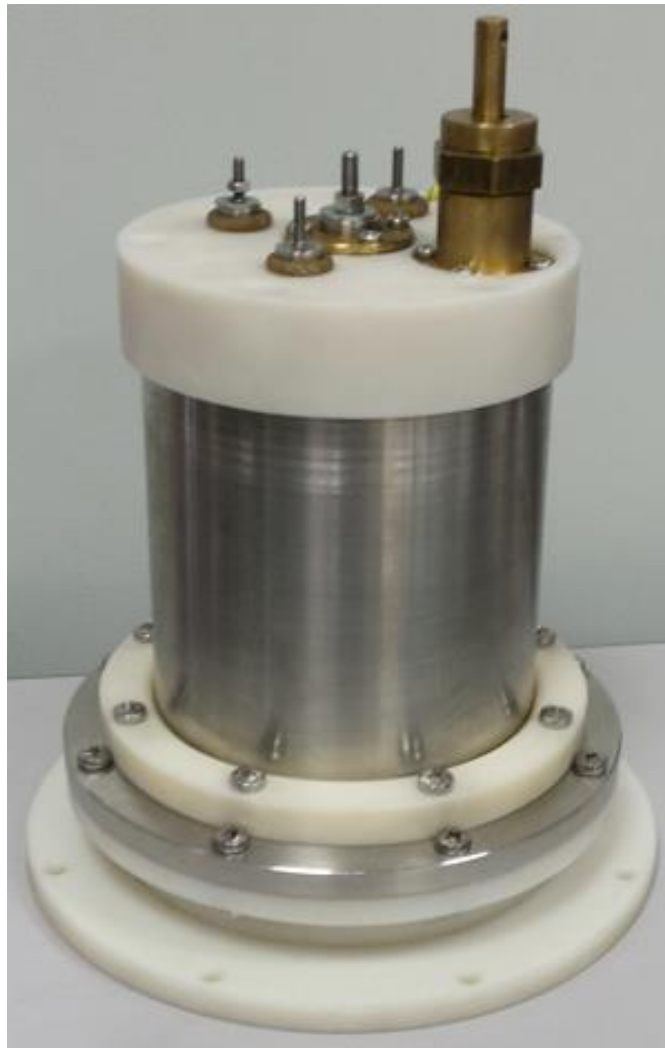


Рисунок 4.10 – Внешний вид импульсного источника электронов на основе дугового разряда

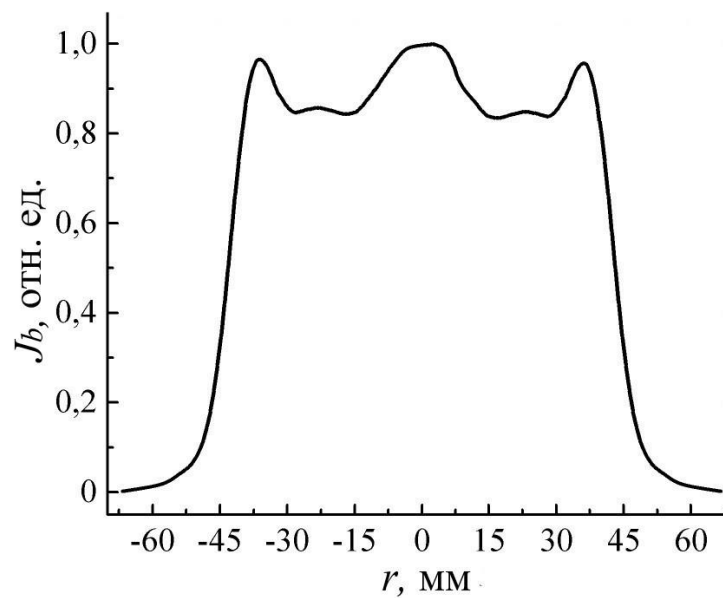


Рисунок 4.11 – Радиальное распределение плотности  $w_b$  энергии электронного пучка в импульсе.  $U_a=9$  кВ,  $\tau_{и}=20$  мс

**Таблица 4.2 – Параметры импульсного источника электронов на основе дугового разряда**

Режим работы	Импульсный
Выходное напряжение источника питания разряда, кВ	До 1
Ток разряда, А	До 200
Ускоряющее напряжение, кВ	До 15
Ток пучка, А	До 170
Площадь сечения пучка с неравномерностью, не превышающей 15 %, см <sup>2</sup>	До 50
Длительность импульса, мс	0,02–20
Частота повторения импульсов, Гц	До 50
Плотность энергии в импульсе на мишени, Дж/см <sup>2</sup>	До 60
Рабочий газ	Воздух, гелий, аргон и др.
Давление рабочего газа, Па	3–30

#### **4.3 Потенциал непроводящей и изолированной мишени при её облучении импульсным электронным пучком в форвакуумной области давлений**

Исследование воздействия импульсного электронного пучка на изолированную металлическую мишень, как и в случае использования непрерывного электронного пучка [239], может быть выбрано в качестве модельного эксперимента для изучения процессов электронно-лучевой обработки непроводящих материалов. Привлекательность такого подхода обусловлена возможностью прямого измерения потенциала на поверхности изолированной мишени, а следовательно, и оценки энергии электронов, достигающих этой поверхности. Переход в импульсный режим работы источников электронов предполагает существенное повышение тока электронного пучка. В этом случае следует ожидать и соответствующего повышения абсолютного значения потенциала изолированной мишени при воздействии электронного пучка.

На рисунке 4.12 представлена схема для исследования взаимодействия импульсного электронного пучка с изолированной металлической мишенью в форвакуумном диапазоне давлений.

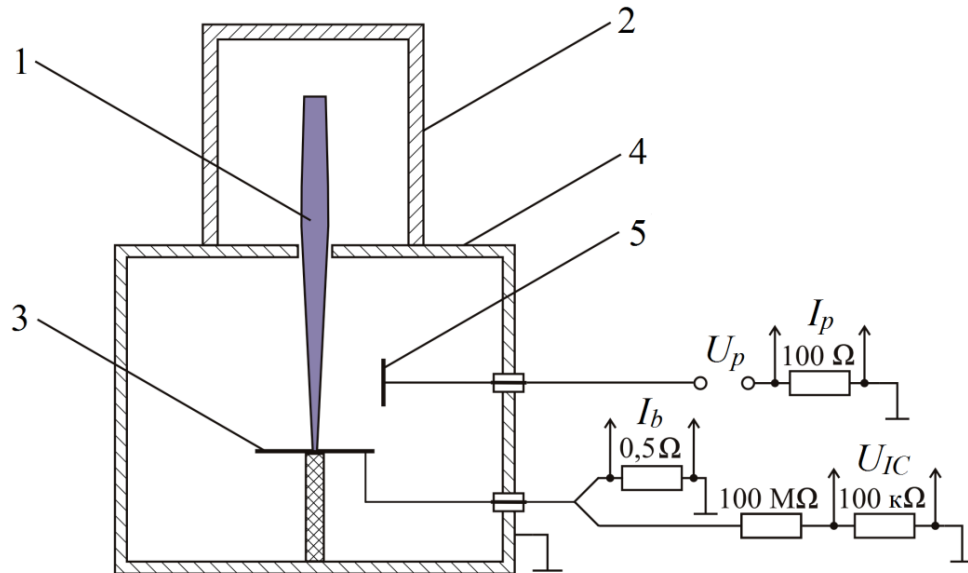


Рисунок 4.12 – Схема эксперимента по изучению процесса компенсации заряда: 1 – электронный пучок; 2 – форвакуумный источник электронов; 3 – металлический коллектор; 4 – вакуумная камера; 5 – измерительный электрод

Для генерации импульсного электронного пучка 1 использовался макет № 1 форвакуумного источника электронов 2, описанный в параграфах 2.1 и 3.1. Измерение потенциала  $\phi$  изолированного коллектора 3 производилось с использованием резистивного делителя НVP-15HF, размещенного снаружи вакуумной камеры 4. Концентрация пучковой плазмы оценивалась по току насыщения на ионной ветви плоского измерительного электрода 5 размером  $70 \times 70 \text{ мм}^2$ . На измерительный электрод подавалось напряжение смещения  $U_p$ , а ток  $I_p$  электрода регистрировался с помощью резистора, подключенного к осциллографу Tektronix TDS 2004B.

Для измерения энергии, приносимой на коллектор электронным пучком, использовался калориметр, представляющий собой медную пластинку толщиной 1 мм, закрепленную на терморезисторе КТМ-8 (рисунок 4.13).

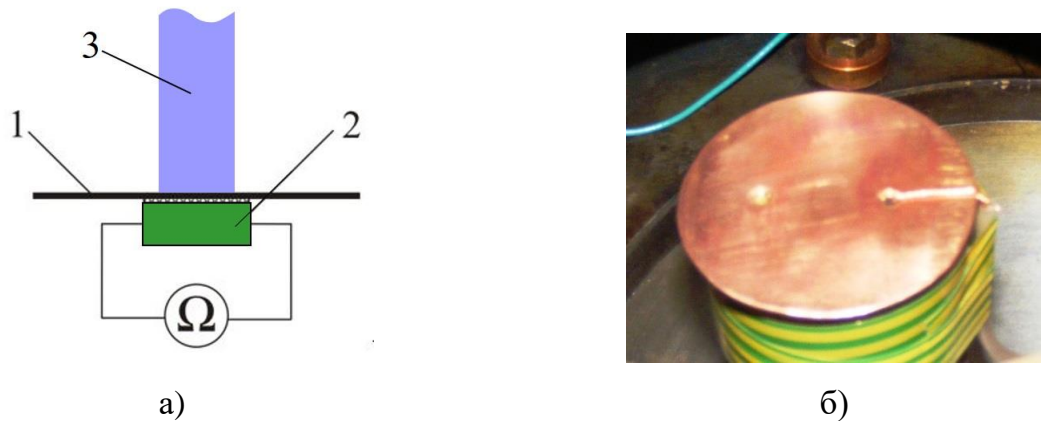


Рисунок 4.13 – Схема измерения энергии пучка (а) и внешний вид калориметра (б): 1 – медная пластина; 2 – терморезистор; 3 – электронный пучок

Измерения тока коллектора со смещением проводились по схеме, представленной на рисунке 4.14.

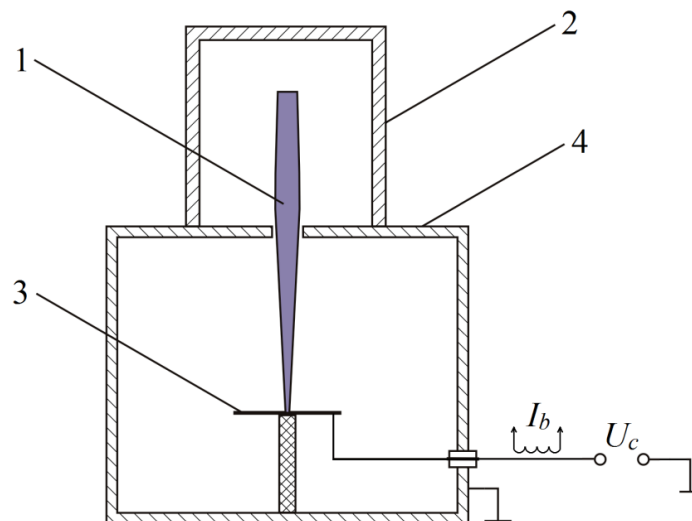


Рисунок 4.14 – Схема измерения тока коллектора от его потенциала: 1 – электронный пучок; 2 – форвакуумный источник электронов; 3 – металлический коллектор; 4 – вакуумная камера

На рисунке 4.15 показана зависимость тока коллектора электронного пучка от его потенциала. Как и следовало ожидать, при увеличении положительного смещения наблюдается рост тока, что обусловлено собиранием на коллектор электронов плазмы. Отрицательная ветвь характеристики содержит участок насыщения, на котором полный ток остается электронным. Это отражает тот факт, что ионов пучковой плазмы недостаточно для компенсации заряда, приносимого на коллектор электронным пучком.

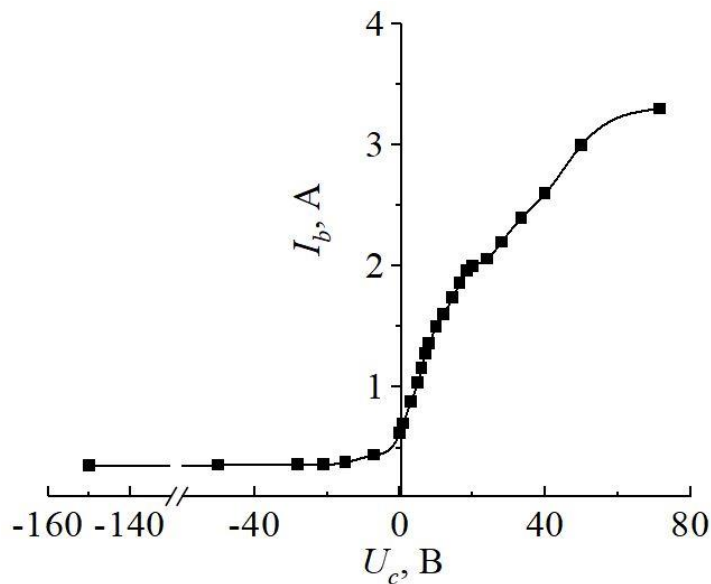


Рисунок 4.15 – Ток коллектора  $I_b$  как функция потенциала коллектора  $U_c$  ( $U_a=10$  кВ,  $p=8$  Па,  $S_c=500$  см<sup>2</sup>)

Вольт-амперная характеристика измерительного электрода (рисунок 4.16) содержит четко выраженный участок насыщения на ионной ветви. При этом, как видно из рисунка, величина тока насыщения, а следовательно, и соответствующая ионному току плотность плазмы, в случае изолированного коллектора примерно в два раза выше, чем при заземленном коллекторе.

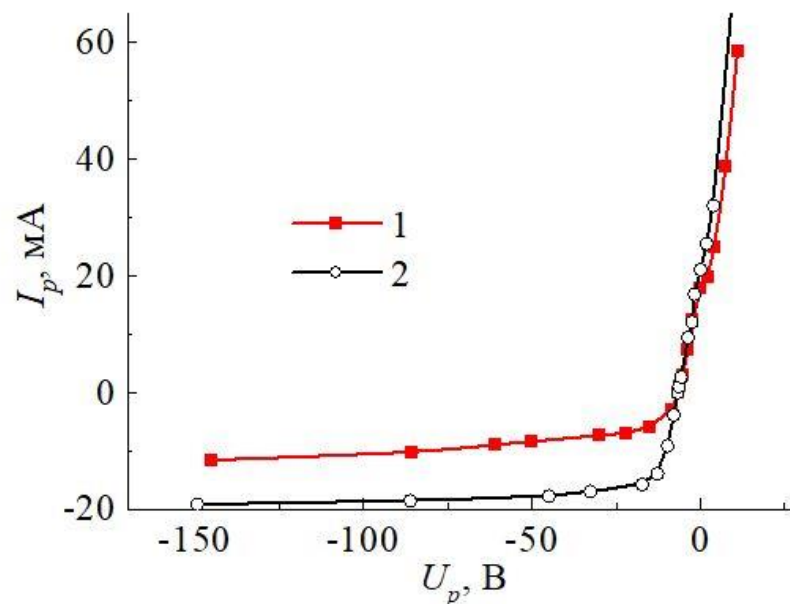


Рисунок 4.16 – Зависимость тока  $I_p$  измерительного электрода от напряжения смещения  $U_p$  для заземленного (1) и изолированного (2) коллектора. ( $U_a=10$  кВ,  $p=8$  Па,  $I_e=2,2$  А,  $S_c=500$  см<sup>2</sup>)

Анализ типичных осциллограмм эволюции потенциала изолированного коллектора, а также импульсов токов разряда, эмиссии и измерительного электрода, приведенных на рисунке 4.17, позволяет отметить ряд обстоятельств. Во-первых, формы импульсов разрядного тока  $I_d$  и тока эмиссии  $I_e$  в цепи питания ускоряющего промежутка практически одинаковы. Во-вторых, ток на ионной ветви измерительного электрода, находящегося под отрицательным потенциалом по отношению к стенкам вакуумной камеры, нарастает в течение  $\sim 10$  мкс, оставаясь затем неизменным до окончания импульса. В-третьих, потенциал коллектора испытывает резкий скачок в первую микросекунду до 2–3 кВ, а затем – плавный спад в 1,5–2 раза. Отмеченное поведение потенциала коллектора указывает на то, что механизм компенсации электронного заряда коллектора обусловлен процессами, протекающими в течение достаточно продолжительного (несколько микросекунд) времени. Установившееся к концу импульса значение потенциала  $\phi$  изолированного коллектора возрастает с увеличением тока пучка и с уменьшением площади коллектора (рисунки 4.18, 4.19).

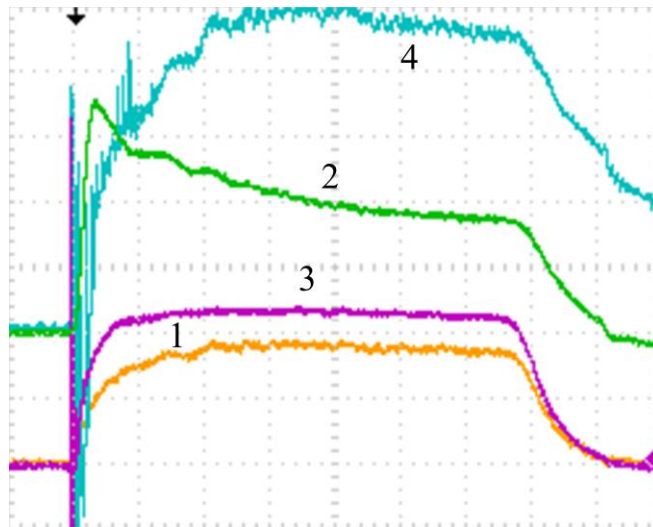
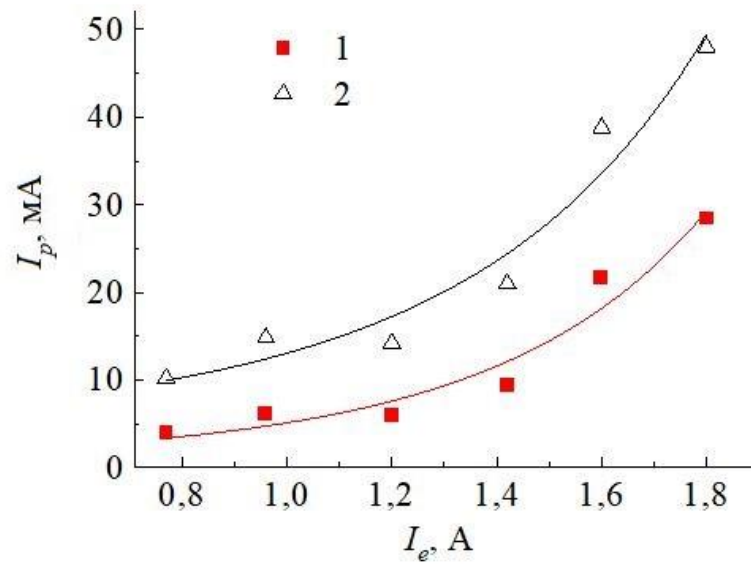
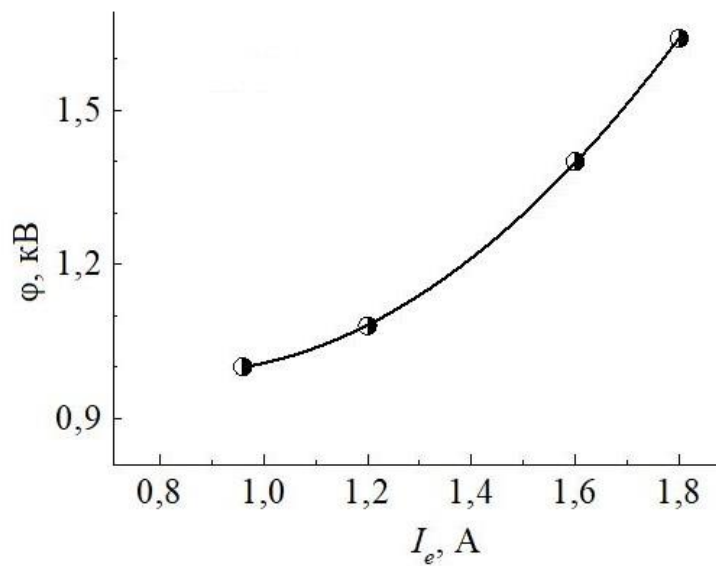


Рисунок 4.17 – Типичные осциллограммы токов  $I_e$  эмиссии 1 (2 А/дел);  $I_d$  разряда 3 (4 А/дел);  $I_p$  измерительного электрода 4 (5 мА/дел) и потенциала  $\phi$  изолированного коллектора 2 (1000 В/дел). Временная шкала 5 мкс/дел,  $U_a=10$  кВ,  $p=8$  Па,  $S_c=500$  см<sup>2</sup>



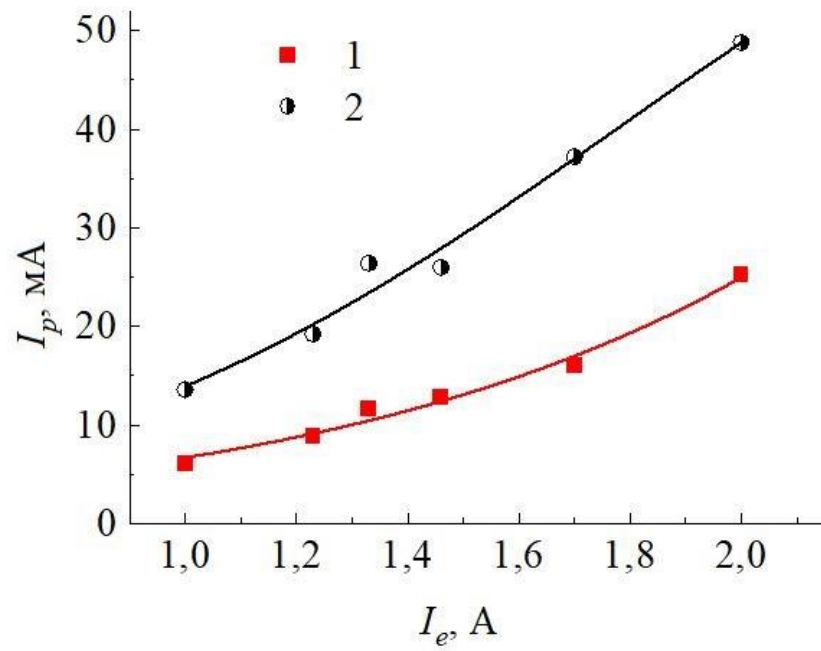


а)

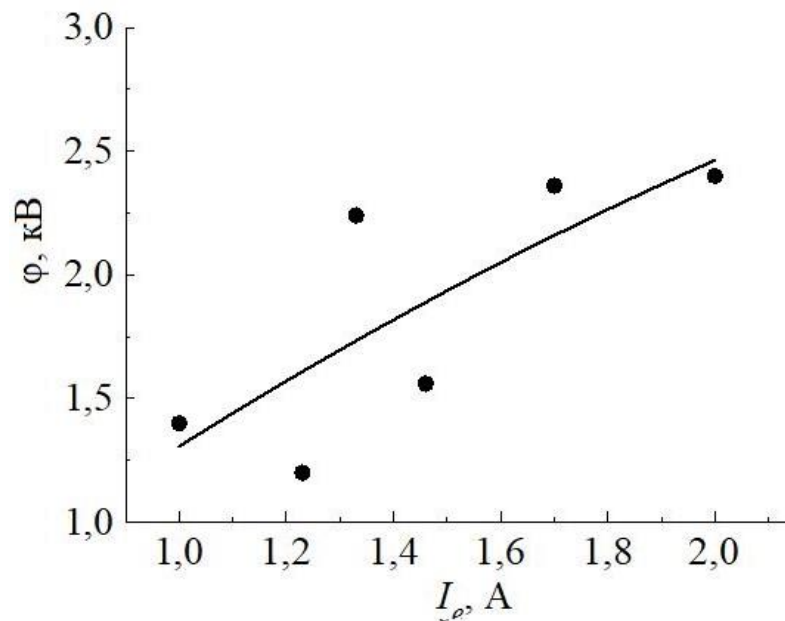


б)

Рисунок 4.18 – Зависимости тока измерительного электрода  $I_p$  (а) для заземленного (1) и изолированного (2) коллектора и потенциала  $\phi$  изолированного коллектора (б) от тока эмиссии  $I_e$ . Площадь коллектора  $S_c=500 \text{ см}^2$



а)



б)

Рисунок 4.19 – Зависимости тока измерительного электрода  $I_p$  (а) для заземленного (1) и изолированного (2) коллектора и потенциала  $\phi$  изолированного коллектора (б) от тока эмиссии  $I_e$ .  $S_c=250 \text{ см}^2$

На основании экспериментальных результатов механизм компенсации отрицательного заряда электронного пучка на изолированной мишени может быть представлен следующим образом. В начале импульса тока ускоренный электронный

пучок заряжает коллектор до таких высоких отрицательных значений потенциала, при которых в объеме вакуумной камеры между коллектором и заземленными стенками зажигается тлеющий разряд. Этот разряд поддерживается высоковольтным источником питания. Процесс токопереноса между изолированным коллектором и отрицательным полюсом источника питания осуществляется электронным пучком. В результате зажигания разряда плотность плазмы вблизи коллектора повышается (см. рисунок 4.16) и ионов из плазмы оказывается теперь достаточно для компенсации зарядки изолированной мишени ускоренным электронным пучком.

