

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

На правах рукописи

Климов Александр Сергеевич

**ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ
ДАВЛЕНИЙ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЕННО-ЭМИССИОННЫХ РАЗРЯДНЫХ
СИСТЕМ С ПОЛЫМ КАТОДОМ**

01.04.04 – Физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук

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

Томск – 2016

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ И ТРАНСПОРТИРОВКИ ПЛАЗМЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ УЗКОСФОКУСИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ОБЛАСТИ ПРЕДЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ ФОРВАКУУМНОГО ДИАПАЗОНА	15
1.1 Исследование процессов, обуславливающих расширение рабочего диапазона давлений форвакуумных плазменных источников электронов	16
1.1.1 Техника эксперимента	18
1.1.2 Параметры и характеристики высоковольтного тлеющего разряда в ускоряющем промежутке электронного источника	21
1.2 Параметры электронного пучка в области предельных рабочих давлений..	27
1.3 Процессы, сопровождающие транспортировку электронных пучков в области предельных давлений	35
1.3.1 Методика эксперимента	36
1.3.2 Влияние давления газа на изменение параметров электронного пучка при его транспортировке	41
1.4 Особенности фокусировки электронного пучка форвакуумного плазменного источника	50
1.5 Выводы по главе 1	58
ГЛАВА 2 ФОРМИРОВАНИЕ ЛЕНТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ФОРВАКУУМНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ.....	60
2.1 Особенности функционирования разрядной системы с протяженным полым катодом форвакуумного плазменного электронного источника.	63
2.1.1 Техника эксперимента	63
2.1.2 Формирование однородной плазмы с повышенной концентрацией вблизи эмиссионной границы	68
2.1.3 Анализ процессов формирования однородной плазменной эмиссионной границы.....	75

2.1.4 Влияние дополнительного анода на равномерное распределение эмиссионной плазмы.....	83
2.2 Влияние геометрии катодной полости на однородность эмиссионной плазмы	89
2.2.1. Техника эксперимента	91
2.2.2 Результаты экспериментов.....	94
2.2.3 Анализ разрядных процессов в составной катодной полости.....	100
Выводы по главе 2.....	108
ГЛАВА 3 ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ФОРВАКУУМНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ В ОБЛАСТИ ТРАНСПОРТИРОВКИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА	110
3.1 Особенности создания пучковой плазмы в форвакуумной области давлений	111
3.1.1 Техника эксперимента и методики измерений	111
3.1.2 Параметры пучковой плазмы, генерируемой цилиндрическим электронным пучком.....	117
3.2 Масс-зарядовый состав пучковой плазмы в форвакуумной области давлений	126
3.3 Особенности создания объемной плазмы ленточным электронным пучком	131
Выводы по главе 3.....	139
ГЛАВА 4. ФОРВАКУУМНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ НА ОСНОВЕ РАЗРЯДНЫХ СИСТЕМ С ПОЛЫМ КАТОДОМ	141
4.1 Источник электронов на основе тлеющего разряда с протяженным полым катодом	142
4.2 Источник электронов на основе разряда с цилиндрическим полым катодом	161
4.3 Особенности электронно-лучевого воздействия на изолированные мишени в форвакууме.....	168

4.3.1 Потенциал изолированной мишени при ее облучении электронным пучком в области повышенных давлений	170
Выводы по главе 4.....	182
ГЛАВА 5. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ФОРВАКУУМНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЕННО-ЭМИССИОННЫХ РАЗРЯДНЫХ СИСТЕМ С ПОЛЫМ КАТОДОМ.....	184
5.1 Электронно-лучевая сварка керамических материалов.....	185
5.1.1 Техника и методика эксперимента.....	187
5.1.2 Результаты электронно-лучевой сварки керамики.....	189
5.1.3. Структура переплавленной области.....	192
5.1.4 Расчет температурного поля в керамическом материале при его облучении ленточным электронным пучком	199
5.1.5 Расчет температурного поля в керамическом материале при облучении цилиндрическим электронным пучком.....	204
5.2 Электронно-лучевое спекание керамических материалов	212
5.2.1 Электронно-лучевое спекание циркониевой керамики	213
5.2.2 Исследование структуры керамического материала после электронно-лучевого спекания	227
5.2.3 Электронно-лучевое спекание алюмооксидной керамики	237
5.2.4 Электронно-лучевое спекание керамики на основе карбида кремния	240
5.3 Электронно-лучевая пайка металла с керамикой	248
5.4 Получение керамических покрытий в форвакуумной области давлений... ..	259
Выводы по главе 5.....	264
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	266
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	269
ПРИЛОЖЕНИЕ	303

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования. В настоящее время одним из наиболее перспективных и интенсивно развивающихся направлений применения электронных пучков является электронно-лучевая обработка в вакууме материалов, различных по своему химическому составу и физическим свойствам, с целью повышения их эксплуатационных характеристик, а также придания им новых свойств, расширяющих сферу их применения. Развитие данного направления требует как непрерывного совершенствования существующих источников электронных пучков, так и создания принципиально новых – способных производить обработку различных материалов в одном технологическом цикле. Наиболее востребованными технологическими применениями электронных пучков являются электронно-лучевая сварка, плавка, размерная обработка, упрочнение тонкого поверхностного слоя, а также быстро развивающиеся в последнее время технологии электронно-лучевой наплавки и послойного синтеза изделий сложных объемных форм из порошковых материалов (3D-прототипирование или 3D-печать). Проведение таких технологических операций, как правило, сопровождается большим газовыделением, в связи с чем возникает потребность создания и совершенствования электронных источников, не критичных к тяжелым вакуумным условиям.

Плазменные источники электронов – устройства, основанные на формировании пучков электронов при их отборе с эмиссионной границы плазмы. В таких устройствах эмиссионная плазма, как правило, генерируется в разрядных системах тлеющего или дугового разряда с «холодным» (не накаливаемым до термоэмиссионных температур) катодом. Именно поэтому для решения задачи генерации электронных пучков при повышенных давлениях плазменные источники электронов являются реальной альтернативой термокатодным пушкам.

Источники электронов с плазменным катодом интенсивно создаются и совершенствуются на протяжении последних 50 лет. Одно из сравнительно новых направлений развития источников такого типа связано с так называемыми форвакуумными плазменными источниками электронов – устройствами, обеспечиваю-

щими возможность непосредственной генерации непрерывных и импульсных электронных пучков в ранее недоступной области повышенных давлений форвакуумного диапазона. Здесь и далее под форвакуумным диапазоном давлений подразумевается область пониженных давлений, которая достигается при использовании только одной механической ступени вакуумной откачки. В количественном выражении этот диапазон давлений находится в пределах от единиц до сотен паскаль. Использование лишь одной ступени откачных средств в электронно-лучевых установках, несомненно, упрощает и удешевляет технологическое оборудование. Но более привлекательным достоинством форвакуумных плазменных источников электронов является возможность осуществления с их использованием электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов. Такая возможность обусловлена синтезом в области транспортировки электронного пучка плотной пучковой плазмы, нейтрализующей зарядку электронным пучком электрически непроводящей поверхности диэлектрика.

Перспективы развития электронно-лучевых методов обработки электрически непроводящих материалов стимулировали постановку комплексной научной проблемы генерации в форвакуумной области давлений электронных пучков в источниках с плазменным катодом применительно к созданию с использованием этих устройств научно-технических основ электронно-лучевых технологий обработки диэлектриков. Многогранность и широта сформулированной научной проблемы обусловили необходимость выделения внутри нее в качестве первоочередной отдельную крупную научно-техническую задачу, состоящую в исследовании процессов генерации непрерывных электронных пучков форвакуумными плазменными источниками для электронно-лучевой обработки высокотемпературных керамик. При этом в форвакуумных плазменных источниках непрерывных электронных пучков наиболее целесообразно использовать тлеющий разряд с полым катодом.

Цель работы состояла в комплексном изучении процессов эмиссии электронов, формирования и транспортировки непрерывных электронных пучков, генерируемых плазменно-эмиссионными разрядными системами на основе тлеюще-

го разряда с полым катодом в форвакуумной области давлений, создании на основе этих исследований нового поколения форвакуумных плазменных источников электронов, способных формировать электронные пучки различной конфигурации с широким диапазоном интегральных и удельных параметров электронного пучка, обеспечивающих возможность эффективной электронно-лучевой обработки электрически непроводящих высокотемпературных керамик и других диэлектрических материалов.

Научная новизна работы заключается в том, что:

1. Для источников электронов с плазменным катодом, функционирующих в форвакуумной области давлений, выявлены особенности процессов эмиссии электронов из плазмы, формирования и транспортировки непрерывных электронных пучков различных конфигураций.

2. Определены и реализованы условия, обеспечивающие расширение рабочего диапазона давлений форвакуумных плазменных источников электронов в область более высоких значений, а также достижение максимальных удельных и интегральных параметров электронных пучков.

3. Установлены основные физические механизмы, обуславливающие процессы генерации пучковой плазмы и нейтрализации отрицательного заряда, приносимого ускоренными электронами на облучаемую диэлектрическую мишень, и обеспечивающие, таким образом, возможность эффективной электронно-лучевой обработки электрически непроводящих материалов, в том числе высокотемпературных керамик.

Методология и методы исследования

В диссертационной работе использованы широко известные и многократно апробированные экспериментальные методики и оборудование для исследования газового разряда, плазмы и пучков заряженных частиц, а также численные методы моделирования основных физических процессов генерации плазмы и формирования электронных пучков.

Теоретическая и практическая значимость работы заключается в том, что:

1. Результаты проведенных комплексных исследований вносят существенный вклад в понимание физических процессов генерации плазмы в разрядных системах с полым катодом, эмиссии электронов, формирования, ускорения и транспортировки электронных пучков в области повышенных давлений газа форвакуумного диапазона.

2. Решена крупная научно-техническая задача, заключающаяся в создании форвакуумных плазменных источников электронов, обеспечивающих генерацию электронных пучков различных конфигураций с рекордными параметрами, более высокими эксплуатационными характеристиками и новыми функциональными возможностями.

3. Возможности электронно-лучевых технологий существенно расширены за счет вовлечения в номенклатуру обрабатываемых изделий диэлектрических материалов, в том числе и высокотемпературных керамик.

4. Полученные результаты могут быть использованы при разработке широкого класса ионно-плазменных технологических установок, имеющих аналогичные разрядные структуры и функционирующих в области повышенных давлений.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. Предельное рабочее давление форвакуумных плазменных источников электронов определяется достижением одного из ограничительных условий: превышение током высоковольтного тлеющего разряда в ускоряющем промежутке тока эмиссии электронов из плазмы, рассеянием большей доли электронного пучка на остаточном газе или нарушением электрической прочности ускоряющего промежутка. Очередность достижения того или иного условия определяется конфигурацией электродной системы электронного источника, параметрами электронного пучка, наличием магнитного поля в области транспортировки электронного пучка, а также давлением и родом рабочего газа. Оптимизация геометрии ускоряющего промежутка и выбор гелия в качестве плазмообразующего газа обеспечивает повышение предельного рабочего давления до 160 Па для сфокусированных электронных пучков и до 50 Па для широко-апертурных и ленточных пучков.

2. В форвакуумной области давлений на фокусировку электронного пучка оказывают негативное влияние процессы рассеяния ускоренных электронов в газе. Именно поэтому для форвакуумного плазменного источника электронов плотность мощности электронного пучка в кроссовере, а следовательно, и его яркость, не достигают соответствующих параметров электронного пучка, генерируемого плазменными источниками в традиционной области давлений 10^{-2} – 10^{-1} Па. Несмотря на это, повышение удельных эмиссионных параметров и оптимизация геометрии системы формирования и фокусировки электронного пучка обеспечивает для форвакуумных плазменных источников на основе разряда с полым катодом при энергии электронов 20 кэВ плотность мощности электронного пучка уровня 10^5 Вт/см², которой оказывается достаточно для прецизионной размерной обработки различных диэлектрических материалов, включая высокотемпературную керамику.

3. В форвакуумной области давлений создание однородной эмиссионной поверхности плазмы является необходимым, но недостаточным условием для генерации плазменным источником на основе разряда с протяженным полым катодом ленточного электронного пучка с равномерным распределением плотности тока. Решение проблемы должно быть основано на сочетании условий генерации однородной эмиссионной плазмы и методов, ослабляющих влияние на параметры плазмы и устойчивость разряда обратного ионного потока из области ускорения и транспортировки электронного пучка. Одним из наиболее эффективных методов достижения необходимой равномерности плотности тока является использование неоднородной по поперечному сечению катодной полости в сочетании со специальной конфигурацией и параметрами системы формирования и ускорения ленточного электронного пучка. При этом достигнутая неоднородность плотности тока электронного пучка ленточной конфигурации по его протяженному размеру не превышает $\pm 10\%$.

4. При транспортировке электронного пучка ленточной конфигурации в остаточной газовой среде форвакуумного диапазона давлений даже в отсутствие сопровождающего магнитного поля возможна реализация условий для зажигания

пучково-плазменного разряда, позволяющего формировать протяженное плазменное образование типа «плазменного листа» с концентрацией до 10^{16} м^{-3} и температурой электронов 1–2.5 эВ. При постоянной энергии электронов увеличение тока пучка приводит к росту концентрации и температуры плазменных электронов, при повышении давления газа также происходит рост концентрации плазмы, но температура электронов снижается. Достигнутые значения параметров плазмы и ее размеры позволяют использовать эту плазму для поверхностной модификации плоских протяженных изделий.

5. В форвакуумной области давлений при воздействии электронного пучка на диэлектрическую мишень процессы зарядки ускоренными электронами поверхности мишени практически полностью нейтрализуются ионами пучковой плазмы, образованной в области транспортировки пучка. Дополнительным фактором зарядовой нейтрализации являются ионы несамостоятельного разряда, возникающего между мишенью и заземленными стенками вакуумной камеры и поддерживаемого током электронного пучка. По мере нагрева электронным пучком диэлектрической мишени заметное влияние на нейтрализацию отрицательного заряда на поверхности диэлектрика оказывают повышение электропроводности материала мишени и термоэлектронная эмиссия с его поверхности. Нейтрализация поверхностного заряда обуславливает принципиальную возможность непосредственной электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов.

6. Разработанные форвакуумные плазменные источники электронов обеспечивают возможность эффективного электронно-лучевого нагрева, плавки, сварки, спекания, а также размерной обработки высокотемпературных керамик. Применение электронного пучка для электронно-лучевой сварки керамики, а также керамики с металлом позволяет создавать качественные сварные соединения без использования дополнительных операций металлизации и полировки свариваемых поверхностей. Электронно-лучевое спекание керамических компактов из нанопорошков в форвакуумной области давлений позволяет существенно снизить средний размер зерна керамики, что обеспечивает повышение её прочностных характеристик.

Достоверность и обоснованность результатов диссертационной работы подтверждается систематическим характером исследований, использованием независимых дублирующих экспериментальных методик, удовлетворительным совпадением расчетных зависимостей и моделей с полученными экспериментальными данными и величинами, а также практической реализацией научных положений и выводов при создании и применении форвакуумных плазменных электронных источников как в нашей стране, так и за рубежом.

Материалы диссертационной работы опубликованы в 23-х статьях в журналах, входящих в перечень ВАК РФ [18, 19, 21, 25, 26, 30, 102, 103, 108, 112, 152, 198, 223, 245-247, 249-252, 257, 258, 303], в 32-х текстах докладов в трудах международных и 16-ти всероссийских научных и научно-практических конференций и семинаров [22-24, 27, 29, 31, 32, 104-107, 109 -111, 113 -116, 153-155, 158, 159, 209-211, 224 – 236, 238 – 244, 255]. Результаты работы легли в основу поддержанной грантом РФФИ монографии «Форвакуумные плазменные источники электронов» [16] написанную в соавторстве с В.А. Бурдовициным, А.В. Медовником, Е.М. Оксом, Ю.Г. Юшковым.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на 40-ой и 42-ой Международных IEEE конференциях по исследованию и применению плазмы (PPC&ICOPS 2013, Сан-Франциско, США, ICOPS 2015, Анталия, Турция), 9-ой и 11-ой международных конференциях по электронно-лучевым технологиям (Варна, Болгария, 2009, 2014 гг.), VI и VII международных конференциях «Лучевые технологии и применение лазеров» (Россия, Санкт-Петербург, 2009 и 2012 гг.), на 15-ом Международном симпозиуме по сильноточной электронике (Россия, Томск, 2008, г.), на 10-ой, 11-ой и 12-ой Международных конференциях по модификации материалов пучками частиц и потоками плазмы (Россия, Томск, 2010, 2012, 2014 гг.), 11-ой и 12-ой Международных конференциях «Газоразрядная плазма и ее применение» (Россия, Томск, 2013, 2015 гг.), на III и V Международном Крейнделевском семинаре «Плазменная эмиссионная электроника» (Россия, Улан-Удэ, 2009, 2015 гг.), на I – XI Международных научно-практических конференциях «Электронные средства и системы управления» (Россия, Томск,

2005-2015 гг.), на Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технологии» (Россия, Томск, 2007, 2008, 2010, 2012 гг.), на Международной конференции студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук» (Россия, Томск, 2011, 2013, 2014, 2015, 2016 гг.), на Международной научно-практической конференции «Современные материалы, техника и технология» (Россия, Курск, 2011, 2015, 2016) на Всероссийской научно-технической конференции «Научная сессия ТУСУР» (Россия, Томск, 2005-2015 гг.).

Разработанные в результате выполнения работы технические решения защищены 8-ю Патентами РФ. Созданные на основе проведенных исследований плазменные электронные источники используются при проведении исследований в лаборатории плазменной электроники кафедры физики ТУСУР, в зарубежной корпорации Powertech Technology (Китай) для отработки технологических процессов электронно-лучевого распыления непроводящих тугоплавких материалов, а также в «Научно-производственной компании Томские электронные технологии» «ТЭТА» при выполнении комплексного проекта «Создание производства нового поколения электронно-лучевого оборудования на основе различных эмиссионных систем для сварки, пайки, обработки поверхностей и аддитивных технологий», реализуемого в соответствии с Постановлением Правительства Российской Федерации № 218 от 9 апреля 2010 года.

Работы по тематике диссертации поддержаны грантами: РФФИ 05-02-98000, РФФИ 05-08-01319, РФФИ 08-08-12005, РФФИ 09-08-99023, РФФИ 10-08-00257, РФФИ 11-08-00074, РФФИ 11-08-12052, РФФИ 11-08-98004, РФФИ 12-08-00074-а, РФФИ 12-08-31043, РФФИ 14-08-00047, РФФИ 14-08-00775, РФФИ 15-08-00871, РФФИ 15-38-20264, ФЦП «Электронно-лучевой синтез оксидных керамических материалов» 2012-2013 гг., ФЦП «Исследование керамических материалов синтезированных облучением электронным пучком» 2012-2013 гг., Грантом финансово-хозяйственного управления Администрации Томской области ГК №572 от 01.11.2011, «Электронно-лучевая обработка керамических

материалов», АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» № 2.1.2/1951 «Физические основы электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов в системах с плазменным катодом» (2009-2011), АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» №7.3101.2011 «Научные основы технологий синтеза и модификации керамических материалов электронными пучками, формируемыми плазменными источниками в области повышенных давлений» (2012-2014), грантом Минобрнауки №3.49.2014/К «Создание нового поколения плазменных источников электронов, функционирующих в области повышенных давлений среднего вакуума, для электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов», грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ №14.Z57.16.6700-НШ, а также стипендией Президента Российской Федерации молодым учёным и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики 2012-2014 гг. и 2015-2017 гг.

Личный вклад автора настоящей работы состоит в определении направлений исследований, в подготовке и проведении большей части исследований, в личном формулировании выводов и научных положений. В постановке отдельных задач исследований и обсуждении результатов активное участие принимали Е.М. Окс и В.А. Бурдовицин. Эксперименты по исследованию генерации узкосфокусированных электронных пучков в форвакуумном диапазоне давлений, а также применению разработанных источников для обработки диэлектриков проводились совместно с А.А. Зениным. В разработке расчетных методик температурного поля в керамическом материале при облучении цилиндрическим электронным пучком участвовали Е.В. Скробов и В.А. Бурдовицин. Моделирование процессов образования пористого слоя на поверхности керамики при ее спекании проведено Э.С. Двилисом при совместном анализе и обсуждении результатов с автором настоящей работы. В конструировании экспериментальных установок активное участие принимал Ю.А. Бурачевский. Соавторы, принимавшие участие в отдельных направлениях исследований, указаны в списке основных публикаций по теме дис-

сертации. Все результаты, составляющие научную основу диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы и приложений. Диссертация изложена на 302 страницах, содержит 205 рисунков и 12 таблиц. Список литературы включает 303 источника.

Совокупность полученных результатов, научных положений и выводов диссертационной работы, связанной с комплексными исследованиями процессов эмиссии электронов, формирования и транспортировки непрерывных электронных пучков, генерируемых плазменно-эмиссионными разрядными системами тлеющего разряда с полым катодом в форвакуумной области давлений, создании на основе этих исследований нового поколения форвакуумных плазменных источников электронов, способных формировать электронные пучки различной конфигурации с широким диапазоном интегральных и удельных параметров электронного пучка, обеспечивающих возможность эффективной электронно-лучевой обработки электрически непроводящих высокотемпературных керамик, может быть квалифицирована как существенный вклад в развитие плазменной эмиссионной электроники и техники получения электронных пучков. В результате выполнения данной работы решена имеющая важное хозяйственное значение научно-техническая задача создания нового поколения форвакуумных плазменных источников электронов, обеспечивающих генерацию электронных пучков различных конфигураций с рекордными параметрами, более высокими эксплуатационными характеристиками и новыми функциональными возможностями.

Автор выражает искреннюю признательность научному консультанту профессору Е.М. Оксу за его поддержку настоящей работы и участие в обсуждении результатов. Автор благодарен коллегам – сотрудникам лаборатории плазменной электроники кафедры физики Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники за многолетнее и плодотворное сотрудничество.

ГЛАВА 1. ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ И ТРАНСПОРТИРОВКИ ПЛАЗМЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ УЗКОСФОКУСИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ОБЛАСТИ ПРЕДЕЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ ФОРВАКУУМНОГО ДИАПАЗОНА

Развитие электронно-лучевых технологий обработки материалов неизбежно связано с необходимостью повышения рабочего давления электронных источников – вплоть до вывода пучков в атмосферу. Для узкосфокусированных электронных пучков проблема решается путем разделения областей генерации и использования электронного пучка многоступенчатой системой перепада давлений с дифференциальной откачкой и фольговых окон [1-3]. Такие системы позволяют выводить электронный пучок в области повышенных давлений, вплоть до атмосферного [4], однако наличие дополнительных откачных систем усложняет электронно-лучевые технологические установки, снижает их надежность и повышает стоимость.

С точки зрения работы в тяжелых вакуумных условиях при наличии агрессивных сред и при повышенных давлениях в качестве источника электронов наиболее привлекательным является использование плазменного катода. К настоящему времени плазменные источники сфокусированных электронных пучков не уступают термокатодным электронным источникам по таким важным показателям, как плотность мощности и яркость электронного пучка [5]. Исследованию, разработкам и применению таких источников электронов посвящено достаточно большое количество работ [6-16].

Результаты исследований по изучению особенностей формирования и фокусировки электронных пучков плазменными источниками в форвакуумной области давлений изложены в докторской диссертации В.А. Бурдовицина [17]. Однако за время, прошедшее с момента данной работы, дальнейшее развитие систем генерации плазменными источниками сфокусированных электронных пучков при повышенных давлениях и расширение области их применений обусловило появ-

ление принципиально новых задач и проблем, результаты решения которых приведены в настоящем разделе и опубликованы в [18-33].

1.1 Исследование процессов, обуславливающих расширение рабочего диапазона давлений форвакуумных плазменных источников электронов

В наиболее общем виде источник электронов с плазменным катодом включает в себя разрядную систему для генерации эмиссионной плазмы и область формирования и ускорения электронного пучка [6, 11, 16].

Поскольку для сфокусированных электронных пучков основными параметрами являются общая и удельная плотность мощности пучка, а также его яркость, непрерывный режим их генерации предпочтительней. В источниках непрерывных электронных пучков с плазменным катодом для генерации эмиссионной плазмы обычно используется стационарный тлеющий разряд. Для исключения дугообразования ток тлеющего разряда не может превышать единиц ампер. В связи с этим для повышения плотности мощности узкосфокусированных электронных пучков при их генерации необходимо создать резкую радиальную неоднородность плотности эмиссионной плазмы с максимумом на оси. Наиболее оптимальным способом решения данной задачи является использование разрядной системы с полым катодом [34, 35].

При разработке плазменных электронных источников следует, как известно, удовлетворить двум противоположным требованиям [6]. С одной стороны, необходимо обеспечить высокую скорость ионизации газа в области генерации эмиссионной плазмы, от которой напрямую зависит плотность тока электронного пучка, одновременно с другой стороны, для обеспечения электрической прочности ускоряющего промежутка и предотвращения пробоя требуется свести к минимуму ионизацию газа в этом промежутке. Такие условия могут быть достигнуты при создании перепада давлений газа между областями генерации плазмы и формирования пучка. Для плазменных источников, традиционно функционирующих при давлениях 10^{-2} – 10^{-1} Па в области формирования и транспортировки электронного

пучка, в результате протекания газа через протяженный канал диаметром 1 мм давление в разрядном промежутке достигает величин от нескольких единиц до десятков Па [36]. Стоит обратить внимание на факт близости такого диапазона давлений к оптимальному для обеспечения условий наиболее эффективной ионизации в разрядных системах с полым катодом.

Уровень рабочих давлений форвакуумных плазменных источников электронов практически совпадает с оптимальным давлением для разряда с полым катодом. Поэтому для плазменных источников электронов такого типа создание перепада давлений нецелесообразно и практически невозможно, и именно поэтому для форвакуумных плазменных источников электронов характерен изобарический режим функционирования.

Важной отличительной особенностью плазменных источников электронов в форвакуумном диапазоне давлений также является влияние обратного потока ионов на процессы функционирования этих устройств [37, 38]. Поток ионов образуется за счет ионизации газа в области транспортировки ускоренного электронного пучка. Направление движения ионов противоположно направлению движения электронов пучка, что позволяет применять в данном случае термин «обратный поток». Заметный вклад в обратный ионный поток вносят и ионы высоковольтного тлеющего разряда, который зажигается в ускоряющем промежутке источника при повышенных давлениях [39, 40]. В результате ионно-электронной эмиссии с электродов источника генерируются дополнительные электроны, которые также ускоряются полным приложенным напряжением и в этом смысле неотличимы от электронов, эмитированных из плазмы основного тлеющего разряда. Наличие обратного ионного потока может быть полезным для инициирования разряда в форвакуумных электронных источниках [41]. Но в целом поток обратных ионов представляет собой основной фактор, ограничивающий предельные параметры форвакуумных плазменных источников электронов.