Количественные оценки наблюдаемых зависимостей могут быть проведены на основе следующих соображений. Пусть  $n_b$  – концентрация плазмы, создаваемой электронным пучком при заземленном коллекторе. Очевидно, что эта величина зависит от тока пучка. При этом, как показывают исследования [116], эта зависимость нелинейная и удовлетворительно описывается выражением  $n_b = A \cdot I_b^{0,5}$ , где  $A$  – постоянный для заданного давления газа коэффициент. В случае изолированного коллектора или диэлектрической мишени облучаемая поверхность приобретает отрицательный потенциал  $\phi$ . Между плазмой и поверхностью формируется слой пространственного заряда, падение напряжения на котором практически равно  $\phi$ . Облучаемая поверхность и стенка вакуумной камеры образуют разрядный промежуток. Ускоренные в слое ионы, попадая на коллектор, выбивают из него электроны. Вклад в электронный поток с коллектора могут вносить и вторичная электрон-электронная эмиссия, а также упругоотраженные электроны пучка. Однако, как следует из представленных далее калориметрических измерений, практически вся энергия электронного пучка высаживается на коллекторе. Поэтому доля упругоотраженных от коллектора электронов пучка достаточно мала. Эмитируемые поверхностью коллектора электроны набирают энергию в слое и затем растрчивают ее на ионизацию и возбуждение газовых молекул, поддерживая тем самым необходимую концентрацию плазмы. Базовым соотношением может служить равенство нулю полного тока на облучаемую поверхность

$$I_i - I_b + I_{\gamma b} + I_{\gamma i} = 0, \quad (4.1)$$

где  $I_i$ ,  $I_b$ ,  $I_{\gamma b}$ ,  $I_{\gamma i}$  – токи ионов из плазмы, электронов пучка, электронно-электронной эмиссии, а также ионно-электронной эмиссии соответственно. Слагаемые левой части (4.1) могут быть представлены следующим образом.  $I_i = en_{\Sigma} v_i S_c$ , где  $n_{\Sigma}$  – полная

концентрация плазмы;  $v_i$  – скорость ионов;  $S_c$  – площадь коллектора;  $I_{\gamma b} = \gamma_e I_b$ ,  $I_{\gamma i} = \gamma_i I_i$ , где  $\gamma_e, \gamma_i$  – коэффициент электронно-электронной и ионно-электронной эмиссии соответственно. Подставляя эти величины в (4.1), получаем

$$(1 + \gamma_i)en_{\Sigma}v_iS_c = (1 - \gamma_e)I_b, \quad (4.2)$$

Полагаем  $n_{\Sigma} = n_b + n_d$ , где  $n_d$  – концентрация плазмы, создаваемой за счет разряда между облучаемой поверхностью и стенкой камеры. Для оценки  $n_d$  сделаем допущение о том, что электроны, возникшие вследствие электрон-электронной и ион-электронной эмиссии, полностью растрачивают энергию, приобретенную в слое, на ионизацию газа. Тогда величина  $n_d$  может быть найдена из соотношения баланса

$$\frac{I_{\gamma b} + I_{\gamma i}}{e} \cdot \frac{\varphi}{W_i} = n_d v_i S_p, \quad (4.3)$$

где  $W_i$  – энергия (в потенциальных единицах), затрачиваемая на образование одной ион-электронной пары;  $S_p$  – площадь поверхности плазмы, с которой она теряет ионы. Подставляя в (4.3) выражения токов и разрешая его относительно  $n_d$ , получаем

$$n_d = \frac{\varphi \gamma_e I_b}{e v_i (W_i S_p - \gamma_i S_c \varphi)}, \quad (4.4)$$

Подставляя (4.4) в (4.2) и разрешая его относительно  $\varphi$ , получаем выражение удобное для анализа:

$$\varphi = \frac{W_i S_p}{\frac{\gamma_e I_b}{e v_i} \cdot \frac{1}{\frac{(1 - \gamma_e) I_b}{(1 + \gamma_i) e v_i S_c} - A I_b^{0,5}} + \gamma_i S_c}. \quad (4.5)$$

Расчетные кривые представлены на рисунке 4.20 при следующих значениях параметров:  $W_i = 36$  В,  $S_p = 0,5$  м<sup>2</sup>,  $\gamma_e = 0,1$ ,  $\gamma_i = 0,1$ ,  $v_i = 2,9 \cdot 10^3$  м/с,  $A = 5,4 \cdot 10^{16}$  м<sup>-3</sup> А<sup>-0,5</sup>.

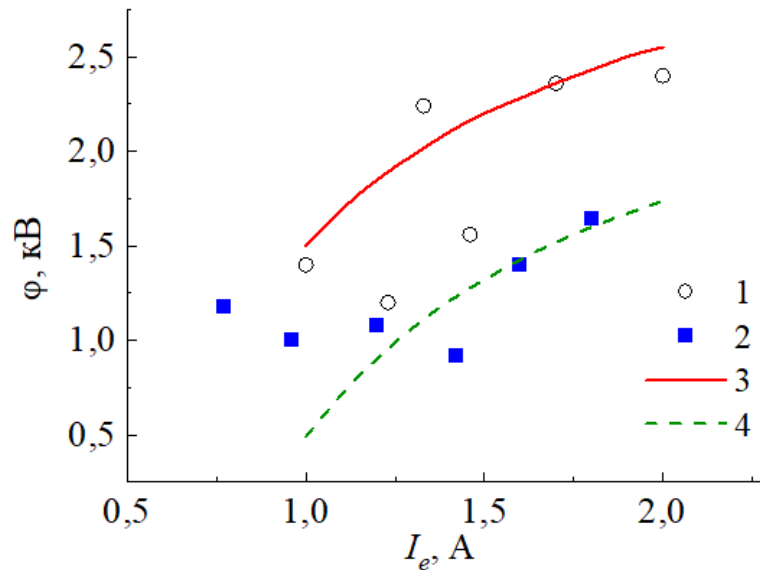


Рисунок 4.20 – Потенциал  $\phi$  изолированного коллектора как функция тока  $I_e$  эмиссии для различной площади  $S_c$  коллектора: 1, 3 – 250 см<sup>2</sup>; 2 – 500 см<sup>2</sup>; 4 – 300 см<sup>2</sup>; 1, 2 – эксперимент; 3, 4 – расчет. ( $U_a=10$  кВ,  $p=8$  Па)

Абсолютные значения потенциала  $\phi$  удовлетворительно совпадают с экспериментальными значениями, несмотря на простоту модели. Формула (4.5) правильно описывает наблюдаемые зависимости  $\phi$  от тока пучка и площади  $S_c$  коллектора. Вместе с тем расчет дает более сильную, чем в эксперименте, зависимость  $\phi$  от  $S_c$ .

На рисунке 4.21 представлена зависимость энергии пучка, выделяемой за один импульс, в зависимости от ускоряющего напряжения для заземленного и изолированного коллектора. Из-за отсутствия существенных различий между энергией, вносимой пучком для различных режимов включения коллектора, можно сделать вывод, что рост потенциала коллектора прекращается за счет потока ионов, а не вследствие отражения электронов.

Результаты проведенных экспериментов дают убедительные основания полагать, что при обработке электронным пучком изолированной мишени компенсация отрицательного заряда осуществляется положительными ионами, источником которых является плазма тлеющего разряда, возникающего между мишенью и заземленными стенками вакуумной камеры. Основной причиной, обеспечивающей реализацию указанного механизма, оказывается сравнительно высокое давление газа в рабочем объеме.

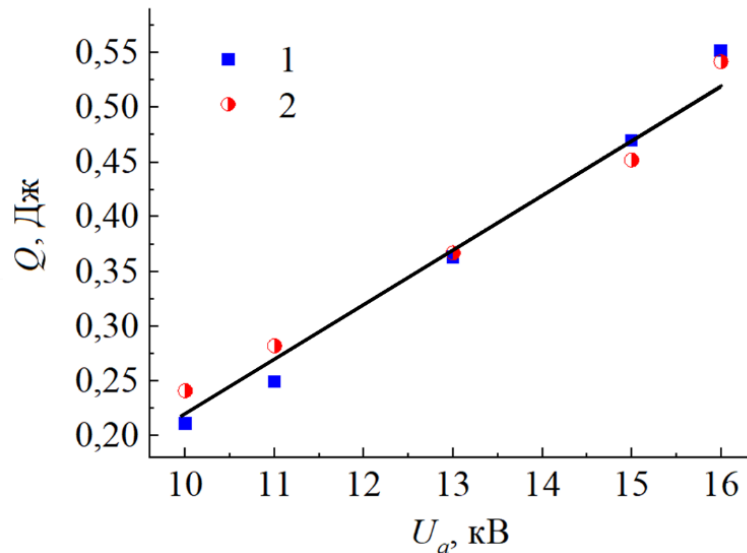


Рисунок 4.21 – Зависимость энергии  $Q$ , выделяемой за один импульс, от ускоряющего напряжения  $U_a$ , для заземленного (1) и изолированного (2) коллектора

Однако модельный эксперимент по облучению изолированной металлической мишени импульсным электронным пучком не полностью отражает особенности обработки диэлектрических материалов. При электронном облучении проводящей мишени поведение приносимого пучком электрического заряда представляется вполне очевидным, поскольку заряд либо стекает с объекта при его заземлении, либо сосредоточивается на поверхности, если этот объект изолирован. Совершенно иная ситуация возникает при облучении диэлектрического объекта, поскольку уже при энергиях в несколько килоэлектровольт электроны внедряются на глубину нескольких микрометров, и их дальнейшее поведение определяется подвижностью, а также напряженностью электрического поля в поверхностном слое. Процесс релаксации заряда электронного пучка в поверхностном слое диэлектрика является одним из факторов, определяющих, наряду с зарядовой компенсацией ионами из пучковой плазмы, установившееся значение потенциала на поверхности, а следовательно, и реальное значение энергии электронов, воздействующих на эту поверхность.

Поскольку прямые измерения потенциала на поверхности диэлектрика, облучаемого электронным пучком, невозможны, потенциал определялся по двум косвенным методикам: по методу «конденсатора» и по результатам измерения энергии вторичных электронов, выбитых с поверхности диэлектрика. В экспериментах в качестве диэлектрического материала использовалась алюмооксидная керамика. Выбор

данного материала для исследований связан, прежде всего, с широким применением этого материала в современной технике.

Сущность метода конденсатора состоит в восстановлении потенциала на поверхности путем интегрирования измеренного тока зарядки и разрядки диэлектрика в переходных процессах при воздействии импульсного электронного пучка. Схема эксперимента представлена на рисунке 4.22. Диэлектрическая пластина 3 размещена на металлическом держателе 4, заземленном через измерительный резистор 5. В течение времени зарядки поверхности диэлектрической пластины электронным пучком 2 по резистору 5 протекает электрический ток, приносящий на держатель 4 заряд, равный заряду на диэлектрической пластине и противоположный ему по знаку. Типичная осциллограмма сигнала с резистора 5 при облучении пучком керамики толщиной 1 мм представлена на рисунке 4.23 с четко различимыми участками накопления и стекания заряда.

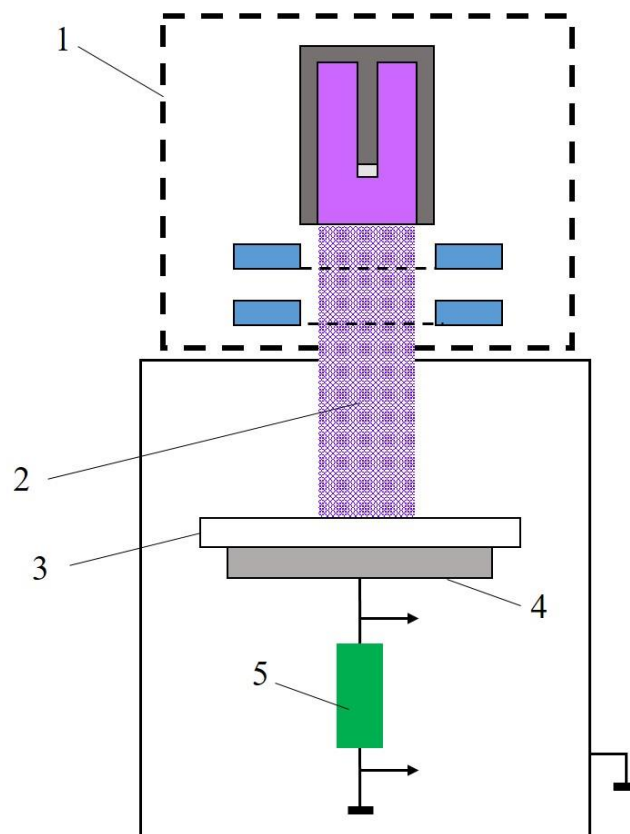


Рисунок 4.22 – Схема измерений потенциала коллектора методом «конденсатора»: 1 – электронный источник; 2 – пучок; 3 – керамическая пластина; 4 – металлический держатель; 5 – измерительный резистор

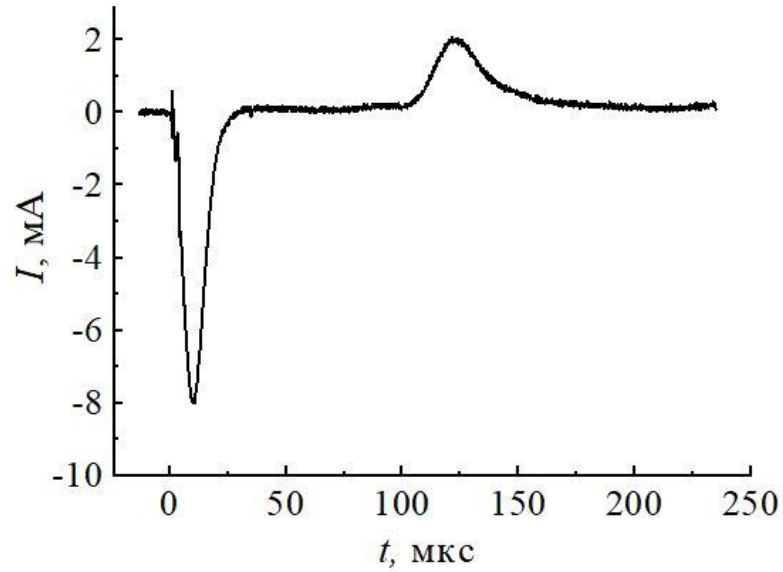


Рисунок 4.23 – Осциллограмма тока через измерительный резистор.  $U_a=5$  кВ,  $j_b=1$  А/см<sup>2</sup>,  $\tau_{и}=125$  мкс

Интегрирование зависимости тока  $I(t)$ , протекающего через измерительный резистор  $R$ , с учетом сопротивления измерительного резистора, позволяет восстановить временную зависимость  $Q(t)$  накопления заряда в диэлектрике. При известной емкости структуры это дает возможность рассчитать потенциал поверхности диэлектрика. Метод тестировался на изолированном металлическом коллекторе. Как видно из осциллограмм, представленных на рисунке 4.24, потенциалы, измеренные двумя способами, удовлетворительно совпадают.

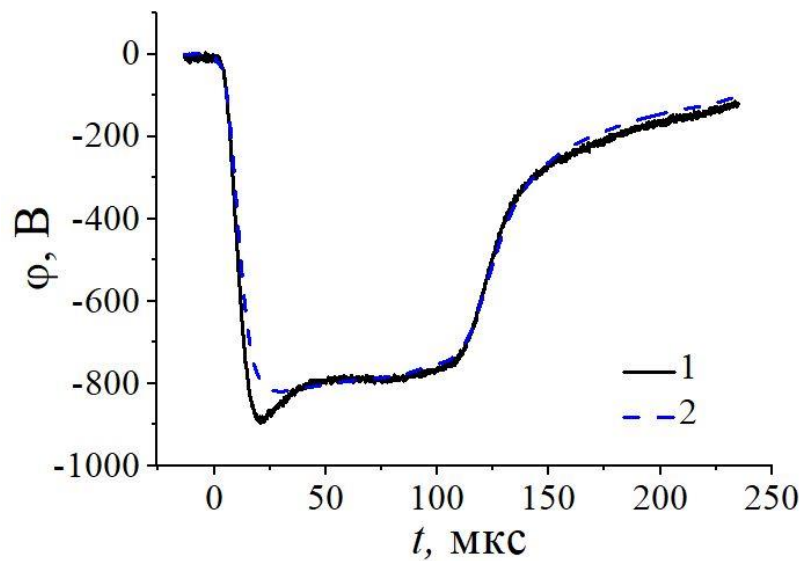


Рисунок 4.24 – Измеренный потенциал изолированного металлического коллектора (1) и восстановленный потенциал керамического образца (2).  $U_a=5$  кВ,  $j_b=1$  А/см<sup>2</sup>,  $\tau_{и}=125$  мкс



Метод определения поверхностного потенциала керамической мишени по энергии вторичных электронов ранее использовался в [240]. Вместе с тем, в отличие от [240], для определения энергии вторичных электронов в форвакуумном диапазоне давлений применялся не электростатический, а магнитный анализатор. Необходимость такой замены вызвана сравнительно высоким давлением газа в камере, при котором возможно возникновение разряда между электродами электростатического анализатора. Схема эксперимента приведена на рисунке 4.25. Импульсный электронный пучок *1* бомбардирует керамическую мишень *2*. Вторичные электроны *3*, выбитые пучком с мишени, ускоряются потенциалом, наведенным на поверхности керамики, и, пройдя диафрагму *4*, попадают в магнитный энергоанализатор *5*, сигнал которого регистрируется осциллографом.

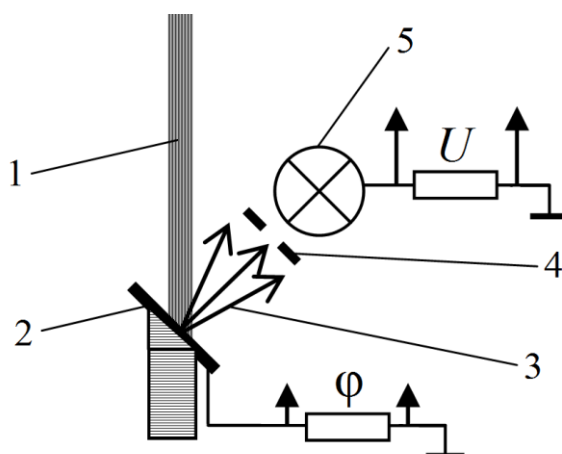


Рисунок 4.25 – Схема измерений энергии вторичных электронов с помощью магнитного энергоанализатора: *1* – электронный пучок; *2* – керамическая мишень; *3* – вторичные электроны; *4* – диафрагма; *5* – магнитный энергоанализатор

Характеристика энергоанализатора, т.е. зависимость тока коллектора от тока магнитной отклоняющей системы, представляла собой кривую с максимумом. Измерения осуществлялись по положению максимума этой характеристики. Калибровка энергоанализатора производилась при использовании металлической изолированной мишени. Замена металлической мишени на диэлектрическую, при неизменных остальных условиях эксперимента, позволяла произвести измерения как энергии вторичных электронов, так и потенциала, вносимого пучком на мишень. Сравнения

методов измерения потенциала диэлектрической мишени дают удовлетворительное совпадение результатов в пределах 15 % от измеренной величины (рисунок 4.26).

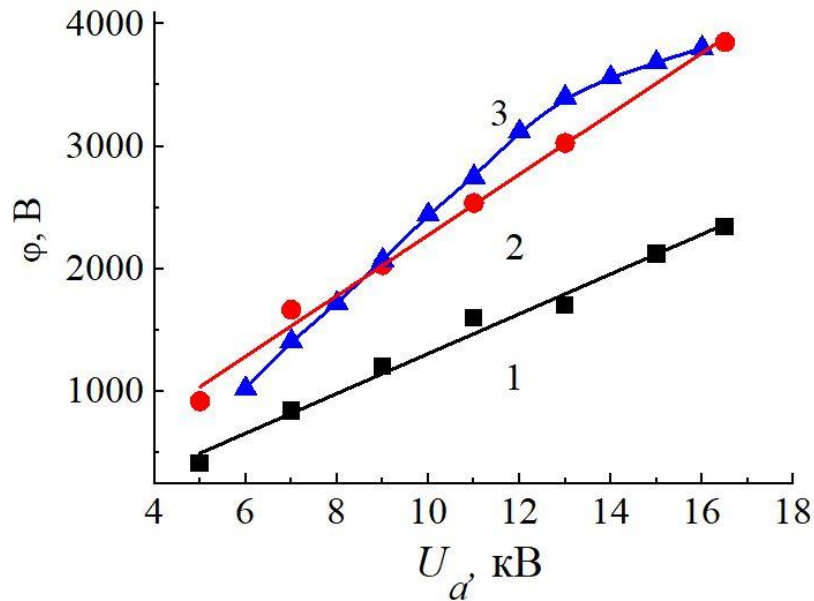


Рисунок 4.26 – Зависимость измеренных потенциалов  $\phi$ : изолированной металлической мишени (1) и диэлектрической пластины (2 – метод вторичных электронов; 3 – метод конденсатора) от ускоряющего напряжения  $U_a$ .  $I_b=20$  А,  $p=4$  Па,  $\tau_{и}=225$  мкс

Так же, как и для изолированной металлической мишени, абсолютная величина отрицательного потенциала на непроводящей мишени возрастает с повышением тока пучка (эмиссии) и ускоряющего напряжения (рисунки 4.20, 4.26, 4.27).

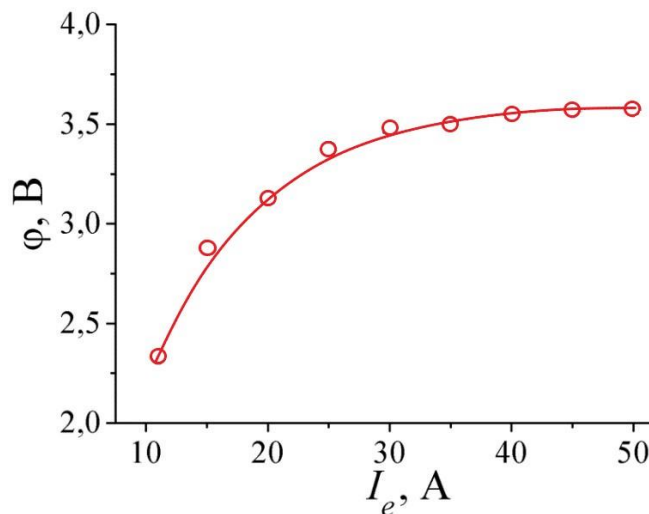


Рисунок 4.27 – Зависимость потенциала диэлектрической пластины  $\phi$  от тока эмиссии  $I_e$ .  $U_a=13$  кВ,  $p=4$  Па,  $\tau_{и}=225$  мкс

В то же время, в отличие от изолированной металлической мишени, для непроводящей мишени не обнаружено зависимости измеряемого потенциала от площади мишени. Обратим также внимание на тот факт, что в равных условиях электронно-лучевого воздействия непроводящая мишень приобретает больший отрицательный потенциал по сравнению с потенциалом изолированной металлической мишени.

Увеличение давления газа снижает абсолютное значение отрицательного потенциала поверхности непроводящей мишени (рисунок 4.28). При давлении рабочего газа более 8 Па установившийся потенциал непроводящей мишени не превышает 10 % от величины ускоряющего напряжения, что исключает отражение электронов пучка от мишени отрицательным зарядом, вносимым на ее поверхность самим пучком.

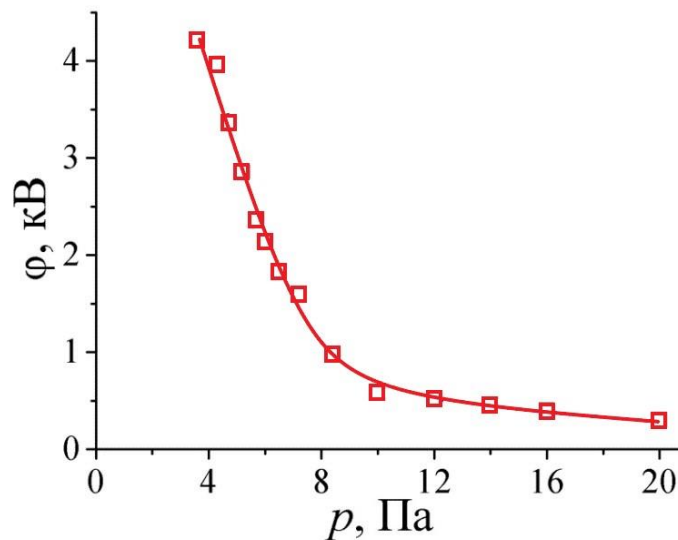


Рисунок 4.28 – Зависимость потенциала  $\phi$  диэлектрической пластины от давления газа  $p$ .  
 $U_a=15$  кВ,  $I_e=20$  А,  $\tau_n=225$  мкс

Наблюдаемое в эксперименте более высокое абсолютное значение отрицательного потенциала диэлектрической поверхности по отношению к потенциалу изолированной металлической мишени может быть объяснено как результат меньшей площади мишени. В случае изолированной металлической мишени поверхностью, «принимающей» ионы, компенсирующие внесенный пучком отрицательный заряд, является вся поверхность мишени, тогда как для диэлектрической мишени эта поверхность ограничена областью с высоким отрицательным зарядом, примерно равной поперечному сечению пучка.

Отдельного обсуждения заслуживает осциллограмма тока в цепи зарядки-разрядки диэлектрической мишени (см. рисунок 4.23). Поскольку площади под соответствующими участками кривой представляют собой электрические заряды, накапливаемые в мишени и уходящие из нее, то из сравнения площадей получается, что внедренный в поверхность заряд оказывается примерно в два раза больше уходящего заряда. Поскольку от импульса к импульсу осциллограммы повторяют свою форму, то это может означать, что накопленный заряд успеваеt частично релаксировать за время импульса, а за полный разряд поверхности ответственны гораздо более медленные процессы, происходящие в промежутке между импульсами.

С целью получения представлений о механизмах релаксации внедренного заряда был произведен расчет поведения заряда с учетом возможных процессов. В качестве базового было взято уравнение полного тока

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \vec{j} + \vec{j}_{bias} + \vec{j}_b, \quad (4.6)$$

где  $\vec{j}$ ,  $\vec{j}_{bias}$ ,  $\vec{j}_b$  – плотности тока проводимости, тока смещения и тока инжектированных в поверхность электронов. Применение к уравнению (4.6) оператора дивергенции дает выражение

$$\operatorname{div}(\vec{j} + \vec{j}_{bias} + \vec{j}_b) = 0, \quad (4.7)$$

что для одномерного случая означает независимость полного тока от пространственной координаты. Это дает основания для записи рабочего уравнения в виде

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E(x,t)}{\partial t} + j(x,t) = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_L(t)}{\partial t}, \quad (4.8)$$

где  $E(x,t)$  – напряженность электрического поля на поверхности мишени, а  $E_L(t)$  – напряженность поля на обратной стороне диэлектрической мишени.

Предполагается, что инжектированный заряд распределяется равномерно в слое толщиной  $R$ , где  $R$  – средняя глубина пробега электронов в веществе. Для этого  $j_b$  представляется в виде

$$j_b = \begin{cases} j_0 \left(1 - \frac{x}{R}\right), & x < R, \\ 0, & x > R, \end{cases} \quad (4.9)$$

где  $j_0$  – плотность тока пучка на входе в поверхность керамики.