1.1.1 Техника эксперимента

Исследования осуществлялись на экспериментальной установке (рисунок 1.1), оснащенной вакуумной камерой, плазменными источниками электронов, а также системами электропитания и диагностики. Вакуумная камера представляла собой полый прямоугольный параллелепипед с рабочим объемом $0,2 \text{ м}^3$, сваренный из нержавеющей стали. Толщина стенок камеры составляла 20 мм и подбиралась из учета эффективной защиты персонала от рентгеновского излучения, возникающего при торможении электронов пучка с энергией до 25 кэВ при их попадании на коллектор, либо электроды электронного источника. Стенки камеры изготавливались полыми – для охлаждения их проточной водой. Наблюдение процессов, происходящих в камере, осуществлялось через смотровое окно, выполненное в водоохлаждаемой дверце.

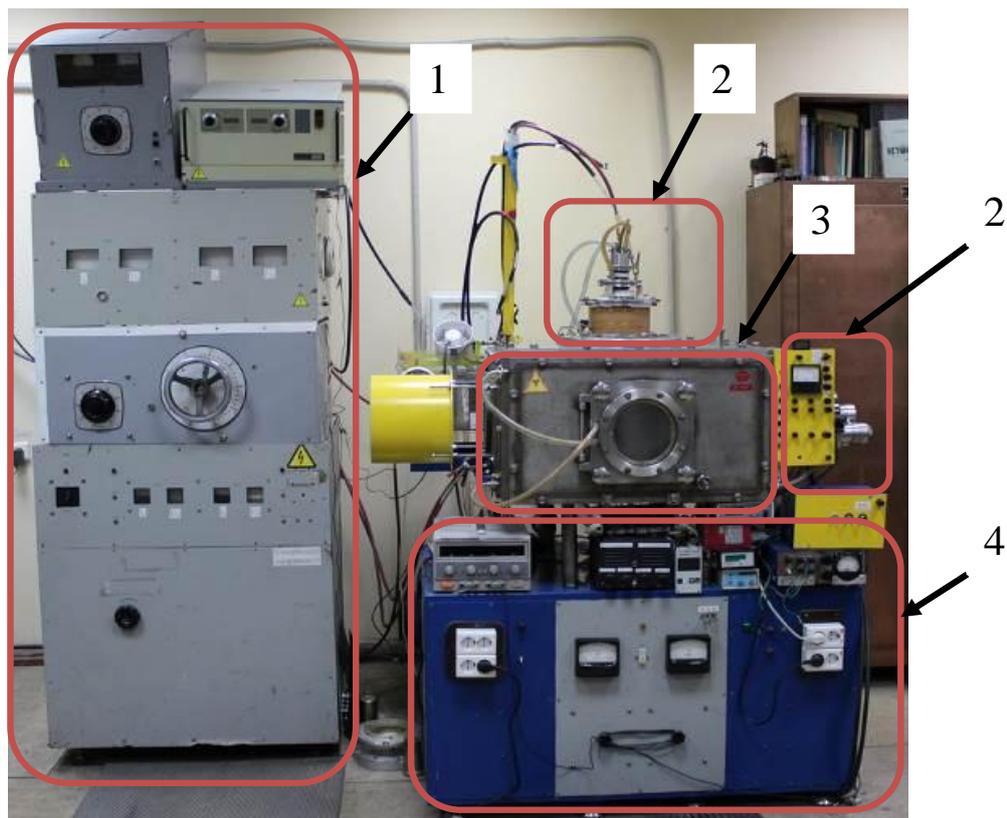


Рисунок 1.1 – Внешний вид экспериментальной установки: 1 – источники электропитания разрядного и ускоряющего промежутков; 2 – плазменные электронные источники; 3 – вакуумная камера; 4 – измерительное оборудование и система управления

Диаметр смотрового окна составлял 170 мм. В качестве рентгенозащитного материала окна использовалось стекло марки ТФ-5 толщиной 10 мм. Боковая и верхняя стенки камеры были снабжены стандартными фланцами для установки одного или нескольких плазменных электронных источников. Вакуумная камера устанавливалась на четырех стойках корпуса установки. Необходимый уровень вакуума создавался с использованием только механического форвакуумного насоса Vos Edwards E2M80 со скоростью откачки $80 \text{ м}^3/\text{ч}$. Коммутация вакуумной системы осуществлялась с помощью вакуумного вентиля ВРП-40 и вакуумного электромагнитного клапана ВКЭМ-40.

Все элементы вакуумной системы соединялись вакуумпроводом, выполненным из нержавеющей стали. Элементы управления вакуумной системой и низковольтные блоки электропитания располагались в нижней части корпуса вакуумной установки. Высоковольтные блоки, предназначенные для электропитания электронных пушек, размещались рядом с вакуумной установкой.

Электродная система используемых в экспериментах плазменных электронных источников представлена на рисунке 1.2.

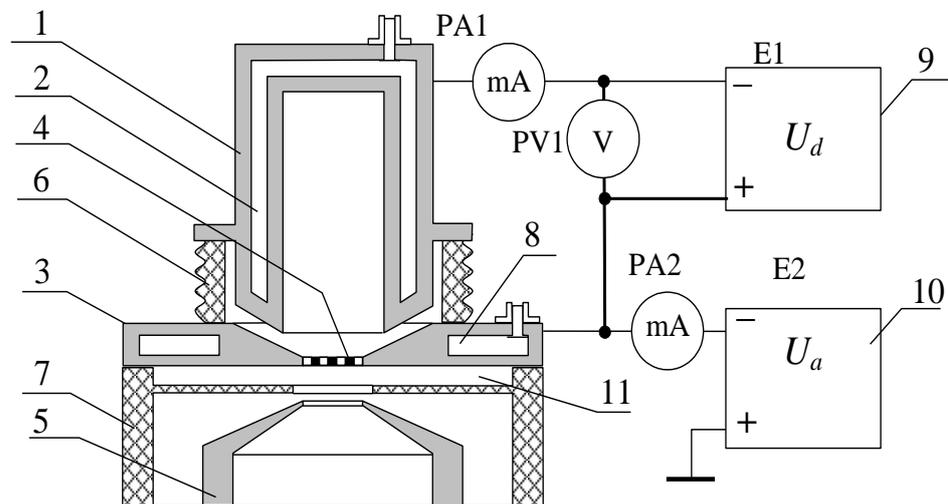


Рисунок 1.2 – Электродная схема электронного источника: 1 – цилиндрический полый катод; 2 – водяная рубашка охлаждения катода; 3 – анод; 4 – перфорированная пластина (эмиссионный электрод); 5 – экстрактор; 6, 7 – стандартные керамические высоковольтные изоляторы; 8 – водяная рубашка охлаждения анода; 9 – источник питания разряда; 10 – источник ускоряющего напряжения; 11 – пространство между анодом и экстрактором

Цилиндрический полый катод *1* (диаметром 25 мм и длиной 70 мм) с водяной рубашкой охлаждения *2* и плоский анод *3* составляли разрядную систему электронного источника. При подаче разрядного напряжения между анодом и катодом зажигался тлеющий разряд. Извлечение электронов осуществлялось через выполненное в аноде эмиссионное окно диаметром 10 мм, которое для стабилизации плазменной границы перекрывалось металлической сеткой *4* с прозрачностью не менее 80 %. В ряде экспериментов сетка заменялась на выполненную из тантала перфорированную пластину с одним или несколькими отверстиями. Ускоряющий электрод *5* (экстрактор) имел вид усеченного конуса. Электроды разрядного и ускоряющего промежутков изготавливались из немагнитной нержавеющей стали марки 18Х18Н10Т. Электроизоляция осуществлялась стандартными высоковольтными керамическими изоляторами *6* и *7*. Электропитание плазменного электронного источника осуществлялось от источников постоянного напряжения *E1* и *E2*, подключаемых к разрядному и ускоряющему промежутку соответственно. В промежутке анод *3* – экстрактор *5* при подаче соответствующего напряжения производилось ускорение электронов и первичное формирование пучка. Сформированный источником электронный пучок попадал в магнитное поле короткофокусной магнитной катушки (на рисунке не показана), где и происходило его окончательное формирование. Для измерения тока электронного пучка на расстоянии 25 см от экстрактора по пути следования пучка располагался металлический коллектор, заземленный через амперметр. Макет плазменного источника размещался на фланце вакуумной камеры. В качестве рабочих газов использовались воздух и гелий марки А. Выбор воздуха обусловлен моделированием процессов при работе источника в реальных технологических условиях, гелий же представлялся перспективным с точки зрения повышения рабочего давления источника. Рабочая камера предварительно откачивалась до давления 3 Па, после чего напускался газ до необходимого давления. При смене рабочего газа проводилась предварительная промывка камеры новым газом в течение 10–15 минут. Измерение давления производилось емкостным вакууметром Pfeiffer CMR 362, в основе работы которого лежит метод измерения, не зависящий от рода газа.

1.1.2 Параметры и характеристики высоковольтного тлеющего разряда в ускоряющем промежутке электронного источника

В форвакуумных плазменных источниках электронов приложение напряжения к ускоряющему промежутку приводит к инициированию так называемого высоковольтного тлеющего разряда (ВТР). Эмиссионный электрод (анод) электронного источника для этого разряда будет играть роль катода, тогда как анодом ВТР является ускоряющий электрод, рисунок 1.3. Напряжение горения ВТР практически равно ускоряющему напряжению электронного источника, тогда как величина тока ВТР может меняться в широких пределах. Ток ВТР зависит в разной степени от давления и рода газа, а также материала электродов, их взаимного расположения и размеров [7, 42-45].

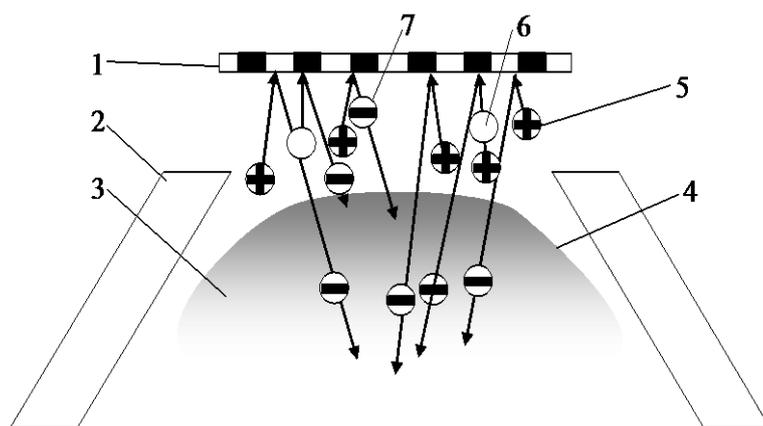


Рисунок 1.3 – ВТР в ускоряющем промежутке форвакуумного электронного источника: 1 – анод; 2 – ускоряющий электрод; 3 – область плазмы; 4 – плазменная граница; 5 – ионы из плазмы; 6 – быстрые нейтральные атомы; 7 – вторичные электроны [42]

ВТР характеризуется наличием в разрядном пространстве [42] примыкающих друг к другу плазмы, заполняющей объем экстракторного электрода, и области катодного падения потенциала между поверхностью анода электронного источника и плазмой. В области катодного падения сосредоточено практически все ускоряющее напряжение – напряжение ВТР. Электрическое поле катодного паде-

ния вытягивает положительные ионы с границы плазмы. Ускоренные в слое ионы, а также нейтральные атомы, возникшие за счет перезарядки ионов при движении к аноду электронного источника, бомбардируют поверхность эмиссионного электрода разрядного промежутка (анода) и вызывают ионно-электронную эмиссию в дополнение к эмиссии электронов из основного разряда. Электроны ВТР, ускоряясь также в области катодного падения, формируются в электронный пучок, ионизируя при этом рабочий газ в ускоряющем промежутке и обеспечивая существование плазмы ВТР и потока ионов в сторону эмиссионного электрода разрядного промежутка. Поток положительных ионов из плазмы ВТР попадает через эмиссионные отверстия либо ячейки сетки в эмиссионном электроде и в разрядную систему плазменного источника, влияя на предельные параметры электронного источника.

В экспериментах существование ВТР проявляется в регистрации тока электронного пучка форвакуумного плазменного источника даже в отсутствие тока плазмообразующего разряда и, соответственно, эмиссионной плазмы и эмитированных с нее электронов. Следует обратить внимание и на влияние ВТР на иницирование разряда с полым катодом в форвакуумном источнике, которое приводит к снижению напряжения зажигания этого разряда при приложении к ускоряющему промежутку высокого напряжения [41]. Несмотря на этот положительный момент, существование «паразитного» ВТР с током, сравнимым с током эмитированных из плазмы электронов, следует отнести к основному фактору, определяющему предельное рабочее давление форвакуумных плазменных источников электронов. Даже в отсутствие пробоя ускоряющего промежутка превышение электронным компонентом тока ВТР тока эмиссии электронов из плазмы делает режим функционирования форвакуумного плазменного источника электронов нерабочим, поскольку в этом случае затрудняется возможность независимого регулирования тока электронного пучка и его энергии.

Особенности функционирования форвакуумного плазменного источника электронов в условиях существования ВТР стимулировали постановку специальных исследований процессов токопрохождения в ускоряющем промежутке элект-

тронного источника в «холодном режиме» (без тока плазмообразующего разряда). В сущности, задача исследований состояла в изучении параметров и характеристик ВТР, возникающего в ускоряющем промежутке плазменного источника, а также определении оптимальной геометрии ускоряющего промежутка, обеспечивающей минимальный ток ВТР. В качестве тока ВТР принимался ток нагрузки высоковольтного источника I_e ускоряющего напряжения при отключенном источнике питания плазмообразующего разряда с полым катодом ($I_d = 0$).

Вольтамперные характеристики ВТР (зависимости тока в промежутке от приложенного к нему напряжения) для воздуха и гелия представлены на рисунке 1.4 и рисунке 1.5 соответственно.

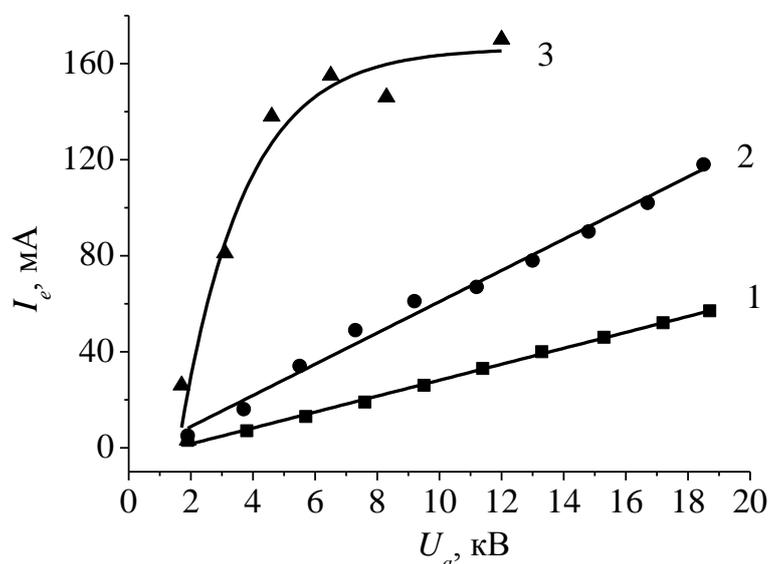


Рисунок 1.4 – Зависимость тока ВТР от ускоряющего напряжения для воздуха при давлениях: 1 – 6 Па; 2 – 10 Па; 3 – 20 Па

Как следует из представленных данных – в случае использования исходной геометрии ускоряющего промежутка электронного источника уже при давлениях порядка 20 Па (при работе на воздухе) величина тока ВТР значительно возрастает с увеличением ускоряющего напряжения и достигает значений более 150 мА при ускоряющем напряжении 6 кВ.

Использование гелия, сечение ионизации атомов которого много меньше по сравнению с азотом, составляющим основное содержание воздушной атмосферы,

снижает ток ВТР в несколько раз, однако даже в этом случае он оказывается сравнимым по величине с током эмиссии электронов из плазмы разряда с полым катодом.

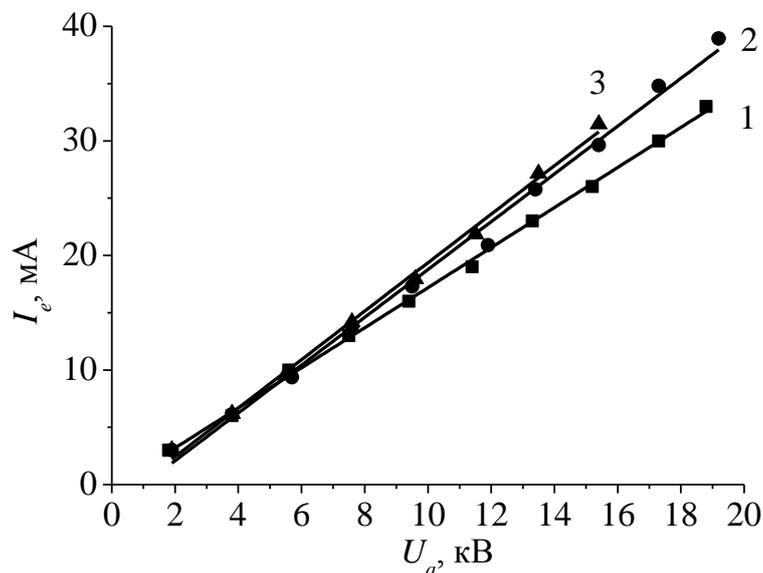


Рисунок 1.5 – Зависимость тока ВТР от ускоряющего напряжения для гелия при давлениях: 1 – 6 Па; 2 – 10 Па; 3 – 20 Па

Как отмечалось выше, величина тока ВТР напрямую зависит как от протяженности разрядного промежутка, в роли которого в данном случае выступает ускоряющий промежуток плазменного электронного источника, так и от открытой площади электродов. Снижение хотя бы одного из этих параметров позволяет снизить ток ВТР. Существенного снижения открытой площади электродов ускоряющего промежутка удалось добиться за счет удаления боковой полости между анодом и экстрактором (11 рисунок 1.2). Изменение расстояния d между анодом и экстрактором, т.е. протяженности разрядного промежутка ВТР, позволяет также уменьшить ток ВТР [46]. Для данной конфигурации электродов оптимальное расстояние, обеспечившее снижение тока ВТР и сохранение электрической прочности ускоряющего промежутка вплоть до напряжений 20 кВ, оказалось равным 6 мм (рисунки 1.7, 1.8). Модернизация ускоряющего промежутка позволила снизить ток ВТР более чем в три раза (рисунок 1.9) при сохранении электрической прочности ускоряющего промежутка.

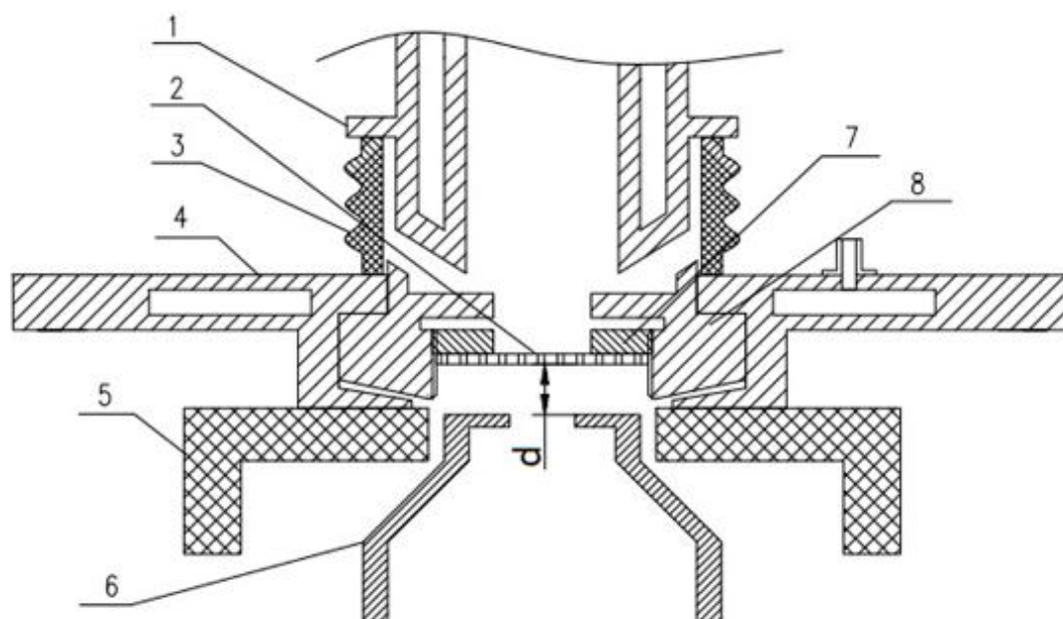


Рисунок 1.6 – Электродная схема форвакуумного плазменного источника электронов [20]: 1 – цилиндрический полый катод; 2 – перфорированный электрод; 3,5 – высоковольтные керамические изоляторы; 4 – анод; 6 – ускоряющий электрод; 7 – прижимной диск; 8 – вставка в анод

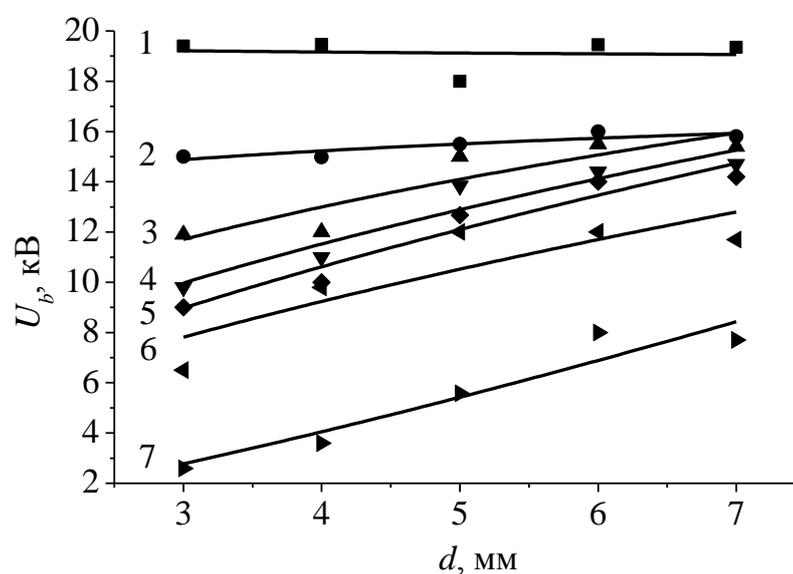


Рисунок 1.7 – Зависимость напряжения пробоя ускоряющего промежутка U_b от расстояния анод-экстрактор d для различных давлений: 1 – 6 Па; 2 – 10 Па; 3 – 20 Па; 4 – 30 Па; 5 – 40 Па; 6 – 50 Па; 7 – 60 Па

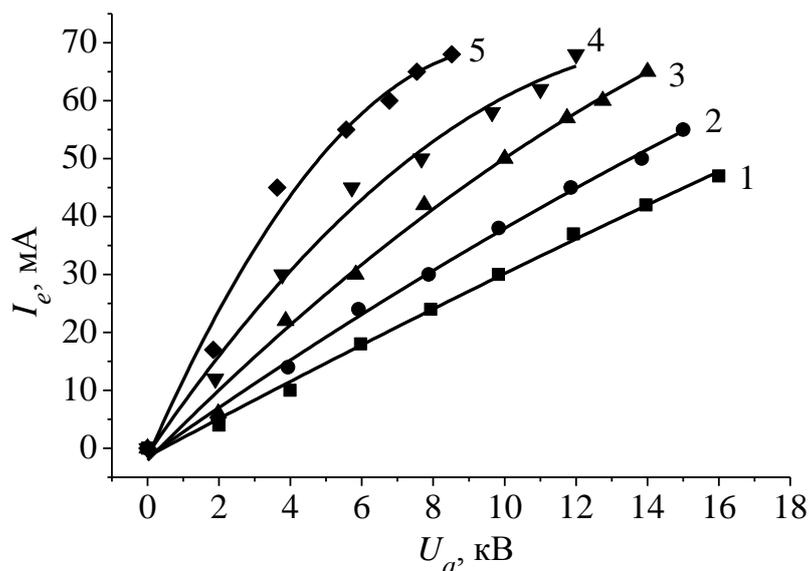


Рисунок 1.8 – Зависимость тока ВТР от ускоряющего напряжения ($d = 6$ мм): 1 – 20 Па; 2 – 30 Па; 3 – 40 Па; 4 – 50 Па; 5 – 60 Па

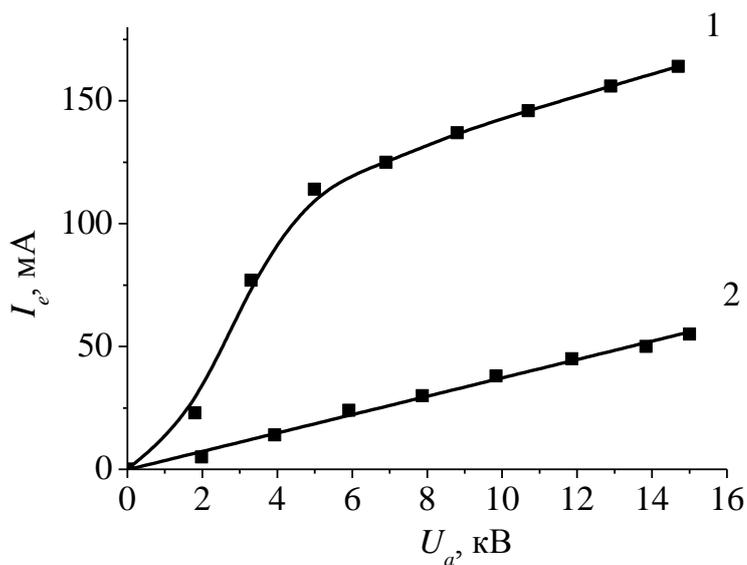


Рисунок 1.9 – Зависимость тока ВТР от ускоряющего напряжения при давлении 30 Па, остаточная атмосфера: 1 – исходная геометрия ускоряющего промежутка; 2 – модернизированная геометрия

Основным узлом, ограничивающим продолжительную работу электронного источника при работе в области повышенных давлений форвакуумного диапазона, оказалась перекрывающая эмиссионное окно металлическая сетка в аноде.

Несмотря на то, что в качестве термостойкого материала сетки использовался вольфрам, все же происходило ее выгорание за счет нагрева при интенсивной бомбардировке обратным ионным потоком. Замена сетки на пластину с отверстиями (перфорированный диск толщиной 1 мм) позволила повысить ресурс электронного источника. В диске было выполнено 21 отверстие диаметром 0.7 мм с шагом между отверстиями 0.75 мм.

1.2 Параметры электронного пучка в области предельных рабочих давлений

Результаты исследований, представленные в предыдущем разделе, позволили существенно снизить величину тока ВТР, увеличив тем самым диапазон регулировки тока электронного пучка. Еще одним положительным эффектом, связанным с меньшей величиной тока ВТР, стало повышение ресурса работы высоковольтного керамического изолятора между анодом и экстрактором, разогрев которого происходил в месте контакта с металлическими электродами в основном за счет разогревания анода подвергающегося интенсивной бомбардировке потоком ионов из плазмы ВТР.

Ослабление тока ВТР позволило перейти к исследованию работы плазменного электронного источника в области предельных рабочих давлений. При этом рабочим считался режим, при котором выполнялись два условия:

- не происходил пробой ускоряющего промежутка электронного источника;
- доля тока за счет эмиссии из плазмы основного разряда превышала величину тока ВТР.