Плотность тока проводимости может быть представлена в виде

$$j(x,t) = \mu\rho E(x,t) + \sigma_{rad} E(x,t), \quad (4.10)$$

где  $\rho$  и  $\mu$  – плотность заряда в диэлектрике и его подвижность;  $\sigma_{rad}$  – радиационная проводимость диэлектрика. Для упрощения записи уравнений и анализа их решений заряд электронов предполагается положительным. С учетом известного соотношения  $\rho = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x}$  уравнение принимает окончательный вид

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} + \mu \frac{\partial E(x,t)}{\partial x} E(x,t) + \frac{\sigma_{rad}}{\varepsilon\varepsilon_0} E(x,t) + \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} j_0 \left(1 - \frac{x}{R}\right) = \frac{\partial E_L(t)}{\partial t}, \quad (4.11)$$

Для  $E_L(t)$  может быть записано очевидное соотношение

$$\frac{\partial E_L(t)}{\partial t} = \frac{j_0}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (4.12)$$

Граничные условия можно определить как  $E(x,0)=0$ , поскольку в начальный момент времени заряд в диэлектрике отсутствует;  $E(x,0)=0$ , так как обратная сторона диэлектрика примыкает к заземленному металлическому электроду;  $\left. \frac{\partial \rho(x,t)}{\partial x} \right|_{x=L} = 0$ , из-за возможности стекания заряда на заземленный электрод. Для учета влияния компенсации внедренного заряда электронов зарядом ионов из плазмы были использованы следующие соображения. В отсутствие ионной компенсации стационарное распределение заряда в диэлектрике устанавливается за время, примерно равное 0,1 мкс, а время формирования плазмы разряда, возникающего между диэлектрической мишенью и заземленными стенками вакуумной камеры, составляет единицы микросекунд. Это означает, что расчет распределения инжектированного заряда с учетом ионной компенсации следует начинать с распределения, полученного без учета ионов. Поскольку динамика формирования ионного слоя вблизи поверхности диэлектрической мишени не вполне ясна, то было принято допущение мгновенного формирования такого слоя с концентрацией ионов, обеспечивающей равенство нулю полного тока на мишень.

Решение уравнения (4.11) производилось численно с использованием пакета программ Mathematica [241]. Распределение напряженности электрического поля в диэлектрике и распределение объемной плотности заряда в диэлектрике толщиной 1 мм для разных моментов времени от начала импульса тока пучка представлены на рисунках 4.29 и 4.30.

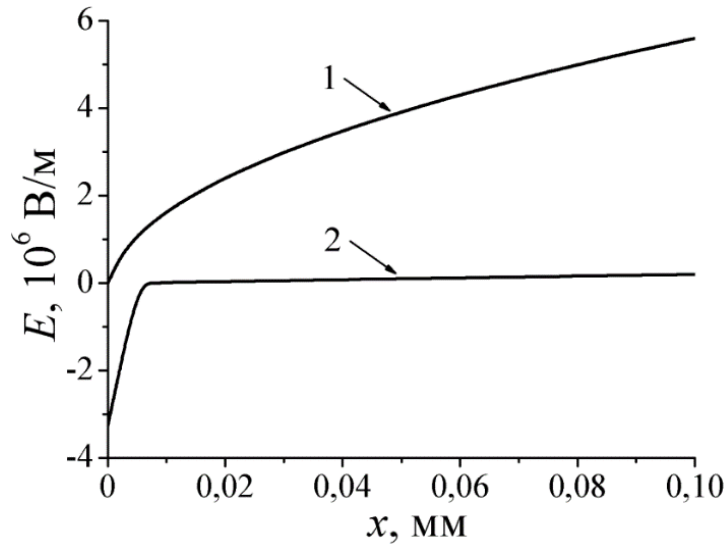


Рисунок 4.29 – Распределение напряженности электрического поля в диэлектрике по глубине для разных моментов времени от начала импульса тока пучка: 1 – 10 нс; 2 – 500 нс.  $U_a=15$  кВ,  $j_0=20$  А/см<sup>2</sup>

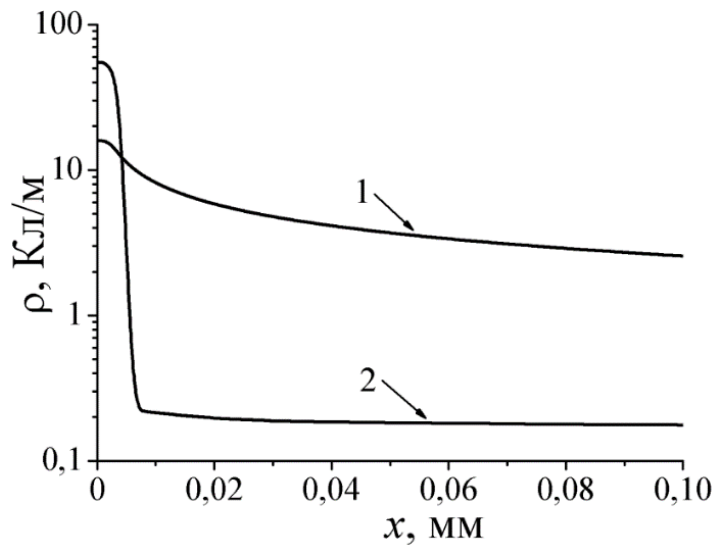


Рисунок 4.30 – Распределение объемной плотности заряда в диэлектрике по глубине для разных моментов времени от начала импульса тока пучка: 1 – 10 нс; 2 – 500 нс.  $U_a=15$  кВ,  $j_0=20$  А/см<sup>2</sup>

Полученные результаты могут быть прокомментированы следующим образом. На начальном этапе облучения диэлектрика, т.е. до появления ионной компенсации, напряженность поля на облучаемой поверхности остается равной нулю. Это обусловлено расположением на обратной стороне диэлектрика заземленной металлической пластины. По мере удаления от облучаемой поверхности напряженность

поля нарастает. Инжектированный электронный заряд под действием этого поля «продвигается» вглубь диэлектрика, и при используемой плотности тока за время, равное примерно 0,1 мкс, устанавливается стационарное распределение заряда. Инжекция заряда прекращается из-за потенциала, приобретаемого облучаемой поверхностью. При появлении ионного слоя вблизи облучаемой поверхности напряженность поля в диэлектрике меняет знак, что означает изменение направления движения инжектированного заряда. Он движется к поверхности, где исчезает за счет рекомбинации электронов с ионами. Однако часть инжектированного заряда продолжает оставаться в поле прежнего направления и по этой причине не участвует в движении к облучаемой поверхности и, соответственно, не рекомбинирует с ионами. Этот заряд может либо накапливаться на обратной стороне диэлектрической мишени, либо стекать с нее в металлический электрод. Указанные причины могут служить объяснением осциллограммы, приведенной на рисунке 4.23, из которой следует, что накопленный заряд исчезает за времена, большие, чем те, за которые он накапливается.

Таким образом, в форвакуумной области давлений в процессе облучения непроводящей или изолированной мишени электронным пучком наводимый на ее поверхности отрицательный потенциал по абсолютной величине оказывается много меньше соответствующей энергии ускоренных электронов, что не может приводить к отражению электронов пучка от поверхности внесенным в нее зарядом. Абсолютная величина отрицательного потенциала, внесенного пучком на поверхность непроводящей керамической мишени, возрастает с увеличением тока пучка и ускоряющего напряжения электронного источника, но резко снижается с повышением давления рабочего газа. Инжектированные в керамику электроны оказываются способными распространиться на достаточно большую глубину (доли миллиметров) и оставаться в материале в течение времени, в несколько раз превышающего длительность импульса облучения. Появляющиеся при этом поля и потенциалы не вызывают электрического пробоя диэлектрика и не препятствуют «передаче» энергии от электронного пучка к облучаемой мишени.

#### 4.4 Возможные применения форвакуумных импульсных широкоапертурных источников электронов

Эффективная импульсная электронно-лучевая обработка диэлектриков эффективно реализуется лишь при создании условий для нейтрализации отрицательного заряда, накапливаемого на поверхности обрабатываемого изделия при его бомбардировке ускоренными электронами. Поскольку, как было показано в параграфе 4.3, в форвакуумной области давлений при облучении непроводящей мишени импульсными электронными пучками установившийся потенциал мишени не превышает десятой доли от величины ускоряющего напряжения (при определенных условиях), то это делает возможным непосредственную импульсную обработку керамических материалов электронным пучком с высокой эффективностью.

Эксперименты по воздействию широкоапертурных импульсных электронных пучков на непроводящие материалы проводились на экспериментальной установке, схема которой представлена на рисунке 4.31.

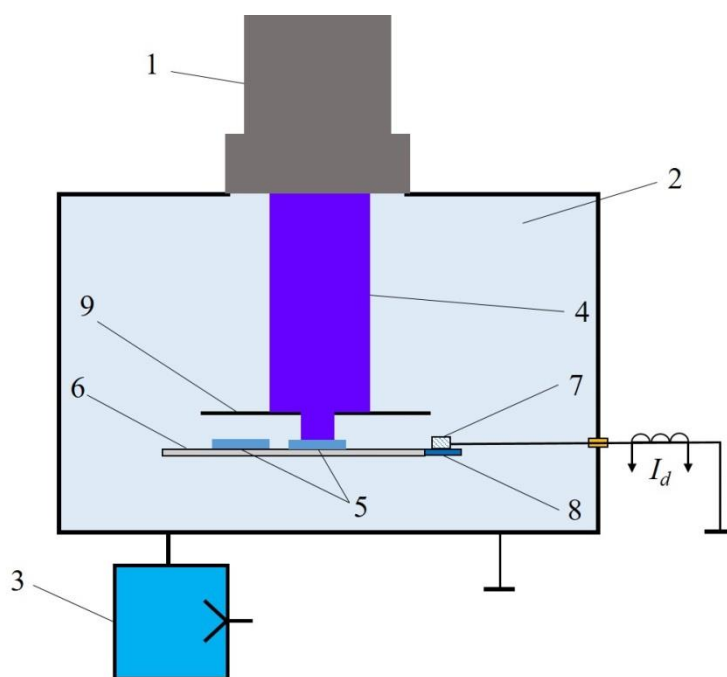


Рисунок 4.31 – Схема экспериментальной установки для импульсной электронно-лучевой обработки непроводящих материалов: 1 – форвакуумный плазменный источник электронов; 2 – вакуумная камера; 3 – механический насос; 4 – электронный пучок; 5 – обрабатываемые образцы; 6 – держатель; 7 – коллектор; 8 – диэлектрическая пластина; 9 – защитный экран



Для генерации широкоапертурного импульсного пучка электронов применялся один из разработанных форвакуумных плазменных источников, описанных в параграфах 4.1 и 4.2. Плазменный источник электронов 1 устанавливался на вакуумной камере 2, которая откачивалась механическим форвакуумным насосом 3. Рабочее давление регулировалось непосредственным напуском рабочего газа в вакуумную камеру. Облучаемые электронным пучком 4 диэлектрические образцы 5 размещались на специальном держателе 6, который устанавливался на систему перемещения. Контроль плотности тока электронного пучка обеспечивался коллектором 7, закрепленным на диэлектрической пластине 8. Для предотвращения попадания электронного пучка на необработанные образцы устанавливался защитный экран 9 с отверстием, диаметр которого подбирался в соответствии с размерами обрабатываемых образцов.

Морфология поверхности образцов изучалась методами растровой электронной микроскопии на приборе «Hitachi TM-1000» и атомно-силовой микроскопии на приборе «Solver HV». Также для исследования морфологии поверхности образцов применялся растровый электронный микроскоп высокого разрешения JSM-7500FA (JEOL), причем одновременно с помощью приставки энергодисперсионного элементного анализа проводилась оценка поверхностной сегрегации после электронно-лучевой обработки.

Гидрофобные свойства поверхности оценивались измерением величины краевого угла  $\theta$ , который образуется на границе твердое тело–жидкость (вода). Методика измерения краевого угла заключалась в нанесении капли воды на поверхность образца с последующими измерениями ее высоты  $h_{wd}$  и диаметра  $d_{wd}$ , которые фиксировались в течение определенного времени. По измеряемым геометрическим параметрам вычислялось изменение краевого угла  $\theta$  во времени по выражению

$$\cos \theta = \frac{\left(\frac{d_{wd}}{2}\right)^2 - h_{wd}^2}{\left(\frac{d_{wd}}{2}\right)^2 - h_{wd}^2}, \quad (4.13)$$

Измерение ИК-спектров поглощения осуществлялось с помощью прибора «Nicolet 6700» с применением методики нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Механические свойства обработанных образцов определялись путем снятия профилограмм с использованием трехмерного бесконтактного профилометра «MicroMeasure 3D Station» и измерения износостойкости на приборе «Micro-ScratchTester MST-S-AX-0000». Испарение образцов в процессе обработки импульсным

электронным пучком изучалось их взвешиванием на аналитических весах до и после облучения.

#### **4.4.1 Обработка керамических материалов импульсными электронными пучками в форвакуумной области давлений**

В экспериментах по изучению влияния воздействия электронного пучка на керамические материалы использовались образцы керамики М7, массовый состав:  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – 94,6 % ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$  не более 0,08 %,  $\text{CaCO}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ , связка: парафин, воск), плотность  $3,5 \text{ г/см}^3$ . Образцы имели форму дисков диаметром 25 мм и толщиной 3 мм. В экспериментах реализовалось два режима облучения, отличающихся частотой повторения импульсов тока пучка  $f$ . В первом случае величина  $f$  была – 1 имп./с, во втором – 1 имп./мин. Выбор для второго случая столь продолжительного временного промежутка между импульсами был связан с необходимостью обеспечения условий полного остывания обрабатываемого керамического образца в промежутке между импульсами тока пучка.

В таблице 4.3 приведены результаты взвешивания керамических образцов до и после обработки различным числом импульсов (ток эмиссии – 50 А, ускоряющее напряжение – 10 кВ, давление – 4 Па).

**Таблица 4.3 – Результаты измерения массы керамических образцов до и после облучения**

№ образца	Период следования импульсов, с	Масса исходная, г	Масса после 10 импульсов, г	Масса после 30 импульсов, г	Масса после 100 импульсов, г
1	1	4,125	–	–	4,080
2	1	4,330	4,330	–	–
3	60	4,240	–	–	4,240
4	1	4,340	–	4,330	–

Как можно заметить, при числе импульсов, равном 10, с периодом следования 1 с, уноса материала не наблюдается. Больше число импульсов облучения вызывает заметное снижение массы образца. Вместе с тем при увеличении периода следования импульсов до 60 с унос материала не зафиксирован даже при 100 импульсах облучения.

Результаты измерения уноса массы керамики при частоте следования импульсов 1 Гц представлены в таблице 4.4. Отсутствие уноса массы даже при 100 импульсах облучения при частоте следования импульсов ниже 1 имп./мин подтверждает сделанный на основании расчетов в работе [242] вывод о решающей роли температуры всего образца, которая возрастает с увеличением числа импульсов тока пучка. Начиная с некоторого импульса, ее поверхностный слой успевает прогреться до температуры, превышающей температуру испарения, что и вызывает унос вещества.

**Таблица 4.4 – Унос массы керамических образцов в зависимости от числа импульсов**

Число импульсов	10	30	100
Унос массы, мг	0	10	45

Снимки, выполненные в растровом микроскопе, позволяют проследить эволюцию трансформации поверхности керамики. Структура исходной поверхности керамики (рисунок 4.32) состоит преимущественно из равноосных зёрен размером от 0,5 до 7 мкм и содержит полости, обеспечивающие остаточную пористость до 10 %. Облучение исследуемого материала электронным пучком при числе импульсов, равном 10, при частоте их следования 1 Гц не приводит к уносу материала керамики за счет испарения, но существенным образом изменяет вид поверхности (рисунок 4.33). Она представляет собой застывший после расплавления слой, причем на поверхности этого слоя обнаруживаются чешуйки размером порядка 100 мкм (рисунок 4.33,*а*). Рассмотрение поверхности образцов при большем увеличении (рисунок 4.33,*б*) позволяет заметить в этих чешуйках существование плотно упакованных областей, размером в единицы микрометров. Это дает основания к предположению о рекристаллизации после плавления исходных кристаллитов.

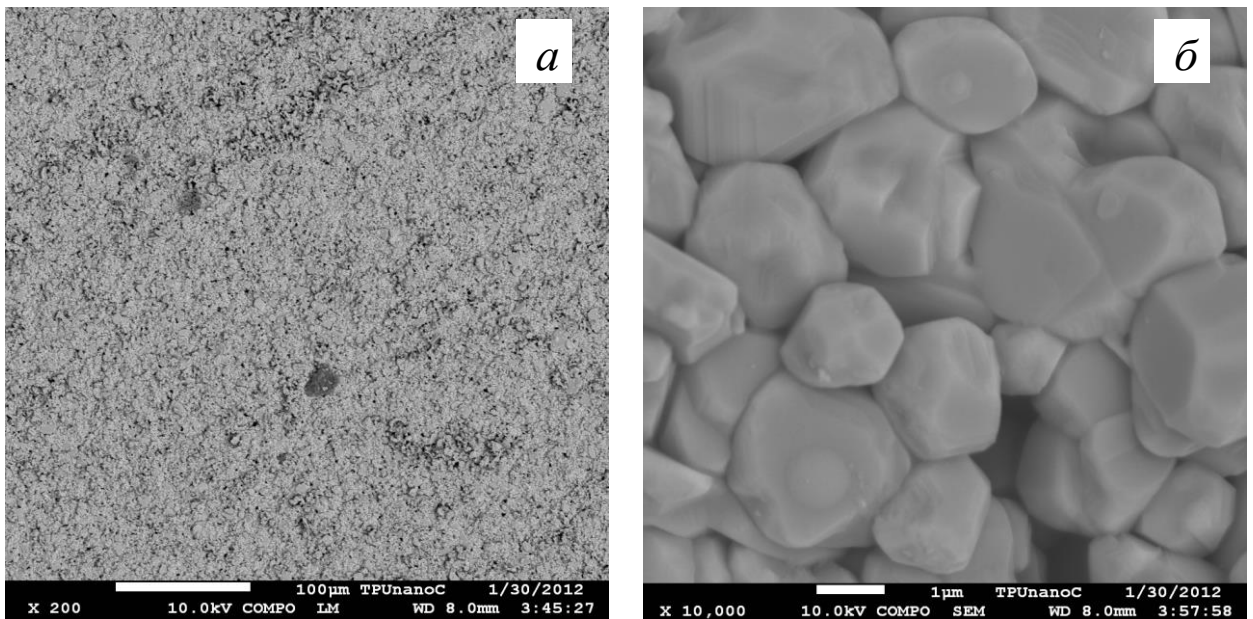


Рисунок 4.32 – Поверхность исходной керамики. Увеличение: *a* – 200; *б* – 10 000 раз

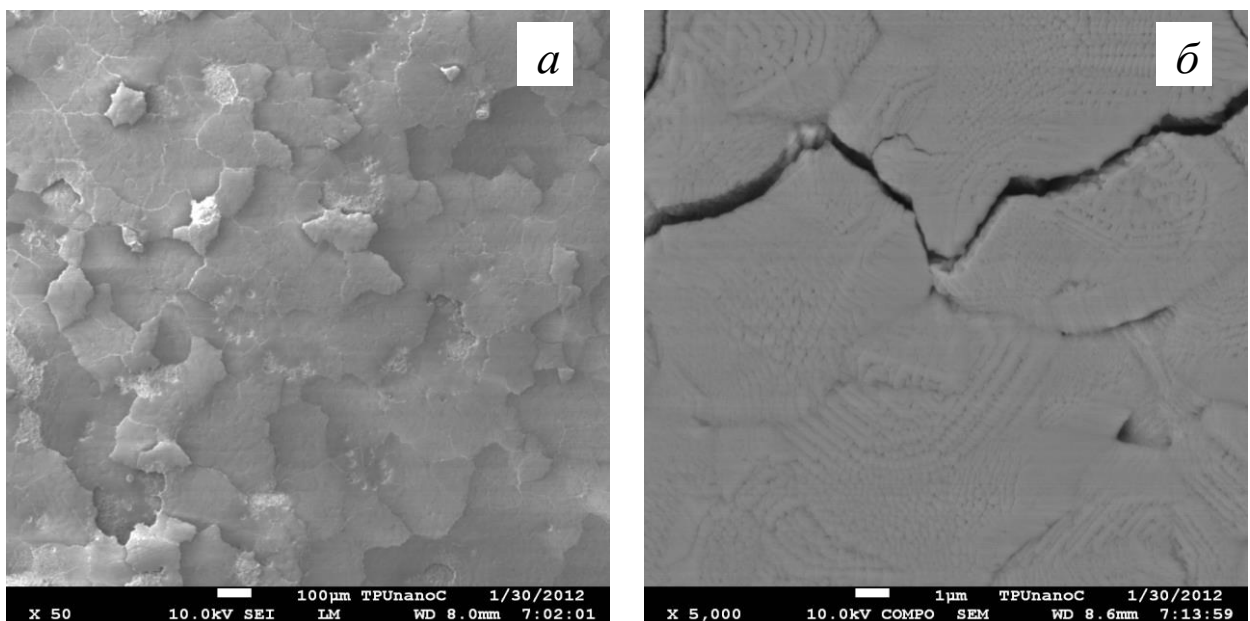


Рисунок 4.33 – Поверхность керамики, обработанной 10 импульсами. Частота следования импульсов 1 Гц. Увеличение: *a* – 50; *б* – 5 000 раз

На поверхности образцов, подвергнутых облучению ста импульсами (рисунок 4.34,*a*), наблюдаются два типа участков, на одних переплавленный слой присутствует, а на других этот слой удален. Переплавленный слой плотно упакован вытянутыми элементами длиной (0,5–1,5) мкм и поперечным размером (0,1–0,2) мкм. Эти участки, по-видимому, ответственны за повышение микротвердости обработанных образцов. Аналогичная структура обнаруживается и на поперечном сколе облученных

образцов (рисунок 4.35), что дает основания к выводу о том, что кристаллиты вытянуты в направлении, перпендикулярном поверхности.

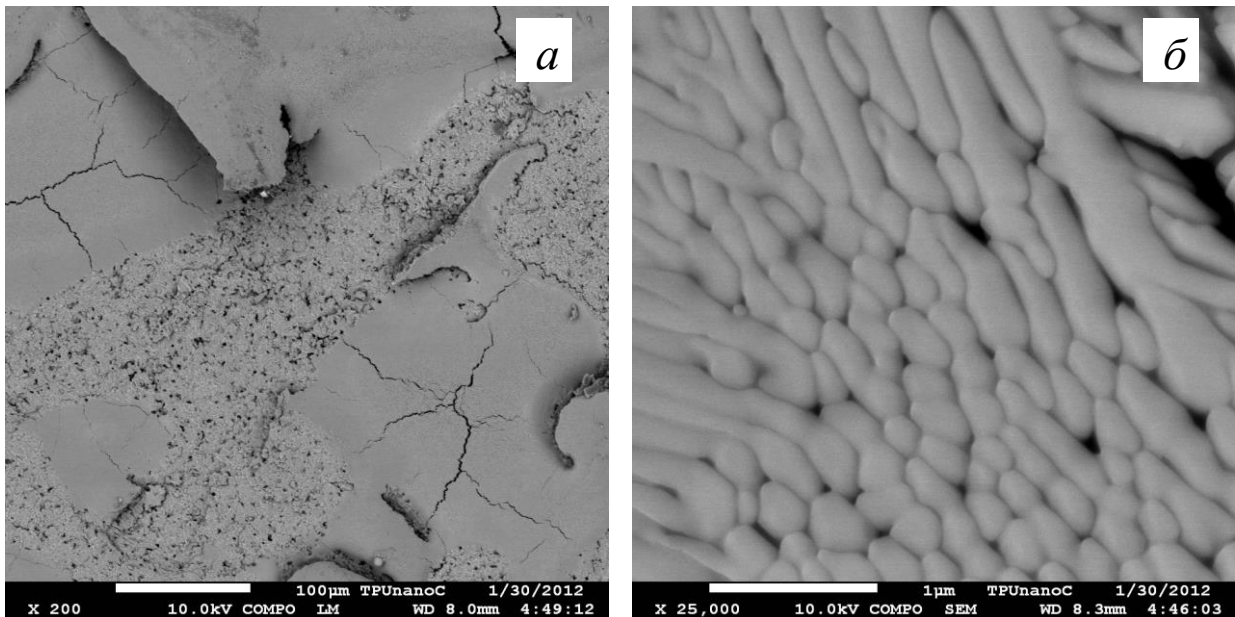


Рисунок 4.34 – Поверхность керамики, обработанной 100 импульсами. Частота следования импульсов 1 Гц. Увеличение: *a* – 200; *б* – 25 000 раз

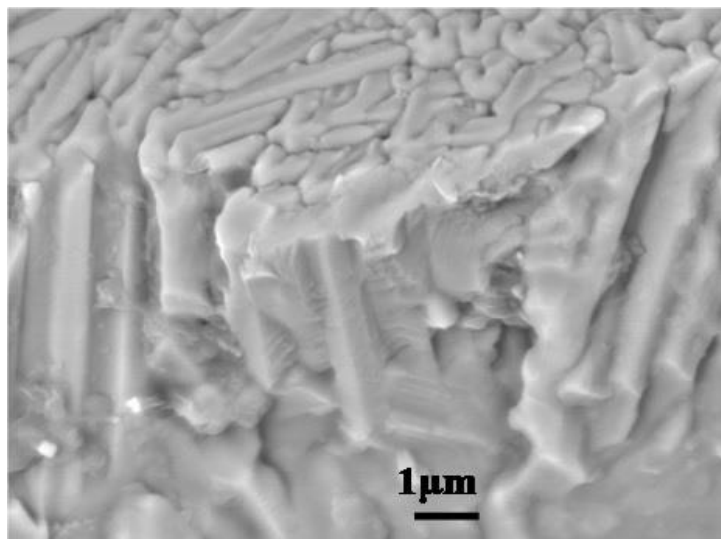
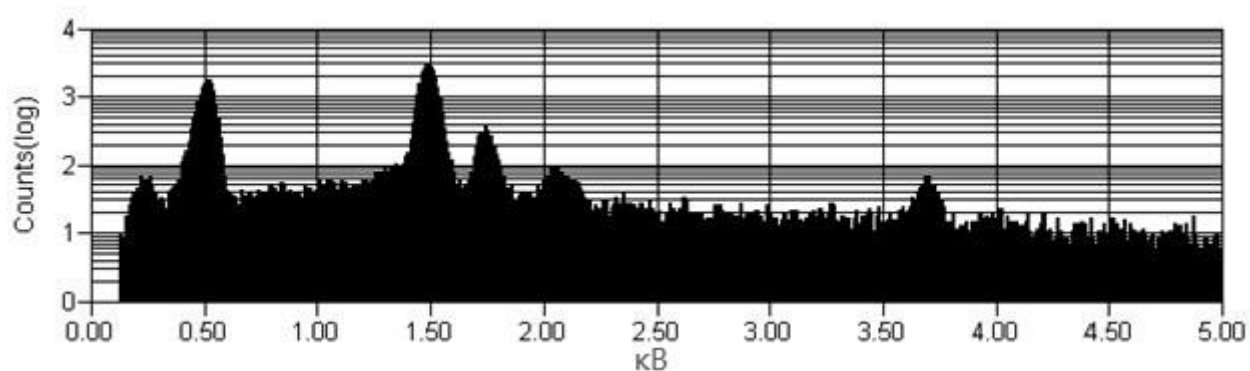


Рисунок 4.35 – Скол поверхностной области керамики. Количество импульсов – 100. Частота повторения импульсов – 1 Гц

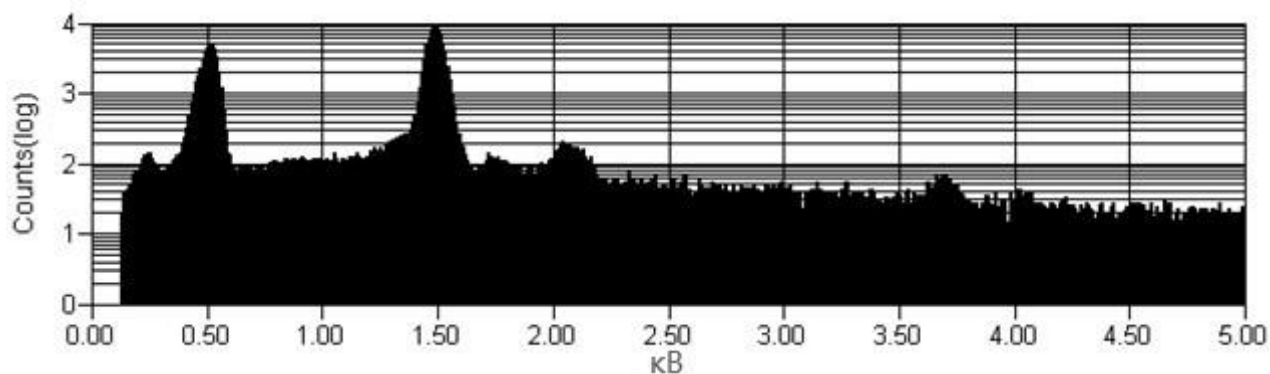
Обратим внимание на тот факт, что в [243] характерные размеры кристаллитов, образованных при обработке керамики импульсным электронным пучком, определены как (40–50) нм. Если не принимать во внимание недостаточную точность используемого

в этом случае экспериментального оборудования, то остается предположить, что такое расхождение связано с различным составом обрабатываемых керамик.

На рисунке 4.36 представлены спектры характеристического излучения исходной (а) и обработанной (б) электронным пучком керамики. Приведенные спектры позволяют выявить существенное снижение интенсивности пика кремния (пик – 1,74 кэВ) и кальция (пик – 3,7 кэВ) в облученной керамике по сравнению с исходной. Энергодисперсионный элементный анализ исследуемой керамики до и после электронно-лучевой обработки также подтверждает эффект поверхностной сегрегации примесей – оксидов кремния и кальция, присутствующих в исходных образцах в количестве до 1 ат.%. После электронно-лучевой обработки в рекристаллизованном слое наблюдается существенное снижение содержания диоксида кремния вплоть до неразличимых используемым методом значений. Указанный эффект может быть объяснен первоочередным испарением этих примесей при плавлении керамики под воздействием электронного пучка.



а)



б)

Рисунок 4.36 – Спектры характеристического рентгеновского излучения исходной (а) и обработанной (б) керамики. Количество импульсов – 100. Частота повторения импульсов 1 Гц

Кроме изменения микроструктуры поверхности облученной керамики, также происходит заметное уменьшение шероховатости ее поверхности (рисунки 4.37, 4.38). Еще один результат состоит в повышении твердости приповерхностного слоя (рисунок 4.39). Аналогичный эффект наблюдался в работе [242] и объяснялся структурно-фазовыми изменениями при плавлении и последующей кристаллизации.

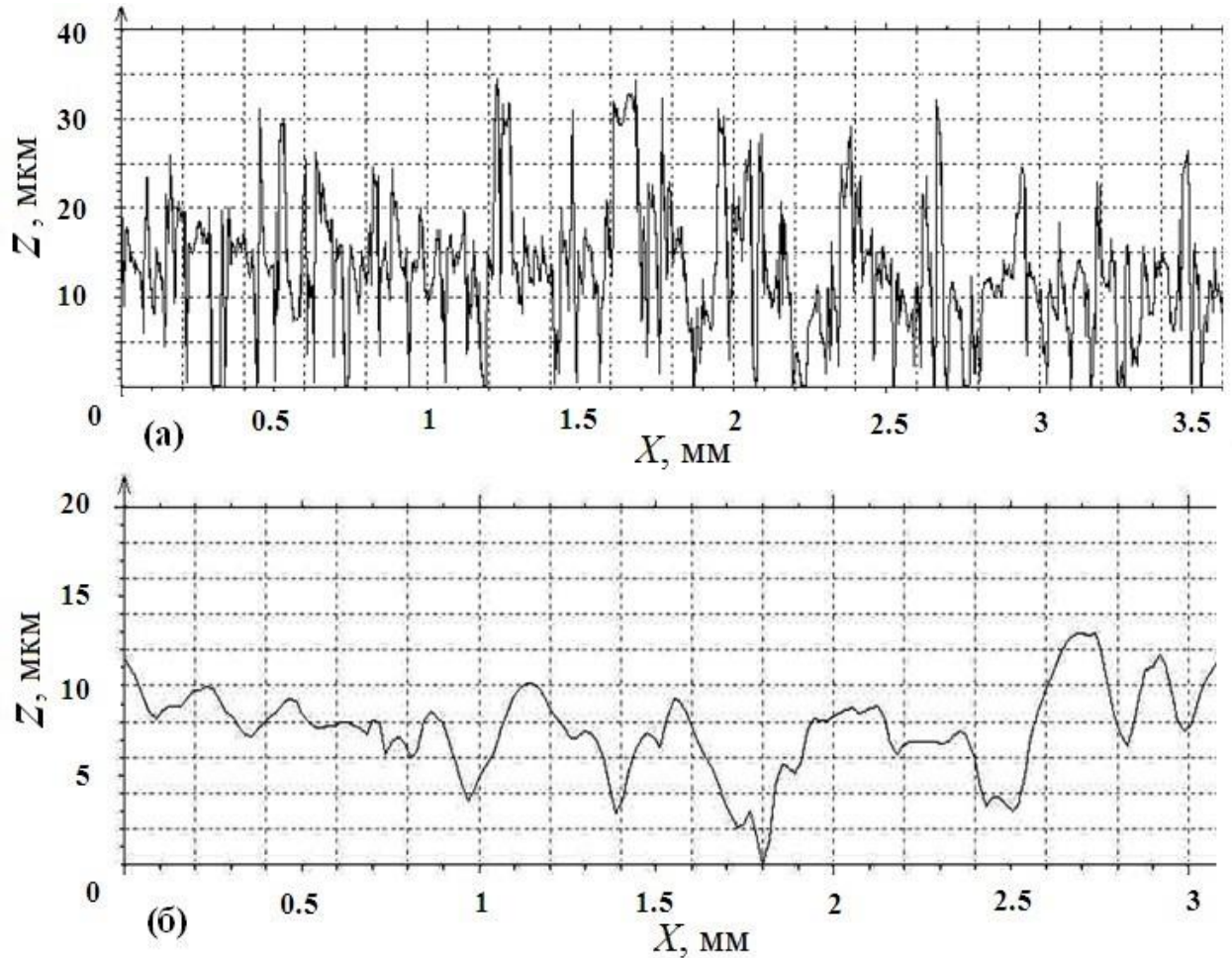


Рисунок 4.37 – Профилограммы поверхности керамики до (а) и после (б) облучения

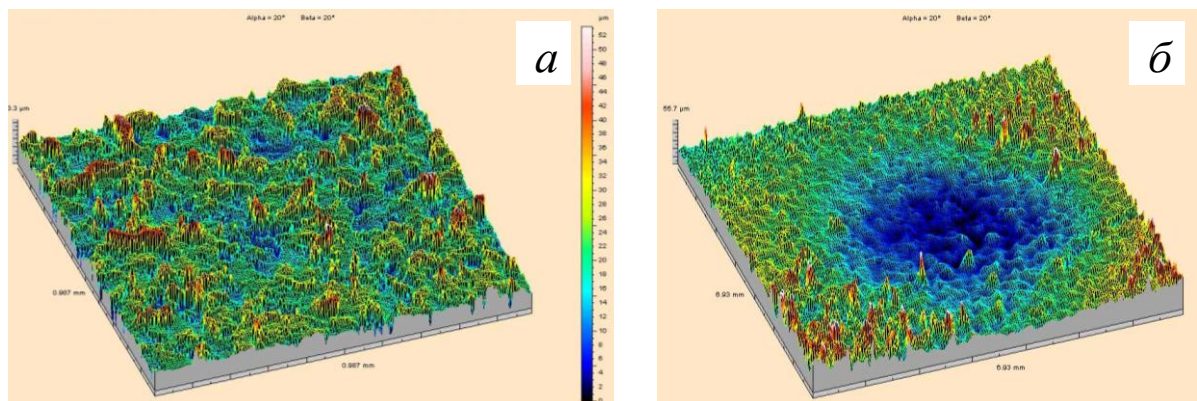


Рисунок 4.38 – 3D-профиль керамического образца до (а) и после (б) облучения

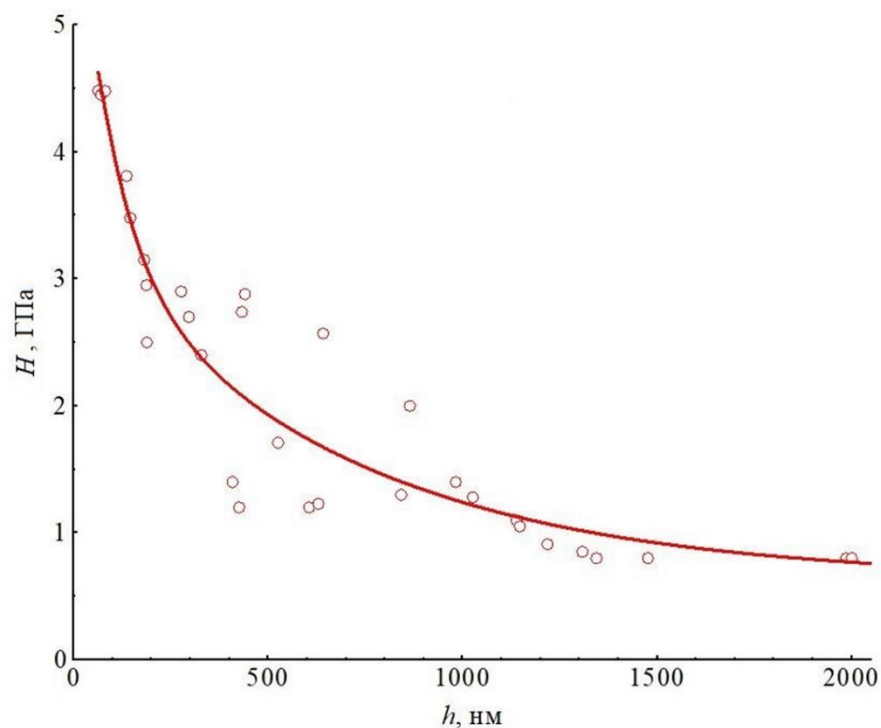


Рисунок 4.39 – Распределение микротвердости  $H$  по глубине образца

#### ***4.4.2 Обработка полимеров импульсными электронными пучками в форвакууме***

Перспективными материалами, которым в настоящее время уделяется все большее внимание, являются различные полимеры, что обусловлено их широким применением в мировом промышленном производстве от медицины до аэрокосмической отрасли [244]. В частности, полиолефины [245], такие как полиэтилен, полипропилен и их сополимеры, имеют отличные объемные физические и химические свойства, удобны в использовании, недороги и легки в производстве, кроме того, они безопасны для человека. В то же время достаточно часто полимер, обладая необходимыми свойствами и параметрами, может не иметь дополнительных свойств, без которых его технологическое применение становится нецелесообразным. В частности, полиолефины практически не обладают специальными поверхностными качествами [245], такими как печатные свойства, гидрофильность, шероховатость, смазочные свойства, избирательная проницаемость и адгезия микроорганизмов, что подчеркивает необходимость модификации поверхности полимеров для их специального применения. В частности, модификация поверхности представляет особый интерес для медицины, так как реакция организма на имплантат, изготовленный из полимеров, определяется в основном его поверхностными свойствами.



Однако синтезировать полимеры с разными объемными и поверхностными свойствами достаточно сложно, поэтому на протяжении многих лет проводятся исследования и поиски новых методов, которые обеспечат достижение необходимых поверхностных свойств полимеров. Для модификации поверхности полимеров используют химические реагенты [247], коронный разряд [248], гамма-излучение [249], ионные пучки [250], электронные пучки с высокой (0,2–3 МэВ) энергией [251] и другие методы [246]. При этом наиболее интенсивно развиваются пучковые и пучково-плазменные методы модификации полимеров, так как ионизирующие излучения являются одним из эффективных способов модифицирования полимерных материалов, поскольку вследствие высокой молекулярной массы полимера даже сравнительно небольшие дозы излучения могут вызвать существенное изменение его свойств [252]. В частности, в промышленности радиационное облучение широко используется как для сшивки полимеров при производстве изоляторов, термоусаживающихся материалов и других полимерных изделий, так и для расщепления цепей с целью улучшения процесса переработки полимеров [253]. Ионизирующее облучение существенно изменяет поверхностные характеристики полимеров, в частности, смачиваемость поверхности и её адгезию [249].

В настоящей работе в качестве облучаемых полимерных образцов использовались полиэтилен и полипропилен, относящиеся к классу полиолефинов, а также поликарбонат и политетрафторэтилен (ПТФЭ). Выбор данных материалов обусловлен отличными свойствами этих полимеров и их широким применением в промышленности и медицине [244]. Облучаемые полимерные образцы были выполнены в виде пластин толщиной 1 мм и размером 10×10, 10×15 либо 20×20 мм<sup>2</sup>.

После облучения полиэтилена электронным пучком, при дозе облучения  $D=3 \cdot 10^6$  Гр, в образцах обнаруживается потемнение. На рисунке 4.40 представлены ИК-спектры нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО), преобразованные в оптическую плотность  $d_{\text{опт}}$ , для исходного (1) и облученного (2) образцов. Анализ спектров показал, что в ИК-спектре облученного электронным пучком образца появляется максимум на частоте 1714,8 см<sup>-1</sup>, которая характерна для карбонильной группы С=О. На частоте 2900 см<sup>-1</sup> наблюдается уширение полосы СН-колебаний, и также появляются сигналы карбоксильных групп (1710–1680 см<sup>-1</sup>). Кроме того, в

спектре появляется широкая полоса валентных ОН-колебаний ( $3550\text{--}3300\text{ см}^{-1}$ ), что говорит о появлении адсорбированной воды, т.е. об увеличении полярности полимера.

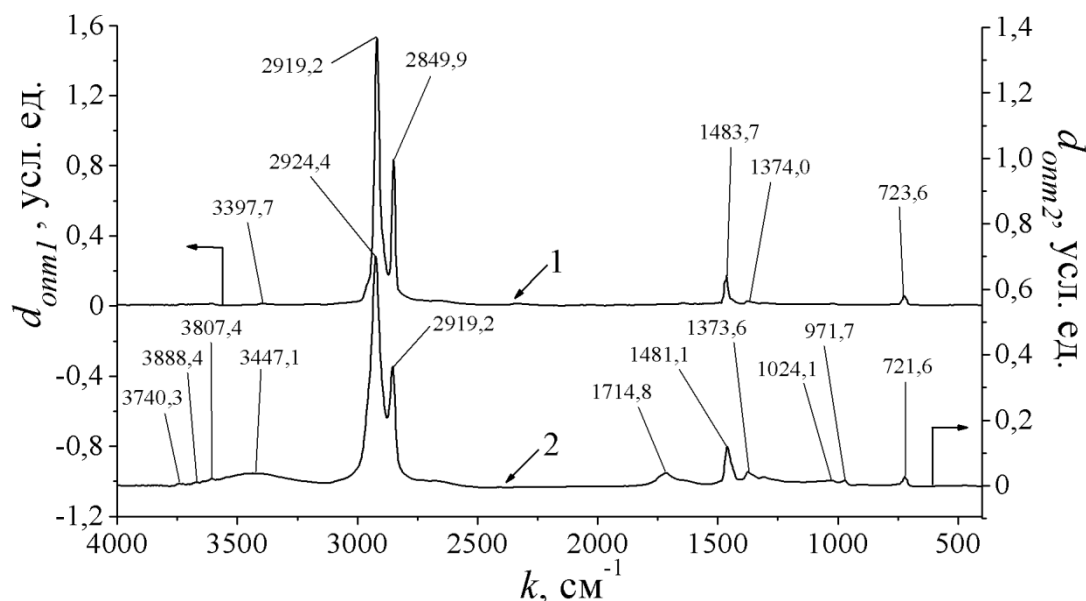


Рисунок 4.40 – ИК-спектры, преобразованные в оптическую плотность  $d_{\text{опт}}$ , для образца из полиэтилена до (1) и после (2) облучения электронным пучком

Анализ профиллограмм, представленных на рисунке 4.41, позволяет прийти к выводу о сглаживании поверхности полиэтилена при воздействии электронного пучка. В то же время измерения коэффициента трения и износостойкости не позволили обнаружить заметных изменений в поверхностных свойствах полиэтиленовых образцов.

Исследования гидрофильности образцов показали, что облучение импульсным электронным пучком приводит к изменению смачиваемости поверхности полиэтилена. Для исходных (необработанных) образцов из полиэтилена краевой угол  $\theta$  за 10 мин снижался на  $25^\circ$ , а для обработанного электронным пучком образца – на  $16^\circ$  (рисунок 4.42). При этом для облученного и необлученного образцов существенна разница начальных углов  $\theta$  в момент, когда капля только была нанесена (при  $t = 0\text{--}10$  с). Полученные данные свидетельствуют об увеличении гидрофильности полиэтилена после облучения его поверхности импульсным электронным пучком.

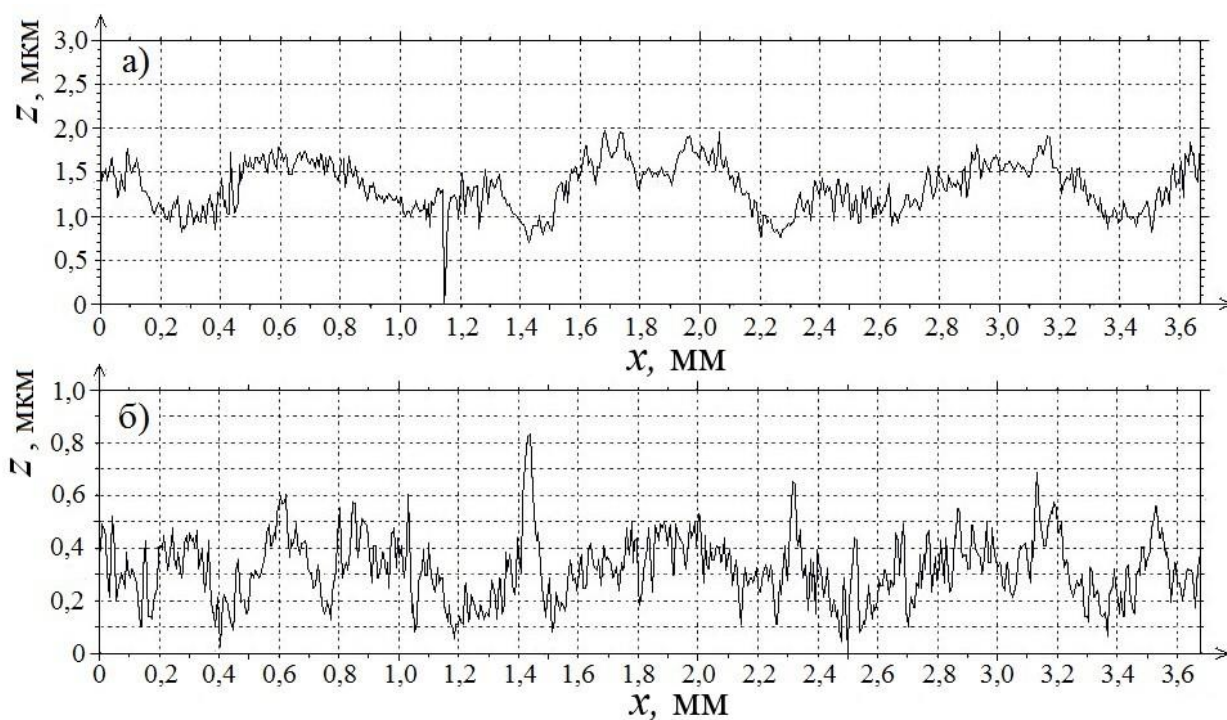


Рисунок 4.41 – Профилограммы поверхности полиэтилена до (а) и после (б) облучения электронным пучком

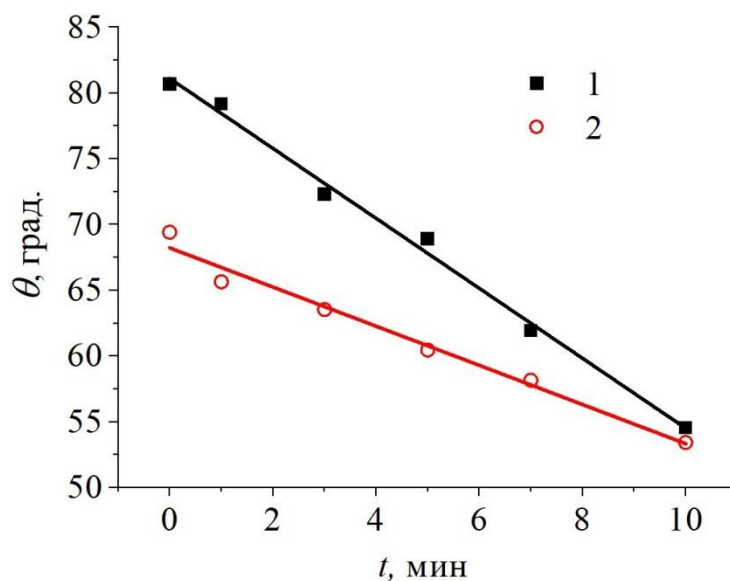


Рисунок 4.42 – График зависимости краевого угла  $\theta$  от времени  $t$  для исходного (1) и облученного (2) образцов из полиэтилена

При облучении образцов из поликарбоната также обнаружено изменение угла смачиваемости поверхности. Кроме того, для данного материала динамика изменения краевого угла  $\theta$  зависела от дозы облучения электронным пучком  $D$ . В таблице 4.5 представлены данные динамики краевого угла  $\theta$  капли воды на поверхности образцов из

поликарбоната при различных дозах облучения  $D$ . Полученные данные свидетельствуют о повышении гидрофильности поверхности поликарбоната, облученного электронным пучком.

Таблица 4.5 – Изменение краевого угла  $\theta$  капли с течением времени на поверхности образцов из поликарбоната при различных дозах  $D$  облучения электронным пучком

	$D=3 \cdot 10^6$ Гр	$D=2,5 \cdot 10^7$ Гр	Исходный
t, мин	$\theta$ , град	$\theta$ , град	$\theta$ , град
0	72,64	62,59	82,22
1	66,04	59,91	77,31
3	58,26	50,77	69,71
5	44,25	44,95	63,55

Облучение образцов из полипропилена одиночными импульсами с плотностью энергии  $w_b$  более  $2,0 \text{ Дж/см}^2$  приводит к появлению на поверхности одинаково ориентированных протяженных «холмов», разделенных «впадинами». На рисунках 4.43,*a* и 4.44,*a* представлены микрофотографии поверхностей полипропиленовых образцов, которые показывают, что энергия в импульсе влияет на изменение расстояния между соседними «холмами». При увеличении плотности энергии пучка с  $4,8$  до  $7,0 \text{ Дж/см}^2$  расстояние изменяется с  $10\text{--}12 \text{ мкм}$  (см. рисунок 4.43,*a*) до  $25\text{--}30 \text{ мкм}$  (рисунок 4.44,*a*) соответственно.