Под напряжением пробоя понималось напряжение, непосредственно предшествующее резкому возрастанию тока в цепи нагрузки источника высоконапряжения, питающего ускоряющий промежуток. В момент пробоя также исчез ток в цепи коллектора электронного пучка. За ток ВТР принимался ток в цепи высоковольтного источника питания, измеренный в отсутствие основного разряда с полым катодом. Исследования проводились следующим образом: в предвари-

тельно откачанную до давления 2 Па вакуумную камеру напускался рабочий газ (гелий либо воздух) до достижения определенного давления, затем в разрядном промежутке (рисунок 1.2) зажигался тлеющий разряд, обеспечивающий генерацию эмиссионной плазмы. Подача напряжения на ускоряющий промежуток приводила к эмиссии электронов из разрядной плазмы и формированию электронного пучка. При достижении ускоряющего напряжения некоторой предельной величины наблюдался пробой ускоряющего промежутка. Представленные на рисунках 1.10 – 1.11 вольт-амперные характеристики источника, снятые при давлении 10 Па и различных токах разряда, а также в отсутствие разрядного тока, показывают, что зажигание основного разряда в плазменном электронном источнике позволяет, как и следовало ожидать, повысить ток электронного пучка.

С повышением разрядного тока и, соответственно, тока электронного пучка уменьшается предельная величина ускоряющего напряжения, при котором еще обеспечивается стабильная генерация электронного пучка (рисунок 1.10).

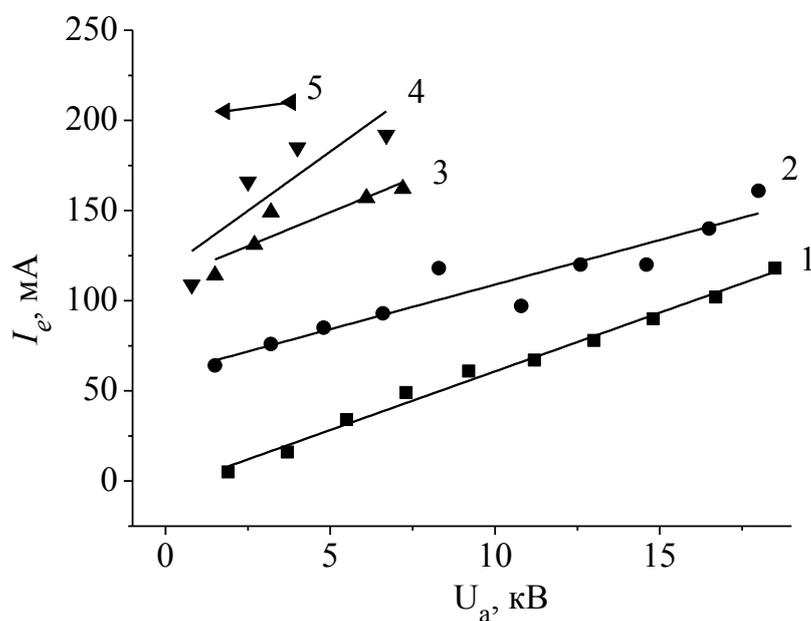


Рисунок 1.10 – Вольтамперные характеристики источника электронов. Ток разряда I_d : 1 – 0; 2 – 100; 3 – 200; 4 – 250; 5 – 300 мА; рабочий газ – воздух (давление 10 Па)

Как и в случае отсутствия тока основного разряда, так и при его наличии повышение давления приводит к росту тока пучка, однако характер роста тока от-

личается. На рисунке 1.12 представлены результаты измерения тока пучка от давления в отсутствие и при наличии тока разряда. Ускоряющее напряжение в эксперименте поддерживалось равным 10 кВ, а разрядный ток устанавливался максимально возможным, при котором еще не происходило пробоя ускоряющего промежутка.

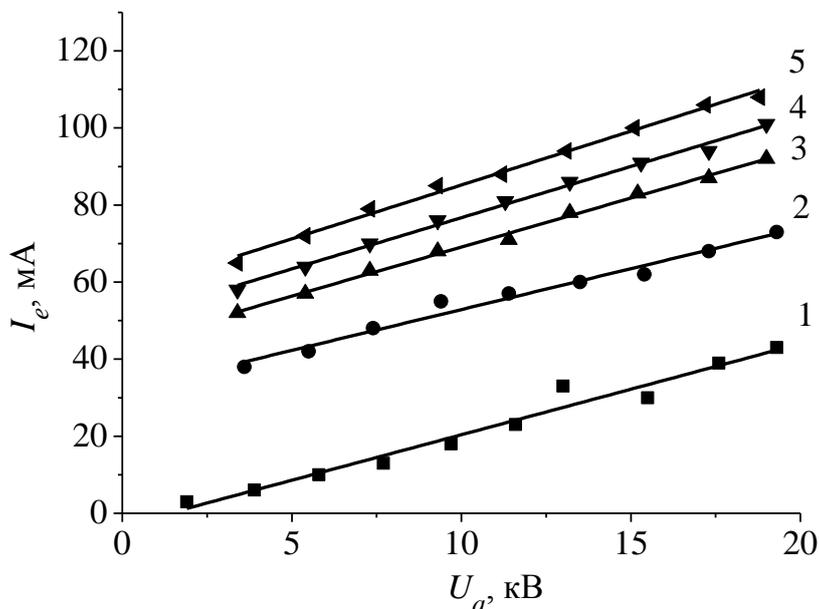


Рисунок 1.11 – Вольтамперные характеристики форвакуумного плазменного источника электронов. Ток разряда I_d : 1 – 0; 2 – 100; 3 – 200; 4 – 250; 5 – 300 мА; рабочий газ – гелий (давление 10 Па)

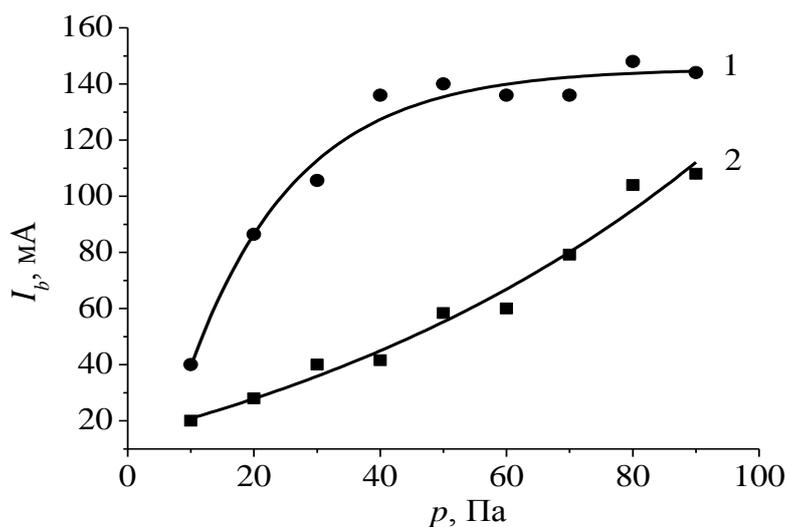


Рисунок 1.12 – Зависимость тока пучка от давления газа в вакуумной камере: 1 – ток разряда $I_d = 500$ мА; 2 – ток разряда $I_d = 0$, ускоряющее напряжение 10 кВ

Максимальное достигнутое давление рабочего газа (воздуха), при котором еще сохраняется работоспособность электронного источника, т.е. не происходит пробоя ускоряющего промежутка, составило около 100 Па. При этом напряжение пробоя ускоряющего промежутка определяется главным образом током электронного пучка, а также величиной обратного ионного потока из плазмы, образованной за счет ионизации газа в области транспортировки электронного пучка.

Наличие ВТР в ускоряющем промежутке плазменного электронного источника при его работе в форвакуумной области давлений приводит к необходимости учета потока электронов, образованных за счет вторичной ионно-электронной эмиссии из эмиссионного электрода. В токе электронного пучка доля этого потока может составлять значительную величину, однако в отличие от электронов, эмитированных из плазмы основного разряда, ток и энергия таких электронов не поддается независимому управлению. Таким образом, работоспособность именно плазменного источника электронов будет определяться долей управляемого тока в общем токе пучка. На рисунках 1.13–1.14 представлены вольт-амперные характеристики плазменного электронного источника при его работе на воздухе и гелии в области предельных рабочих давлений.

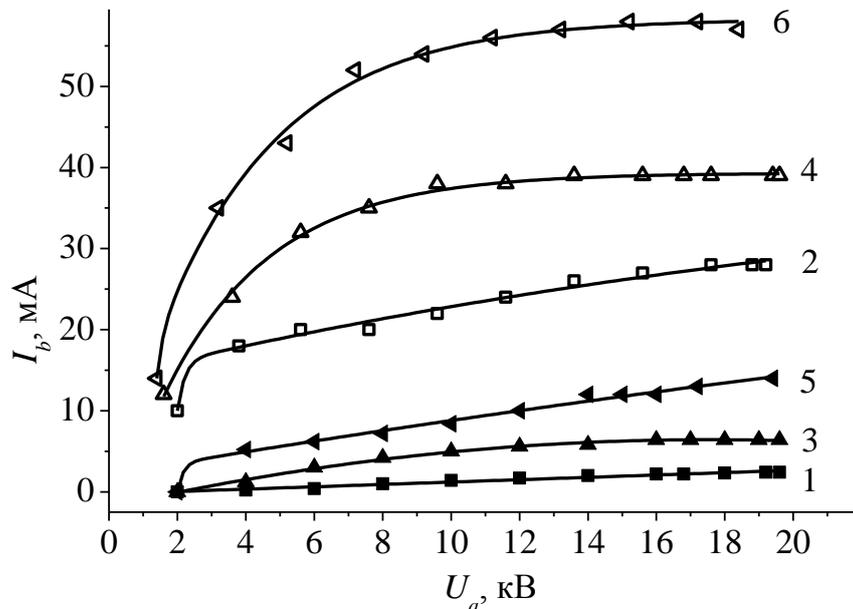


Рисунок 1.13 – Зависимость тока пучка от ускоряющего напряжения, рабочий газ – гелий, давление: 1,2 – 60 Па; 3,4 – 100 Па; 5,6 – 160 Па; ток разряда: 1,3,5 – 0 мА; 2,4,6 – 600 мА

Вольтамперные характеристики представлены только для режимов, где доля неуправляемого тока хоть и увеличивается с ростом давления, но, тем не менее, ток за счет эмиссии из плазмы полого катода остается доминирующим в общем токе. Такой режим работы является рабочим для плазменного электронного источника. Повышение давления приводит к необходимости повышения тока разряда для сохранения управляемости величиной тока эмиссии, что в конечном итоге приводит к пробое ускоряющего промежутка и является ограничением работы плазменного источника.

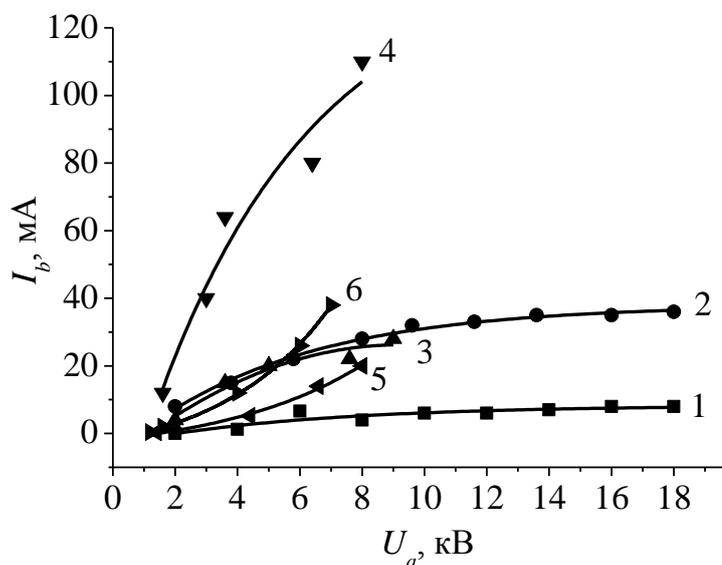


Рисунок 1.14 – Зависимость тока пучка от ускоряющего напряжения, рабочий газ – воздух, давление: 1,2 – 20 Па; 3,4 – 60 Па; 5,6 – 100 Па; ток разряда: 1,3,5 – 0 мА; 2,4 – 200 мА; 6 – максимально допустимый ток при данном U_a .

Анализ факторов, способствующих наступлению пробоя ускоряющего промежутка электронного источника, не показал какой-либо существенной зависимости в характере пробоя в отсутствие и при наличии эмиссионного тока из плазмы основного разряда. В обоих случаях в момент пробоя происходило резкое повышение тока в цепи источника питания ускоряющего промежутка без повышения тока в цепи питания разряда. Указанные факты позволили исключить из рассмотрения так называемый «плазменный» пробой [47], возникающий за счет проникновения эмиссионной плазмы в ускоряющий промежуток. Наблюдаемый пробой

происходит между эмиссионным электродом ускоряющего промежутка и пучковой плазмой. Это дает основание предполагать, что основную роль в инициировании пробоя играет состояние поверхности эмиссионного электрода, обращенной к ускоряющему промежутку. Действительно, при повышении давления концентрация пучковой плазмы возрастает и она, как следствие, приближается к аноду электронного источника, что в свою очередь приводит к возрастанию напряженности электрического поля вблизи эмиссионного электрода, появлению эмиссионных центров с последующим развитием катодных пятен и зажиганию дугового разряда, что в данном случае означает пробой ускоряющего промежутка.

Указанные соображения позволили перейти к построению физической модели процессов, приводящих к пробоям ускоряющего промежутка. Концентрацию пучковой плазмы n определим из уравнения баланса ионов

$$\sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \cdot n = \sigma \cdot n_0 \cdot \frac{j_b \cdot D}{q}, \quad (1.1)$$

где T_e – температура плазменных электронов, К;

M_i – масса газовых ионов, кг;

σ – сечение ионизации газа электронами пучка, м²;

j_b – плотность тока пучка, А/м²;

n_0 – концентрация нейтральных молекул газа, м⁻³;

D – диаметр плазменного образования, при котором еще возможно одномерное приближение, м.

Две компоненты тока, присутствующие в токе пучка в форвакуумной области давлений, учтем следующим образом:

$$j_b = \alpha U_a + j_{pl}, \quad (1.2)$$

где αU_a – компонент тока за счет ВТР;

j_{pl} – плотность эмиссионного тока из плазмы разряда.

Коэффициент α , входящий в выражение 1.2, был определен экспериментально в отсутствие тока основного разряда. Толщина слоя d , отделяющего пуч-

ковую плазму и эмиссионный электрод, может быть определена по известному соотношению [7]

$$d = \left(\frac{\varepsilon_0^2 U_a^3}{n^2 (qkT_e)} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (1.3)$$

где U_a – разность потенциалов между плазмой и электродом (в данных условиях – ускоряющее напряжение).

Заменив $d = \frac{U_a}{E}$ (здесь E – напряженность электрического поля в слое) и выражая концентрацию плазмы n из (1.1) и подставляя его в (1.3), после преобразований получаем выражение:

$$\alpha U_a + j_{pl} = \left(\frac{\varepsilon_0 q^{\frac{1}{2}} E^2}{\sigma n_0 D M_i^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{1}{U_a^{\frac{1}{2}}}. \quad (1.4)$$

Уравнение (1.4) было использовано для анализа зависимости напряжения U_b пробоя от давления газа и эмиссионного тока из плазмы разряда. Необходимая величина напряженности поля $E = E_{cr}$, соответствующая образованию эмиссионных центров на аноде, может быть задана лишь ориентировочно. Несмотря на это уже при значении E_{cr} , равном 2×10^6 В/м получается зависимость, неплохо согласующаяся с результатами эксперимента (рисунок 1.15). Это дает дополнительные аргументы в пользу предлагаемого механизма пробоя.

В работах [47, 48] указывалось на существование двух механизмов пробоя ускоряющего промежутка плазменного электронного источника, реализующихся при различных величинах давления. Измерение зависимости предельного разрядного тока I_{dm} , при котором еще возможна стабильная работа источника, от ускоряющего напряжения U_a (рисунок 1.16) указывает на возможность реализации аналогичных причин пробоя ускоряющего промежутка.

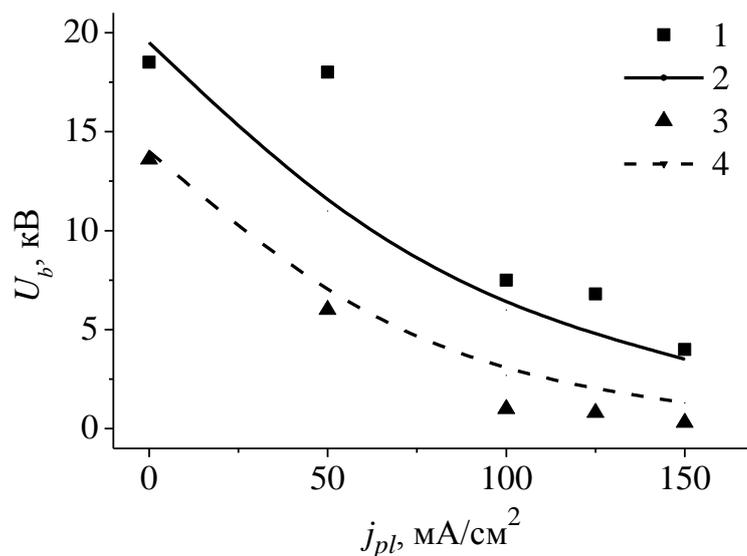


Рисунок 1.15 – Напряжение U_b в зависимости от плотности эмиссионного тока j_{pl} из плазмы для разных давлений воздуха: 1, 2 – 10 Па; 3, 4 – 20 Па. Тип зависимости: 1, 3 – эксперимент; 2, 4 – расчет

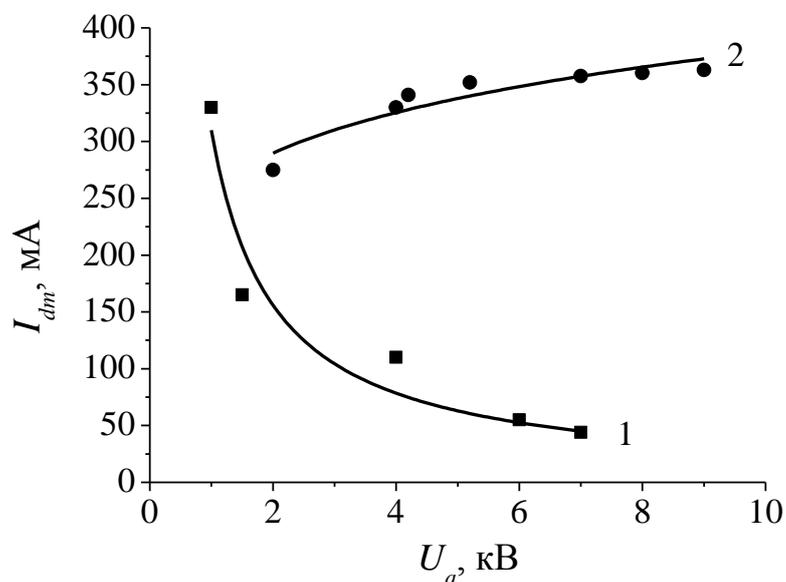


Рисунок 1.16 – Максимальный устойчивый ток пучка как функция ускоряющего напряжения: 1 – 27 Па; 2 – 100 Па; рабочий газ – воздух

В области малых давлений (кривая 1) предельный ток пучка растет с ростом ускоряющего напряжения, в то время как в области высоких давлений (кривая 2) наблюдается спад предельного тока. Данные факты позволяют предположить, что

в области малых давлений реализуется «плазменный пробой», инициируемый за счет проникновения разрядной плазмы в ускоряющий промежуток источника [48]. Повышение давления приводит к возрастанию роли обратного ионного потока на эмиссионный электрод с образованием эмиссионных центров, а далее – катодных пятен, и к пробую. Повышенные по сравнению с [48] значения давления, при которых наблюдается данный тип пробоя, связаны с уменьшением тока ВТР за счет модернизации геометрии ускоряющего промежутка электронного источника.

1.3 Процессы, сопровождающие транспортировку электронных пучков в области предельных давлений

Как уже отмечалось ранее, генерация электронных пучков в форвакуумной области давлений сопровождается образованием плазмы, поток ионов из которой оказывает существенное влияние на электрическую прочность ускоряющего промежутка и определяет величину предельного рабочего давления плазменного электронного источника. Помимо этого, при распространении электронного пучка в газовой среде происходит взаимодействие уже сформированного пучка с молекулами газа, интенсивность которого напрямую зависит от параметров самого пучка, а также от давления газа в области транспортировки. В связи с этим в данной работе проведены исследования влияния давления газа и конструктивных параметров электронных источников такого типа на изменение параметров электронного пучка при его транспортировке, а также влияния параметров пучка на параметры генерируемой им плазмы. Эффективность прохождения электронного пучка через атмосферу рабочего газа определялась путем измерения диаметра и энергетического спектра пучка как наиболее важных параметров для дальнейшего технологического применения.

1.3.1 Методика эксперимента

Эффективность использования электронного пучка для технологических целей во многом определяется удельной мощностью электронного пучка. И если величина мощности $P=IU$ может быть измерена достаточно просто, то для измерения диаметра пучка существуют различные методы измерения: как прямые, так и косвенные. К наиболее точным методам относится прямой метод, заключающийся в отклонении пучка на край либо ножевой диафрагмы, либо круглого отверстия [49–50], под которыми располагается принимающий ток коллектор (цилиндр Фарадея). Так получают кривую сканирования (кривую набегания), т.е. зависимость тока пучка от расстояния до края диафрагмы. Дифференцирование кривой набегания позволяет восстановить профиль распределения плотности тока пучка [51]. К недостаткам данного способа можно отнести влияние неровностей края диафрагмы на точность измерений, а также искажение сигнала, регистрируемого цилиндром Фарадея, наличием вторичных электронов, рождаемых на диафрагме. Наиболее простым способом измерения диаметра пучка является метод вращающегося зонда [52–54], заключающийся в том, что электронный пучок последовательно пересекают два идентичных протяженных зонда в виде вольфрамовых проволок малого (порядка десятков мкм) диаметра движущихся перпендикулярно к оси пучка. По временной зависимости тока, приходящегося на проволоки, строится зависимость распределения плотности тока пучка по его сечению. За диаметр пучка принимается ширина на уровне полувысоты в радиальном распределении плотности тока. Недостатком данного метода является наличие шумов в регистрируемом сигнале за счет того, что токовый сигнал снимается с трущихся частей зонда. Переход в форвакуумную область давлений приводит к появлению еще одного источника шумов – пучковой плазмы, образующейся вдоль пути распространения электронного пучка. Для снижения уровня шумов конструктивное исполнение вращающегося зонда было изменено. Пара проволочных зондов была заменена вращающимся металлическим диском с двумя параллельными прорезями, токосъемный коллектор располагался на оси пучка под враща-

ющимся диском. Схема эксперимента представлена на рисунке 1.17. Расстояние z , проходимое пучком в вакуумной камере, отсчитывалось от эмиссионного электрода источника до плоскости металлического диска.

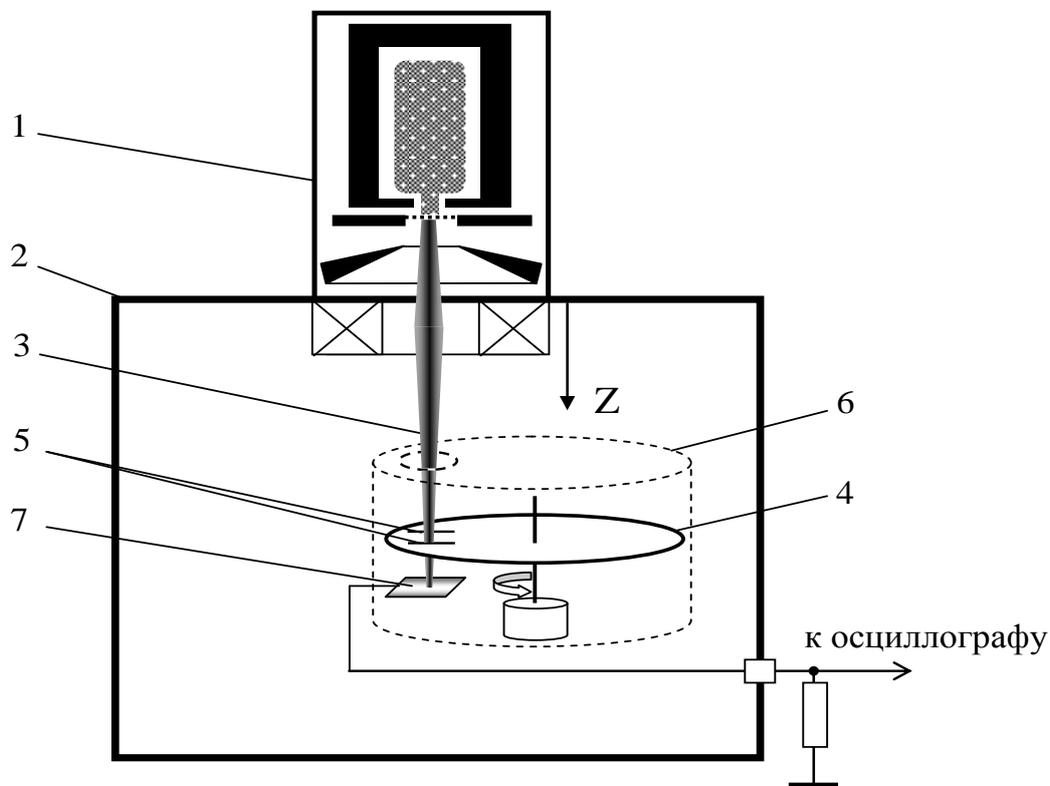


Рисунок 1.17 – Схема эксперимента по измерению диаметра электронного пучка: 1 – плазменный источник электронов; 2 – вакуумная камера; 3 – цилиндрический электронный пучок; 4 – металлический диск; 5 – пара щелей; 6 – защитный экран; 7 – коллектор

Форвакуумный плазменный электронный источник 1 размещался на верхнем фланце вакуумной камеры 2. Формируемый источником электронный пучок 3 направлялся на вращающийся зонд таким образом, чтобы при вращении диска 4 пучок пересекал поочередно каждую из щелей 5. Для устранения влияния пучковой плазмы на результаты измерений вся конструкция экранировалась заземленным металлическим экраном 6, имеющим отверстие для прохождения пучка. Ось вращения диска устанавливалась параллельно оси пучка. Расстояние между серединами щелей устанавливалось заведомо большим нескольких диаметров электронного пучка, в первом приближении определяемом визуально – по свечению

создаваемой им плазмы. Электроны, прошедшие через щели, улавливались коллектором 7, сигнал с которого через резистор поступал на вход цифрового осциллографа марки Tectronix. Типичная осциллограмма сигнала с зонда представлена на рисунке 1.18.