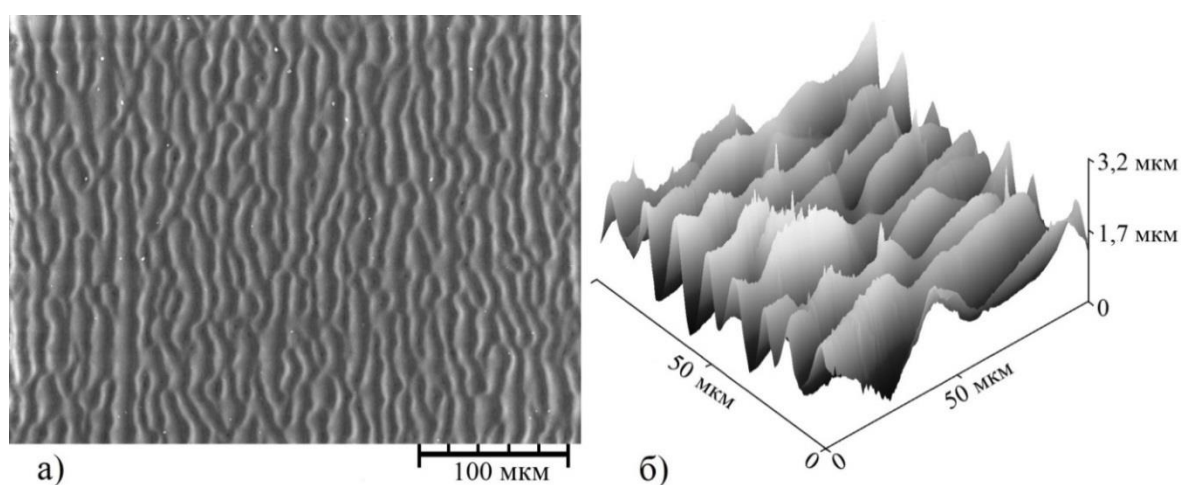


Рисунок 4.43 – Микрофотография (а) и трехмерный вид (б) поверхности облученного полипропилена.  $w_b=4,8 \text{ Дж/см}^2$

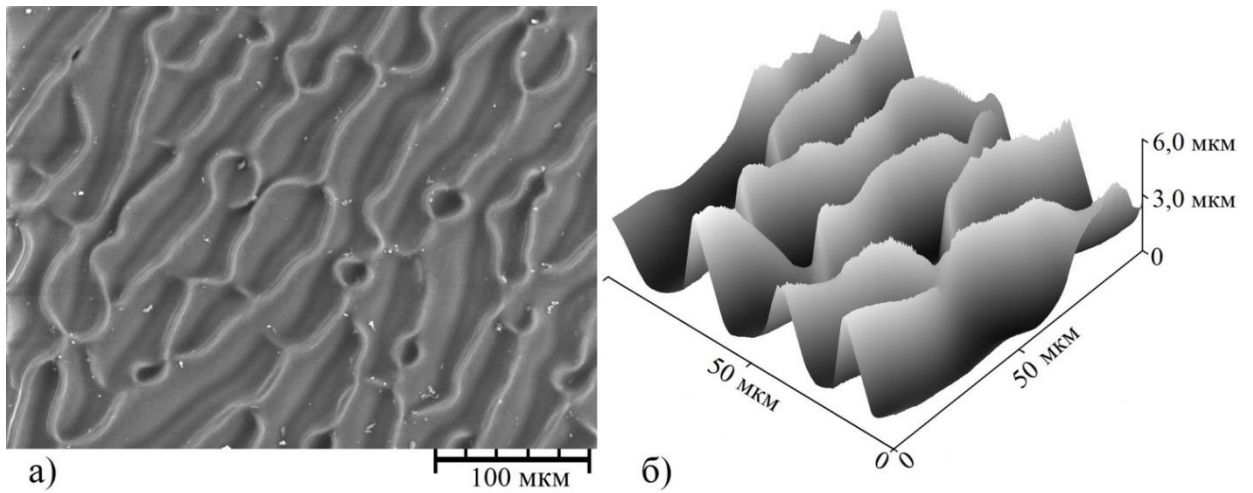
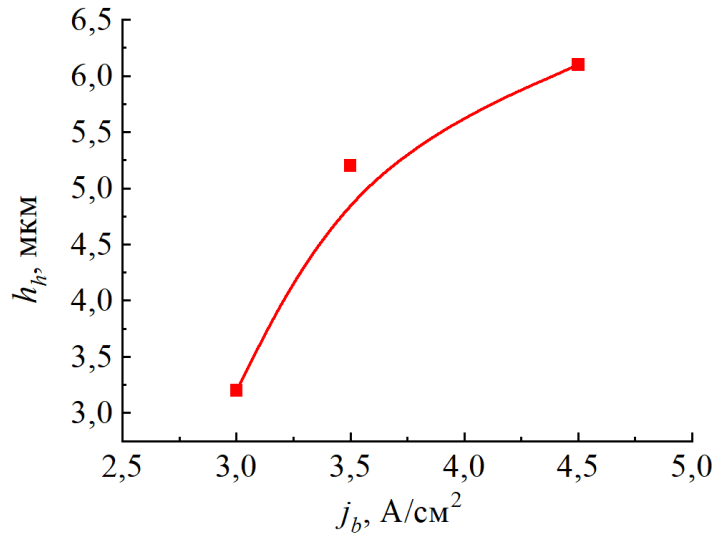
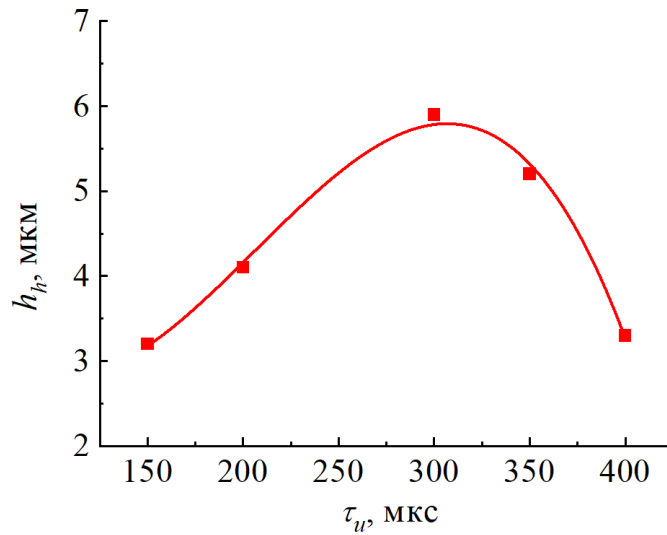


Рисунок 4.44 – Микрофотография (а) и трехмерный вид (б) поверхности облученного полипропилена.  $w_b=7$  Дж/см<sup>2</sup>

Изображения, полученные с помощью атомно-силового микроскопа (рисунки 4.43,б и 4.44,б), позволили оценить перепад высот  $h_h$  между «холмами» и «впадинами». Перепад высот  $h_h$  возрастает от 2–3 мкм при плотности энергии пучка 4,8 Дж/см<sup>2</sup> до 4–6 мкм при плотности энергии в импульсе 7 Дж/см<sup>2</sup>. Более детальные исследования показали, что характер изменения перепада высот  $h_h$  между «холмами» и «впадинами» неодинаково зависит от плотности  $j_b$  и длительности  $\tau_n$  импульса тока пучка (рисунок 4.45). При постоянной длительности  $\tau_n$  ( $\tau_n < 300$  мкс) импульса увеличение плотности тока  $j_b$  пучка приводит к росту перепада высот  $h_h$  (рисунок 4.45,а). В то же время при постоянной плотности тока  $j_b$  электронного пучка величина  $h_h$  немонотонно зависит от длительности  $\tau_n$  импульса (рисунок 4.45,б). Стоит отметить, что зависимость  $h_h$  от  $j_b$ , вероятно, также немонотонна, однако превышение плотностью тока величины  $j_b=5$  А/см<sup>2</sup> приводит к распылению (испарению) поверхности образцов.



а)



б)

Рисунок 4.45 – Зависимость перепада высот  $h_h$  между «холмами» и «впадинами» от плотности  $j_b$  тока электронного пучка при  $\tau_n=150$  мкс (а) и от длительности  $\tau_n$  импульсов тока пучка при  $j_b=3$  А/см<sup>2</sup> (б)

Измерение краевых углов  $\theta$  смачивания поверхности методом растекающейся капли показало, что динамика изменения угла зависит от ориентации «холмов» и «впадин» на поверхности полимера. В таблице 4.6 представлены динамика изменения ширины  $d_{wd}$  и высоты  $h_{wd}$  капли воды, а также изменение краевых углов  $\theta$  в течение 5 мин ( $w_b=6,0$  Дж/см<sup>2</sup>). Было выявлено, что капля воды преимущественно растекалась вдоль ориентации «впадин», о чем свидетельствует увеличение основания (ширины) вдоль «впадин» с течением времени, в то время как ширина капли поперек «впадин»

оставалась практически неизменной. Вдоль «холмов» и «впадин» краевые углы заметно уменьшаются в среднем в 1,2 раза, в то же время поперек «холмов» углы также уменьшаются, однако данное изменение, главным образом, связано с уменьшением высоты капли  $h_{wd}$  за счет продольного растекания при неизменной ширине.

Таблица 4.6 – Динамика изменения параметров капли и краевого угла

t, мин	Вдоль «холмов» и «впадин»			Поперек «холмов» и «впадин»		
	$d_{wd}$ , усл. ед.	$h_{wd}$ , усл. ед.	$\theta$ , град	$d_{wd}$ , усл. ед.	$h_{wd}$ , усл. ед.	$\theta$ , град
0	6,1	2,5	78,68	5,0	2,5	90,00
1	6,2	2,5	77,77	5,0	2,5	90,00
3	6,4	2,3	71,41	5,0	2,3	85,23
5	6,8	2,2	65,81	5,0	2,2	82,70

При облучении образцов из полипропилена одиночными импульсами ( $N=1$  импульс) уноса вещества в пределах точности измерений (1 мг) обнаружено не было. В то же время при облучении образцов сериями импульсов ( $N=30$  импульсов) характер изменений поверхности сохраняется, однако при этом наблюдается уменьшение массы. Например, при  $w_b=6,0$  Дж/см<sup>2</sup> унос массы составляет в среднем 5 мг.

Возникновение шероховатостей на поверхности полимеров под действием электронных пучков средних энергий наблюдалось несколькими авторами [243, 254]. В частности, в работе [254] наблюдалось появление хаотически расположенных столбчатых структур на поверхности оргстекла, что авторы связывают с образованием сшивок полимерных цепей. Однако описанные выше развитые периодические структуры на поверхности полипропилена значительно отличаются от морфологии поверхностей модифицированных полимеров, которые были исследованы в работах [243, 254].

В работах [255, 256] наблюдалась направленная ориентация поверхностных неровностей на модифицированной поверхности кремния, покрытого оксидной пленкой. В этих работах поверхность кремниевых образцов подвергалась воздействию лазерных и ионных пучков с длительностями импульса в несколько десятков наносекунд, что позволило авторам [255, 256] сделать предположение о возникновении поверхностных

волн на границе «оксид кремния – расплавленный кремний», которые затвердевают после прекращения действия импульса излучения. В настоящей работе возникновение ориентированных структур на поверхности полипропилена вследствие поверхностных волн маловероятно, так как длительности  $\tau_{и}$  импульсов электронного пучка на три-четыре порядка больше. Кроме того, оценки, выполненные согласно предложенной в [256] теории, показали, что в соответствии с поверхностным натяжением и плотностью полипропилена пространственный период неровностей поверхности должен быть порядка сотни микрометров, однако структур с таким периодом в эксперименте не наблюдалось.

Поскольку основной эффект воздействия электронных пучков средних энергий на материалы состоит в их нагреве [257], более вероятный механизм наблюдаемого изменения морфологии поверхности полипропилена заключается в появлении расплавленного приповерхностного слоя с возможным появлением пузырьков газа и их разрывом [258]. После импульса тока данная структура затвердевает за времена, сопоставимые с длительностью импульса, в результате чего формируется ориентированная развитая поверхность.

Ориентированное положение неровностей на поверхности, по-видимому, обусловлено структурой исходного материала. О влиянии структуры исходного материала свидетельствует тот факт, что «холмы» и «впадины» на поверхности модифицированных пластин, выполненных из одного исходного листа полипропилена, имеют одинаковую пространственную ориентацию (рисунок 4.46).

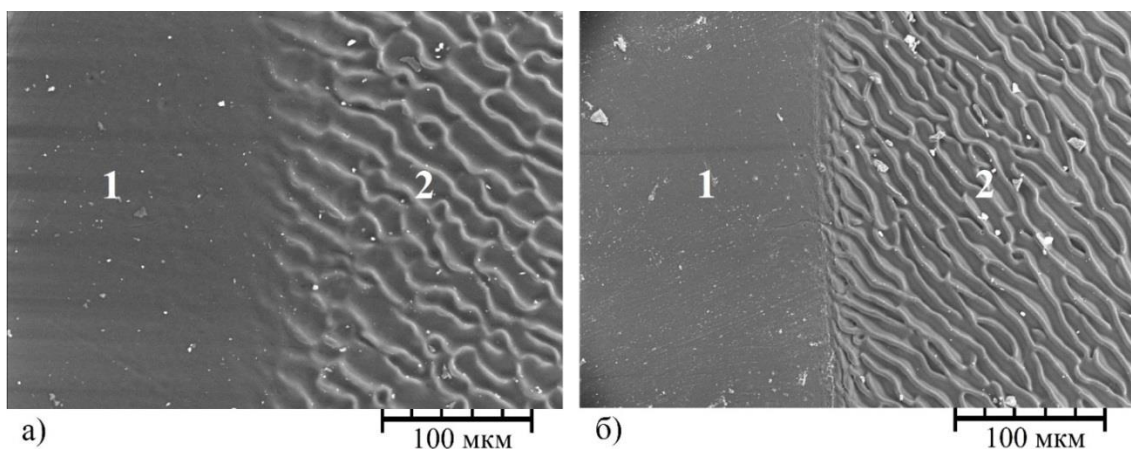


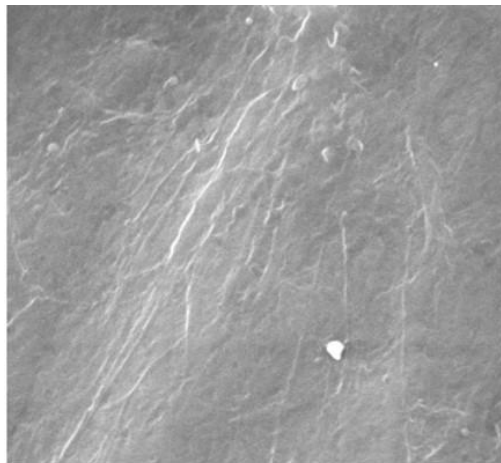
Рисунок 4.46 – Микрофотографии поверхности образцов из полипропилена после облучения одиночным импульсом (а) и серией импульсов  $N=10$  (б): 1 – исходная поверхность; 2 – область, подвергшаяся воздействию электронного пучка



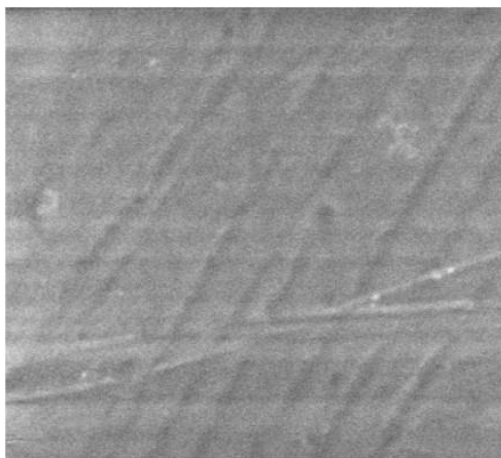
Проведенная ИК-спектроскопия образцов показала, что облучение импульсным электронным пучком не приводит к существенному изменению спектров поглощения полипропилена.

В качестве еще одного полимера, который облучался электронным пучком, использовался политетрафторэтилен (ПТФЭ). Экспериментальные образцы были изготовлены из листа промышленного политетрафторэтилена марки Фторопласт-4. Облучение образцов проводилось серией из 10 импульсов при ускоряющем напряжении  $U_a=8$  кВ, плотности тока  $j_b=4,5$  А/см<sup>2</sup>. Длительности импульсов тока  $\tau_n$  изменялись в диапазоне от 100 до 300 мкс с временным шагом 50 мкс.

На рисунке 4.47 представлены микрофотографии поверхности исходного (а) и обработанного электронным пучком (б) образцов из политетрафторэтилена.



а)



б)

Рисунок 4.47 – СЭМ-изображения образцов политетрафторэтилена в исходном состоянии (а), облученного пучком электронов с длительностью импульса 300 мкс (б)

Экспериментально установлено, что при облучении образцов из политетрафторэтилена импульсным электронным пучком при достижении плотностью вводимой энергии величины порядка  $w_b=3$  Дж/см<sup>2</sup> поверхность ПТФЭ становится более гладкой и приобретает глянец. Наиболее вероятной причиной наблюдаемого изменения морфологии поверхности ПТФЭ является расплавление приповерхностного слоя полимера с последующим затвердеванием за времена, сопоставимые с длительностью импульса. При больших плотностях вводимой энергии помимо расплавления наблюдается испарение материала, что, по-видимому, также обеспечивает сглаживание поверхности полимера. Исследования обработанных электронным пучком пластин из политетрафторэтилена с помощью ИК-спектроскопии не выявили существенных изменений в спектрах поглощения образцов.

На рисунке 4.48 показаны результаты измерений краевого угла смачивания исходного и облученных образцов. Можно заметить, что краевой угол смачивания ПТФЭ уменьшается как при контакте с водой, так и при контакте с глицерином, что свидетельствует об улучшении смачиваемости поверхности материала. При этом при контакте с водой значение  $\theta$  практически не зависит от длительности импульса, а при контакте с глицерином наблюдается наличие минимума при длительности импульса 150 мкс ( $\theta=74^\circ$ ).

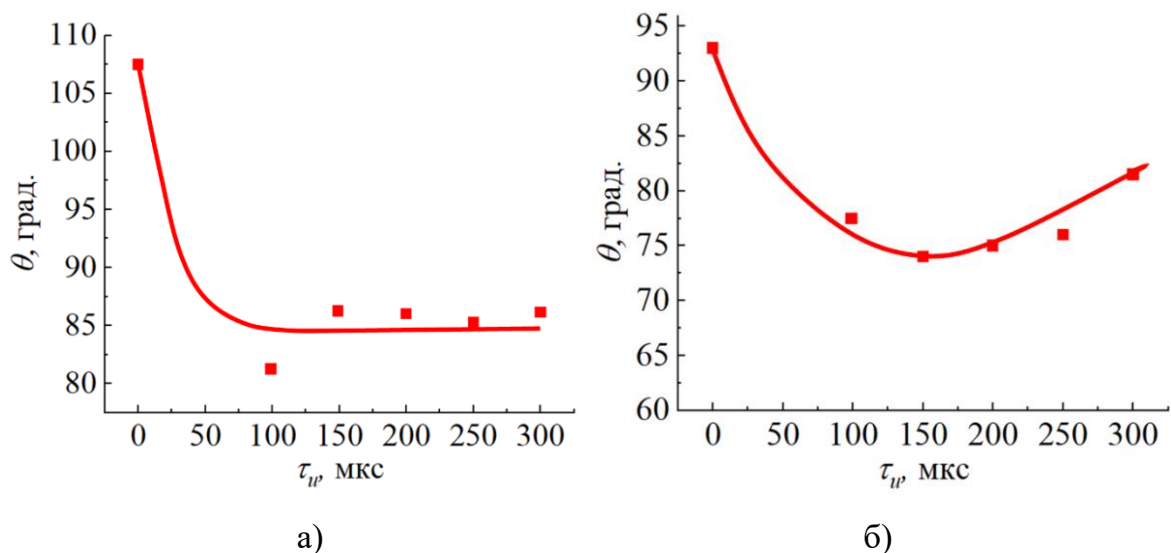


Рисунок 4.48 – Зависимость краевого угла смачивания  $\theta$  ПТФЭ от длительности импульса  $\tau_{и}$  при контакте с водой (а) и глицерином (б)

Оценка поверхностной энергии по уравнению Оуэнса–Вендта [259] показала, что поверхностная энергия ПТФЭ незначительно увеличивается после электронно-лучевой обработки (рисунок 4.49). Поверхностная энергия содержит две компоненты: дисперсионную (силы Ван-дер-Ваальса, другие неспецифические взаимодействия) и полярную (сильные взаимодействия и водородные связи). Исходное значение поверхностной энергии составляет 19,27 мН/м, при этом дисперсионная компонента значительно преобладает над полярной. При облучении поверхности ПТФЭ электронным пучком полярная и дисперсионная составляющие практически уравниваются (см. рисунок 4.49). Повышение общей поверхностной энергии облученного образца может быть связано со снижением шероховатости поверхности, о чем свидетельствуют данные АСМ (см. рисунок 4.49, кривая 4).

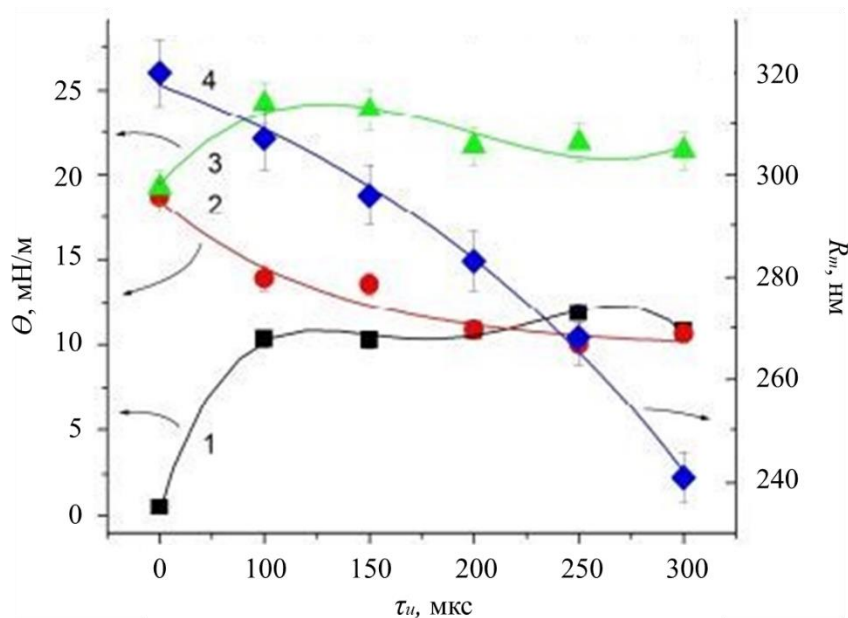


Рисунок 4.49 – Зависимости поверхностной энергии и шероховатости ПТФЭ от длительности импульса  $\tau_{и}$ : 1 – полярная компонента; 2 – дисперсионная компонента; 3 – общая поверхностная энергия; 4 – шероховатость поверхности

Из зависимости, представленной на рисунке 4.50, можно заметить, что микротвердость поверхности ПТФЭ после облучения пучком электронов возрастает примерно в 2 раза и составляет 0,075–0,095 ГПа для облученных образцов. Повышение микротвердости поверхности образцов свидетельствует о химических превращениях и структурно-фазовых изменениях, происходящих под воздействием пучка электронов.

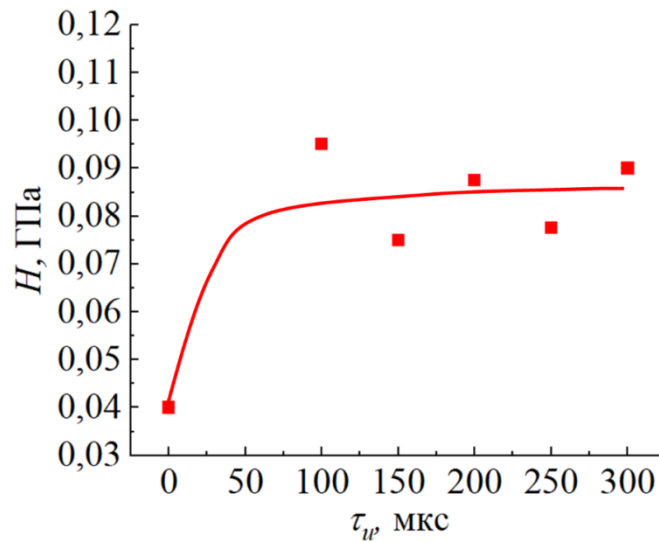


Рисунок 4.50 – Зависимость микротвердости поверхности ПТФЭ от длительности импульса  $\tau_{и}$

Политетрафторэтилен обладает исключительно низким коэффициентом трения, что определяется небольшой величиной межмолекулярных сил, не приводящих к сколько-нибудь значительному притяжению других веществ [260]. Нарушение симметрии ПТФЭ вследствие энергетического воздействия на его поверхность электронным пучком приводит к повышению коэффициента трения (рисунок 4.51). Коэффициент трения исходного образца изменяется от 0,02 до 0,08, причем основное изменение происходит за первые 200 с. Коэффициент трения облученного образца изменяется от 0,19 до 0,14 за первые 300 с и далее снижается лишь до 0,1 за весь период истирания, равный 2 000 с (на рисунке не показан).

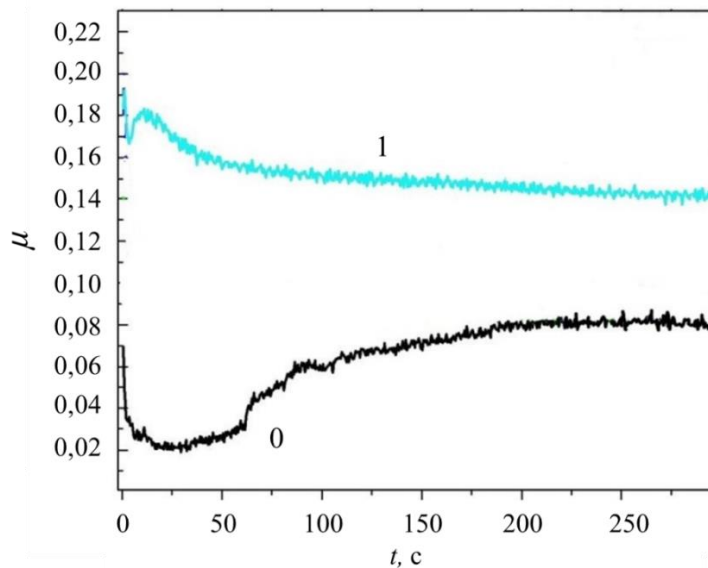


Рисунок 4.51 – Кривые истирания для исходного (0) и облученного (1) образцов

Таким образом, результаты представленных исследований показали возможности импульсной электронно-лучевой модификации поверхности различных диэлектриков, в частности, различных керамик и полимеров. Использование для этих целей широкоапертурных форвакуумных плазменных источников электронов, функционирующих в импульсном режиме, обеспечивает энергетическую эффективность воздействия на диэлектрики, при которой отражение электронов пучка несущественно.

#### 4.5 Выводы по главе 4

1. Плазменный источник широкоапертурных импульсных электронных пучков на основе тлеющего разряда с полым катодом обеспечивает в рабочем диапазоне давлений 1–20 Па при энергии электронов до 15 кэВ достижение следующих параметров электронного пучка: ток пучка до 120 А, длительность импульса от 20 мкс до 1 мс, частота следования импульсов от единичных до 50 ипм./с, плотность энергии пучка в импульсе до 10 Дж/см<sup>2</sup>, неравномерность распределения плотности тока по сечению пучка не более 10 %.

2. Плазменный источник широкоапертурных импульсных электронных пучков на основе дугового разряда обеспечивает в рабочем диапазоне давлений 3–30 Па при энергии электронов до 15 кэВ достижение максимального значения каждого из следующих параметров электронного пучка: ток пучка до 170 А, плотность тока пучка до 15 А/см<sup>2</sup>, длительность импульса от 20 мкс до 20 мс, частота следования импульсов от единичных до 50 ипм./с, полная энергия пучка в импульсе до 3 кДж, плотность энергии пучка в импульсе до 60 Дж/см<sup>2</sup> (при сжатии пучка до 700 Дж/см<sup>2</sup>), неравномерность распределения плотности тока по сечению пучка не более 15 %.