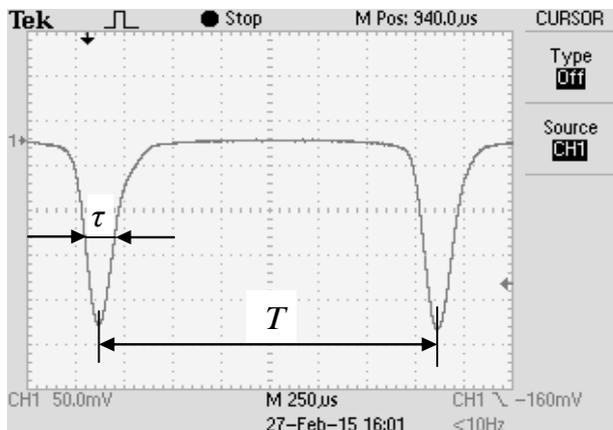


Рисунок 1.18 – Типичная осциллограмма сигнала с коллектора в процессе измерения диаметра электронного пучка

Осциллограмма сигнала обрабатывалась по стандартной для этого метода процедуре. Расстояние между серединами щелей задавало соответствие пространственного масштаба временной шкале на осциллограмме. Принимая во внимание то, что профиль пучка имеет гауссово распределение радиальной плотности тока, диаметр пучка определялся на полувысоте амплитуды тока с использованием следующего соотношения

$$d_b = L \frac{\tau}{T}, \quad (1.5)$$

где L – расстояние между серединами щелей, м;

T – временной интервал между амплитудными значениями сигналов на осциллограмме, с;

τ – ширина сигнала, измеренная на половине его амплитуды, с.

Для повышения точности при измерении диаметра использовались данные, полученные из 10 снятых в одних условиях осциллограмм. Как показали систематические измерения, погрешность данного метода составляла не более 10%.

Как отмечалось выше, исследование трансформации энергетического спектра электронов пучка позволяет судить об эффективности транспортировки пучка в области повышенных давлений. Для исследования энергетического спектра электронов в пучке, как правило, используется метод тормозящего поля [55, 56]. Суть метода заключается в том, что часть электронов пучка перед попаданием на коллектор проходит область тормозящего поля. Электроны с энергией, достаточной для преодоления тормозящего поля, создают ток мишени. Дифференцирование зависимости тока мишени от ускоряющего напряжения позволяет определить распределение электронов по энергиям. При этом для измерения энергии максимальная величина тормозного напряжения должна быть сравнима с ускоряющим напряжением порядка 10–20 кВ, что в условиях форвакуума неизбежно приводит к возникновению разряда между пластинами анализатора и заземленными стенками вакуумной камеры. Разделение электронов по энергиям без необходимости ввода высокого напряжения внутрь вакуумной камеры возможно при измерении характеристик тормозного рентгеновского излучения с участка поверхности электронного коллектора [57]. Указанный способ требует сложного диагностического оборудования и дает наиболее точные результаты при измерении пучков электронов с энергиями 2–3 МэВ. Более простым способом для отклонения электронов является использование магнитного поля [58].

Схема измерения энергетического спектра с использованием магнитного анализатора представлена на рисунке 1.19. Из электронного пучка 1 выделялась часть путем направления пучка на узкую коллиматорную щель 2 шириной 100 мкм. Выделенный пучок 4 после прохождения области магнитного поля, сформированного в зазоре отклоняющей электромагнитной катушки 3, попадал на разделительную металлическую пластинку 5 с парой щелей шириной $d = 100$ мкм. Одна из щелей располагалась непосредственно под коллиматорной, вторая располагалась на расстоянии $h = 1$ см от первой. Изменение величины тока в магнитной катушке приводило к отклонению электронного пучка и, как следствие, к последовательному пересечению обеих щелей. Электроны, прошедшие через любую из щелей, попадали на коллектор 6, который регистрировал токовый сигнал. Анали-

затвор устанавливался таким образом, чтобы ток коллектора регистрировался при отсутствии тока на отклоняющей катушке, в этом случае коллиматорная и первая щель в разделительной пластинке располагались на оси пучка. Заземленный металлический экран 7 устранял влияние пучковой плазмы на результаты измерений в процессе работы энергоанализатора.

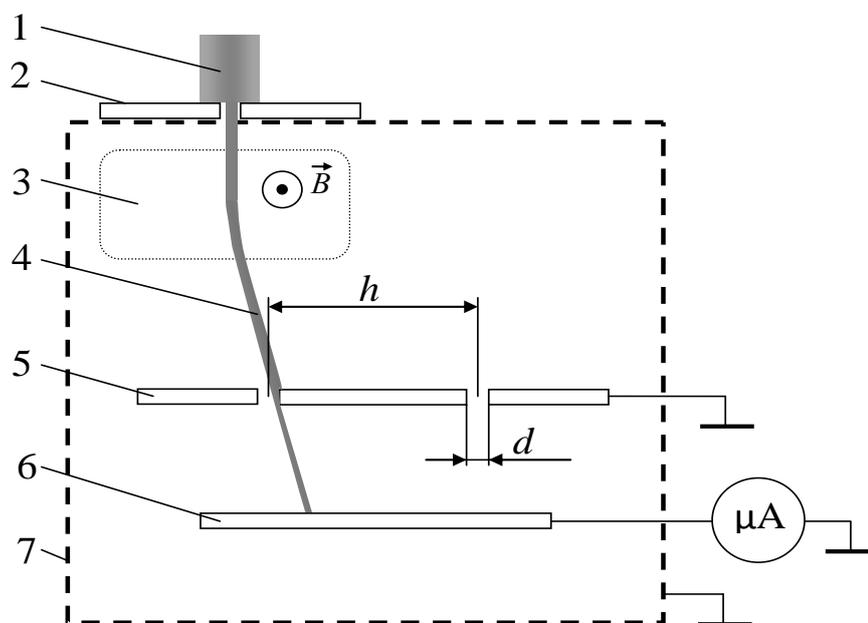


Рисунок 1.19 – Устройство магнитного энергоанализатора: 1 – электронный пучок; 2 – коллиматорная щель; 3 – магнитный зазор отклоняющей катушки; 4 – выделенная часть электронного пучка; 5 – пластина с щелями; 6 – коллектор; 7 – экран

Несмотря на простоту конструкции анализатора, неоднородность магнитного поля в зазоре магнитной катушки не превышала одного процента от величины текущего значения магнитного поля. Для измерений использовался датчик магнитного поля 3V Scientific U11359 основанный на эффекте Холла. Для калибровки анализатора использовался электронный пучок, формируемый плазменной электронной пушкой [54] при высоком вакууме ($2 \cdot 10^{-2}$ Па). Результат калибровки – зависимость тока коллектора I_k от энергии электронов E_e – приведен на рисунке 1.20.

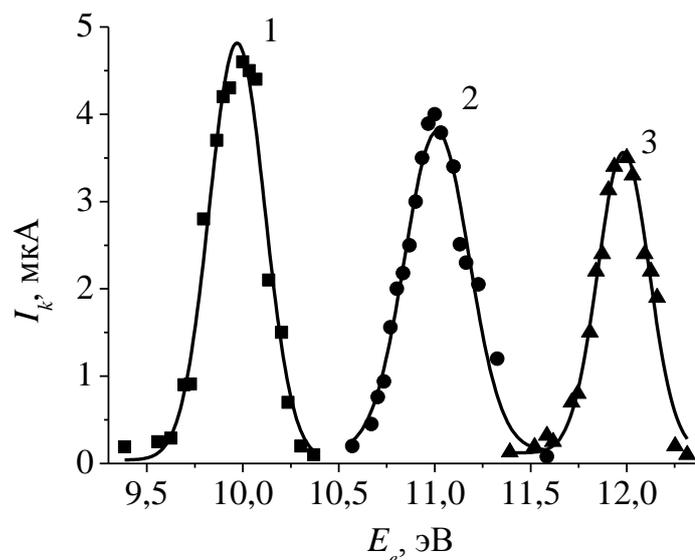


Рисунок 1.20 – Результат калибровки энергоанализатора, давление $2 \cdot 10^{-2}$ Па, ток пучка 10 мА. Ускоряющее напряжение: 1 – 10 кВ; 2 – 11 кВ; 3 – 12 кВ

Существование в спектре электронов с энергиями, превышающими ускоряющее напряжение, объясняется наличием в пучке быстрых электронов, ускоренных в катодном падении потенциала тлеющего разряда и извлеченных приложенным ускоряющим напряжением. Величина данной добавки энергии не превышает напряжения разряда электронного источника.

1.3.2 Влияние давления газа на изменение параметров электронного пучка при его транспортировке

Исследование влияния давления на рассеяние электронного пучка проводилось в остаточной атмосфере и в атмосфере гелия. Результаты измерения диаметра электронного пучка в зависимости от величины давления газа, рисунки 1.21–1.22, свидетельствуют о значительном расширении пучка, как с повышением давления, так и по мере его распространения в вакуумной камере.

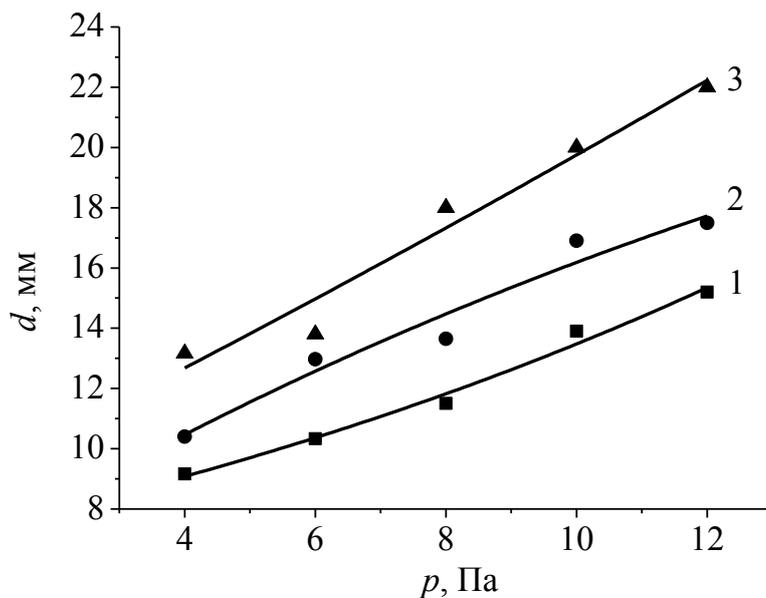


Рисунок 1.21 – Зависимость диаметра пучка от давления. Расстояние от эмиссионного электрода источника, z : 1 – 145 мм; 2 – 170 мм; 3 – 190 мм. Рабочий газ – воздух, ускоряющее напряжение 10 кВ, ток пучка 50 мА

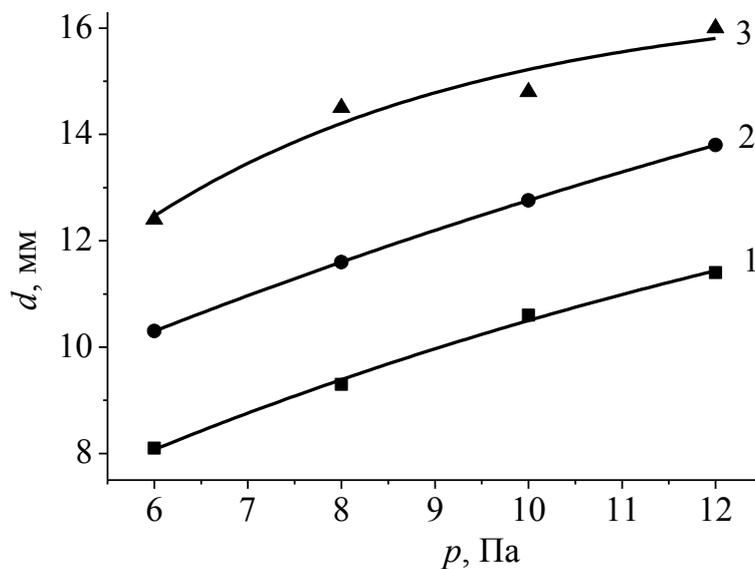


Рисунок 1.22 – Зависимость диаметра пучка от давления. Расстояние от эмиссионного электрода источника, z : 1 – 145 мм; 2 – 170 мм; 3 – 190 мм. Рабочий газ – гелий, ускоряющее напряжение 10 кВ, ток пучка 50 мА

Фотография свечения плазмы создаваемой за счет ионизации газа электронами пучка, распространяющегося при различных давлениях, представлена на рисунке 1.23.

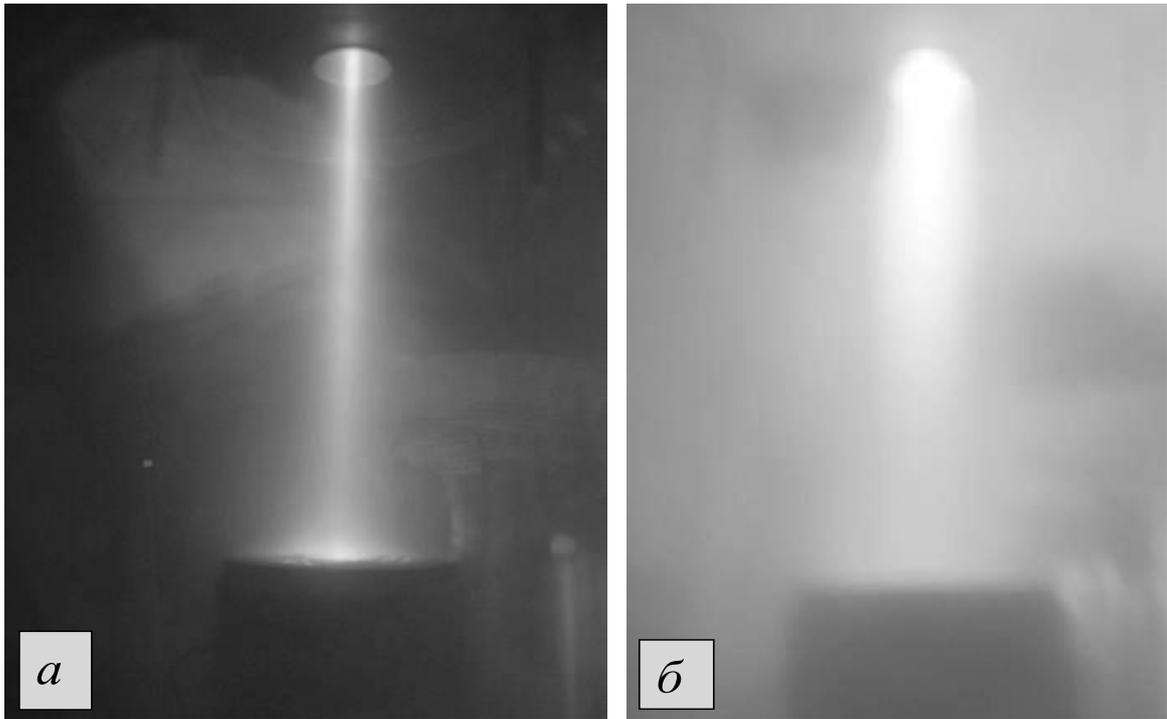


Рисунок 1.23 – Фотография электронного пучка при его распространении в вакуумной камере. Ускоряющее напряжение 10 кВ, ток пучка 50 мА, давление воздуха: а – 10 Па, б – 50 Па.

Измерение функции распределения электронов пучка по энергии осуществлялось магнитным энергоанализатором по методике, описанной ранее. Результаты измерений свидетельствуют о значительном расширении энергетического спектра пучка при переходе из области низких (10^{-3} Па) давлений в область форвакуума (1–100 Па). При этом положение максимума в распределении энергии смещается в область более низких значений как при увеличении расстояния z , пройденного пучком, так и при увеличении давления (рисунки 1.24–1.25), что может быть связано с потерей энергии электронами в результате неупругих столкновений с атомами газа.

Измеренная на полувысоте ширина энергетического распределения составляет значительную величину в несколько кэВ, что может быть объяснено уширением диаметра пучка в результате рассеяния в промежутке между магнитным зазором и коллектором.

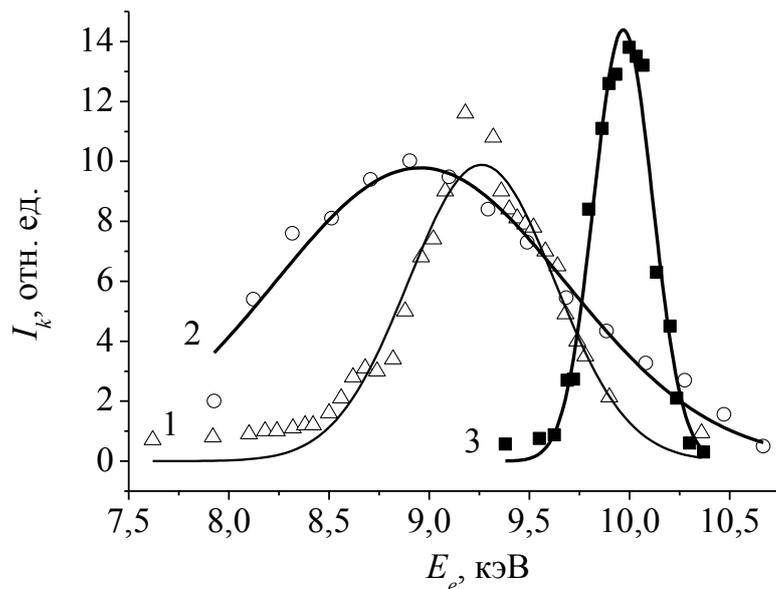


Рисунок 1.24 – Энергетический спектр электронов пучка при различных давлениях и расстояниях z : 1 – 16 Па, $z = 90$ мм; 2 – 16 Па, $z = 170$ мм; 3 – 10^{-2} Па, $z = 170$ мм, калибровочный; ускоряющее напряжение 10 кВ, ток пучка – 30 мА

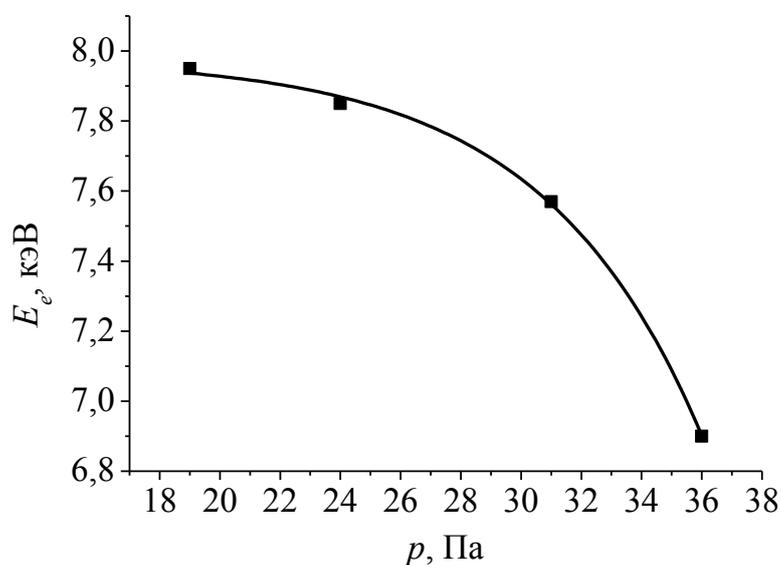


Рисунок 1.25 – Положение максимума энергетического спектра электронов пучка в зависимости от давления гелия, ускоряющее напряжение 9 кВ, $z = 170$ мм.

Анализ причин расширения самого пучка, а также эволюции его энергетического спектра осуществлялся на основе расчета траекторий электронов с учетом рассеяния на газовых молекулах. Обзор литературы по данному вопросу показал,

что изучению процесса рассеяния электронного пучка посвящено достаточно большое число работ, большинство из которых связаны с изучением рассеяния высокоэнергетичных электронных пучков с энергиями в сотни кэВ [59–62]. В работе [63] на основе метода Монте-Карло приведены сечения упругого и неупругого рассеяния электронов на атомах O_2 , N_2 , H , Ar и He , а также показана доля рассеявшихся электронов после прохождения ими расстояния до 10 мм в зависимости от энергии электронов в диапазоне 0–10 кэВ и давления газа 10–100 Па. Однако рассмотренные в указанной работе характерные расстояния пробега электронов в газе (до 10 мм) значительно меньше расстояний от входной апертуры рабочих камер до обрабатываемого образца в установках для обработки изделий электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений [64]. В работе [65] приведена экспериментальная функция распределения электронов по энергиям для различных токов пучка при давлении газа 3 Па и ускоряющем напряжении 4 кэВ. Авторами работы отмечено значительное уширение энергетического спектра электронов в результате взаимодействия с газом. Таким образом, условия эксперимента и параметры электронного пучка в указанных работах не позволяют перенести их результаты на описание рассеяния в условиях, описанных в данном разделе.

Для аналитического решения задачи рассеяния пучка в данном исследовании использовался метод Монте-Карло, позволяющий проследить траектории отдельных электронов.

Модель рассеяния электронного пучка основана на рассмотрении движения электронов, инжектируемых в газ определенного давления и рода. При столкновении электронов с атомами газа принималось в расчет возможное изменение траектории движения электронов и учитывались потери кинетической энергии на ионизацию или возбуждение атомов. Модель не учитывала спин-орбитальное взаимодействие, а также молекулярное строение и форму электронных оболочек атомов. В зависимости от выбранной длины свободного пробега электрон претерпевал разное число столкновений до попадания на коллектор [66]. В нерелятивистском случае доля электронов dN , которые отклонятся на определенный угол в

кулоновском поле ядра, от общего числа электронов N_0 , описывается известной формулой Резерфорда:

$$\frac{dN}{N_0} = n \cdot a \left(\frac{2Ze^2}{m_e v^2} \right)^2 \frac{2\pi \sin(\theta) d\theta}{4 \cdot \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (1.6)$$

где θ – угол, на который рассеиваются электроны, рад;

Z – зарядовое число атома;

e – заряд электрона, Кл;

m_e – масса электрона, кг;

v – скорость электронов, м/с;

n – концентрация газа, м⁻³;

a – толщина газового слоя, м.

Для упрощения вычислений обозначим часть выражения (1.6), в которую входят константы, не зависящие от угла θ , одной переменной A . Тогда можно записать:

$$\frac{dN}{N_0} = A \cdot \frac{\sin(\theta) d\theta}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad A = \frac{\pi}{2} n a \left(\frac{2Ze^2}{m_e v^2} \right)^2. \quad (1.7)$$

Кроме того, часть (1.6), зависящую от угла θ , обозначим как $f(\theta)$:

$$f(\theta) = \frac{\sin(\theta)}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (1.8)$$

Можно записать, что найдется такой диапазон углов от α до β , в пределах которого будут отклоняться все частицы. Следовательно, проинтегрировав (1.7) по углу θ в указанных пределах, можно получить константу A и тем самым нормировать функцию (1.7):

$$A \int_{\alpha}^{\beta} f(\theta) d\theta = A \int_{\alpha}^{\beta} \frac{\sin(\theta)}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\theta = 1 \quad \rightarrow \quad A = \frac{\sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot \sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right)}{8 \left(\sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right) - \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right)}. \quad (1.9)$$

Наличие в знаменателе формулы (1.6) синуса, обращающегося в нуль при нулевом аргументе, накладывает следующее условие на выбор нижнего предела интегрирования: угол α должен быть сколь угодно малым, но не нулевым. В рамках описываемой модели принимаем угол α равным 1° . В качестве верхнего предела принимаем угол $\beta = \pi = 180^\circ$.

Положительный или отрицательный знак угла рассеяния, физический смысл которого состоит в отклонении вправо или влево от первоначального направления движения, может быть реализован с помощью случайного числа методом Монте-Карло.

Для вычисления доли отклонившихся частиц методом Монте-Карло выберем в качестве верхнего предела интегрирования некоторую переменную ξ , а весь интеграл приравняем случайной величине γ , которая равномерно распределена на интервале $(0,1)$:

$$A \cdot \int_0^{\xi} \frac{\sin(\theta)}{\alpha \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} d\theta = \gamma. \quad (1.10)$$

Ввиду малости угла α , выражение 1.9 можно упростить:

$$A = \frac{\sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cdot \sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right)}{8\left(\sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right) - \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right)}, \alpha \rightarrow 0, \Rightarrow A = \frac{\sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{8}. \quad (1.11)$$

С учетом этого, интеграл (1.10) легко разрешить относительно ξ :

$$\xi = 2 \cdot \arcsin\left(\sqrt{\frac{8 \cdot A}{1 - \gamma}}\right). \quad (1.12)$$

Таким образом, угол, на который рассеется электрон, связан с равномерно распределенной в интервале $(0,1)$ случайной величиной γ . Это дает возможность смоделировать стохастический (случайный) процесс рассеяния электрона на случайный угол. Подставляя в (1.12) равномерно распределенное в интервале $(0,1)$ множество случайных величин γ , мы получим множество случайных углов рассеяния, распределенных по закону Резерфорда.

Для моделирования неупругой потери энергии электроном при столкновении с атомом газа воспользуемся формулой дифференциального сечения потерь энергии:

$$d\sigma_{\xi} = \pi \cdot Z \cdot e^4 \left[\frac{1}{\xi^2} + \frac{1}{(E_0 - \xi)^2} - \frac{1}{\xi(E_0 - \xi)} \right] \frac{d\xi}{E_0}, \quad (1.13)$$

где E_0 – энергия быстрого электрона;

ξ – количество энергии, переданное быстрым электроном атому (потеря энергии).

Аналитическое выражение интеграла имеет вид:

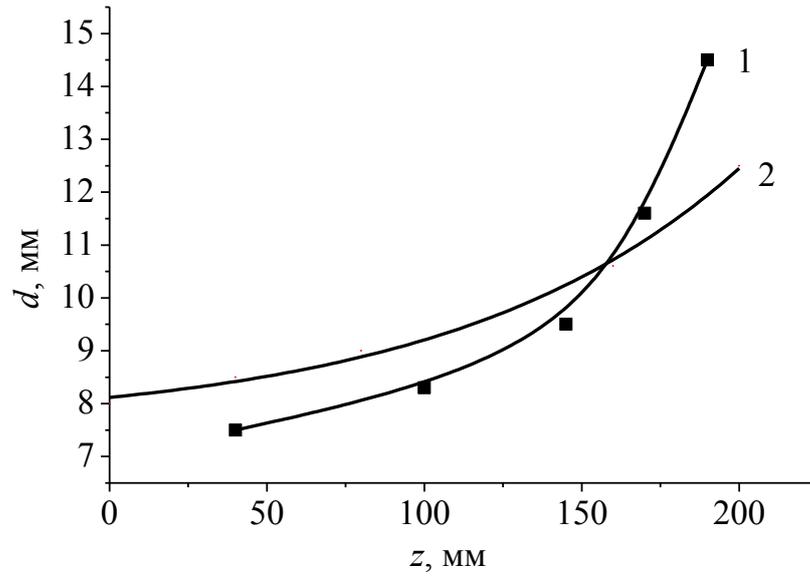
$$I(\xi) = const \cdot \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\xi} \right) + \left(\frac{1}{E_0 - \xi} - \frac{1}{E_0 - \varepsilon_0} \right) + \left(\frac{1}{E_0} \ln \left(\frac{E_0 - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \right) - \frac{1}{E_0} \ln \left(\frac{E_0 - \xi}{\xi} \right) \right) \right] \quad (1.14)$$

где $const$ – нормировочная константа, вычисляемая для каждого значения E_0 и обеспечивающая изменение (1.14) от 0 до 1; ξ – случайно разыгрываемая потеря энергии электроном.

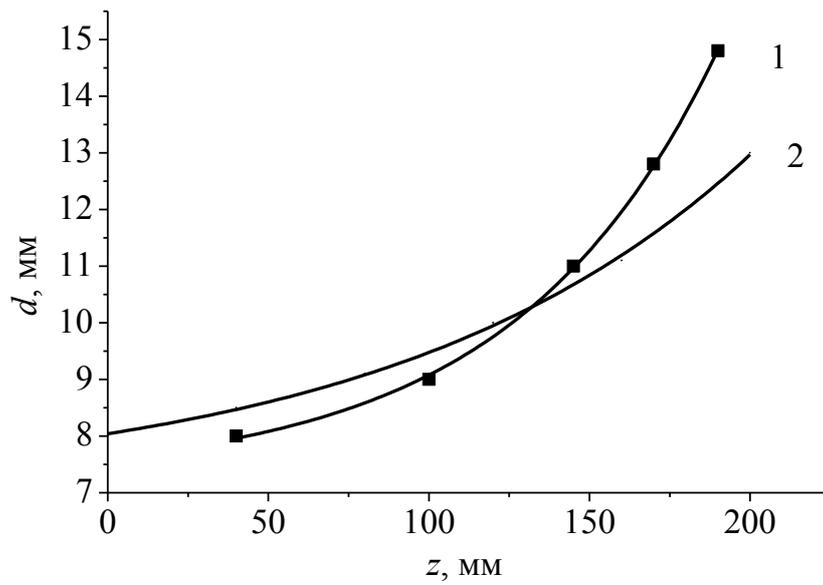
Для моделирования случайной потери энергии генерировалось псевдослучайное число μ из интервала (0,1) и сравнивалось со всеми значениями $I(\xi)$. Случайной потерей энергии считалось такое значение ξ , для которого $I(\xi) = \mu$.

Сравнение экспериментально измеренных значений диаметра пучка электронов, распространяющегося в атмосфере гелия, с величинами, рассчитанными на основе изложенной выше математической модели, приведено на рисунке 1.26.

Удовлетворительное совпадение результатов моделирования с экспериментальными данными свидетельствует об адекватности построенной математической модели рассеяния, что позволяет прогнозировать величину расширения пучка. Как можно заметить, по мере распространения пучка его экспериментально установленное расширение происходит быстрее, чем предсказывает расчет. Это различие может быть связано как с простотой модели, так и с неполной парааксиальностью пучка в эксперименте.



а)



б)

Рисунок 1.26 – Сравнение экспериментальной 1 и расчетной 2 зависимостей диаметра пучка от расстояния, проходимого пучком электронов в гелии, при давлении а) 8 Па, б) 10 Па. Ток пучка 34 мА, ускоряющее напряжение 10 кВ

1.4 Особенности фокусировки электронного пучка форвакуумного плазменного источника

Технологическое применение электронного пучка, формируемого плазменным электронным источником, во многом определяется его удельной мощностью, которая, в свою очередь, зависит от диаметра электронного пучка, его энергии и тока. Результаты, представленные в предыдущем разделе, показывают значительное влияние давления газа на диаметр электронного пучка. Исследования, проведенные с плазменным электронным источником на основе отражательного разряда [5] показали, что оптимизация геометрии ускоряющего промежутка электронного источника и подбор оптимальной фокусирующей системы позволяет получать электронные пучки, сравнимые по яркости с термокатодными пушками. При этом удается сфокусировать электронный пучок до субмиллиметрового размера.

Наиболее простой способ увеличения величины тока пучка состоит в увеличении площади эмиссионной поверхности, для уменьшения же диаметра пучка стремятся к эмиссии из одиночного отверстия, что значительно снижает ток пучка. Указанные параметры в значительной степени противоречивы. Таким образом, получение сфокусированного электронного пучка с высокой плотностью мощности в форвакуумной области давлений является актуальной задачей.

Эксперименты проводились с описанным ранее плазменным электронным источником, в аноде которого устанавливался перфорированный электрод из тантала толщиной 1 мм с одним или несколькими отверстиями диаметром по 0,75 мм, через которые осуществляется эмиссия электронов. Изменение диаметра электронного пучка проводилось на расстоянии 20 см от ускоряющего электрода. Варьируемыми параметрами являлись площадь эмитирующей поверхности (число отверстий в перфорированном электроде), давление и род газа, ускоряющее напряжение, а также геометрия ускоряющего промежутка источника.

Результаты исследования влияния геометрии ускоряющего промежутка, а именно расстояния анод – экстрактор (рисунок 1.27), свидетельствуют о том, что

оптимальное с точки зрения получения минимального диаметра пучка расстояние между анодом и экстрактором лежит в пределах между 12 и 18 мм (рисунок 1.28)

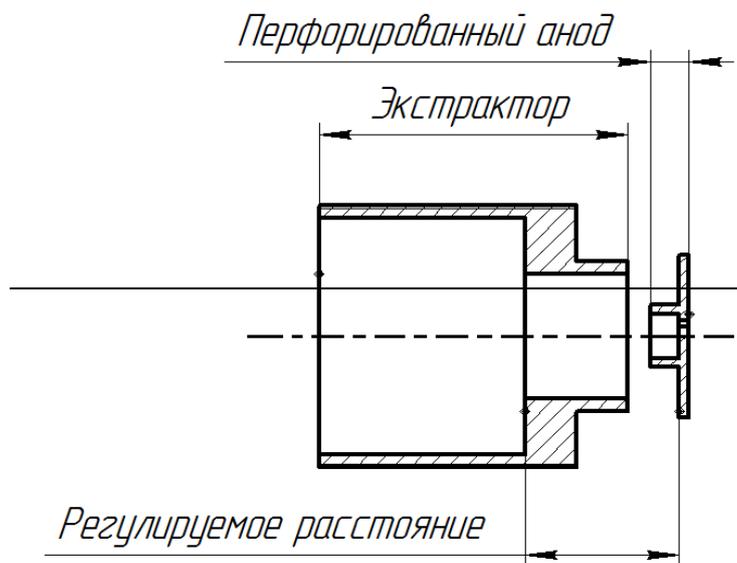


Рисунок 1.27 – Схема взаимного расположения электродов ускоряющего промежутка

В дальнейших исследованиях расстояние между анодом и экстрактором устанавливалось порядка 12 мм.

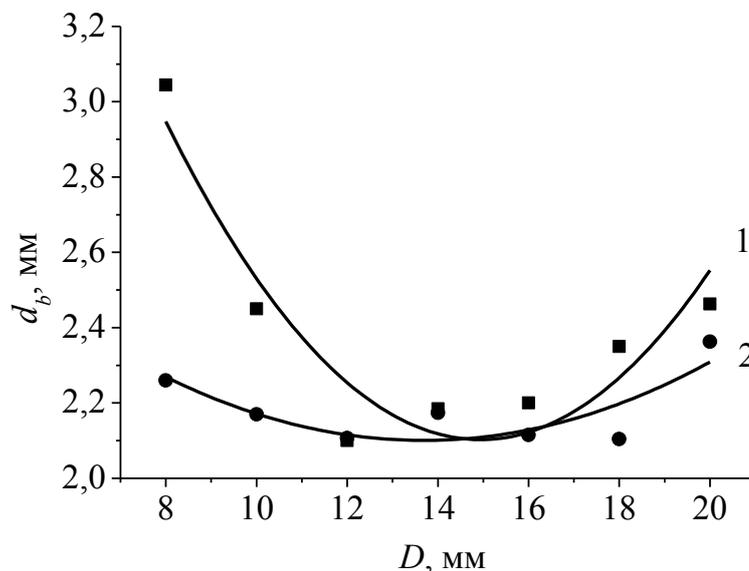


Рисунок 1.28 – Зависимость диаметра электронного пучка d_b от расстояния между анодом и экстрактором D . Ускоряющее напряжение: 1 – 12 кВ, 2 – 18 кВ, давление 12 Па. Ток пучка 30 мА

Варьирование числа отверстий в перфорированном эмиссионном электроде (аноде) показало, что уменьшение количества отверстий приводит к значительному уменьшению диаметра электронного пучка и величины его тока, рисунок 1.29.

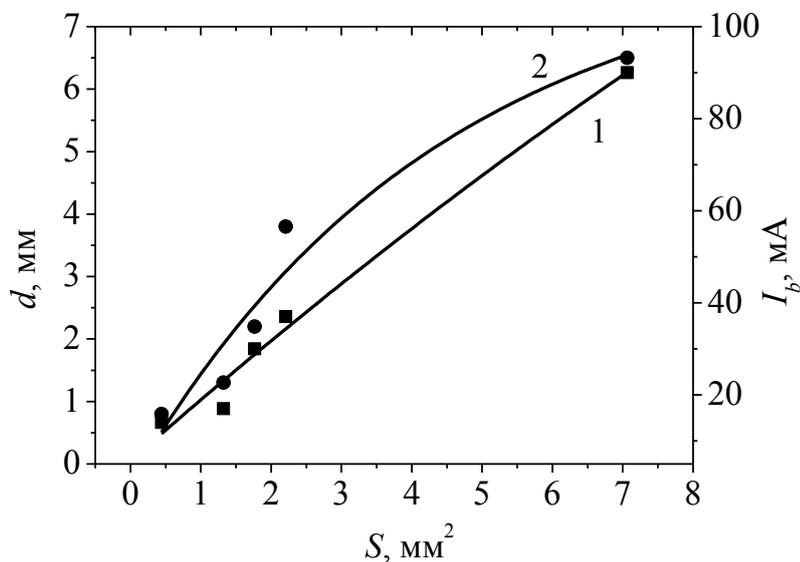


Рисунок 1.29 – Зависимость диаметра (1) и тока (2) электронного пучка от площади эмитирующей поверхности

Для получения пучка с минимальным значением диаметра предпочтительнее использовать эмиссию из одиночного отверстия. Величина тока пучка при этом существенно уменьшается, однако плотность тока показывает тенденцию к росту. На рисунках 1.30–1.33 представлены результаты исследования зависимости диаметра и плотности тока электронного пучка от его тока и ускоряющего напряжения при использовании в качестве рабочего газа – остаточной атмосферы вакуумной камеры.

Несмотря на снижение величины эмиссионного тока за счет уменьшения диаметра эмиссионного отверстия в перфорированном электроде, плотность тока пучка все же увеличивается (рисунок 1.31, 1.33). Замена остаточной газовой атмосферы на гелий, как и в случае эмиссии из множества отверстий, приводит к заметному уменьшению диаметра электронного пучка (рисунок 1.34).

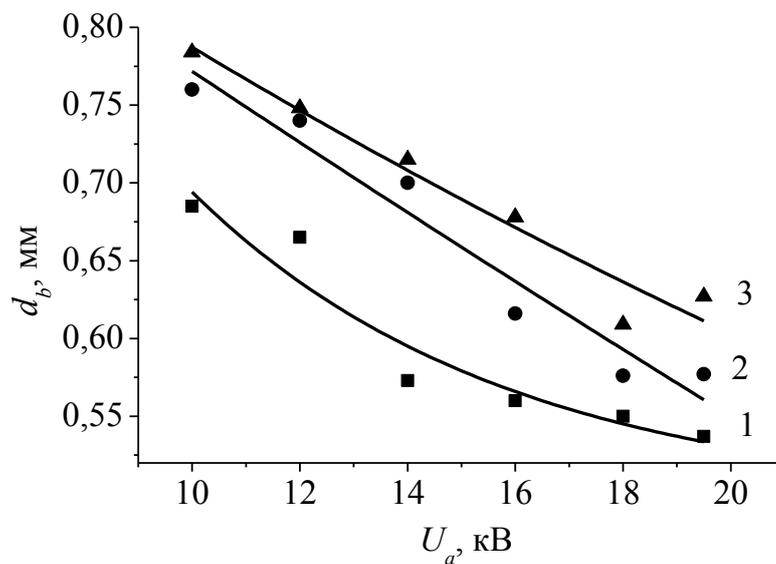


Рисунок 1.30 – Зависимость диаметра пучка от ускоряющего напряжения.

Ток пучка: 1 – 5 мА, 2 – 10 мА, 3 – 15 мА. Давление 6 Па.

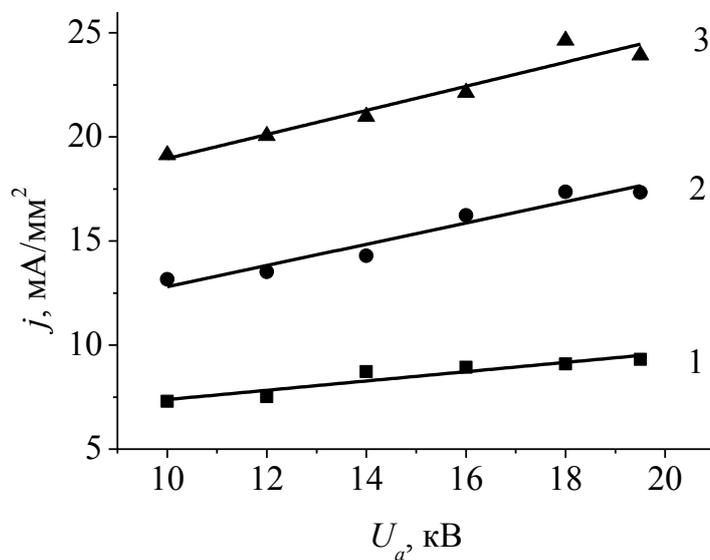


Рисунок 1.31 – Зависимость плотности тока пучка от ускоряющего напря-

жения. Ток пучка: 1 – 5 мА, 2 – 10 мА, 3 – 15 мА. Давление 6 Па

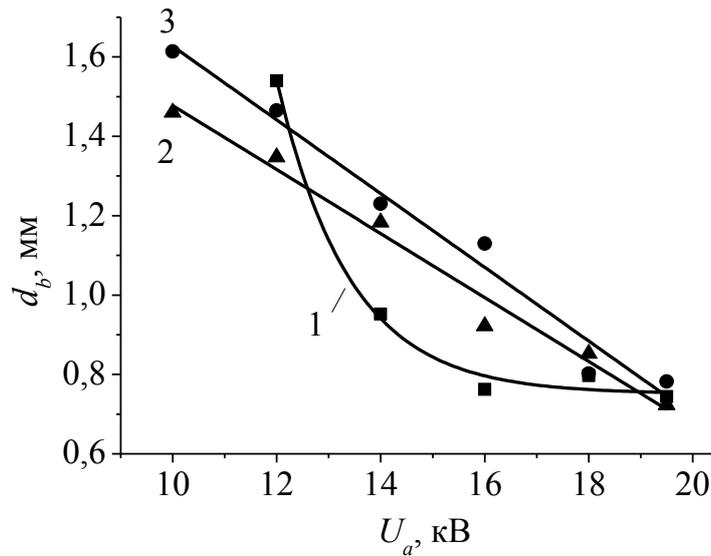


Рисунок 1.32 – Зависимость диаметра пучка от ускоряющего напряжения.

Ток пучка: 1 – 5 мА, 2 – 10 мА, 3 – 15 мА. Давление 8 Па

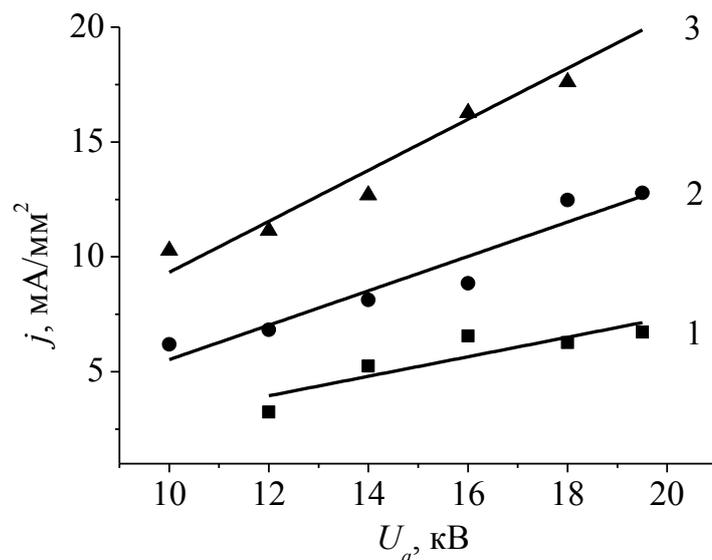


Рисунок 1.33 – Зависимость плотности тока пучка от ускоряющего напря-

жения. Ток пучка: 1 – 5 мА, 2 – 10 мА, 3 – 15 мА. Давление 8 Па

Влияние тока электронного пучка на его диаметр имеет свои особенности в области давлений форвакуумного диапазона. Как правило, увеличение тока пучка негативно сказывается на его фокусировке, приводя к увеличению диаметра пучка [54].

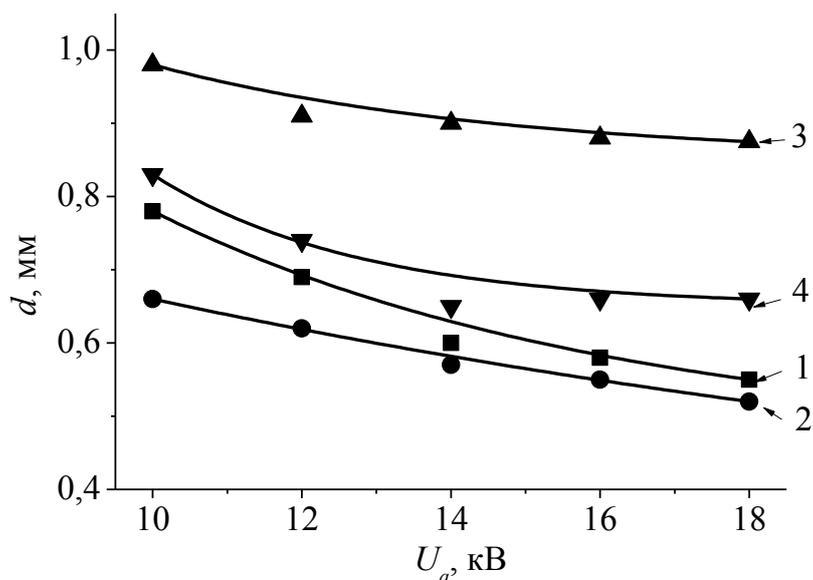


Рисунок 1.34 – Зависимость диаметра пучка от ускоряющего напряжения: 1 – 5 мА 10 Па, 2 – 15 мА 10 Па, 3 – 5 мА 30 Па, 4 – 15 мА 30 Па. Рабочий газ – гелий

Эксперименты в атмосфере гелия при давлении 10 Па показали, что величина тока электронного пучка практически не влияет на его диаметр, рисунок 1.35. Однако при повышении давления до 30 Па с увеличением тока пучка наблюдается небольшое уменьшение диаметра, рисунок 1.35. Одна из возможных причин такого уменьшения при больших токах может быть связана с дополнительной фокусировкой пучка в результате искажения ускоряющего поля, вызванного проникновением пучковой плазмы в ускоряющий промежуток. Генерация плотной пучковой плазмы и ее заметное влияние на свойства эмиссионной плазмы, а также условия формирования и транспортировки электронного пучка представляет собой одну из характерных особенностей форвакуумных плазменных источников электронов. Другая причина уменьшения диаметра может быть связана со сжатием пучка собственным магнитным полем, что проявляется в области более низких давлений [67].

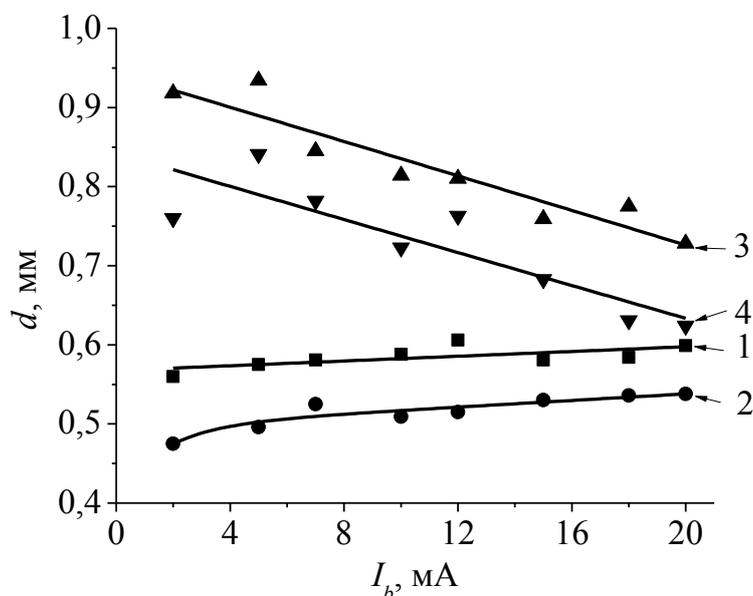


Рисунок 1.35 – Зависимость диаметра пучка от величины тока в пучке.

Ускоряющее напряжение и давление: 1 – 14 кВ, 10 Па, 2 – 18 кВ, 10 Па, 3 – 14 кВ, 30 Па, 4 – 18 кВ, 30 Па

Несмотря на более высокие давления, как видно из результатов экспериментов, представленных на рисунках 1.33–1.35, даже в этих условиях форвакуумный плазменный источник электронов обеспечивает возможность фокусировки электронных пучков до субмиллиметровых размеров. При этом плотность мощности электронного пучка в кроссовере достигает 10^5 Вт/см².

Достигнутый в форвакуумных плазменных источниках уровень плотности мощности электронного пучка оказывается достаточным для прецизионной обработки диэлектриков, в частности высокотемпературной керамики. На рисунке 1.36 в качестве демонстрационного примера приведен результат использования форвакуумного плазменного источника электронов для прожигания отверстия в 1,5 см кубике из алюмооксидной керамики марки ВК95-1.

Эмиссия из одиночного отверстия малого диаметра помимо достижения субмиллиметрового значения диаметра электронного пучка привела к негативному эффекту, а именно – снижению стабильности горения разряда. В случае работы с одним эмиссионным отверстием частота погасания разряда

значительно увеличилась по сравнению со случаем эмиссии из нескольких отверстий того же диаметра.

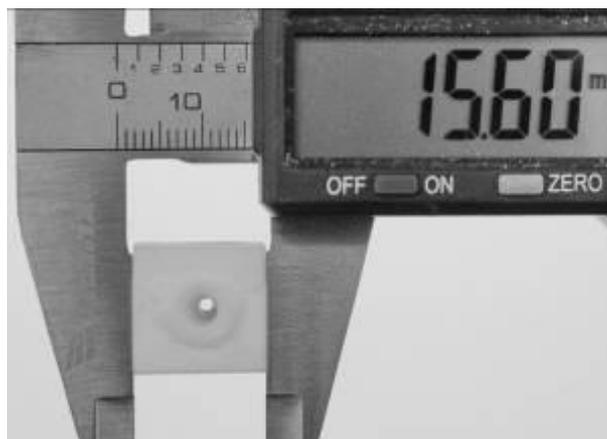


Рисунок 1.36 – Отверстие в алюмооксидной керамике, прожженное электронным пучком (ускоряющее напряжение 18 кВ, ток в пучке 15 мА)

Предполагаемой причиной такого поведения является самооткачка разрядного промежутка за счет распыления материала полого катода, приводящая к понижению давления. Поддерживаемого постоянным разрядного напряжения в этом случае уже становится недостаточно для стабильного горения разряда. Несмотря на наличие обратного ионного потока, способствующего зажиганию разряда при таких давлениях, его влияние на стабильность разряда все же не является определяющей. Проверка данного предположения заключалась в следующем: для выравнивания давления между вакуумной камерой и разрядным промежутком на периферии перфорированного электрода с одним отверстием диаметром 0,75 мм, на диаметре 16 мм, что больше диаметра выходной апертуры полого катода, были изготовлены 12 отверстий диаметром 0,5 мм. Через них осуществлялась откачка разрядного промежутка. При этом на перфорированном электроде просматривается след от повышенной тепловой нагрузки, диаметр которого ~ 13 мм (рисунок 1.37), что меньше диаметра расположения откачных отверстий. Т.е. лишь незначительная доля обратного потока ионов могла проникнуть в разрядный промежуток и в полый катод.

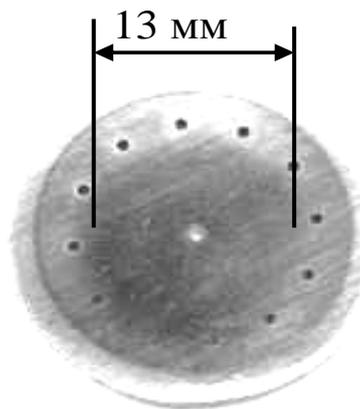


Рисунок 1.37 – Вид перфорированного электрода с одним эмиссионным отверстием диаметром 0,75 мм и 12 откачными отверстиями

Вторым аргументом в пользу влияния откачки разрядного промежутка служит тот факт, что в случае, если откачные отверстия со стороны катодной полости закрыть экраном, не позволяющим напрямую проходить ионам из ускоряющего промежутка, то разряд с полым катодом во всем диапазоне давлений горит стабильно.

Таким образом, достигнутый уровень плотности мощности форвакуумных плазменных электронных пучков позволяет говорить о возможности применения его для прецизионной обработки различных материалов.

1.5 Выводы по главе 1

1. Предельное рабочее давление форвакуумных плазменных источников электронов определяется достижением одного из ограничительных условий: превышение током высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) в ускоряющем промежутке тока эмиссии электронов из плазмы, рассеянием большей доли электронного пучка на остаточном газе и нарушением электрической прочности ускоряющего промежутка. Очередность достижения того или иного условия определяется конфигурацией электронного пучка, его параметрами, наличием магнитного поля в области транспортировки электронного пучка, а также родом рабочего газа.

2. Несмотря на тот факт, что электроны ВТР и эмитированные плазмой электроны ускоряются одной и той же разностью потенциалов, доминирование электронов ВТР в общем токе электронного пучка затрудняет возможность независимой регулировки тока пучка электронов и их энергии. Именно поэтому возможность расширения рабочего диапазона форвакуумных плазменных источников электронов в область более высоких давлений напрямую связано с созданием условий для снижения тока ВТР. Такие условия могут быть созданы в результате оптимизации геометрии ускоряющего промежутка и выборе в качестве рабочего – газа, обладающего высоким потенциалом ионизации и низким коэффициентом ионно-электронной эмиссии. Уменьшение площади поверхности и сближение электродов, образующих ускоряющий промежуток электронного источника, в сочетании с использованием гелия обеспечили для сфокусированных электронных пучков повышение предельного рабочего давления до рекордных 160 Па.

3. Распространение сфокусированного электронного пучка в форвакуумной области давлений сопровождается рассеянием электронов на молекулах газа, приводящим к увеличению диаметра пучка, а также к уширению энергетического спектра электронов пучка и смещению максимума спектра в область более низких энергий. При давлениях рабочего газа, превышающих 30–50 Па, формируемый электронным источником пучок может быть эффективно использован для генерации объемной плазмы. Диапазон давлений 10–20 Па наиболее привлекателен для формирования форвакуумным плазменным источником сфокусированных пучков с субмиллиметровым диаметром и плотностью мощности до 10^5 Вт/см². Достигнутые для сфокусированного пучка параметры по его удельной мощности обеспечивают возможность прецизионной электронно-лучевой обработки непроводящих материалов, в том числе высокотемпературной оксидной керамики.