3. В форвакуумной области давлений в процессе облучения электронным пучком как изолированной металлической мишени, так и непроводящей мишени наводимый на ее поверхности отрицательный потенциал по абсолютной величине оказывается много меньше соответствующей энергии электронов пучка, что обеспечивает эффективную передачу энергии от пучка к облучаемому объекту.

4. Абсолютная величина отрицательного потенциала, внесенного пучком на поверхность непроводящей или изолированной металлической мишени, возрастает с увеличением тока пучка и энергии электронов и снижается с повышением давления газа.

При этом непроводящая мишень приобретает больший по модулю потенциал по сравнению с потенциалом изолированной металлической мишени.

5. Полученный электронный пучок позволяет производить поверхностную обработку диэлектриков, в частности, высокотемпературных керамик и различных полимеров, без создания специальных условий для нейтрализации заряда пучка.

6. Облучение электронным пучком керамических изделий приводит к изменению микроструктуры приповерхностного слоя образцов, увеличению микротвердости и уменьшению шероховатости поверхности.

7. При облучении электронным пучком поверхности полипропилена на ней образуются волнообразные ориентированные структуры. Степень изменения поверхности зависит от плотности тока пучка и длительности импульса. Напротив, обработка полиэтилена приводит к сглаживанию его поверхности. Также обработка полипропилена и полиэтилена приводит к уменьшению угла смачиваемости.

8. Воздействие электронного пучка на политетрафторэтилен приводит к сглаживанию его поверхности, уменьшению угла смачиваемости, увеличению микротвердости и коэффициента трения. При этом шероховатость обработанной поверхности уменьшается с увеличением длительности импульса.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы:

1. Установлено, что в форвакуумных плазменных источниках широкоапертурных импульсных электронных пучков на основе тлеющего разряда с полым катодом и дугового разряда с катодным пятном процесс инициирования разрядов стимулируется ионным потоком из плазмы слаботоочного высоковольтного тлеющего разряда, возникающего в ускоряющем промежутке при повышенных давлениях. При этом временная задержка зажигания основного разряда снижается с ростом ускоряющего напряжения и давления газа, определяющих значение тока высоковольтного тлеющего разряда в ускоряющем промежутке, а следовательно, и величину тока инициирующих ионов. Время формирования (длительность переднего фронта импульса тока) плазмообразующих тлеющего и дугового разрядов уменьшается с ростом давления газа и тока разряда, что обусловлено ионизацией рабочего газа в разрядном промежутке потоком электронов с поверхности катода. Для форвакуумного плазменного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом влияние давления оказывает более существенное влияние на процессы зажигания разряда, чем для источника на основе катодной дуги.

2. Показано, что в форвакуумных плазменных источниках широкоапертурных импульсных электронных пучков на основе катодной дуги в течение одного импульса тока разряда могут реализоваться два различных режима функционирования разряда, которые ассоциируются с формированием катодных пятен первого или второго рода. Первый (начальный) режим характеризуется более высоким напряжением горения дугового разряда и доминированием газовых ионов в разрядной плазме. Переход во второй режим сопровождается уменьшением напряжения горения и преобладанием в плазме металлических ионов материала катода. Длительность первого режима увеличивается с ростом давления рабочего газа и уменьшением амплитуды тока разряда. При этом время перехода от первого ко второму режиму заметно увеличивается с ростом давления рабочего газа и слабо уменьшается по мере роста тока разряда. Варьирование амплитудой тока разряда и давлением газа обеспечивает возможность исключения одного из режимов и обуславливает, таким образом, стабилизацию импульса тока дугового разряда и, соответственно, тока электронного пучка.

Для источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом также существует два режима функционирования разряда, обусловленных переходом плазмообразующего тлеющего разряда в дуговую форму. При этом длительность стабильного горения разряда уменьшается с увеличением плотности тока разряд и может быть увеличена в результате кондиционирования (тренировки) поверхности катода. Повышение давления газа приводит к увеличению времени стабильного горения разряда, что, по-видимому, связано с замедлением процесса накопления заряда на поверхности диэлектрических включений. Увеличение времени стабильного горения разряда в большей степени выражено для относительно малых токов разряда.

3. Показано, что использование специальных элементов конструкции плазменного эмиттера в импульсных широкоапертурных форвакуумных плазменных источниках электронов приводит к улучшению равномерности концентрации разрядной плазмы вблизи эмиссионной поверхности, а именно:

– размещение в полном катоде тлеющего разряда металлического цилиндра позволяет обеспечить распределение плотности эмиссионной плазмы по сечению в области отбора электронов с неравномерностью не более 10 %;

– использование перераспределяющего электрода и ограничение тока на полу (цилиндрическую) часть анода в источнике электронов на основе дугового разряда с катодным пятном позволило как увеличить концентрацию плазмы в области отбора электронов, так и повысить однородность ее параметров (неравномерность не более 15 %).

4. Установлено, что в процессе генерации импульсного электронного пучка форвакуумным плазменным источником электронов предельные параметры источника (ток и плотность тока пучка, длительность импульса и энергия) в значительной степени определяются обратным потоком ионов из пучковой плазмы, образующейся в области, прилегающей к ускоряющему промежутку в пространстве дрейфа электронного пучка. При этом величина обратного ионного потока может достигать 10 % от тока пучка, что, как минимум, на порядок больше, чем в источниках электронов, функционирующих в традиционной области давлений ( $10^{-2} - 10^{-1}$  Па). При этом в большей степени обратный ионный поток, оказывает влияние на условия функционирования и параметры плазменного электронного источника на основе тлеющего разряда с полым катодом.



5. Установлено, что в форвакуумной области давлений в отличие от источников сфокусированных пучков электронов, для которых доминирующим является «плазменный» тип пробоя, для плазменных широкоапертурных источников электронов, функционирующих в импульсном режиме работы, нарушение электрической прочности ускоряющего промежутка обусловлено так называемым «межэлектродным» типом пробоя.

6. Определены основные факторы, обуславливающие неоднородность распределения плотности тока электронного пучка в импульсных широкоапертурных форвакуумных плазменных источниках:

- радиальная неравномерность распределения концентрации разрядной плазмы;
- нарушение плоскопараллельности конфигурации эмиссионного и ускоряющего электродов;

- влияние обратного потока ионов, локальная пространственная неоднородность которого из-за положительной обратной связи приводит к многократному усилению неравномерности плотности тока электронного пучка;

- собственное магнитное поле, приводящее к сжатию пучка в процессе его транспортировки (при больших токах).

В системах тлеющего разряда с полым катодом влияние обратного потока превалирует над неоднородностью радиального распределения плазмы, тогда как для дуговых разрядов с катодным пятном обратный ионный поток в меньшей степени влияет на равномерность распределения плотности тока.

7. Установлено, что при транспортировке широкоапертурного импульсного пучка электронов в форвакуумной области давлений в рабочем диапазоне параметров функционирования источника электронов (токи разряда и эмиссии, давление газа, длительность импульса, ускоряющее напряжение, расстояние до мишени/коллектора) ток электронного пучка в результате его рассеивания на столкновениях с молекулами газа уменьшается не более чем на 20 %.

8. Использование в форвакуумных плазменных источниках широкоапертурных импульсных электронных пучков двухэлектродной многоапертурной системы извлечения вместо сеточных электродов хотя и сокращает площадь эмиссионной поверхности плазмы, но вместе с тем снижает потери тока электронов на ускоряющем

электроде с 30 до 5 % при сохранении высокой однородности распределения плотности тока пучка.

9. Показано, что в форвакуумной области давлений в процессе облучения импульсным электронным пучком как изолированной металлической мишени, так и непроводящей мишени, наводимый на ее поверхности отрицательный потенциал по абсолютной величине оказывается много меньше соответствующей энергии электронов пучка, что обеспечивает эффективную передачу энергии от пучка к облучаемому объекту. При этом абсолютная величина отрицательного потенциала, внесенного пучком на поверхность непроводящей или изолированной металлической мишени, возрастает с увеличением тока пучка и энергии электронов и снижается с повышением давления газа. Также установлено, что непроводящая мишень приобретает больший по модулю потенциал по сравнению с потенциалом изолированной металлической мишени.

10. В результате проведенных исследований созданы плазменные источники широкоапертурных импульсных электронных пучков:

– на основе тлеющего разряда с полым катодом, обеспечивающие в рабочем диапазоне давлений 1–20 Па при энергии электронов до 15 кэВ достижение максимального значения каждого из следующих параметров электронного пучка: ток пучка до 120 А, длительность импульса от 20 мкс до 1 мс, частота следования импульсов от единичных до 50 ипм./с, плотность энергии пучка в импульсе до 10 Дж/см<sup>2</sup>, неравномерность распределения плотности тока по сечению пучка не более 10 %;

- на основе дугового разряда обеспечивающие в рабочем диапазоне давлений 3–30 Па при энергии электронов до 15 кэВ достижение максимального значения каждого из следующих параметров электронного пучка: ток пучка до 170 А, плотность тока пучка до 15 А/см<sup>2</sup>, длительность импульса от 20 мкс до 20 мс, частота следования импульсов от единичных до 50 ипм./с, полная энергия пучка в импульсе до 3 кДж, плотность энергии пучка в импульсе до 60 Дж/см<sup>2</sup> (при сжатии пучка до 700 Дж/см<sup>2</sup>), неравномерность распределения плотности тока по сечению пучка не более 15 %.

11. Продемонстрировано применение полученных электронных пучков для поверхностной обработки различных непроводящих материалов, в частности,

высокотемпературных керамик и различных полимеров, без создания специальных условий для нейтрализации заряда пучка:

– облучение алюмооксидной керамики приводит к изменению микроструктуры приповерхностного слоя образцов, увеличению микротвердости и уменьшению шероховатости поверхности;

– обработка поверхности полипропилена приводит к образованию на ней волнообразных ориентированных структур, уменьшению угла смачиваемости. Степень изменения поверхности зависит от плотности тока пучка и длительности импульса;

– обработка полиэтилена приводит к сглаживанию его поверхности и уменьшению угла смачиваемости;

– воздействие электронного пучка на политетрафторэтилен приводит к сглаживанию его поверхности, уменьшению угла смачиваемости, увеличению микротвердости и коэффициента трения. При этом шероховатость обработанной поверхности уменьшается с увеличением длительности импульса.

Совокупность представленных в диссертационной работе результатов исследований, научно обоснованных технических и технологических решений может быть квалифицирована как решение важной научной проблемы создания широкоапертурных импульсных электронных источников, обеспечивающих возможность генерации электронных пучков в области повышенных давлений форвакуумного диапазона с параметрами электронного пучка, достаточными для непосредственной эффективной электронно-лучевой модификации поверхностных свойств диэлектрических материалов.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить своего научного консультанта, д.т.н. Ефима Михайловича Окса, а также д.т.н. Виктора Алексеевича Бурдовицина, д.т.н. Юрия Георгиевича Юшкова, к.т.н. Андрея Викторовича Казакова и других сотрудников научной лаборатории плазменной электроники кафедры физики ТУСУРа за помощь в проведении исследований и обсуждении результатов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bayless, J. The plasma-cathode electron gun / J. Bayless, R. Knechtli, G. Mercer // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1974. – Vol. 10, N 2. – P. 213-218. – doi: 10.1109/JQE.1974.1145795.
2. Габович, М.Д. Физика и техника плазменных источников ионов / М.Д. Габович. – М.: Атомиздат, 1972. – 304 с.
3. Крейндель, Ю.Е. Плазменные источники электронов / Ю.Е. Крейндель. – М.: Атомиздат, 1977.
4. Месяц, Г.А. Эктоны. – Ч. 1 / Г.А. Месяц. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. – 184 с.
5. Месяц, Г.А. Эктоны. – Ч. 2 / Г.А. Месяц. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1994. – 248 с.
6. Gushenets, V.I. Nanosecond high current and high repetition rate electron source / V.I. Gushenets, N.N. Koval, P.M. Schanin, V.S. Tolkachev // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1999. – Vol. 27, N 4. – P. 1055–1059.
7. Bayless, J.R. Plasma-cathode electron gun / J.R. Bayless // Review of Scientific Instruments. – 1975. – Vol. 46, N 9. – P. 1158–1160. – doi:10.1063/1.1134434.
8. Плазменный катод электронного ускорителя с большим сечением пучка / Н.В. Гаврилов, В.В. Осипов, О.А. Буреви [и др.] // Письма в журнал технической физики. – 2005. – Т. 31, № 3. – С. 72–78.
9. Бурдовицин, В.А. Электронный источник с плазменным катодом для генерации ленточного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / В.А. Бурдовицин, Ю.А. Бурачевский, Е.М. Окс, М.В. Федоров // Приборы и техника эксперимента. – 2003. – № 2. – С. 127–129.
10. Метель, А.С. Расширение рабочего диапазона давлений тлеющего разряда с полым катодом / А.С. Метель // Журнал технической физики. – 1984. – Т. 54, № 2. – С. 241–247.
11. Райзер, Ю.П. Физика газового разряда: учеб. руководство для вузов. – 2-е изд., перераб. и доп. / Ю.П. Райзер. – М: Наука, гл. ред. физ.-мат. лит., 1992. – 536 с.
12. Эмиссионные свойства плазменного катода на основе тлеющего разряда для генерации пучка электронов наносекундной длительности / В.И. Гушенец, Н.Н. Коваль,

В.С. Толкачев, П.М. Щанин // Журнал технической физики. – 1999. – Т. 69, № 11. – С. 62–65.

13. Gushenets, V.I. Formation of hollow-cathode nanosecond high-current glow discharge / V.I. Gushenets, P.M. Schanin // 24 International Conference on Phenomena in Ionized Gases Proceedings. – 1999. – Vol. 2. – P. 231–232.

14. Девятков, В.Н. Электронный газонаполненный диод на основе тлеющего разряда / В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, П.М. Щанин // Журнал технической физики. – 2001. – Т. 75, № 5. – С. 20–24.

15. Electron beam generation in a diode with a gaseous plasma electron source I: Plasma source based on a hollow anode ignited by a multi-arc system / A. Krokmal, J.Z. Gleizer, Ya.E. Krasik, J. Felsteiner // Journal of Applied Physics. – 2003. – Vol. 94, N 44. – <https://doi.org/10.1063/1.1577228>.

16. Мартенс, В.Я. Управление распределением плотности тока по поверхности плазменного эмиттера большой площади / В.Я. Мартенс, Е.Ф. Шевченко / Письма в журнал технической физики. – 2011. – Т. 37, № 8. – С. 71–78.

17. Генерация плазмы с повышенной степенью ионизации в импульсном сильноточном тлеющем разряде низкого давления с полым катодом / В.В. Яковлев, В.В. Денисов, Н.Н. Коваль [и др.] // Известия вузов. Физика. – 2020. – Т. 63, № 10. – С. 109–116.

18. Месяц, Г.А. Эктоны в вакуумной дуге / Г.А. Месяц // Письма в журнал технической физики. – 1994. – Т. 60, № 7. – С. 514–217.

19. Месяц, Г.А. Эктонный механизм генерации ионных потоков вакуумной дуги / Г.А. Месяц, С.А. Баренгольц // Известия вузов. Физика. – 2001. – Т. 44, № 9. – С. 5–8.

20. Brown, I.G. Vacuum arc ion sources / I.G. Brown // Review of Scientific Instruments. – 1994. – Vol. 65. – P. 3061–3081.

21. Окс, Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е.М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.

22. Бугаев, А.С. Исследования направленных скоростей ионов в вакуумном дуговом разряде эмиссионными методами / А.С. Бугаев, В.И. Гушенец, А.Г. Николаев [и др.] // Журнал технической физики. – 2000. – Т. 70, № 9. – С. 37–43.

23. Kimblin, C.W. Erosion and ionization in the cathode spot regions of vacuum arcs / C.W. Kimblin // Journal of Applied Physics. – 1973. – Vol. 44, N 7. – P. 3074–3081.

24. Андреев, А.А. Электронно-магнитная модель катодного пятна вакуумной дуги / А.А. Андреев // Вопросы атомной науки и техники. – 2003. – № 4. – С. 203–207.
25. Кесаев, И.Г. Катодные процессы электрической дуги / И.Г. Кесаев. – М.: Наука, 1968. – 244 с.
26. Высоковольтный электронный источник с плазменным эмиттером для формирования пучков большого сечения / Н.В. Гаврилов, Б.М. Ковальчук, Ю.Е. Крейнделъ [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 1981. – № 3. – С. 152–154.
27. Окс, Е.М. Высоковольтный источник электронов с плазменным катодом и высокой плотностью энергии пучка в импульсе / Е.М. Окс, П.М. Щанин // Приборы и техника эксперимента. – 1988. – № 3. – С. 166–169.
28. Девятков, В.Н. Генерация и транспортировка сильноточных низкоэнергетичных электронных пучков в системе с газонаполненным диодом / В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, П.М. Щанин // Журнал технической физики. – 1998. – Т. 68, № 1. – С. 44–48.
29. Коваль, Н.Н. Источники электронов с сеточным плазменным эмиттером: прогресс и перспективы / Н.Н. Коваль, В.Н. Девятков, М.С. Воробьев // Известия вузов. Физика. – 2020. – Т. 63, № 10. – С. 7–16.
30. Anders, A. Cathodic arcs: from fractal spots to energetic condensation / A. Anders. – New York: Springer, 2008. – 555 p.
31. Условия существования и предельные параметры импульсной контрагированной дуги низкого давления / Н.В. Гаврилов, Ю.Е. Крейнделъ, Е.М. Окс, П.М. Щанин // Журнал технической физики. – 1984. – Т. 54, № 1. – С. 66–72.
32. Переход дугового разряда низкого давления из контрагированного в каскадный режим горения / Н.В. Гаврилов, Ю.Е. Крейнделъ, Е.М. Окс, П.М. Щанин // Журнал технической физики. – 1983. – Т. 53, № 10. – С. 1947–1951.
33. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. I / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Терюканов // Журнал технической физики. – 1986. – Т. 56, № 1. – С. 66–71.
34. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. II / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Терюканов // Журнал технической физики. – 1986. – Т. 56, № 4. – С. 687–693.

35. Электронная пушка непрерывного действия с плазменным катодом большой площади / Ю.Е. Крейндель, В.Я. Мартенс, В.Я. Съедин, С.В. Гавринцев // Приборы и техника эксперимента. – 1982. – № 4. – С. 178–180.

36. Установка для обработки поверхности металлов электронным пучком / Н.Н. Коваль, В.Н. Девятков, П.М. Щанин [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 1. – С. 135–140.

37. The automated installation for surface modification of metal and ceramic-metal materials and products by intensive pulse sub-millisecond electron beam / S.V. Grigoriev, V.N. Devjatkov, N.N. Koval, A.D. Teresov // 9th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows: Proceedings. – Tomsk: Publishing house of the IAO SB RAS. – 2008. – P. 19–22.

38. Крейндель, Ю.Е. Импульсный источник электронов с плазменным эмиттером на основе каскадной дуги / Ю.Е. Крейндель, Е.М. Окс, П.М. Щанин // Приборы и техника эксперимента. – 1984. – № 4. – С. 127–130.

39. Бугаев, С.П. Электронные пучки большого сечения / С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин. – М: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.

40. Гушенец, В.И. Генерация сильноточных электронных пучков наносекундной длительности с высокой частотой повторения импульсов / В.И. Гушенец, Н.Н. Коваль, П.М. Щанин // Письма в журнал технической физики. – 1990. – Т. 16, № 8. – С. 12–16.

41. A long-pulse 300 keV electron gun with a plasma cathode for high-pressure gas lasers / S.W.A. Gielkens [et al.] // Review of Scientific Instruments. – 1996. – Vol. 67, N 7. – P. 2449–2452.

42. Электронный диодный ускоритель с большим сечением пучка / Г.С. Казьмин, Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейндель [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 1977. – № 4. – С. 19–20.

43. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993.

44. Воробьев, М.С. Источник электронов с многоапертурным плазменным эмиттером и выводом пучка в атмосферу / М.С. Воробьев, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакшин // Приборы и техника эксперимента. – 2015. – № 5. – С. 112–120.

45. Мартенс, В.Я. Проникновение плазмы из отражательного разряда в полый электрод при низком давлении газа / В.Я. Мартенс // Журнал технической физики. – 2002. – Т. 72, № 11. – С. 44–51.
46. Инжекционный тиратрон коаксиальной конструкции / А.М. Ефремов, Б.М. Ковальчук, Ю.Е. Крейндель, В.С. Толкачев // Приборы и техника эксперимента. – 1986. – № 4. – С. 99–101.
47. Генерация и транспортировка интенсивных субмиллисекундных электронных пучков в вакуумных диодах с плазменным катодом / В.Т. Астрелин, М.С. Воробьёв, И.В. Кандауров [и др.] // Плазменная эмиссионная электроника. – Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2018. – С. 12–20.
48. Источник электронов с многодуговым плазменным эмиттером для получения мегаваттных пучков субмиллисекундной длительности / М.С. Воробьёв, С.А. Гамермайстер, В.Н. Девятков [и др.] // Письма в журнал технической физики. – 2014. – № 12. – С. 24–30.
49. Формирование и транспортировка интенсивного субмиллисекундного пучка в продольном магнитном поле в источнике электронов с сетчатым плазменным катодом / М.С. Воробьёв, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакшин // Известия вузов. Физика. – 2017. – Т. 60, № 8. – С. 109–114.
50. Назаров, Д.С. Генерация низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом / Д.С. Назаров, Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский // Известия вузов. Физика. – 1994. – № 3. – С. 100–114.
51. Production and application of low-energy, high-current electron beams / G.E. Ozur, D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein, A.B. Markov // Laser & Particle Beams. – 2003. – Vol. 21, N 2. – P. 157–173.
52. Озур, Г.Е. Источник широкоапертурных низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом на основе отражательного разряда / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, К.В. Карлик // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 6. – С. 58–65.
53. О движении эмиссионной границы катодной плазмы поперек однородного магнитного поля в диодах со взрывной эмиссией / С.П. Бугаев, А.А. Ким, В.И. Кошелев, П.А. Хряпов // Известия АН СССР. Серия физическая. – 1982. – Т. 46, № 7. – С. 1300–1305.



54. Лоза, О.Т. Генерация сильноточных релятивистских электронных пучков со стабильными в течение микросекунды параметрами с помощью взрывоэмиссионных катодов / О.Т. Лоза // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78, № 11. – С. 93–98.

55. Pulsed electron-beam annealing of ion-implanted damage / A.C. Greenwald, A.R. Kirkpatrick, R.G. Little, J.A. Minnucci // J. Appl. Phys. – 1979. – Vol. 50, N 2. – P. 783–787.

56. Об использовании электронных пучков для отжига полупроводников / Н.С. Лидоренко, Г.А. Месяц, С.В. Рябиков [и др.] // Журнал технической физики. – 1981. – Т. 51, № 6. – С. 1303–1305.

57. Взрывоэмиссионные наносекундные источники низкоэнергетических электронов для поверхностной обработки материалов / Б.А. Коваль, Г.А. Месяц, Г.Е. Озур [и др.] // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. – Новосибирск: Наука, 1983. – С. 26–39.

58. Назаров, Д.С. Источник плотных импульсных электронных пучков с энергиями электронов до 40 кэВ / Д.С. Назаров, Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский // Приборы и техника эксперимента. – 1996. – № 4. – С. 83–88.

59. Получение плотных электронных пучков в пушке с плазменным анодом на основе отражательного разряда / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, Д.С. Назаров, К.В. Карлик // Письма в журнал технической физики. – 1997. – Т. 23, № 10. – С. 42–46.

60. Озур, Г.Е. Формирование субмикросекундных низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков с плазменным анодом / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский // Письма в журнал технической физики. – 1988. – Т. 14, № 5. – С. 413–416.

61. Кизириди, П.П. Характеристики сильноточной электронной пушки с плазменным анодом на основе гибридного разряда / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур // Журнал технической физики. – 2020. – Т. 90, № 2. – С. 312–317.

62. Динамика импульсного магнетронного разряда в сильноточной электронной пушке / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур, Л.А. Зюлькова [и др.] // Журнал технической физики. – 2017. – Т. 87, № 11. – С. 1641–1648.

63. Kiziridi, P.P. High-current electron gun with a planar magnetron integrated with an explosive-emission cathode / P.P. Kiziridi, G.E. Ozur // Vacuum. – 2017. – Vol. 143. – P. 444–446.

64. Установка РИТМ-СП для формирования поверхностных сплавов / А.Б. Марков, А.В. Миков, Г.Е. Озур, А.Г. Падей // Приборы и техника эксперимента. – 2011. – № 6. – С. 122–126.
65. Кизириди, П.П. Взрывоэмиссионные катоды с резистивной развязкой для сильноточных плазмонаполненных диодов / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур // Приборы и техника эксперимента. – 2019. – № 4. – С. 67–72.
66. Озур, Г.Е. О плотности тока СЭП, формируемого в динамическом двойном слое / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский // Письма в журнал технической физики. – 1990. – Т. 16, № 4. – С. 46–49.
67. Озур, Г.Е. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков на основе пушек с плазменным анодом и взрывоэмиссионным катодом: дис. д-ра техн. наук. – Томск, 2008. – 287 с.
68. High-efficiency finishing process for metal mold by large-area electron beam irradiation / Y. Uno, A. Okada, K. Uemura [et al.] // Precision Engineering. – 2005. – Vol. 29. – P. 449–455.
69. Механизм упрочнения сталей при циклическом воздействии низкоэнергетичным сильноточным электронным пучком / В.И. Итин, И.С. Кашинская, С.В. Лыков [и др.] // Письма в журнал технической физики. – 1991. – Т. 17, № 5. – С. 89–93.
70. Озур, Г.Е. Генерация низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в пушках с плазменным анодом / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский // Физика плазмы. – 2018. – Т. 44, № 1. – С. 21–44.
71. Lampson, A.I. A plasma diode electron-beam for low-density flow visualization / A.I. Lampson // AJAA, pap. – 1977. – N 322. – P. 1–8.
72. Кармикаэль, К.Г.Г. Электронная пушка на газовом разряде для получения субмикросекундных импульсов электронов высокой энергии / К.Г.Г. Кармикаэль, Р.К. Гарнсуорси, Л.Е.С. Матиас // Приборы для научных исследований. – 1973. – № 6. – С. 30–35.
73. Pulsed atmospheric-pressure carbon-dioxide laser initiated by a cold-cathode glow discharge electron gun / A. Crocker, H. Foster, H.M. Rampson, J.H. Holliday // Electronics Lett. – 1972. – Vol. 8, N 18. – P. 460–461.