ГЛАВА 2 ФОРМИРОВАНИЕ ЛЕНТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ФОРВАКУУМНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ

Задача получения ленточных электронных пучков во многом определяется потребностью обработки изделий плоских форм с развитой поверхностью. Причем обработка может быть произведена как самим электронным пучком [68, 69], так и потоком заряженных частиц из плазмы, образующейся при транспортировке ускоренного электронного пучка в газе [70, 71]. В последнем случае формируется пучково-плазменное образование типа «плазменный лист» [72].

Электронные пучки ленточной конфигурации привлекательны для плазмохимических технологий [73-75]. Обращает на себя внимание и тот факт, что оптимальная область давлений плазмохимических реакций (1–100 Па) [76, 77] совпадает с рабочим диапазоном давлений форвакуумных плазменных источников электронов. Как и в случае сфокусированных электронных пучков, для ленточных пучков эффективность электронно-лучевой обработки также определяется плотностью мощности электронного пучка. Для ленточных электронных пучков, как и для других конфигураций пучков большого сечения [78], важно достижение максимальной однородности в распределении плотности тока по сечению пучка, поскольку именно этот параметр обеспечивает равномерность обработки изделий. В источниках электронов с термоэлектронной эмиссией обеспечение однородности распределения плотности тока достигается использованием многоэлементных катодов, объединяемых в один катодный узел, а также оптимизацией конструкции электронно-оптической системы, содержащей от одного [79, 80] до двух управляющих электродов [81–83].

В плазменных источниках цилиндрических пучков большого сечения требуемая равномерность плотности тока достигается при использовании перераспределяющих электродов в полном аноде источника [84-88]. Улучшение однородности распределения эмиссионной плазмы в значительной части катодной полости может быть достигнуто наложением слабого магнитного поля [89, 90], а также при использовании разрядной системы с комбинированным магнитным и

электростатическим удержанием плазмы в широкоапертурном полом катоде и генерацией эмиссионной плазмы в полом аноде [91]. Магнитное поле в этом случае способствует удержанию быстрых электронов, стартующих с цилиндрической поверхности катодной полости вблизи периферии, в результате производимой ими ионизации газа концентрация плазмы в этой области повышается, и при определенных значениях индукции магнитного поля получается практически равномерное распределение. Использование неравномерной ионизации нашло свое отражение в работе [92], где для генерации плазмы в ячейке Пеннинга использовался неэквипотенциальный катод. Изменение соотношения между токами, приходящимися на центральную и периферийную части катода, позволяло ослабить ионизационные процессы в осевой области разрядной системы и тем самым получить более равномерное распределение. Для управления распределением концентрации плазмы вблизи эмиссионной поверхности, а также формой этой поверхности используется двухступенчатая разрядная система [93], содержащая в качестве вспомогательного разряда низковольтный отражательный разряд с полым катодом. Основным разряд – разряд с катодом, отражателем и секционным анодом с возможностью изменения угла наклона секций к оси эмиттера от 60° до 90° . Регулировка токов вспомогательного и основного разрядов, угла наклона электродов составного анода и их потенциалов позволяет в широких пределах управлять распределением эмиссионной плазмы.

Для плазменных источников электронных пучков прямоугольного поперечного сечения при извлечении электронов из разрядной ячейки, представляющей собой протяженный полый катод и анод, эмиссионное окно в котором перекрыто сеткой, обеспечение равномерности плотности эмиссионного тока при давлениях до единиц Па достигается использованием дополнительной корректирующей сетки [94]. Равномерность распределения эмиссионной плазмы может быть получена использованием в источнике нескольких катодов или плазмогенераторов, работающих на один полый анод [95, 96]. Еще большего эффекта позволяет добиться изменение угла наклона катодного узла к оси полого анода [97].

В форвакуумных плазменных источниках электронных пучков большого сечения создания однородной эмиссионной плазмы недостаточно для обеспечения требуемой равномерности распределения плотности тока электронного пучка по его поперечному сечению. На равномерность пучка заметное влияние оказывают процессы в ускоряющем промежутке, а именно обратный поток ионов из пучковой плазмы, приводящий к возникновению положительной обратной связи между локальным повышением плотности эмиссионной плазмы и плотностью тока обратного потока ионов. В этом случае даже небольшая неоднородность эмиссионной плазмы значительно усиливается в токе ускоренного электронного пучка [98].

На равномерность электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником, также оказывает влияние величина тока пучка [74] и протяженность транспортировки до места обработки изделия [99, 100]. В случае использования продольного транспортирующего магнитного поля – оно также оказывает влияние на равномерность распределения плотности тока электронного пучка [101].

Привлекательность более широкого применения ленточных электронных пучков, генерируемых форвакуумными плазменными источниками, во многом определяется возможностью увеличения плотности тока пучка и повышения рабочего давления. При этом сохранение требуемой равномерности плотности тока пучка остается необходимым условием дальнейшего развития устройств такого типа. Изучению возможности получения ленточных электронных пучков с более высокой плотностью тока и в области предельных рабочих давлений посвящены исследования, результаты которых приведены в данной главе. Результаты исследований опубликованы в [102–116].

2.1 Особенности функционирования разрядной системы с протяженным полым катодом форвакуумного плазменного электронного источника.

2.1.1 Техника эксперимента

Для формирования электронных пучков с протяженной плазменной эмиссионной границей используются два подхода. Первый заключается в разделении области генерации плазмы и области формирования протяженной плазменной границы, из которой будет проводиться извлечение электронного пучка [78, 117-119]. В этом случае плазма разряда, генерируемая, как правило, в малом объеме, проникает в область формирования плазменной эмиссионной границы, где происходит ее расширение до требуемых размеров. Причем для создания плотной плазмы в области ее генерации необходимо поддержание давления в несколько паскаль, тогда как для повышения электрической прочности ускоряющего промежутка во второй области поддерживается давление на порядок ниже. Такой подход применяется при генерации пучков в области давлений до единиц паскаль. Во втором подходе плазменная эмиссионная граница формируется непосредственно в области генерации плазмы.

Эксперименты по исследованию особенности функционирования разрядной системы форвакуумного плазменного электронного источника на основе разряда с протяженным полым катодом проводились с использованием экспериментального макета плазменного электронного источника [102]. Электронный источник представлял собой трехэлектродную систему (рисунок 2.1), состоящую из протяженного прямоугольного полого катода 1, плоского анода 2 и ускоряющего электрода 3. Извлечение электронов из плазмы тлеющего разряда, зажигаемого при подаче соответствующего напряжения между полым катодом и анодом, осуществлялось через протяженное эмиссионное окно в аноде. Внутренние размеры катодной полости составляли $280 \times 75 \times 40$ мм. Использование вкладышей различной формы давало возможность изменять соотношение геометрических параметров полости: т.е. менять длину, ширину и глубину h полого катода. К тому же изменяемым па-

раметром был размер выходной апертуры полого катода. Эмиссионное окно в аноде представляло собой протяженную щель, размеры которой могли варьироваться от 280×15 мм до 10×1 мм. Во всех экспериментах эмиссионное окно перекрывалось вольфрамовой сеткой с размером ячейки 0.6×0.6 мм² и геометрической прозрачностью 70%. Геометрию ускоряющего электрода, а также расстояние анод-экстрактор можно было изменять в определенных пределах. Все электроды изготавливались из нержавеющей стали. Капролоновые изоляторы 3, 4 служили одновременно для механического крепления электродов и их электрической изоляции. Конструкция ускоряющего промежутка источника обеспечивала сохранение электрической прочности и работоспособности источника вплоть до давлений 10 Па при ускоряющем напряжении до 10 кВ.

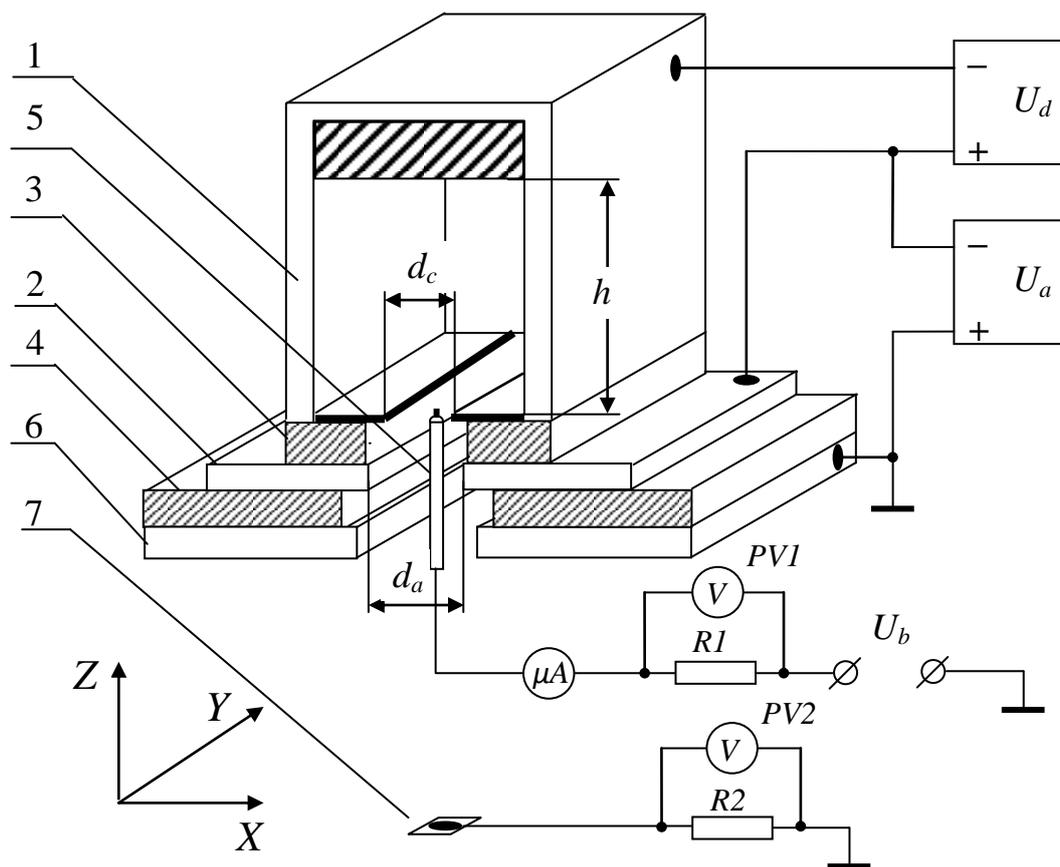


Рисунок 2.1 – Схема экспериментального макета форвакуумного плазменного источника ленточных электронных пучков: 1 – полый катод; 2 – анод; 3,4 – изоляторы; 5 – зонд; 6 – ускоряющий электрод; 7 – перемещаемый коллектор

Разрядное и ускоряющее напряжения подавались от двух стандартных нестабилизированных выпрямителей U_d и U_a (рисунок 2.1) с уровнем пульсаций напряжения на выходе порядка 5%. Максимальная величина разрядного тока ограничивалась на уровне 1 А с целью предотвращения перехода тлеющего разряда в полый катод в дуговую форму.

Одним из основных параметров, определяющих плотность тока электронного пучка, является концентрация плазмы вблизи эмиссионной поверхности. Для измерения концентрации, как правило, используют электрические зонды малого размера, позволяющие измерять локальные параметры плазмы. Измерение концентрации плазмы вблизи эмиссионной поверхности производилось одиночным цилиндрическим зондом 5 (рисунок 2.2). Собирающая цилиндрическая поверхность зонда изготавливалась из медной проволоки 1 диаметром 0.8 мм и ограничивалась керамическим изолятором 2. Имелась возможность перемещения зонда вдоль выходной апертуры катодной полости.

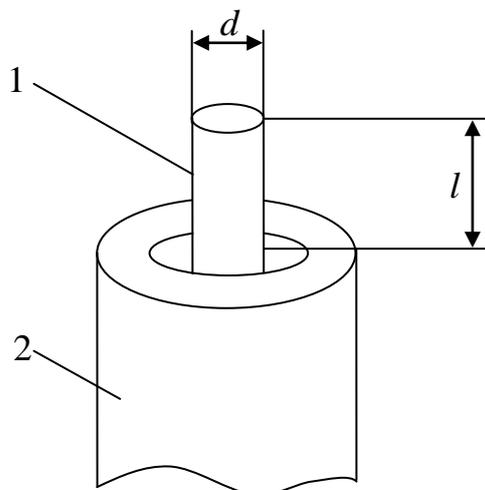


Рисунок 2.2 – Устройство зонда Ленгмюра: 1 – металлический электрод; 2 – керамический изолятор, длина приемной части $l = 3$ мм, диаметр $d = 0.8$ мм

Типичная вольтамперная характеристика зонда приведена на рисунке 2.3. Плотность плазмы определялась по току насыщения I_{in} на ионной ветви зондовой характеристики по стандартной методике [120].

Поскольку ВАХ зонда не имела четко выраженного участка насыщения на электронной ветви, для определения электронной температуры вычислялась вто-

рая производная по току зонда и определялись координаты точки, в которой эта производная обращалась в ноль [121].

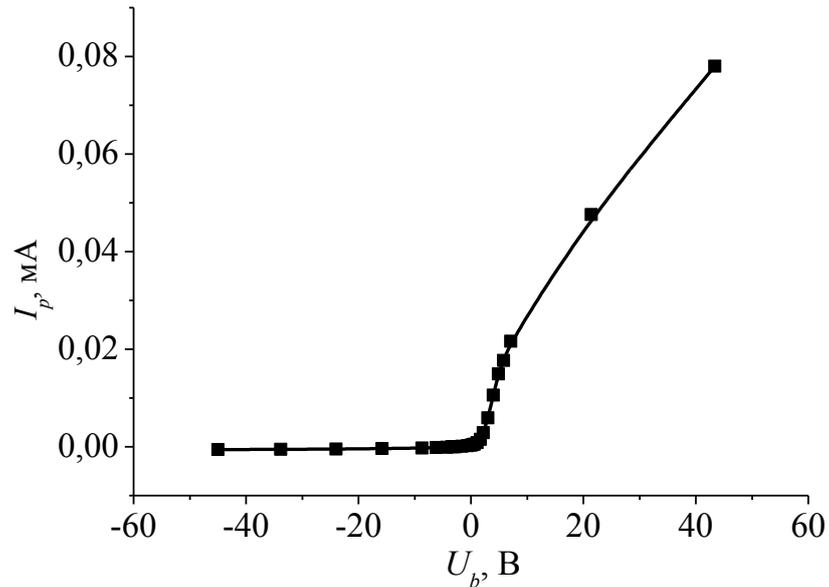


Рисунок 2.3 – Типичный вид вольт-амперной характеристики зонда. Ток разряда 400 мА, напряжение 450 В, давление 6 Па

Плотности электронного j_e и ионного j_i токов на зонд описываются следующими выражениями:

$$j_i = 0.4en_i \left(\frac{2kT_e}{M_i} \right)^{1/2} \quad (2.1)$$

$$j_e = \left(\frac{en_e v_e}{4} \right) \exp \left[-\frac{e(U_p - U_z)}{kT_e} \right] \quad (2.2)$$

где e – заряд электрона, Кл;

k – постоянная Больцмана, Дж·К⁻¹;

n_e, n_i – концентрация электронов и ионов, соответственно, м⁻³;

v_e – средняя скорость движения электронов, м/с;

T_e – температура электронов, К;

M_i – масса иона, кг;

U_p, U_z – потенциалы плазмы и зонда, соответственно, В.

Для определения температуры электронов из полного тока зонда вычиталась измеренная на левой ветви величина ионного тока насыщения I_{iSAT} . Полученная зависимость электронного тока на зонд I_{ez} от потенциала зонда U_z после логарифмирования (2.2) представляла собой уравнение прямой:

$$\ln(I_{ez}) = \ln\left(\frac{1}{4}en_e v_e S_z\right) + (U_z - U_p) \frac{e}{kT_e} = A + B \cdot U_z \quad (2.3)$$

где S_z – площадь приемной поверхности зонда, m^2 .

Отсюда следует, что в зависимости $\ln I_{ez}(U_z)$ температура электронов входит в угловой коэффициент наклона прямой. Таким образом, из экспериментальной зависимости $\ln I_{ez}(U_z)$ можно определить температуру электронов, как

$$T_e = \left[\frac{dU_z}{d \ln(I_{ez})} \right] \frac{e}{k} \quad (2.4)$$

Для определения концентрации плазмы воспользуемся выражением для ионного тока (2.1), откуда получаем

$$n = \frac{I_{iSAT}}{0.4 \cdot e \cdot \sqrt{\frac{2kT_e}{M_i}} \cdot S_z} \quad (2.5)$$

При проведении зондовых измерений сетка из эмиссионного окна удалялась, а напряжение U_a к ускоряющему электроду б не прикладывалось.

Электронный источник устанавливался на фланце вакуумной камеры. Для откачки камеры использовался форвакуумный механический насос VocEdwards 80, достижение необходимого давления газа обеспечивалось напуском воздуха непосредственно в вакуумную камеру. Регистрация давления в камере осуществлялась вакууметром Pirani AGPX – M – NW16AL (VocEdwards, England), работающего по принципу передачи тепла от катода, нагреваемого проходящим через него электрическим током, к окружающему газу. Относительная погрешность измерения давления вакууметром $\pm 15\%$.

2.1.2 Формирование однородной плазмы с повышенной концентрацией вблизи эмиссионной границы

Одним из способов увеличения эмиссионного тока плазменного электронного источника заключается в повышении концентрации плазмы вблизи эмиссионной поверхности. Ввиду практически линейной зависимости концентрации плазмы от тока тлеющего разряда, повышения концентрации достаточно просто можно добиться путем повышения разрядного тока. Однако указанный способ имеет свои ограничения, связанные с повышением вероятности перехода тлеющего разряда в дуговой при превышении током разряда величины ~ 1 А независимо от площади катода. Следовательно, необходим поиск иных способов повышения концентрации эмитирующей плазмы. В источнике, описанном в [122], такое повышение достигается за счет инжекции в основной разряд электронов из дополнительного источника с ненакаливаемым плазменным катодом. Такое решение усложняет и конструкцию электронного источника, и систему электропитания. Представленные в работе [123] результаты экспериментов с источником остросфокусированного цилиндрического пучка показали, что изменение геометрии разрядного промежутка путем одновременного уменьшения диаметра эмиссионного отверстия в аноде и в выходной апертуре катодной полости приводит к повышению плотности эмиссионного тока, при этом эффективность извлечения сохраняется. Физическая причина этого состоит в увеличении отношения площади эмиссионного окна к площади части анода, на которую попадают электроны из катодной полости. Указанные факты обусловили предположение, что соответствующее увеличение плотности эмиссионного тока аналогичным образом можно достичь и в случае ленточного пучка. На первом этапе экспериментов варьируемым параметром являлся поперечный размер эмиссионного окна в аноде – d_a (рисунок 2.1). Ширина выходной апертуры в катоде d_c устанавливалась равной 10 мм и не менялась. Эксперименты показали, что уменьшение ширины эмиссионного окна в аноде приводит к незначительному повышению плотности тока (рисунок

2.4), при этом абсолютное значение тока, а также эффективность извлечения резко уменьшаются.

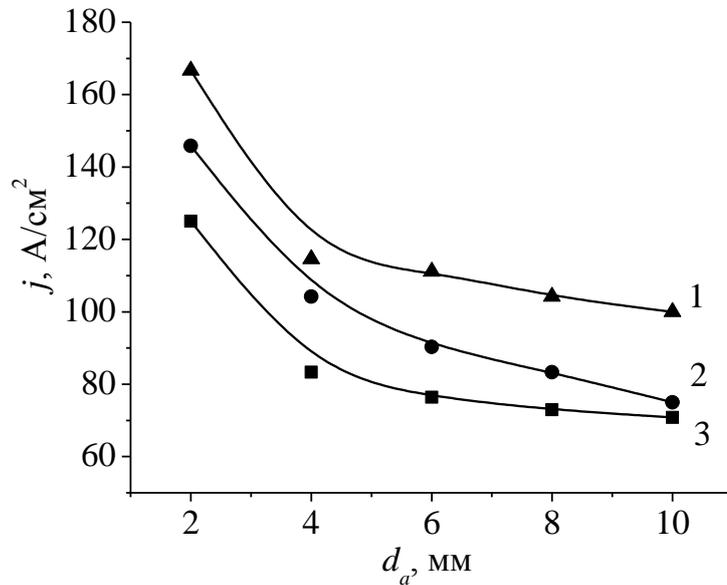


Рисунок 2.4 – Плотность эмиссионного тока в зависимости от ширины щели в аноде d_a : 1 – $I_d = 0.4$ А, $U_a = 4$ кВ; 2 – $I_d = 0.4$ А, $U_a = 6$ кВ; 3 – $I_d = 0.6$ А, $U_a = 4$ кВ, давление 8 Па

Неоднородность в распределении плотности тока по пучку превышает 50% от амплитудного значения (рис. 2.5).

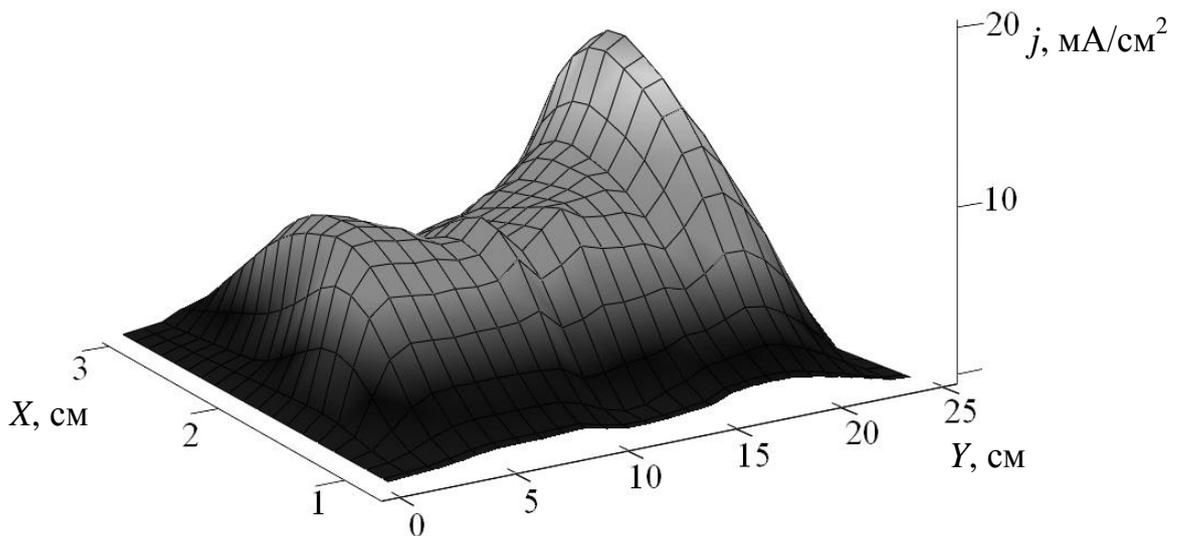


Рисунок 2.5 – Распределение плотности тока по сечению пучка. Ток разряда 0.4 А, ускоряющее напряжение 4 кВ, давление 8 Па, ширина эмиссионного окна в аноде 4 мм

Вторым этапом экспериментов по повышению плотности эмиссионного тока было уменьшение поперечного размера выходной апертуры в катодной полости. Однако при этом разряд испытывал существенную перестройку [102–104]. Однородность свечения разряда нарушается. На фоне однородного свечения наблюдаются одно или несколько ярко светящихся локальных областей (рисунок 2.6). Причем положение этих областей может самопроизвольно изменяться с течением времени.

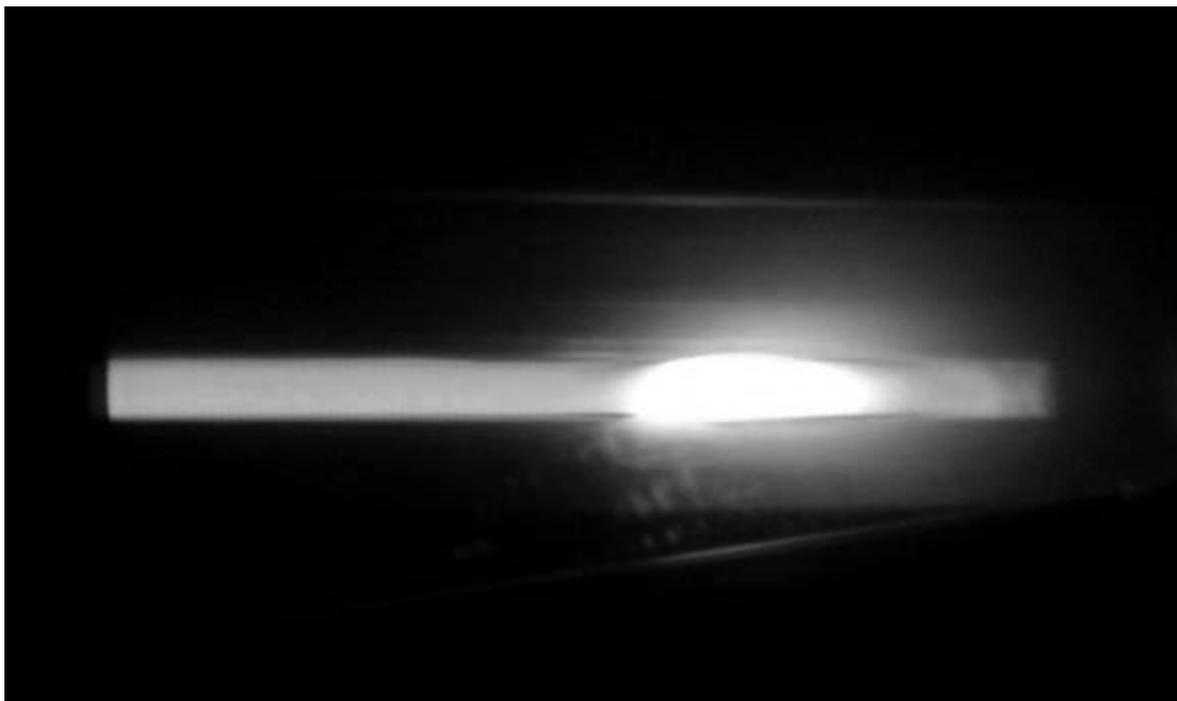
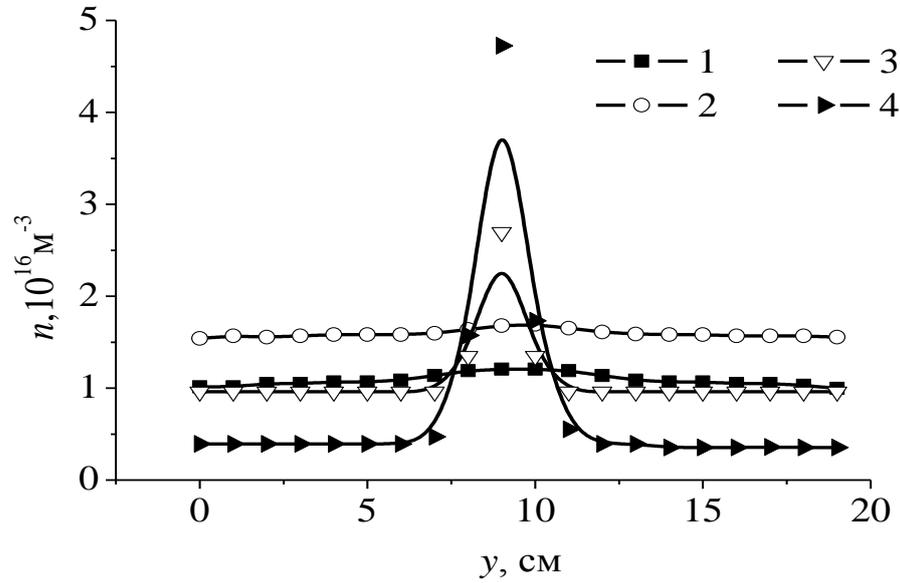


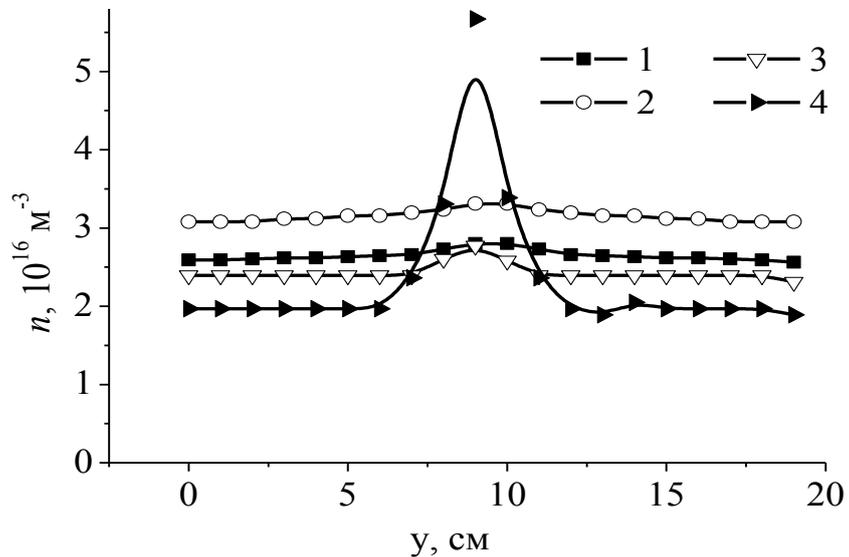
Рисунок 2.6 – Свечение плазмы в апертуре катодной полости. Ток разряда 400 мА, давление 6 Па, ширина апертуры катодной полости 7 мм

Зондовые измерения, проведенные по описанной выше методике, показали, что в областях яркого свечения наблюдается повышенная по сравнению с невозмущенной частью разряда концентрация плазмы. Ввиду того, что положение областей яркого свечения в апертуре катодной полости довольно часто изменяется, что довольно сильно усложняет проведение исследований, был предложен способ фиксации указанных областей повышенной концентрации. Зафиксировать ОПК удалось за счет локального увеличения ширины выходной апертуры катодной полости в ее центральной части. Указанное увеличение ширины не изменило физической сущности наблюдаемого явления и позволило более четко определить его

основные закономерности. Диапазон изменения ширины выходной апертуры катодной полости, приводящий к повышению концентрации плазмы вблизи эмиссионного отверстия, оказался довольно узким – 1–3 мм (рисунок 2.7). Дальнейшее сужение приводило к образованию ОПК.