74. Новиков, А.А. Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой / А.А. Новиков. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
75. Isaacs, G.G. A cold-cathode glow discharge electron gun for high-pressure CO<sub>2</sub> laser ionization / G.G. Isaacs, D.L. Jordan, P.Y. Dooley // J. Phys. and Sci. Instrum. – 1979. – Vol. 12. – P. 115–118.
76. Pigache, D. A secondary emission electron gun for high pressure gas lasers and plasma chemical reactions / D. Pigache, Y. Bonnet, G. Tornier // Proc. Intern. Conf. on phenom. in ionized gases. Minsk. – 1981. – P. 865–866.
77. Сравнение широкоапертурных низкоэнергетичных ускорителей электронов на основе высоковольтного тлеющего разряда с ускорителями на основе протяженных термоэммиттеров / Г.А. Баранов, В.А. Гурашвили И.Д. Джигайло [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2020. – № 2. – С. 102–108.
78. Широкоапертурные низкоэнергетичные ускорители электронов АО «НИИЭФА» на основе высоковольтного тлеющего разряда / С.Л. Косоголов, Н.А. Успенский, В.Я. Шведюк [и др.] // Известия вузов. Физика. – 2020. – № 10. – С. 41–47.
79. Пустынский, Л.Н. Осевое сжатие и некоторые предельные характеристики высоковольтного тлеющего разряда / Л.Н. Пустынский, С.Р. Холев, Г.В. Якушин // Теплофизика высоких температур. – 1982. – Т. 20, № 2. – С. 207–214.
80. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов, Ю.Е. Крейндель, А.А. Новиков, Л.П. Шантурин. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
81. Pigache, D. A secondary emission electron gun for high pressure molecular lasers / D. Pigache, G. Tournier // Vacuum Sci. Technol. – 1975. – Vol. 12, № 6. – P. 1197–1199.
82. Патент США 4025812. Wire ion plasma electron gun.
83. Гаврилов, Н.В. 250-кВ диод с ионно-электронной эмиссией, возбуждаемой импульсной контрагированной дугой / Н.В. Гаврилов, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин // Журнал технической физики. – 1985. – Т. 55, № 9. – С. 1886–1888.
84. Денисов, С.С. Применение несамостоятельного тлеющего разряда для генерации электронного пучка большого сечения / С.С. Денисов, Н.А. Успенский, В.П. Федяков / Препринт К-0566. – Л.: НИИЭФА, 1982.

85. Источник электронов с плазменным катодом для генерации сфокусированного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / В.А. Бурдовицин, И.С. Жирков, Е.М. Окс [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 6. – С. 66–68.

86. Генерация электронных пучков в форвакуумной области давлений / Ю.А. Бурачевский, В.А. Бурдовицин, М.Н. Куземченко [и др.] // Известия вузов. Физика. – 2001. – № 9. – С. 85–89.

87. Мытников, А.В. Источник электронов с плазменным катодом для генерации пучков в форвакуумном диапазоне давлений / А.В. Мытников, Е.М. Окс, А.А. Чагин // Приборы и техника эксперимента. – 1998. – № 2. – С. 95–98.

88. Разработка и возможные применения плазменной электронной пушки в области повышенных давлений / Ю.А. Бурачевский, В.А. Бурдовицин, И.С. Жирков [и др.] // Материалы международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления». – Томск. – 2004. – С. 175–177.

89. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом / В.Л. Галанский, В.А. Груздев, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе // Известия вузов. Физика. – 1992. – Т. 35, № 5. – С. 5–23.

90. Бурдовицин, В.А. Плазменный электронный источник / В.А. Бурдовицин, М.Н. Куземченко, Е.М. Окс. – Патент Российской Федерации № 2215383.

91. Бурдовицин, В.А. Плазменные источники электронов на основе разряда с полым катодом для генерации непрерывных пучков в форвакуумном диапазоне давлений: дис. д-ра техн. наук. – Томск: ТУСУР, 2005.

92. Инициирование разряда в плазменном источнике электронов с полым катодом / И.С. Жирков, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс, И.В. Осипов // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76, № 10. – С. 128–131.

93. Жирков, И.С. Плазменный источник электронов для генерации сфокусированных непрерывных электронных пучков в форвакуумной области давлений: дис. канд. техн. наук. – Томск: ТУСУР, 2008.

94. Бурдовицин, В.А. Об электрической прочности ускоряющего промежутка плазменного источника электронов в форвакуумном диапазоне давлений / В.А. Бурдовицин, М.Н. Куземченко, Е.М. Окс // Журнал технической физики. – 2002. – Т. 72, № 7. – С. 134–136.

95. Особенности формирования однородного ленточного пучка электронов плазменным источником в форвакуумной области давлений / В.А. Бурдовицин, Ю.А. Бурачевский, Е.М. Окс, М.В. Федоров // Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74, № 1. – С. 104–107.

96. О предельном рабочем давлении плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом / Ю.А. Бурачевский, В.А. Бурдовицин, А.В. Мытников, Е.М. Окс // Журнал технической физики. – 2001. – Т. 71, № 2. – С. 48–50.

97. Федоров, М.В. Плазменный источник электронов для генерации пучка ленточной конфигурации в форвакуумном диапазоне давлений: дис. канд. техн. наук. – Томск: ТУСУР, 2005.

98. Касенюк, А.Н. Анализ траекторий заряженных частиц в плазменном источнике электронов при повышенном давлении газа / А.Н. Касенюк, М.В. Федоров // Материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых специалистов «Научная сессия ТУСУР-2005». – Томск, 2005. – Ч. 2. – С. 21–23.

99. Зенин, А.А. Генерация стационарных электронных пучков форвакуумным плазменным источником в области давлений 100 Па / А.А. Зенин, А.С. Климов, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 39, № 10. – С. 9–14.

100. Пат. Российская Федерация, МПК H05H 5/00 (2006.01). Газоразрядный электронный источник / В.А. Бурдовицин, А.К. Гореев, А.А. Зенин, А.С. Климов, Е.М. Окс; заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники». – № 2011144541/07; заявл. 02.11.2011; опубл. 27.05.2012, Бюл. № 15. – 2 с.: ил.

101. Климов, А.С. Форвакуумный плазменный источник ленточного электронного пучка с повышенной плотностью тока на основе разряда с протяженным полым катодом: дис. канд. техн. наук. – Томск: ТУСУР, 2009.

102. Климов, А.С. Поведение керамических материалов при термической обработке электронным лучом / А.С. Климов, А.В. Барков // Физика твердого тела: Сборник материалов XI Российской научной студенческой конференции. – Томск: Томский государственный университет, 2008. – С. 167–170.

103. Климов, А.С. О возможности применения электронного пучка для обработки диэлектрических материалов / А.С. Климов // Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технологии»: в 3-х т. – Т. 3. – Томск: Изд-во ТПУ, 2008. – С. 66–68.

104. Формирование ленточного электронного пучка форвакуумным плазменным источником электронов / А.С. Климов, В.А. Бурдовицин, А.А. Гришков [и др.] // Прикладная физика. – 2015. – № 1. – С. 35–39.

105. Пат. 2434726 РФ, МПК В23К15/04. Способ электронно-лучевой сварки керамических деталей / В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, Е.М. Окс, А.В. Медовник. – № 2009129422/02; заявл. 30.07.2009, опубл. 27.11.2011, Бюл. № 33.

106. Электронно-лучевая сварка керамики с металлом с использованием форвакуумного плазменного источника электронов / А.К. Гореев, В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, Е.М. Окс // Перспективные материалы. – 2012. – № 3. – С. 77–80.

107. Klimov, A. Forevacuum plasma source of continuous electron beam / A. Klimov, I. Bakeev, E. Oks, A. Zenin // Laser and Particle Beams. – 2019. – P. 1–6. – <https://doi.org/10.1017/S0263034619000375>.

108. Пат. 148124 РФ, МПК С04В 35/64 (2006.01). Держатель образцов для электронно-лучевого спекания непроводящей керамики / А.С. Климов, А.А. Зенин, Е.М. Окс. – № 2014126025/03; заявл. 26.06.2014, опубл. 27.11.2014, Бюл. № 33.

109. Казаков, А.В. Электронно-лучевой синтез диоксидциркониевой керамики / А.В. Казаков, А.С. Климов, А.А. Зенин // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2012. – Т. 2, № 26. – С. 186–189.

110. Двухстороннее электронно-лучевое спекание алюмооксидной керамики / А.И. Копейкин, А.С. Климов, А.С. Жигалкина, А.А. Зенин // Материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых: в 5 ч. – Ч. 2. – Томск: В-Спектр, 2013. – С. 139–141.

111. Казаков, А.В. Спекание алюмооксидной керамики электронным пучком в форвакууме / А.В. Казаков, А.С. Климов // Современные материалы, техника и технологии. – 2015. – № 2 (2). – С. 59–64.

112. Особенности влияния режимов электронно-лучевого спекания на плотность спеченной керамики на основе карбида кремния / В.В. Каранский, А.С. Климов, Е.В. Саврук [и др.] // Электронные средства и системы управления: материалы докладов

XI Международной научно-практической конференции: в 2 ч. – Ч. 1. – Томск: В-Спектр, 2015. – С. 91–94.

113. Каранский, В.В. Тепловые процессы при электронно-лучевом спекании SiC-керамики в форвакуумном диапазоне давлений / В.В. Каранский, А.С. Климов, А.А. Зенин // Научная сессия ТУСУР–2015: материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых: в 5 ч. – Ч. 2. – Томск: В-Спектр, 2015. – С. 304–306.

114. Электронно-лучевое испарение керамики в форвакуумном диапазоне давлений / А.С. Климов, А.А. Зенин, Е.М. Окс [и др.] // Прикладная физика. – 2016. – № 3. – С. 40–44.

115. Improvement of microcathode arc thruster lifetime by deposition of boron-containing coating. Denis / B. Zolotukhin, A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov, E.M. Oks // Journal of Propulsion and Power. – 2020.

116. Бурдовицин, В.А. Параметры «плазменного листа», генерируемого ленточным электронным пучком в форвакуумной области давлений / В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс, М.В. Федоров // Известия вузов. Физика. – 2004. – № 3. – С. 74–77.

117. Plasma electron source for generating a ribbon beam in the forevacuum pressure range / A.S. Klimov, I.Yu. Bakeev, E.M. Oks [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2020. – Vol. 91. – P. 043505. – doi: 10.1063/1.5130954.

118. Бурдовицин, В.А. Получение углеродных покрытий в плазме, генерируемой в форвакуумной области давлений ленточным электронным пучком / В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс, М.В. Федоров // Физика и химия обработки материалов. – 2005. – № 1. – С. 66–69.

119. Burdovitsin, V. Carbon film deposition in hydrocarbon plasma produced by ribbon electron beam at fore-pump pressure / V. Burdovitsin, M. Fedorov, E. Oks // Proc. 7th International conference on modification of materials with particle beams and plasma flows. – 25-29 July, 2004. – Tomsk. – С. 437–439.

120. Initiation of plasma chemistry reaction with electron beam, produced by plasma electron gun / V. Burdovitsin, Yu. Burachevsky, E. Oks [et al.] // Proc. Of 16th Int. Symp. On Plasma Chemistry. Taormina, Italy. – 2003. ISPC-743.pdf.

121. Initial stage of discharge development in fore-vacuum plasma electron source / E.M. Oks, A.V. Medovnik, V.A. Burdovitsin, V.I. Gushenets // Известия вузов. Физика. – 2007. – Vol. 50. – N 9 (2). – P. 202–205.

122. Медовник, А.В. Временные характеристики импульсного источника электронов, функционирующего в форвакуумной области давлений / А.В. Медовник, Е.Э. Поздеев // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2010. – № 1, Ч. 2 – С. 93–98.

123. Особенности функционирования дугового разряда в форвакуумном плазменном источнике электронов / А.В. Казаков, А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // Журнал технической физики. – 2015. – Т. 85, № 2. – С. 55 – 58.

124. Pulsed cathodic arc for forevacuum-pressure plasma-cathode electron sources / A.V. Kazakov, A.V. Medovnik, V.A. Burdovitsin, E.M. Oks // IEEE Transaction on Plasma Science. – 2015. – Vol. 43, N 8. – P. 2345–2348.

125. Масс-зарядовый состав ионов плазмы дугового разряда форвакуумного широкоапертурного источника электронов / А.В. Тюньков, В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник // Прикладная физика. – 2015. – № 4. – С. 45–49.

126. Моделирование процессов инициирования катодной дуги разрядом по поверхности диэлектрика в форвакуумной области давлений / А.В. Медовник, И.Ю. Бакеев, В.А. Бурдовицин [и др.] // Инженерно-физический журнал. – 2016. – Т. 89, № 5. – С. 1275–1280.

127. Millisecond pulsed arc discharge in a forevacuum-pressure plasma-cathode electron source / A.V. Medovnik, V.A. Burdovitsin, A.V. Kazakov, E.M. Oks // IEEE Transaction on Plasma Science. – 2017. – Vol. 45, N 8. – P. 2075–2079.

128. Generation of electron beam with millisecond pulse duration by plasma-cathode source based on the arc discharge in the fore-vacuum pressure range / A. Andreichik, V. Burdovitsin, A. Medovnik [et al.] // AIP Conference Proceedings. – 2017. – Vol. 1899, N 1. – P. 040006.

129. Kazakov, A.V. Formation of pulsed large-radius electron beam in the forevacuum pressure range by a plasma-cathode source based on arc discharge / A.V. Kazakov, A.V. Medovnik, E.M. Oks // Journal of Physics: Conference Series: The proceeding 14th International Conference «Gas Discharge Plasmas and Their Applications», Tomsk, 15–21



September, 2019 / Institute of High-Current Electronics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences. – Tomsk: IOP Publishing Ltd, 2019. – P. 012043.

130. Generation of millisecond low-energy large-radius electron beam by a forevacuum plasma-cathode source / A. Kazakov, A. Medovnik, V. Alexander, E. Oks // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2019. – Vol. 47, N 8. – P. 3579–3585.

131. Broad-beam plasma-cathode electron beam source based on a cathodic arc for beam generation over a wide pulse-width range / A.V. Kazakov, A.V. Medovnik, E.M. Oks, N.A. Panchenko // *Review of Scientific Instruments*. – 2020. – Vol. 91, N 9. – P. 093304.

132. Formation of emission plasma in a pulsed forevacuum-pressure plasma-cathode electron source based on a cathodic arc with redistributing electrode / I.Yu. Bakeev, A.V. Kazakov, A.V. Medovnik, E.F. Oks // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2020. – Vol. 1488, N 1. – P. 012001.

133. Форвакуумные плазменные источники электронов / В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, А.В. Медовник [и др.]. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2014. – 288 с.

134. Источник электронов с плазменным катодом для генерации сфокусированного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / В.А. Бурдовицин, И.С. Жирков, Е.М. Окс [и др.] // *Приборы и техника эксперимента*. – 2005. – № 6. – С. 66–68.

135. Форвакуумный плазменный источник импульсных электронных пучков / Ю.Г. Юшков, В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс // *Приборы и техника эксперимента*. – 2011. – № 2. – С. 85–88.

136. Форвакуумный импульсный плазменный источник электронов на основе дугового разряда / А.В. Казаков, В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс // *Приборы и техника эксперимента*. – 2013. – № 6. – С. 50 – 53.

137. “Triggerless” triggering of vacuum arcs / A. Anders, I.G. Brown, R.A. MacGill, M.R. Dickinson // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1998. – Vol. 31. – P. 584–587.

138. Anders, A. Pulsed vacuum-arc ion source operated with a “triggerless” arc initiation method / A. Anders, J. Schein, N. Qi // *Review of Scientific Instruments*. – 2000. – Vol. 71, N 2. – P. 827–829.

139. Стриганов, А.Р. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов / А.Р. Стриганов, Н.С. Свентицкий. – М.: Атомиздат, 1966. – 899 с.

140. Стриганов, А.Р. Таблицы спектральных линий атомов и ионов: справочник / А.Р. Стриганов, Г.А. Одинцова. – М.: Энергоиздат, 1982. – 312 с.
141. Krupenie, P.H. The spectrum of molecular oxygen / P.H. Krupenie // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1972. – Vol. 1, N 2. – P. 423–534.
142. Lofthus, A. The spectrum of molecular nitrogen / A. Lofthus, P.H. Krupenie // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 1977. – Vol. 6, N 1. – P. 113–307.
143. Matsutani, A. Characterization of H<sub>2</sub>O- inductively coupled plasma for dry etching / A. Matsutani, H. Ohtsuki, F. Koyama // Journal of Physics: Conference Series. – 2008. – Vol. 100, N 6. – P. 062022.
144. Tyunkov, A.V. Generation of metal ions in the beam plasma produced by a forevacuum-pressure electron beam source / A.V. Tyunkov, Yu.G. Yushkov, D.B. Zolotukhin [et al.] // Physics of Plasmas. – 2014. – Vol. 21, N 12. – P. 123115.
145. Королев, Ю.Д. Физика импульсного пробоя в газах / Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц. – М.: Наука. гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. – 224 с.
146. Капцов, Н.А. Электроника. – М.: ГИТТЛ, 1956. – 241 с.
147. Крейндель, М.Ю. Параметры плазмы в отражательном разряде с полым катодом / М.Ю. Крейндель, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе // Журнал технической физики. – 1992. – Т. 62, № 10. – С. 165–169.
148. Anderson, R.A. Mechanism of pulsed surface flashover involving electron-stimulated desorption / R.A. Anderson, J.P. Brainard // Journal of Applied Physics. – 1980. – Vol. 51. – N 3. – P. 1414–1421.
149. Pillai, A.S. Surface flashover of solid dielectric in vacuum / A.S. Pillai, R. Hackam // Journal of Applied Physics. – 1980. – Vol. 53. – N 4. – P. 2983–2987.
150. Месяц, Г.А. Импульсная энергетика и электроника / Г.А. Месяц. – М.: Наука, 2004. – 704 с.
151. Fowler, R.H. Electron emission in intense electric fields / R.H. Fowler, L. Nordheim // Proc. R. Soc. London Ser. A. – 1928. – Vol. 119. – P. 173–181.
152. Two-dimensional simulation research of secondary electron emission avalanche discharge on vacuum insulator surface / L. Cai [et al.] // Physics of Plasmas (1994-present). – 2015. – Vol. 22. – P. 013502.

153. Perkins, M.P. Simulations for initiations of vacuum insulator flashover / M.P. Perkins, T.L. Houck, A.R. Marquez // Power Modulator and High Voltage Conference. – 2010. – P. 727–730.
154. Boersch, H. Oberflaechenentladung ueber isolatorien im vacuum / H. Boersch, H. Hamisch, W. Ehrlich // Zeitschrift fuer angewandte Physik. – 1963. – Vol. 15. – P. 518–525.
155. Brainard, J.P. Electron avalanche and surface charging on alumina insulators during pulsed high-voltage stress / J.P. Brainard, Dal Jensen // Journal of Applied Physics. – 1974. – Vol. 45, N 8. – P. 3260–3265.
156. Месяц, Г.А. Импульсный электрический разряд в вакууме / Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский. – Новосибирск: Наука, 1984. – 256 с.
157. The role of outgassing in surface flashover under vacuum / A. Neuber [et al.] // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2000. – Vol. 28, N 5. – P. 1593–1598.
158. Yushkov, G.Y. Effect of the pulse repetition rate on the composition and ion charge-state distribution of pulsed vacuum arcs / G.Y. Yushkov, A. Anders // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1998. – Vol. 26, N 2. – P. 220 – 226.
159. Handbook of vacuum arc science & technology: fundamentals and applications / edited by R.L. Boxman, D.M. Sanders, P.J. Martin // New Jersey: Noyes Publications, 1995. – 742 p.
160. Anders, S. On modes of arc cathode operation / S. Anders, A. Anders // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1991. – Vol. 19, N 1. – P. 20–24.
161. The effect of gas on the development of a vacuum arc with a hollow anode / N.N. Koval, Yu.E. Kreindel, V.S. Tolkachyov, P.M. Schanin // IEEE Transaction on Electrical Insulation. – 1985. – Vol. EI-20, N 4. – P. 735–737.
162. Gushenets, V.I. High current electron sources and accelerators with plasma emitters / V.I. Gushenets, P.M. Schanin // Emerging Applications of Vacuum-Arc-Produced Plasma, Ion and Electron Beams // edited by E. Oks, I. Brown. – Berlin: Springer, 2002. – P. 91–104.
163. Козырев, А.В. Процессы в катодной области дугового разряда низкого давления / А.В. Козырев, Ю.Д. Королев, И.А. Шемякин // Известия вузов. Физика. – 1994. – Т. 37, № 3. – С. 5–23.

164. Бэдсел, Ч. Физика плазмы и численное моделирование: пер. с англ. / Ч. Бэдсел, А. Ленгдон. – М.: ЭнергATOMиздат, 1989. – 452 с.
165. Рамзей, Н. Молекулярные пучки / Н. Рамзей; пер. с англ. – М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1960. – 411 с.
166. Сивухин, Д.В. Общий курс физики: учеб. пособие для вузов: в 5 т. – Т. 2: Термодинамика и молекулярная физика / Д.В. Сивухин. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 544 с.
167. Левитский, С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике: учеб. пособие для вузов / С.М. Левитский. – Киев: Изд-во Киев. ун-та, 1964. – 210 с.
168. Optical emission spectra of a copper plasma produced by a metal vapour vacuum arc plasma source / B. Yotsombat, S. Davydov, P. Poolcharuansin [et al.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2001. – Vol. 34, N 12. – P. 1928–1932.
169. Vayner, B. Emission spectra of arc plasmas / B. Vayner, D.C. Ferguson, J.T. Galofaro // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2008. – Vol. 36, N 5. – P. 2219–2227.
170. Plasma diagnostics by optical emission spectroscopy on argon and comparison with Thomson scattering / D.L. Crintea, U. Czarnetzki, S. Iordanova [et al.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2009. – Vol. 42, N 4. – P. 045208.
171. Anders, A. Emission spectroscopy of low-current vacuum arcs / A. Anders, S. Anders // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1991. – Vol. 24, N 11. – P. 1986–1992.
172. Sakaki, M. Pressure dependence of plasma parameters in medium-vacuum nitrogen arc discharge with the titanium cathode / M. Sakaki, T. Sakakibara // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1991. – Vol. 19, N 1. – P. 25.
173. Sakaki, M. Excitation, ionization, and reaction mechanism of a reactive cathodic arc deposition of TiN / M. Sakaki, T. Sakakibara // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 1994. – Vol. 22, N 6. – P. 1049.
174. Аксенов, И.И. Техника осаждения вакуумно-дуговых покрытий / И.И. Аксенов, Д.С. Аксенов, В.А. Белоус. – Харьков: НИЦ ХФТИ, 2014.
175. Inverse time-of-flight spectrometer for beam plasma research / A.G. Nikolaev, K.P. Savkin, G.Yu. Yushkov, K.P. Savkin // *Review of Scientific Instruments*. – 2014. – Vol. 85, N 8. – P. 02B501.

176. Characteristics of titanium arc evaporation processes / P.J. Martin, D.R. McKenzie, R.P. Netterfield [et al.] // *Thin Solid Films*. – 1987. – Vol. 153, N 1 (3). – P. 91–102.

177. Николаев, А.Г. Влияние остаточного газа на зарядовое распределение ионов в плазме вакуумного дугового разряда / А.Г. Николаев, Е.М. Окс, Г.Ю. Юшков // *Журнал технической физики*. – 1998. – Т. 68, № 9. – С. 24.

178. Инициирование дугового разряда в форвакуумном плазменном источнике электронов / А.В. Казаков, А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // *Известия вузов. Физика*. – 2014. – Т. 57, № 3/2. – С. 106–109.

179. Медовник, А.В. Формирование импульсного электронного пучка в системе с плазменным катодом в форвакуумной области давлений / А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // *Известия вузов. Физика*. – 2010. – Т. 53, № 2 – С. 27–33.

180. Распределение плотности тока по сечению импульсного электронного пучка в форвакууме / Ю.Г. Юшков, Е.М. Окс, А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин // *Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники*. – 2011. – Т. 2, № 2. – С. 161–163.

181. Plasma electron source for the generation of wide-aperture pulsed beam at forevacuum pressures / E.M. Oks, V.A. Burdovitsin, A.V. Medovnik, Yu.G. Yushkov // *Review of Scientific Instruments*. – 2013. – Vol. 84, N 2. – P. 023301.

182. Распределение плотности тока электронного пучка, генерируемого импульсным форвакуумным плазменным источником электронов на основе дугового разряда / А.В. Казаков, А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // *Известия вузов. Физика*. – 2014. – Т. 57, № 11/3. – С. 68–72.

183. Бакеев, И.Ю. Моделирование распространения электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником на основе дугового разряда / И.Ю. Бакеев, А.В. Медовник, А.В. Казаков // *Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники*. – 2015. – № 4 (38). – С. 166–170.

184. Казаков, А.В. Особенности функционирования плазменного источника электронов на основе дугового разряда с катодным пятном в форвакуумном диапазоне давлений / А.В. Казаков, А.В. Медовник // *Известия вузов. Физика*. – 2015. – № 9/2. – С. 151–155.

185. Generation of large cross-sectional area electron beams by a fore-vacuum-pressure plasma electron source based on the arc discharge / V. Burdovitsin, A. Kazakov, A. Medovnik, E. Oks // AIP Conference Proceedings. – 2016. – Vol. 1772. – P. 040001.

186. Optical radiation in breakdown of the acceleration gap of a forevacuum pressure, wide-aperture, plasma-cathode, pulsed electron source / V.A. Burdovitsin, A.V. Kazakov, A.V. Medovnik [et al.] // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2016. – Т. 19, № 4. – С. 17–19.

187. Influence of gas pressure on electron beam emission current of pulsed cathodic-arc-based forevacuum plasma electron source / V.A. Burdovitsin, A.V. Kazakov, A.V. Medovnik, E.M. Oks // Physics of Plasmas. – 2017. – Vol. 24, N 9. – P. 093109.

188. Stability of electron beam generation by forevacuum-pressure plasma-cathode electron beam source based on a cathodic arc / A.V. Burdovitsin, A.V. Kazakov, A.V. Medovnik, E.M. Oks // Physics of Plasmas. – 2018. – Vol. 25, N 7. – P. 073109-1–073109-7.