а)



б)

Рисунок 2.7 – Распределение концентрации n плазмы в апертуре катодной полости для разных значений d_c : 1 – 13 мм; 2 – 11 мм; 3 – 9 мм; 4 – 8 мм. Ток разряда 400 мА (а), 800 мА (б), давление 6 Па

Исследование зависимости концентрации плазмы при различных глубинах погружения зонда в плазму показали, что повышение концентрации происходит не в объеме катодной полости, а в плоскости апертуры катодной полости, рисунки 2.8–2.9.

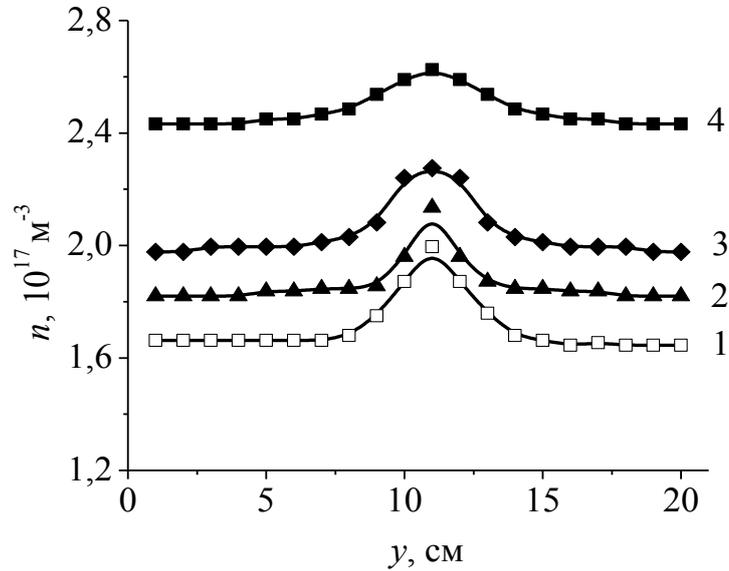


Рисунок 2.8 – Распределение концентрации плазмы в полости на глубине 5 мм (от плоскости апертуры) при различных токах разряда: 1 – 0.2 А; 2 – 0.3 А; 3 – 0.4 А; 4 – 0.6 А

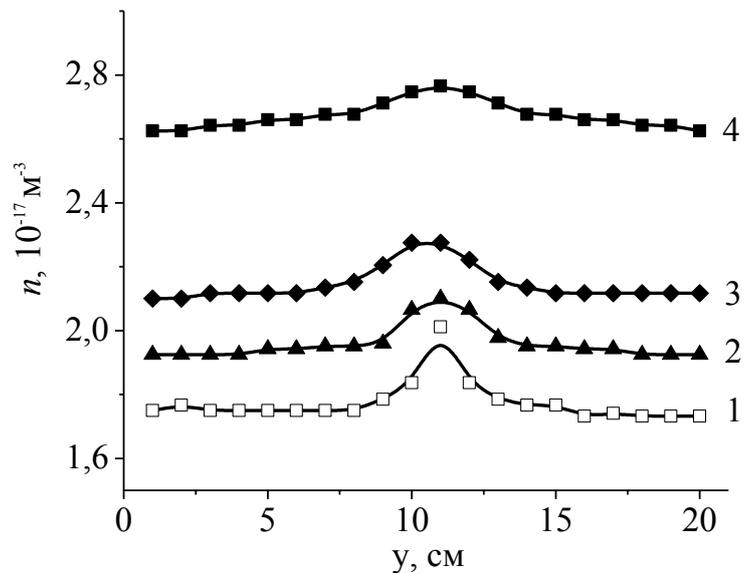


Рисунок 2.9 – Распределение концентрации плазмы в полости на глубине 10 мм при различных токах разряда: 1 – 0.2 А; 2 – 0.3 А; 3 – 0.4 А; 4 – 0.6 А

Основными параметрами, влияющими на существование свечения, оказались ширина выходной апертуры катодной полости, разрядный ток и давление газа. Причем размер апертуры, при достижении которого появляется ОПК, определяется в первую очередь величиной разрядного тока (рисунок 2.7).

Повышение тока разряда приводило к выравниванию свечения – в основном за счет возрастания концентрации плазмы за пределами ОПК. При определенной величине разрядного тока область яркого свечения практически равномерно распространялась на всю длину выходной апертуры катодной полости. Уменьшение внутреннего объема и, соответственно, площади стенок катодной полости за счет уменьшения глубины h (рисунок 2.1) приводило к тому, что пороговый разрядный ток, при котором исчезал локальный максимум, снижался (рисунок 2.10).

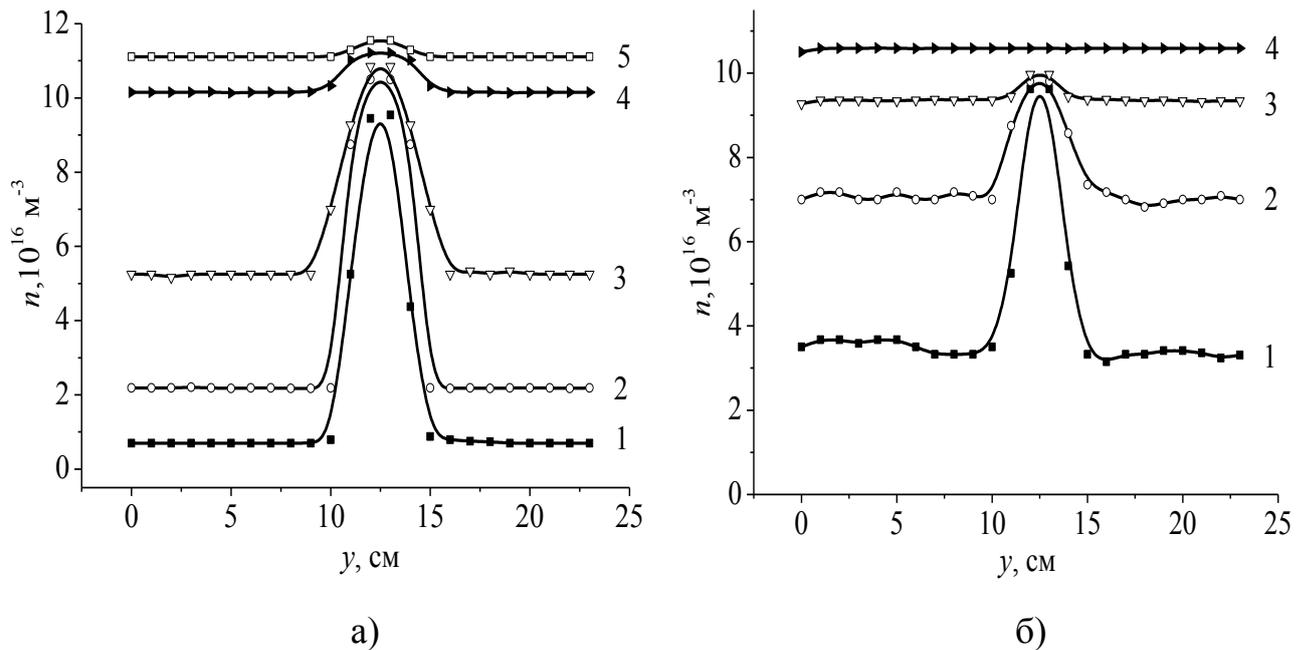


Рисунок 2.10 – Распределение концентрации плазмы в щелевидной апертуре катодной полости. Ток разряда: 1 – 0.2 А; 2 – 0.4 А; 3 – 0.6 А; 4 – 1 А; 5 – 1.3 А.

Глубина полости h : 60 мм (а), 44 мм (б). Ширина щели 8 мм, давление 6 Па

Повышение давления также способствовало выравниванию концентрации плазмы, рисунок 2.11. Поскольку при увеличении тока разряда и достижении им определенной величины область с повышенной концентрацией расширилась и

заполняла всю катодную полость, то имело смысл ввести пороговый ток исчезновения ОПК – I_{dmax} .

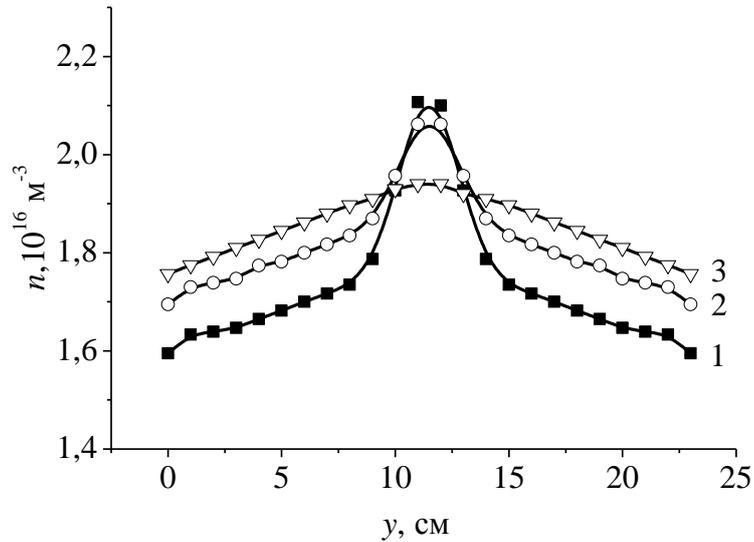


Рисунок 2.11 – Распределение концентрации плазмы в апертуре катодной полости. Давление газа: 1 – 4 Па; 2 – 9 Па; 3 – 13 Па. Ток разряда 200 мА, ширина апертуры $d_c = 9 \text{ мм}$

Его величина определялась геометрией катодной полости, давлением и размером выходной апертуры в катодной полости, рисунок 2.12.

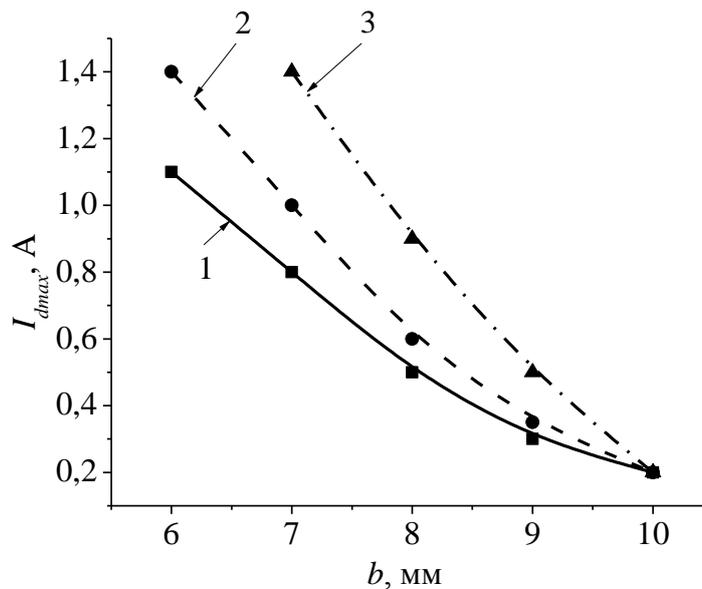


Рисунок 2.12 – Зависимость разрядного тока I_{dmax} , при котором исчезает неоднородность, от ширины апертуры d_c для давлений: 1 – 10 Па; 2 – 6 Па; 3 – 4 Па.

2.1.3 Анализ процессов формирования однородной плазменной эмиссионной границы

В работах [94, 124] возникновение области с локальным повышением концентрации связывалось с контрагированием разряда с образованием двойного электрического слоя. Как известно, для образования двойного слоя необходимо, чтобы между площадью анода, примерно равной выходной апертуре катодной полости S_a , и площадью стенок катодной полости S_c выполнялось соотношение [125]

$$\frac{S_a}{S_c} < \sqrt{\frac{m_e}{M_i}}, \quad (2.1)$$

где m_e и M_i – массы электрона и иона соответственно, кг.

Выполненные оценки отношения $\frac{S_a}{S_c}$ для двух вариантов внутренней площади катодной полости, достигаемых за счет размещения вставок вблизи противоположной выходной апертуре стороне, показали, что в обоих случаях $\frac{S_a}{S_c}$ на порядок превышает значение $\sqrt{\frac{m_e}{M_i}}$. Масса M_i в уравнении 2.1 была взята для азота, составляющего, в основном, остаточную атмосферу вакуумной камеры.

Измерение плавающего потенциала зонда по мере его погружения в катодную полость (вдоль положительного направления оси Z , рисунок 2.1) не показало сколько-нибудь заметного скачка потенциала вблизи плоскости выходной апертуры катодной полости. Указанные факты позволили исключить образование двойного слоя как основную причину образования ОПК.

Анализ экспериментов позволил предложить следующий механизм образования ОПК: при малых разрядных токах и, следовательно, низких концентрациях плазмы протяженность катодного слоя, отделяющего плазму от стенок катода, становится сравнимой с шириной выходной апертуры катодной полости d_c :

$$d_c \approx l_c, \quad (2.2)$$

где l_c – протяженность катодного слоя, м, равная [6],

$$l_c = \left(\frac{\varepsilon_0}{n_e} \right)^{1/2} \cdot \frac{U_c^{3/4}}{(ekT_e)^{1/4}}, \quad (2.3)$$

где n_e и T_e – концентрация и электронная температура плазмы соответственно,

U_c – катодное падение потенциала, В.

Оцененные по 2.3 значения протяженности катодного слоя, соответствующие измеренным вне ОПК концентрациям плазмы, представлены в таблице 2.1.

Выполнение условия 2.2 означает, что выходная апертура катодной полости полностью перекрыта катодным слоем и эмиссия электронов осуществляется через потенциальный барьер.

Таблица 2.1 – Измеренная концентрация плазмы и оценочные значения протяженности катодного слоя для различных размеров полости и разрядных токов I_d

S_a/S_c	$n_e, 10^{16} \text{ м}^{-3}$	$l_c, \text{ мм}$	$I_d, \text{ мА}$
0,046	0,7	9,0	200
	2,1	5,4	400
	5,3	3,6	600
	10	2,8	1000
0,057	3,6	4,1	200
	7,0	3,0	400
	9,3	2,8	600
	10,5	2,7	1000

Случайное повышение концентрации или потенциала плазмы приводит к уменьшению протяженности катодного слоя, локальному снижению

потенциального барьера для электронов, что вызывает рост электронного тока в этой области и, как следствие, повышение интенсивности ионизационных процессов и концентрации плазмы. Дальнейший рост концентрации приводит к уменьшению протяженности катодного слоя. Процесс развивается лавинообразно и заканчивается формированием локальной области, обеспечивающей прохождение практически всего электронного тока. Повышение тока разряда приводит к возрастанию концентрации плазмы и за пределами ОПК, что вызывает уменьшение протяженности катодного слоя вдоль всей апертуры полости и, следовательно, изменение характера распределения концентрации плазмы по длине полости. Также очевидно, что уменьшение площади стенок полости при сохранении разрядного тока влечет за собой возрастание концентрации плазмы – что и проявляется в снижении порогового тока (рис. 2.12).

Качественное представление о происходящих в катодной полости процессах, приводящих к образованию ОПК, позволили сформулировать физическую модель наблюдаемых процессов. Выбор исходных положений для этого обусловили сравнительно высокие давления газа в катодной полости. Исходные положения модели:

- Характер движения заряженных частиц в плазме диффузионно-дрейфовый.
- Потенциал плазмы положителен относительно анода, в первую очередь это обусловлено отсутствием иных, кроме потенциального барьера, факторов, препятствующих попаданию плазменных электронов на анод.
- Плазменные электроны уходят на анод за счет теплового движения.
- Генерация ионно-электронных пар в плазме производится за счет ионизации газовых молекул как плазменными электронами, так и вторичными электронами, эмитируемыми стенками катодной полости за счет ионно-электронной эмиссии. Эти электроны, ускорившись в области катодного падения потенциала, приобретают способность осциллировать в катодной полости, совершая многократные акты ионизации [125].

Высокая однородность распределения плазмы в поперечном направлении (рисунок 2.1, ось X) позволила упростить расчетную модель до одномерного случая, т.е. учесть изменение всех принятых во внимание величин только вдоль оси Y .

С учетом указанных допущений уравнения непрерывности для потоков ионов I_i и электронов I_e имеют вид:

$$\frac{dI_i}{dy} = W_p + W_\gamma - Z_i, \quad (2.4)$$

$$\frac{dI_e}{dy} = W_p + W_\gamma - Z_e + W_s, \quad (2.5)$$

где W_p и W_γ – выходы ионизации плазменными и вторичными электронами соответственно,

Z_i и Z_e – уход ионов на катод и электронов на анод соответственно,

W_s – вклад вторичных электронов.

В диффузионно-дрейфовом приближении могут быть записаны выражения для ионного и электронного потоков:

$$I_i = -D_i \cdot \frac{dn}{dy} \cdot S - \mu_i \cdot \frac{d\varphi}{dy} \cdot n \cdot S, \quad (2.6)$$

$$I_e = -D_e \cdot \frac{dn}{dy} \cdot S + \mu_e \cdot \frac{d\varphi}{dy} \cdot n \cdot S, \quad (2.7)$$

где μ_i , μ_e – подвижности ионов и электронов, $\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$;

D_i , D_e – коэффициенты диффузии ионов и электронов, $\text{м}^2/\text{с}$;

S – площадь сечения плазмы в плоскости перпендикулярной оси y , м^2 ;

n – концентрация плазмы, м^{-3} ;

φ – потенциал плазмы относительно катода, В.

Величины W_p , W_γ , Z_i , Z_e , W_s могут быть представлены выражениями:

$$W_p = \beta \cdot n \cdot (a - 2 \cdot l_s)(b - 2 \cdot l_s), \quad (2.8)$$

где β – число ионизаций, совершаемых одним плазменным электроном в одну секунду, 1/с;

a – высота катодной полости, м;

b – ширина катодной полости, м;

l_c – толщина слоя пространственного заряда, м.

При использовании линейной аппроксимации сечения ионизации [126]:

$$\beta = e \cdot n_a \cdot \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \cdot \alpha_i \exp\left(-\frac{e \cdot U_i}{k \cdot T_e} \right) \cdot \left(U_i + \frac{2kT_e}{e} \right), \quad (2.9)$$

где n_a – концентрация атомов газа, м⁻³;

m_e – масса электрона, кг;

α_i – коэффициент в линейной аппроксимации сечения ионизации;

U_i – средняя энергия, идущая на образование пары, Дж;

$$W_\gamma = 0.4 \frac{\Phi}{U_i} \gamma n \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \cdot (2a + b - 4l_s), \quad (2.10)$$

где γ – коэффициент ионно-электронной эмиссии;

M_i – масса иона, кг;

$$Z_i = 0.4n \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \cdot (2a + b - 4l_s), \quad (2.11)$$

$$Z_e = \frac{1}{4} n \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta\phi}{kT_e} \right) \cdot (b - 2l_s) \quad (2.12)$$

где $\Delta\phi$ – разность потенциалов плазма–анод, В;

$$W_s = 0.4\gamma n \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}} \cdot (2a + b - 4l_s). \quad (2.13)$$

Совместное решение уравнений (2.4–2.7) с учетом выражений (2.8–2.13) позволило рассчитать величины n , ϕ , а также I_i и I_e в зависимости от координаты y . Расчетная зависимость $n(y)$ содержала максимум, однако с ростом давления газа этот максимум обострялся, в то время как в эксперименте наблюдалось обратное поведение. Для согласования расчета с экспериментом было решено учесть в

расчетной модели возможность образования неоднородности за счет так называемой ионизационно-перегревной неустойчивости [127]. Механизм связи между концентрацией плазмы, плотностью электронного тока, температурой T газа, его концентрацией n_a и, наконец, температурой T_e плазменных электронов в соответствии с [127] отражается замкнутой цепочкой причинных связей:

$$\delta n \uparrow \rightarrow \delta(jE) \uparrow \rightarrow \delta T \uparrow \rightarrow \delta n_a \downarrow \rightarrow \delta(E/n_a) \uparrow \rightarrow \delta T_e \uparrow \rightarrow \delta n \uparrow, \quad (2.14)$$

где j – плотность электронного тока в апертуре катодной полости;

E – напряженность электрического поля.

Стрелки вверх (вниз) символизируют возрастание (уменьшение) величины. Под j и E понимаются их составляющие, перпендикулярные плоскости апертуры катодной полости. При этом $E = 5$ В/см – взята из эксперимента и полагается не зависящей от x , а $j = en\mu E$, где μ – подвижность электронов.

Связь между концентрацией n_a нейтральных атомов и плотностью j электронного тока учитывалась на основе решения уравнений баланса нейтральных частиц и баланса энергий [128] в областях плазмы, представляющих собой цилиндры с образующими, перпендикулярными плоскости xOy и радиусами r оснований, равными половине ширины щелевидной апертуры катодной полости. Потоки частиц могут быть записаны как:

$$I_{in} = \frac{1}{4} n_0 \sqrt{\frac{8kT_0}{\pi M}} \cdot 2\pi r (a - l_s), \quad (2.15)$$

$$I_{out} = \frac{1}{4} n_a \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}} \cdot 2\pi r (a - l_s), \quad (2.16)$$

где I_{in} и I_{out} – потоки нейтральных молекул, входящих в указанные выше цилиндрические области и выходящих из них соответственно, 1/с;

n_a , T и n_0 , T_0 – концентрации и температуры нейтральных молекул в этих областях и за их пределами соответственно;

M – масса нейтральной молекулы, кг.

Потоки энергий выражаются:

$$P_{in} = kT_0 I_{in} + P, \quad (2.17)$$

$$P_{out} = kT I_{out} \quad (2.18)$$

где P_{in} и P_{out} – мощности, вносимые нейтральными молекулами в выбранные области и выносимые из них, Вт;

P – мощность, вносимая протекающим по плазме током, Вт.

Приравнивая потоки частиц из уравнений (2.15) и (2.16), выражаем температуру газа в выбранных областях:

$$\sqrt{T} = \frac{n_0}{n_a} \sqrt{T_0}. \quad (2.19)$$

Используя баланс энергий в соответствии с (2.17 и 2.18) и подставляя T из (2.19), получаем выражение для концентрации нейтральных частиц:

$$n_a = n_0 \frac{1}{\left(1 + \frac{2\sigma E^2 r}{p_0 \langle v \rangle}\right)^{1/2}}, \quad (2.20)$$

где σ – электропроводность плазмы в выбранных областях, См,

p_0 – давление газа, Па,

$\langle v \rangle$ – средняя скорость нейтральных частиц за пределами выбранных областей, м/с.

Температура электронов, согласно [127], связана с величиной E/n_a соотношением

$$T_e = \frac{2}{3k} \frac{e}{\Sigma \sqrt{\delta}} \frac{E}{n_a}, \quad (2.21)$$

где Σ – транспортное сечение рассеяния электронов на молекулах газа,

$\delta = \frac{2m}{M}$ – отношение масс электрона и иона.

На основании развитых представлений картина событий может быть представлена следующим образом. В случае, когда протяженность катодного слоя сравнима с шириной апертура катодной полости, часть электронов уходит из

полости, преодолевая потенциальный барьер. Следовательно, случайные изменения высоты барьера, концентрации плазмы либо ее потенциала могут вызвать локальное возрастание плотности электронного тока из катодной полости. Это приводит к локальному повышению температуры T газа за счет джоулева нагрева и снижению концентрации n_a нейтральных молекул. Достаточно высокое давление способствует пространственной локализации указанного эффекта. Увеличение отношения E/n_a вызывает рост температуры плазменных электронов и интенсификацию процессов ионизации газа плазменными электронами, что, в свою очередь, приводит к увеличению концентрации плазмы n и дальнейшему возрастанию плотности тока. Процесс усугубляется локальным уменьшением толщины катодного слоя. Указанная цепь событий протекает лавинообразно и заканчивается формированием локальной области повышенной концентрации, в которой протекает практически весь разрядный ток. Учет вышеприведенного механизма положительной обратной связи в уравнениях (2.4) и (2.5) позволил качественно согласовать поведение распределения $n(y)$ с изменением давления газа (рисунок 2.13) и ширины апертуры катодной полости (рисунки 2.13, 2.14) [102].