189. Таблицы физических величин: справочник / под ред. И.К. Кикоина. –М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.

190. Thermal imaging diagnostics of high-current electron beams / A.I. Pushkarev, G.E. Kholodnaya, R.V. Sazonov, D.V. Ponomarev // Review of Scientific Instruments. – 2012. – Vol. 83, N 10. – P. 103301.

191. Жерлицын, А.А. Исследование распространения сильнооточного электронного пучка секционированного плазмонаполненного диода / А.А. Жерлицын, Б.М. Ковальчук. – Журнал технической физики. – 2016. – Т. 86, № 5. – С. 136–140.

192. Koval, N.N. The arc discharge of low pressure with two constricted channels and the anode plasma of large cross-section / N.N. Koval, Yu.E. Kreindel, P.M. Shanin // J. Phys. Colloques. – 1979. – Vol. 40, N C7. – P. C7-481–C7-482.

193. Burdovitsin, V.A. Fore-vacuum plasma-cathode electron sources / V.A. Burdovitsin, E.M. Oks // Laser and Particle Beams. – 2008. – Vol. 26, N 4. – P. 619–635.

194. Девятков, В.Н. Получение сильнооточных низкоэнергетичных электронных пучков в системах с плазменным эмиттером / В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, П.М. Щанин // Известия вузов. Физика. – 2001. – Т. 44, № 9. – С. 36–43.

195. Effect of intensified emission during the generation of a submillisecond low-energy electron beam in a plasma-cathode diode / N.N. Koval, S.V. Grigoryev,

V.N. Devyatkov [et al.] // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2009. – Vol. 37, N 10. – P. 1890–1896.

196. Sakaki, M. Characterization of ion behavior in Ti cathode N<sub>2</sub> vacuum arc using plane probe diagnostics and spectroscopic measurements / M. Sakaki, T. Sakakibara // Applied Physics Letters. – 1995. – Vol. 67. – 2606 p.

197. Lepone, A. Spatial density profiles of metallic ions with different charge states from a vacuum arc operated with background gas / A. Lepone, H. Kelly // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2001. – Vol. 34, N 20. – P. 3043–3050.

198. Electron emission from molybdenum under ion bombardment / J. Ferrht, E.V. Alonso, R.A. Baragiola, A. Oliva-Florio // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1981. – Vol. 14, N 9. – P. 1707–1719.

199. Engel, A. Ionized gases / A. Engel // Oxford: Clarendon Press. – 1955. – 281 p.

200. Investigation of emission increasing effect at the generation of low-energy sub-millisecond electron beam in the diode with a plasma cathode / S.V. Grigoryev, N.N. Koval, V.N. Devyatkov [et al.] // Proc. Of 15th Int. Symp. On High Current Electronics. – Tomsk, 2008. – P. 29–32.

201. Груздев, В.А. Влияние ионизации газа в высоковольтном промежутке с плазменным катодом на положение эмитирующей поверхности плазмы / В.А. Груздев, Ю.Е. Крейндел, Ю.И. Ларин // Журнал технической физики. – 1973. – Т. 43, № 11. – С. 2318–2323.

202. Незлин, М.В. Динамика пучков в плазме / М.В. Незлин. – М.: Энергоиздат, 1982. – 263 с.

203. Зельдович, Я.Б. Элементы математической физики / Я.Б. Зельдович, А.Д. Мышкис. – М.: Наука, 1973. – 351 с.

204. Коваль, Н.Н. Генерирование импульсных электронных пучков с равномерным распределением высокой плотности тока в системах с плазменным сетчатым эмиттером / Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейндел, П.М. Шанин // Журнал технической физики. – 1983. – Т. 53, № 9. – С. 1846–1848.

205. Broad beam electron sources with plasma cathodes / N.N. Koval', E.M. Oks, P.M. Schunin [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. – 1992. – Vol. 321, N 3. – P. 417–428.

206. Devyatkov, V.N. Effect of electron extraction from a grid plasma cathode on the generation of emission plasma / V.N. Devyatkov, N.N. Koval // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2014. – Vol. 552. – P. 012014.

207. Сеточное управление током плазменного эмиттера сильноточного источника электронов / В.И. Гушенец, Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин // *Журнал технической физики*. – 1987. – Т. 57, № 11. – С. 2264–2266.

208. Гушенец, В.И. Эмиссионные свойства плазмы дугового разряда при отборе электронов в наносекундном интервале длительностей импульсов / В.И. Гушенец, П.М. Щанин // *Журнал технической физики*. – 1993. – № 12. – С. 25–33.

209. Little, R.P. Electron emission preceding electrical breakdown in vacuum / R.P. Little, W.T. Whitney // *Journal of Applied Physics*. – 1963. – Vol. 34, N 8. – P. 2430–2432.

210. Емельянов, А.А. Эффективность импульсного кондиционирования электродов в вакууме / А.А. Емельянов // *Журнал технической физики*. – 2005. – Т. 75, № 5. – С. 113–118.

211. Емельянов, А.А. Влияние длительности фронта импульса на электрическую прочность вакуумного промежутка / А.А. Емельянов, Е.А. Емельянова // *Журнал технической физики*. – 2007. – Т. 77, № 1. – С. 117–120.

212. Tawara, H. Total and partial ionization cross sections of atoms and ions by electron impact / H. Tawara, T. Kato. – 1987. – Vol. 36, N 2. – P. 167–353.

213. Redhead, P.A. The physical basis of ultrahigh vacuum / P.A. Redhead, J.P. Hobson, E.V. Kornelsen. – London: Chapman & Hall, 1968. – 498 p.

214. Золотухин, Д.Б. Моделирование методом Монте-Карло упругого и неупругого рассеяния электронного пучка в газе / Д.Б. Золотухин, В.А. Бурдовицин // *Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники*. – 2012. – № 2 (26), ч. 2. – С. 55–58.

215. Birdsall, C.K. Plasma physics via computer simulation / C.K. Birdsall, A.B. Langdon. – McGraw-Hill Book Company, 1985 – 504 p.

216. Batalin, V.A. Further development of the E-MEVVA ion source / V.A. Batalin, A.A. Kolomiets, R.P. Kuibeda [et al.] // *Review of Scientific Instruments*. – 2002. – Vol. 73, N 2. – P. 702–707.



217. Oks, E.M. Generation of multiply-charged metal ions in vacuum arc plasmas / E.M. Oks // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2002. – Vol. 30, N 1. – P. 202–207.
218. Spadtke, P. Numerical-simulation of ion beam related problems / P. Spadtke // *Review of Scientific Instruments*. – 1992. – Vol. 63, N 4 (Part II). – P. 2647-2651.
219. Электронно-лучевая обработка керамики / А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, Е.М. Окс // *Физика и химия обработки материалов*. – 2010. – № 3. – С. 39–44.
220. Electron beam treatment of non-conducting materials by a fore-pump-pressure plasma-cathode electron beam source / V.A. Burdovitsin, A.S. Klimov, A.V. Medovnik, E.M. Oks // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2010. – Vol. 19, N 5. – P. 055003.
221. Потенциал диэлектрической мишени при ее облучении импульсным электронным пучком в форвакуумной области давлений / В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс [и др.] // *Журнал технической физики*. – 2012. – Т. 82, № 10. – С. 103–108.
222. Структура поверхности алюмооксидной керамики при облучении импульсным электронным пучком / В.А. Бурдовицин, Э.С. Двилис, А.В. Медовник [и др.] // *Журнал технической физики*. – 2013. – Т. 83, № 1. – С. 117–120.
223. Компенсация заряда изолированной мишени при облучении импульсным электронным пучком в форвакуумной области давлений / В.А. Бурдовицин, В.С. Гулькина, А.В. Медовник, Е.М. Окс // *Журнал технической физики*. – 2013. – Т. 83, № 12. – С. 134–136.
224. Модификация поверхности полимерных материалов импульсным электронным пучком / А.В. Казаков, А.С. Климов, А.В. Медовник [и др.] // *Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники*. – 2013. – № 4 (30). – С. 75–78.
225. Структура поверхности полипропилена при облучении импульсным электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений / А.В. Казаков, А.С. Смаилов, А.В. Медовник [и др.] // *Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники*. – 2014. – № 4 (34). – С. 56–59.
226. Modification of polymer materials by electron beam treatment / I.V. Puhova, K.V. Rubtsov, A.V. Medovnik [et al.] // *Key Engineering Materials*. – 2015. – Vol. 670. – P. 118–125.

227. Processing of polypropylene by low-energy pulsed electron beam from forevacuum plasma source / V.A. Burdovitsin, A.V. Kazakov, A.V. Medovnik [et al.] // *Key Engineering Materials*. – 2016. – Vol. 683. – P. 95–99.

228. Опыт разработки и применения форвакуумных плазменных электронных источников / В.А. Бурдовицин, И.Ю. Бакеев, А.В. Медовник [и др.] // *Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники*. – 2016. – Т. 19, № 2. – С. 5–10.

229. Модификация поверхностных свойств ПТФЭ методами ионного и электронно-лучевого воздействия / И.А. Курзина, И.В. Пухова, А.В. Медовник [и др.] // *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*. – 2016. – Т. 13, № 4. – С. 473–484.

230. Effects of ion- and electron-beam treatment on surface physicochemical properties of polylactic acid / I.V. Pukhova, O.A. Laput, A.V. Medovnikna [et al.] // *Applied Surface Science*. – 2017. – Vol. 422. – P. 856–862.

231. Effects of ion- and electron-beam treatment on surface physicochemical properties of polytetrafluoroethylene / I.V. Vassenina, K.P. Savkin, A.V. Medovnik [et al.] // *Surface and Coatings Technology*. – 2018. – Vol. 334. – P. 134–141.

232. Пат. 107657 U1 Российская Федерация, МПК H05H 5/00, H01J 3/00. Форвакуумный плазменный электронный источник / Ю.Г. Юшков, А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс; заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР). – № 2011107955/07; заявл. 01.03.2011; опубл. 20.08.2011, Бюл. № 23.

233. Пат. 134728 U1 Российская Федерация, МПК H05H 5/00, H01J 37/00. Форвакуумный источник импульсного электронного пучка / В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, А.В. Казаков, Е.М. Окс; заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР). – № 2013128695/07; заявл. 24.06.2013; опубл. 20.11.2013, Бюл. № 32.

234. Пат. 151645 U1 Российская Федерация, МПК B29C 71/04, H01J 37/06, C08L 23/26. Установка модификации поверхности изделия из полипропилена / В.А. Бурдовицин, А.В. Казаков, А.С. Климов, А.В. Медовник, Е.М. Окс, А.С. Смаилов;

заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР). – № 2014117474/04; заявл. 29.04.2014; опубл. 10.04.2015, Бюл. № 10.

235. Пат. № 175410 U1 Российская Федерация, МПК G01T 1/29. Устройство для измерения распределения плотности энергии по сечению импульсного электронного пучка большого радиуса / В.А. Бурдовицин, А.В. Казаков, А.В. Медовник, Е.М. Окс; заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР). – № 2017128504; заявл. 9.08.2017; опубл. 04.12.2017, Бюл. № 34.

236. Пат. № 2758497 C1 Российская Федерация, МПК H05H 1/24. Ускоряющий промежуток импульсного форвакуумного источника электронов на основе дугового разряда / А.В. Казаков, А.В. Медовник, Е.М. Окс, Н.А. Панченко; заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР). – № 2021104526; заявл. 24.02.2021; опубл. 29.10.2021, Бюл. № 31.

237. Патент № 2759425 C1 Российская Федерация, МПК H05H 3/00, H01J 27/04, H01J 37/065. Плазменный эмиттер импульсного форвакуумного источника электронов на основе дугового разряда / А.В. Казаков, А.В. Медовник, Е.М. Окс, Н.А. Панченко; заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР). – № 2020138865; заявл. 27.11.2020; опубл. 12.11.2021, Бюл. № 32.

238. Григорьев, С.В. Эффект усиления эмиссии при генерации низкоэнергетического субмиллисекундного электронного пучка в диоде с сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы / С.В. Григорьев, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, А.Д. Тересов // Письма в журнал технической физики. – 2010. – Т. 36, № 4. – С. 23–31.

239. Бурдовицин, В.А. О возможности электронно-лучевой обработки диэлектриков плазменным источником электронов в форвакуумной области давлений /

В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, Е.М. Окс // Письма в журнал технической физики. – 2009. – Т. 35, № 11. – С. 61–66.

240. Ray, Э.И. Механизмы зарядки диэлектриков при их облучении электронными пучками средних энергий / Э.И. Рау, Е.Н. Евстафьева, М.В. Андрианов // Физика твердого тела. – 2008. – Т. 50, № 4. – С. 599–607.

241. Лернер, Э.Ю. Пакет МАТНЕМАТИСА: первые уроки / Э.Ю. Лернер, О.А. Кашина. – Казань: КГУ, 2001. – 26 с.

242. Индуцированные сильноточным импульсным пучком низкоэнергетических электронов структурно-фазовые изменения в приповерхностных слоях корундо-циркониевой керамики / А.П. Суржиков, Т.С. Франгульян, С.А. Гынгазов, Н.Н. Коваль // Перспективные материалы. – 2008. – № 3. – С. 64–70.

243. XPS and AFM surface study of PMMA irradiated by electron beam / R. Nathawat, A. Kumar, N.K. Acharya, Y.K. Vijay // Surface & Coatings Technology. – 2009. – Vol. 203, N 17. – P. 2600–2604.

244. Kondyurin, A. Ion beam treatment of polymers: application aspects from medicine to space: 2nd edition / A. Kondyurin, M. Bilek. – Amsterdam: Elsevier, 2014. – 259 p.

245. Handbook of polyolefins: 2nd edition, revised and expanded / C. Vasile. – New York: Marcel Dekker, 2000. – 1000 p.

246. Пат. Российская Федерация, МПК H05H 1/24 № 2751547 C1, H01J 1/304, C23C 4/12. Газоразрядное устройство для обработки плазмой при атмосферном давлении поверхности биосовместимых полимеров / А.П. Семенов, Б.Б. Балданов, Ц.В. Ранжуров; заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт физического материаловедения» Сибирского отделения Российской академии наук. – № 2020119357; заявл. 11.06.2020; опубл. 14.07.2021.

247. Chen, W. Chemical surface modification of poly (ethylene terephthalate) / W. Chen, T.J. McCarthy // Macromolecules. – 1998. – Vol. 31, N 11. – P. 3648–3655.

248. Park, S.J. Effect of corona discharge treatment on the dyeability of low-density polyethylene film / S.J. Park, J.S. Jin // Journal of Colloid and Interface Science. – 2001. – Vol. 236, N 1. – P. 155–160.

249. Guven, O. An atomic force microscopic study of the surfaces of polyethylene and polycarbonate films irradiated with gamma rays / O. Guven, A. Alacakir, E. Tan // *Radiation Physics and Chemistry*. – 1997. – Vol. 50, N 2. – P. 165–170.

250. Gavrilov, N. Structure of polyethylene after pulse ion beam treatment / N. Gavrilov, D. Yakusheva, A. Kondyurin // *Journal of Applied Polymer Science*. – 1998. – Vol. 69, N 6. – P. 1071–1077.

251. Gheysari, D. The effect of high-energy electron beam on mechanical and thermal properties of LDPE and HDPE / D. Gheysari, A. Behjat, M. Haji-Saeid // *European Polymer Journal*. – 2001. – Vol. 37, N 2. – P. 295–302.

252. Гордиенко, В.П. Радиационное модифицирование композиционных материалов на основе полиолефинов / В.П. Гордиенко. – Киев: Наукова думка, 1986. – 176 с.

253. Clough, R.L. High-energy radiation and polymers: A review of commercial processes and emerging application / R.L. Clough // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*. – 2001. – Vol. 185, N 1 – P. 8–33.

254. Microscopic studies of electron and ion irradiated polymeric films / V. Kulshrestha, G. Agarwal, K. Awasthi [et al.] // *Microscopy: Science, Technology, Applications and Education*. – 2010. – Vol. 3. – P. 1696–1703.

255. Волнообразные микроструктуры, формируемые на границе раздела SiO<sub>2</sub>/Si при воздействии мощного ионного пучка / В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, О.В. Кривоzubов [и др.] // *Письма в журнал технической физики*. – 2013. – Т. 39, № 3. – С. 11–17.

256. Lu, Y.F. Theoretical analysis of laser-induced periodic structures at silicon-dioxide/silicon and silicon-dioxide/aluminum interfaces / Y.F. Lu, J.J. Yu, W.K. Choi // *Applied Physics Letters*. – 1997. – Vol. 23, N 23. – P. 3439–3440.

257. Электронно-лучевая обработка материалов / В.Н. Алехнович, А.В. Алифанов, А.И. Гордиенко, И.Л. Поболь. – Минск: Белорусская наука, 2006. – 319 с.

258. Self assembled structures on fluoro-polymers induced with laser light at 157 nm / Z. Kollia, E. Sarantopoulou, A.C. Cefalas [et al.] // *Applied Surface Science*. – 2005. – Vol. 248, N 1. – P. 248–253.

259. Bico, J. Wetting of textured surfaces / J. Bico, U. Thiele, D. Quere // *Colloids and Surfaces. A: Physicochemical and Engineering Aspects*. – 2002. – Vol. 206. – P. 41–46.

260. Fox, H.W. The spreading of liquids on low energy surfaces. I. Polytetrafluoroethylene / H.W. Fox, W.A. Zisman // J. Coll. Sci. – 1950. – Vol. 5, N 6. – P. 514–531.

261. Применение форвакуумных плазменных источников электронов для обработки диэлектриков / А.С. Климов, А.В. Медовник, Ю.Г. Юшков [и др.]. – Томск: Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 2017. – 188 с.

262. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2014611491 Российская Федерация. Моделирование потенциала изолированной мишени при облучении импульсным электронным пучком в форвакууме / А.В. Медовник, В.С. Гулькина, Д.Б. Золотухин; заявитель и правообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР). – № 2013661427: заявл. 10.12.2013; опубл. 20.02.2014.

263. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2014661221 Российская Федерация. Моделирование временных зависимостей разрядных характеристик форвакуумного плазменного источника электронов в импульсном режиме / А.В. Медовник, Д.Б. Золотухин; заявитель и правообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР). – № 2014618763: заявл. 01.09.2014; опубл. 20.11.2014.

264. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2015615838 Российская Федерация. Моделирование инициирования дугового разряда вспомогательным разрядом по поверхности диэлектрика в форвакуумном импульсном источнике электронов / А.В. Казаков, И.Ю. Бакеев, А.В. Медовник; заявитель и правообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР). – № 2015612780: заявл. 09.04.2015; опубл. 20.06.2015.

265. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2016617434 Российская Федерация. Моделирование распространения электронного пучка, генерируемого форвакуумным источником на основе дугового разряда / А.В. Медовник, И.Ю. Бакеев; заявитель и правообладатель Федеральное

государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР). – № 2016615149: заявл. 20.05.2016; опубл. 06.07.2016.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

**ПАТЕНТ**

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 107657

**ФОРВАКУУМНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ  
ИСТОЧНИК**

Патентообладатель(ли): *Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР) (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2011107955

Приоритет полезной модели 01 марта 2011 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 20 августа 2011 г.

Срок действия патента истекает 01 марта 2021 г.

*Руководитель Федеральной службы по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам*



Б.П. Симонов



## РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## ПАТЕНТ

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 134728

**ФОРВАКУУМНЫЙ ИСТОЧНИК ИМПУЛЬСНОГО  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА**

Патентообладатель(ли): **Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники" (RU)**

Автор(ы): **см. на обороте**

Заявка № **2013128695**

Приоритет полезной модели **24 июня 2013 г.**

Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации **20 ноября 2013 г.**

Срок действия патента истекает **24 июня 2023 г.**

Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов



## РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

**ПАТЕНТ**

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 151645

**УСТАНОВКА МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ  
ИЗДЕЛИЯ ИЗ ПОЛИПРОПИЛЕНА**

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники" (ТУСУР) (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2014117474

Приоритет полезной модели 29 апреля 2014 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 17 марта 2015 г.

Срок действия патента истекает 29 апреля 2024 г.

*Врио руководителя Федеральной службы по интеллектуальной собственности*

*Л.Л. Кирий*



## РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

**ПАТЕНТ**

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 175410

**Устройство для измерения распределения плотности энергии по сечению импульсного электронного пучка большого радиуса**

Патентообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники" (RU)*

Авторы: *Бурдовицин Виктор Алексеевич (RU), Казаков Андрей Викторович (RU), Медовник Александр Владимирович (RU), Окс Ефим Михайлович (RU)*

Заявка № 2017128504

Приоритет полезной модели 09 августа 2017 г.

Дата государственной регистрации в

Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 04 декабря 2017 г.

Срок действия исключительного права

на полезную модель истекает 09 августа 2027 г.



Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности

Г.П. Излиев

## РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ  
№ 2758497

**Ускоряющий промежуток импульсного форвакуумного  
источника электронов на основе дугового разряда**

Патентообладатель: *федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего образования  
«Томский государственный университет систем  
управления и радиозлектроники» (RU)*

Авторы: *Казаков Андрей Викторович (RU), Медовник  
Александр Владимирович (RU), Окс Ефим Михайлович  
(RU), Панченко Николай Алексеевич (RU)*

Заявка № 2021104526

Приоритет изобретения 24 февраля 2021 г.

Дата государственной регистрации  
в Государственном реестре изобретений  
Российской Федерации 29 октября 2021 г.

Срок действия исключительного права  
на изобретение истекает 24 февраля 2041 г.

Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности

Г.П. Ивлиев



## РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2759425

**Плазменный эмиттер импульсного форвакуумного источника электронов на основе дугового разряда**

Патентообладатель: *федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (RU)*

Авторы: *Казаков Андрей Викторович (RU), Медовник Александр Владимирович (RU), Окс Ефим Михайлович (RU), Панченко Николай Алексеевич (RU)*

Заявка № 2020138865

Приоритет изобретения 27 ноября 2020 г.

Дата государственной регистрации

в Государственном реестре изобретений

Российской Федерации 12 ноября 2021 г.

Срок действия исключительного права

на изобретение истекает 27 ноября 2040 г.



Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности

Г.П. Ивлиев

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2014611491

**Моделирование потенциала изолированной мишени при  
облучении импульсным электронным пучком в форвакууме**

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего профессионального  
образования «Томский государственный университет систем  
управления и радиозлектроники» (RU)*

Авторы: *Медовник Александр Владимирович (RU), Гулькина Вера  
Степановна (RU), Золотухин Денис Борисович (RU)*

Заявка № 2013661427

Дата поступления 10 декабря 2013 г.

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ 04 февраля 2014 г.



*Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности*

Б.П. Симонов

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2014661221

**Моделирование временных зависимостей разрядных характеристик форвакуумного плазменного источника электронов в импульсном режиме**

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (RU)*

Авторы: *Медовник Александр Владимирович (RU),  
Золотухин Денис Борисович (RU)*

Заявка № 2014618763

Дата поступления 01 сентября 2014 г.

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ 27 октября 2014 г.



*Врио руководителя Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности*

Л.Л. Кирий

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2015615838

**Моделирование инициирования дугового разряда  
вспомогательным разрядом по поверхности диэлектрика  
в форвакуумном импульсном источнике электронов**

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (РУ)*

Авторы: *Казаков Андрей Викторович (РУ), Бакеев Илья Юрьевич (РУ), Медовник Александр Владимирович (РУ)*

Заявка № 2015612780

Дата поступления 09 апреля 2015 г.

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ 26 мая 2015 г.



*Врио руководителя Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности*

Л.Л. Кирий



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



## СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

**№ 2016617434**

**Моделирование распространения электронного пучка,  
генерируемого форвакуумным источником на основе  
дугового разряда**

Правообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» (ТУСУР) (RU)*

Авторы: *Медовник Александр Владимирович (RU),  
Бакеев Илья Юрьевич (RU)*



Заявка № **2016615149**

Дата поступления **20 мая 2016 г.**

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ **06 июля 2016 г.**

*Руководитель Федеральной службы  
по интеллектуальной собственности*

*Г.П. Ивлиев*



Общество с ограниченной ответственностью  
«Научно-производственная компания  
Томские электронные технологии»  
(ООО «НПК ТЭТа»)

производство электронно-лучевого оборудования

Юридический адрес: ул.Путепровод,2, с. Богашево,  
Томский район, Томская область, Россия, 634570  
Почтовый адрес: ул.Советская,1а, д.Лоскутово,  
г.Томск, 634526

Телефон: (3822) 943-000, 943-977

Факс : (3822) 943-076

[www.tetacom.ru](http://www.tetacom.ru)

e-mail: [office@tetacom.ru](mailto:office@tetacom.ru)

ИНН 7017292040

КПП 701401001

06.10.2017 № 423

## АКТ ВНЕДРЕНИЯ

Настоящим актом подтверждаю, что результаты научных исследований, полученные в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники» с «10» января\_2015 г. по «1» октября\_2017 г. старшими научными сотрудниками Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники Юшковым Юрием Георгиевичем, Климовым Александром Сергеевичем и Медовником Александром Владимировичем, по формированию и транспортировке электронных пучков, генерируемых источниками с плазменным катодом, внедрены в ООО «Научно-производственная компания Томские электронные технологии» (ООО «НПК ТЭТа») и используются при проектировании электронно-лучевых установок.

Директор



Рау А. Г.



Акционерное общество  
«Научно-производственная фирма  
«Микран»  
(АО «НПФ «Микран»)  
пр-т Кирова, 51д, г. Томск, Россия, 634041  
+7 3822 90-00-29 | +7 3822 42-36-15 факс  
mic@micran.ru | www.micran.ru

ОКПО 24627413, ОГРН 1087017011113  
код по ОКОНХ 14760; 80400; 95300  
ИНН/КПП 7017211757/701701001  
Расчетный счет № 40702810964010121550  
в Томском отделении № 8616  
Сбербанка России ПАО,  
к/с 30101810800000000606

### АКТ

#### об использовании результатов диссертационной работы

Настоящим удостоверяю, что результаты научных исследований представленных в диссертационной работе сотрудника Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники Медовника Александра Владимировича «Плазменные источники электронов для генерации широкоапертурных импульсных пучков в форвакуумной области давлений», являются перспективными к использованию в АО «НПФ «Микран» в вопросах касающихся поверхностной обработки непроводящих материалов.

Заместитель генерального директора  
по микроэлектронике



Е.А. Чукавов