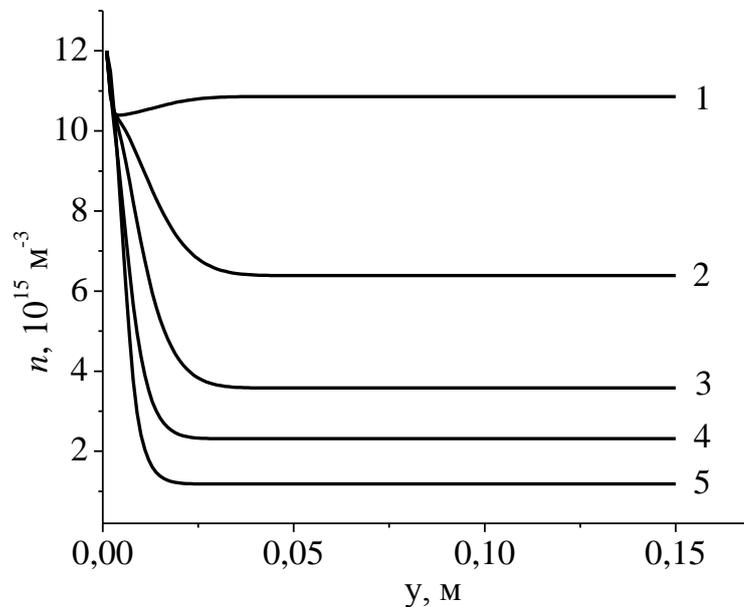


Рисунок 2.13 – Расчетные распределения концентрации плазмы при различных давлениях: 1 – 9.3 Па; 2 – 9.2 Па; 3 – 9 Па; 4 – 8.6 Па; 5 – 8 Па

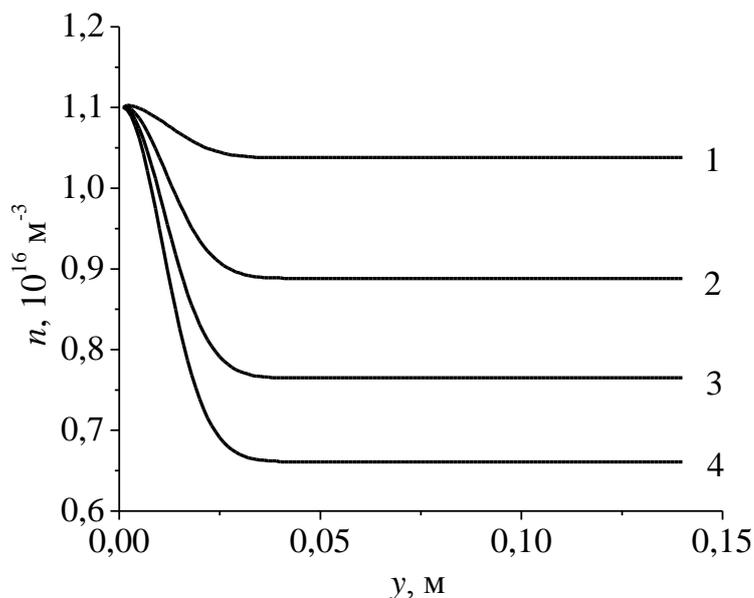


Рисунок 2.14 – Расчетные распределения концентрации плазмы при различной ширине апертуры катодной полости: 1 – 2,5 см, 2 – 2 см, 3 – 1,5 см, 4 – 1 см

Расчетные зависимости качественно отражают обнаруженные тенденции: уменьшение локального максимума концентрации с увеличением давления газа и увеличение максимума при уменьшении ширины щели. Это может рассматриваться в качестве дополнительного аргумента в поддержку предлагаемой физической модели образования ОПК.

2.1.4 Влияние дополнительного анода на равномерное распределение эмиссионной плазмы

Полученные результаты обусловили необходимость поиска путей повышения плотности эмиссионного тока при сохранении однородности в распределении тока вдоль катодной полости.

В работе [129] представлены результаты исследования самостоятельного тлеющего разряда с полым катодом при высоких (до 30 А) значениях тока разряда. В числе исследуемых параметров установлены зависимости параметров плазмы от площади малого анода, расположенного внутри большого полого катода. Как следует из результатов исследований, концентрация плазмы в полном катоде

увеличивается при уменьшении площади распложенного в катоде анода, что связано с уменьшением потерь быстрых электронов за счет их меньшего ухода на малый анод. Указанные факты позволили предположить, что размещение дополнительного анода малой площади в источнике ленточного пучка позволит добиться повышения концентрации плазмы и тем самым повысить величину извлекаемого из нее тока пучка. В качестве малого анода наиболее выгодно использование проволоки из тугоплавкого материала, поскольку в этом случае существенно облегчаются условия зажигания разряда в полном катоде [94].

Экспериментальные исследования проводились с использованием макета ленточного электронного источника (рисунок 2.15), внутрь катодной полости 1 которого помещался дополнительный нитевидный анод 2. Поскольку при работе электронного источника возможны режимы, при которых весь разрядный ток будет замыкаться на дополнительный анод, а размещение водоохлаждаемого анода в катодной полости достаточно сложно, то в качестве анода использовалась проволока из тугоплавкого металла (вольфрама) диаметром 2 мм. Длина дополнительного анода выбиралась на несколько сантиметров короче внутренней длины катодной полости и составляла 25 см. Для ограничения тока, приходящегося на дополнительный анод, использовалось его соединение с основным анодом 3 через переменный резистор, номинал которого мог быть изменен в пределах 10–130 Ом [106]. Измерение концентрации плазмы вдоль выходной апертуры катодной полости осуществлялось одиночным зондом по описанной ранее методике.

Эксперименты показали, что размещение дополнительного анода в катодной полости существенно облегчает инициирование разряда и повышает стабильность его горения. Однако были обнаружены некоторые особенности работы электронного источника. Так, на распределение концентрации плазмы вблизи эмиссионной поверхности оказывает влияние расстояние L между дополнительным анодом и выходной апертурой катодной полости, рисунок 2.15.

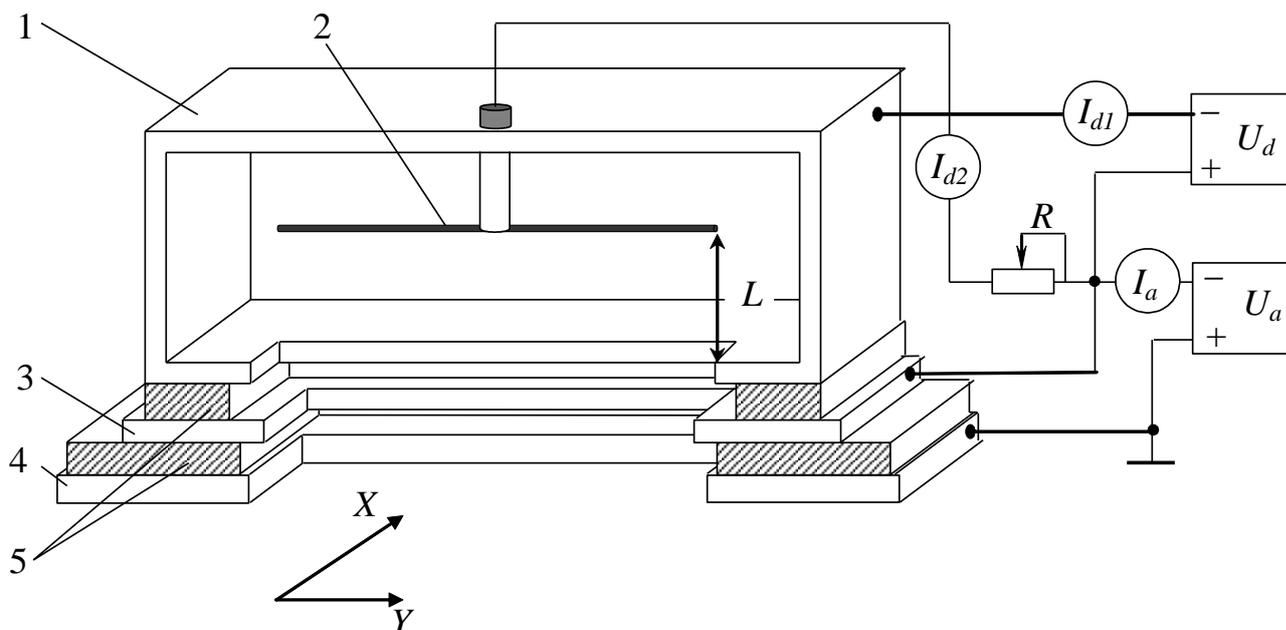


Рисунок 2.15 – Схема экспериментального макета форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка: 1 – полый катод; 2 – нитевидный анод; 3 – анод; 4 – ускоряющий электрод; 5 – капролоновые изоляторы

Уменьшение расстояния L приводило к росту концентрации плазмы (рисунки 2.16 и 2.17) при сохранении равномерности в ее распределении вдоль катодной полости. При этом изменение величины разрядного тока не приводило к каким-либо изменениям в однородности распределения. Наибольшего значения концентрация плазмы достигает при минимально возможном значении расстояния L (рисунок 2.18). Ограничивающим фактором является возникновение неустойчивостей и неоднородностей в распределении концентрации плазмы. Объяснение наблюдаемого эффекта может быть следующим: размещение дополнительного анода в катодной полости позволяет части электронного тока замкнуться на этот анод, при этом ввиду малости площади анода по сравнению с площадью катода плазма оказывается неоднородной по плотности, и вблизи анода ее концентрация повышается [130, 131].

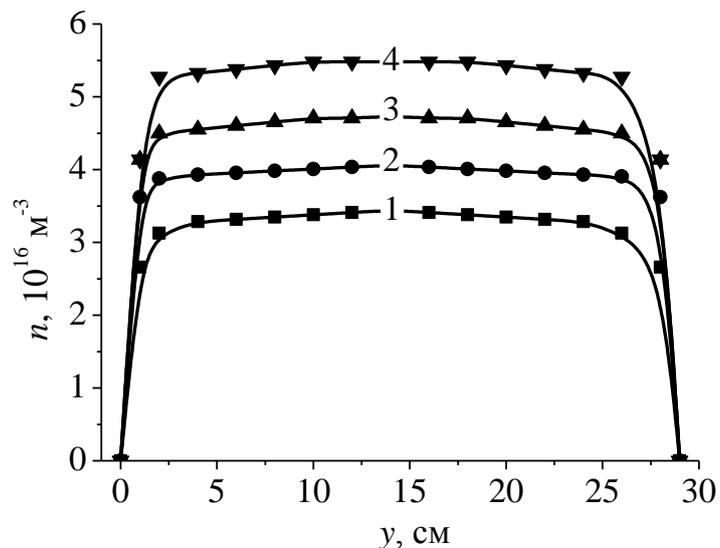


Рисунок 2.16 – Распределение концентрации плазмы при различных токах разряда: 1 – 300 мА; 2 – 400 мА; 3 – 500 мА; 4 – 600 мА. Расстояние от нитевидного анода до выходной щели в катодной полости $L = 13$ мм

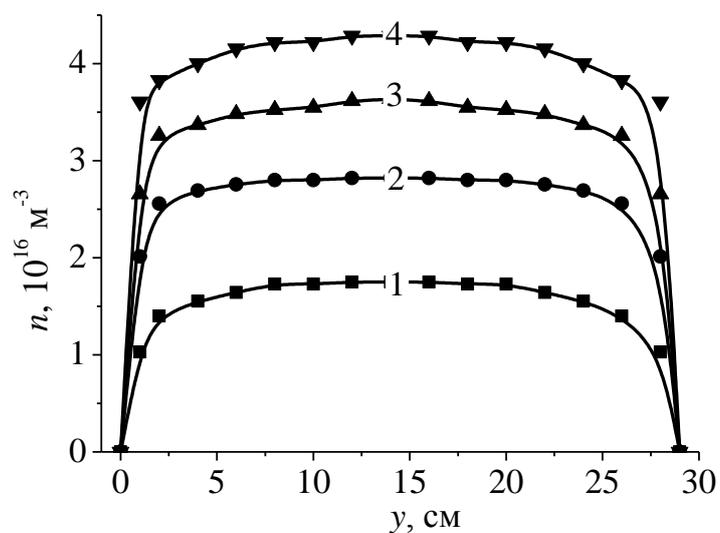


Рисунок 2.17 – Распределение концентрации плазмы при различных токах разряда: 1 – 300 мА; 2 – 400 мА; 3 – 500 мА; 4 – 600 мА. Расстояние от нитевидного анода до выходной щели в катодной полости $L = 20$ мм

Приближение анода к апертуре катодной полости приводит к росту концентрации в месте измерения, т.е. вблизи апертуры.

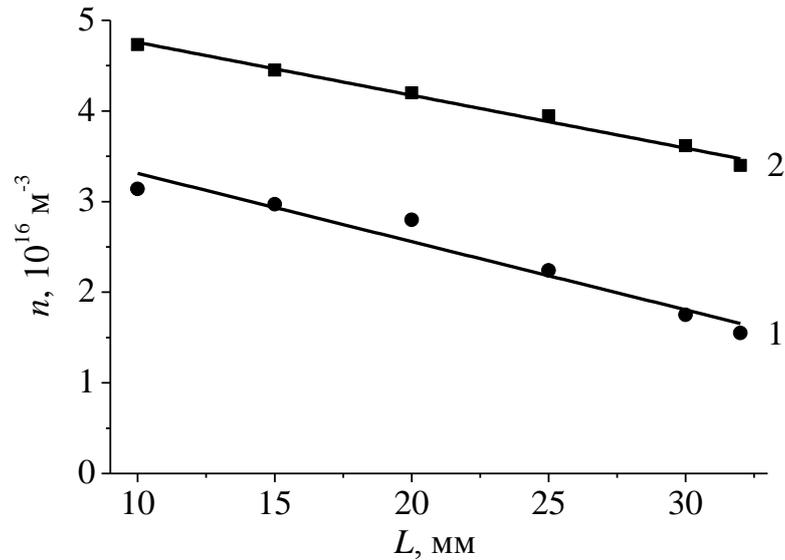


Рисунок 2.18 – Зависимость максимума концентрации от расстояния между нитевидным анодом и выходной апертурой катодной полости. Ток разряда: 1 – 400 мА; 2 – 600 мА. Давление 6 Па

Наличие дополнительного анода в катодной полости наряду с уменьшением неоднородностей в распределении концентрации плазмы оказывает существенное влияние на эффективность извлечения электронов из плазмы разряда – она снижается с 80–100% до 15–20%. При этом глубина расположения анода слабо влияет на величину извлекаемого тока, рисунок 2.19. Измерения токов, приходящихся на дополнительный и основной анод, показали, что практически весь ток разряда замыкается на дополнительный анод.

Изменение распределения токов между анодами за счет увеличения номинала сопротивления резистора между ними приводило к искажению однородного распределения плотности тока с образованием струй, в которых протекал практически весь ток пучка. Указанные эффекты наблюдались в случае, если ток, приходящийся на дополнительный анод, уменьшался до величины менее 90% от общего разрядного тока. Эффективность извлечения при этом приближалась к 100 %, рисунок 2.20.

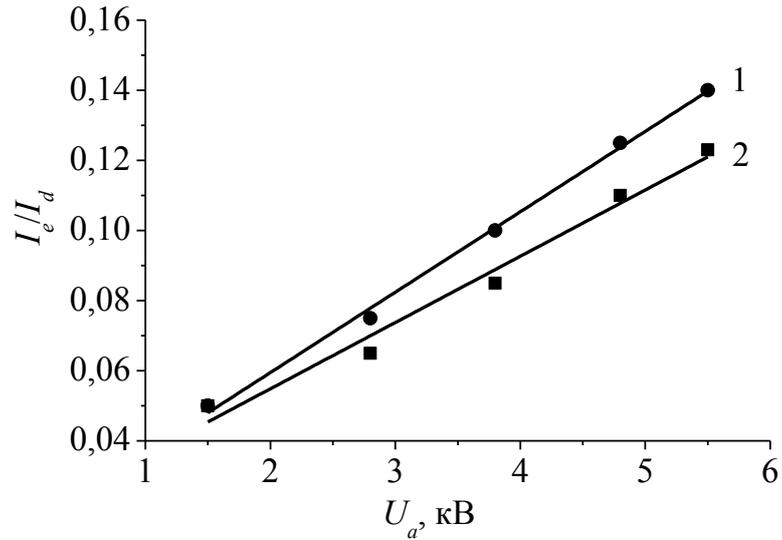


Рисунок 2.19 – Отношение тока пучка к току разряда (I_e/I_d) для различных расстояний от нитевидного анода до выходной щели в катодной полости: 1 – 13 мм; 2 – 20 мм. Ток разряда 400 мА, ширина апертуры катодной полости 8 мм

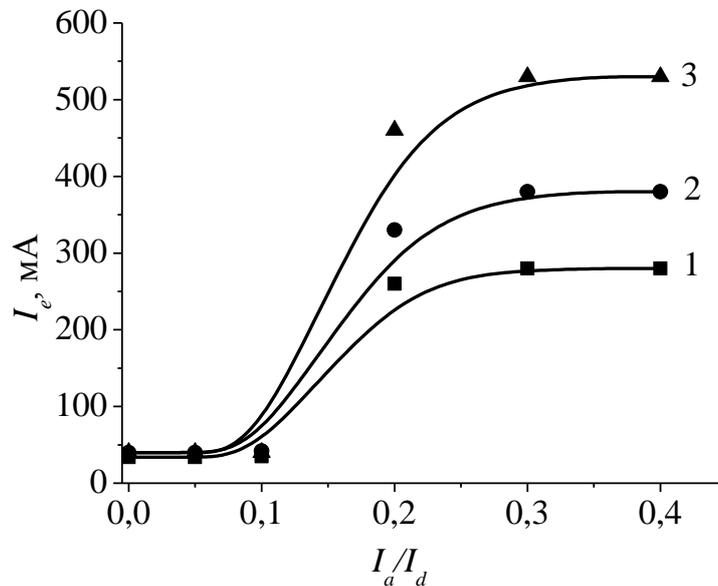


Рисунок 2.20 – Ток пучка в зависимости от отношения тока анода к току разряда (I_a/I_d) для токов разряда: 1 – 300 мА; 2 – 400 мА; 3 – 500 мА. Ширина апертуры катодной полости 8 мм, давление 6 Па, ускоряющее напряжение $U_a = 4.5$ кВ

Возникновение неоднородностей в токе пучка при изменении распределения токов между анодами может быть связано с изменением концентрации плазмы вблизи эмиссионной щели. В случае малой концентрации разрядной плазмы либо малой ширины выходной апертуры в катодной полости протяженность катодного слоя может быть сравнима с поперечным размером апертуры. И уход электронов на основной анод возможен лишь при преодолении потенциального барьера. Приближение нитевидного анода к выходной апертуре катодной полости приводит к росту концентрации плазмы, уменьшению протяженности катодного слоя, снижению потенциального барьера для электронов. Последнее вызывает рост плотности электронного тока на анод и дальнейшее увеличение локальной концентрации плазмы вследствие возрастания интенсивности ионизации газа плазменными электронами.

Несмотря на положительное влияние дополнительного нитевидного анода на равномерность распределения концентрации плазмы и стабильное горение разряда, такой метод получения равномерного распределения все же имеет свои ограничения, поскольку позволяет удовлетворить лишь одному из двух критериев, а именно – получить либо равномерное распределение концентрации плазмы при эффективности извлечения, не превышающей 10–15%, либо получить эффективность 100% с существенной потерей однородности в распределении плотности тока пучка.

2.2 Влияние геометрии катодной полости на однородность эмиссионной плазмы

Рассмотренные выше методы повышения концентрации эмиссионной плазмы имеют ряд особенностей, накладывающих ограничение на их применение в разрядной системе с протяженным полым катодом. Рассмотрим еще один способ создания резкой неоднородности в распределении концентрации плазмы вблизи эмиссионной поверхности, а именно – изменение геометрии разрядной камеры источника. Такой подход не является новым и используется, например, в источ-

нике электронов на основе отражательного разряда с цилиндрическим полым катодом [132, 133]. В указанной разрядной системе повышенное значение концентрации плазмы в приосевой области симметричной пеннинговской ячейки создается за счет потока электронов из катодной полости [134]. Для удержания электронов используется сильное магнитное поле, препятствующее их уходу на анод. Накопление электронов происходит до тех пор (рис. 2.21, пока изменением концентрации и потенциала плазмы не создадутся необходимые градиенты концентрации и потенциала для их ухода на анод.

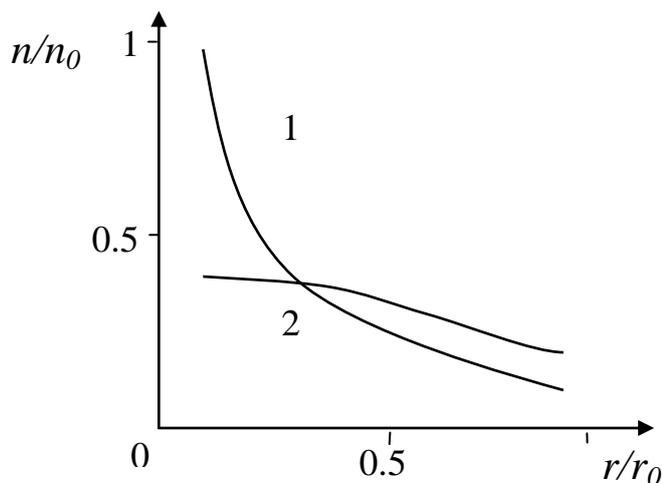


Рисунок 2.21 – Радиальные распределения концентрации плазмы в разряде. 1 – отражательный разряд; 2 – отражательный разряд с полым катодом [132]

Повышение концентрации плазмы вблизи эмиссионной поверхности возможно и за счет изменения формы полого катода. Так, использование полого катода конической формы в ионном источнике, описанное в [135], позволяет увеличить концентрацию эмитирующей плазмы. Указанное повышение обусловлено изменением характера осцилляций ускоренных в катодном слое быстрых электронов, которые совершают замкнутый азимутальный дрейф в сочетании с движением вдоль магнитного поля в направлении плазменной эмиссионной поверхности. Сформированный поток быстрых электронов в направлении плазменной эмиссионной поверхности приводит к повышению плотности плазмы.

Таким образом, имеет смысл рассмотреть влияние геометрии разрядной камеры источника на концентрацию плазмы вблизи эмиссионной поверхности. Поскольку в ионном источнике [135] сужение части полости противоположной выходной апертуре принесло свои положительные результаты, то было принято решение использовать аналогичный подход в источнике электронов.

2.2.1. Техника эксперимента

Для проведения исследований использовался модернизированный экспериментальный макет форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка [105], подробно описанный в параграфе 2.1. Модернизация заключалась в расположении внутри катодной полости с внутренним размером $280 \times 75 \times 40$ мм прямоугольных медных вставок 4 (рис. 2.22). При этом появлялась возможность изменять ширину d в пределах $0 \div 40$ мм и глубину L в пределах $0 \div 60$ мм части катодной полости. Ограничение в 60 мм для глубины обусловлено повышенным значением напряжения горения разряда при больших значениях L . Разряд при этом горел неустойчиво с образованием одного или нескольких локальных максимумов концентрации плазмы. Вставки в катодную полость были электрически изолированы от стенок катодной полости с помощью прокладок из прессованной слюды. Таким образом, формировался составной полый катод, представляющий собой в поперечном сечении комбинацию двух прямоугольных секций различной ширины, названных условно «узкой» и «широкой».

Электрическое питание разрядного и ускоряющего промежутков осуществлялось источниками постоянного напряжения U_d и U_a соответственно. Ток I_d разряда регистрировался в цепи полого катода. Схема электропитания позволяла измерять отдельно токи, приходящиеся на узкую I_{nd} и широкую I_{wd} части катодной полости.

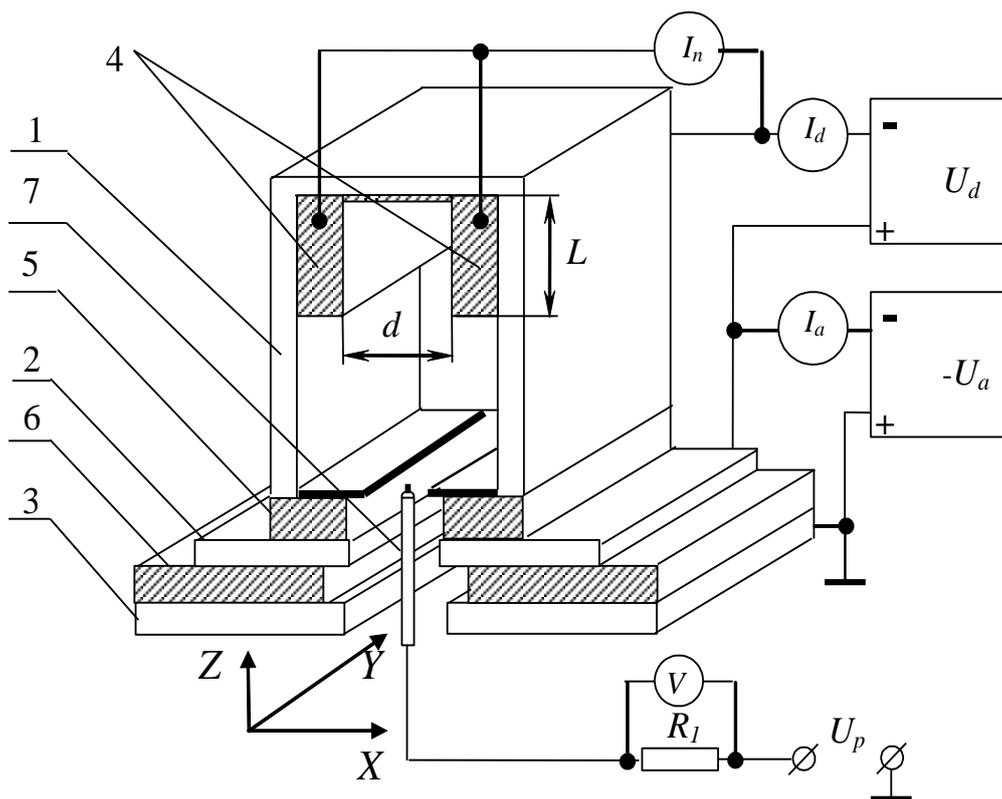


Рисунок 2.22 – Схема экспериментального макета форвакуумного плазменного источника ленточных электронных пучков: 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – ускоряющий электрод; 4 – медные вкладыши; 5, 6 – изоляторы; 7 – зонд; 8 – перемещаемый коллектор

Концентрация плазмы определялась одиночным зондом Ленгмюра. Для измерения потенциала плазмы использовался эмиссионный зонд в режиме «плавления» [120]. Конструктивно зонд (рисунок 2.23) был выполнен в виде «дамской шпильки» из вольфрамовой проволоки l толщиной 40 мкм и длиной рабочей части 10 мм. Зонд закреплялся на медных держателях, помещаемых в керамическую трубку 3, которая, в свою очередь, прикрывалась снаружи металлическим экраном 2. Напряжение накала зонда U_n подавалось от источника питания БИП 010 и устанавливалось таким, чтобы зонд обеспечивал эмиссионный ток, равный или больший электронного тока насыщения из плазмы.

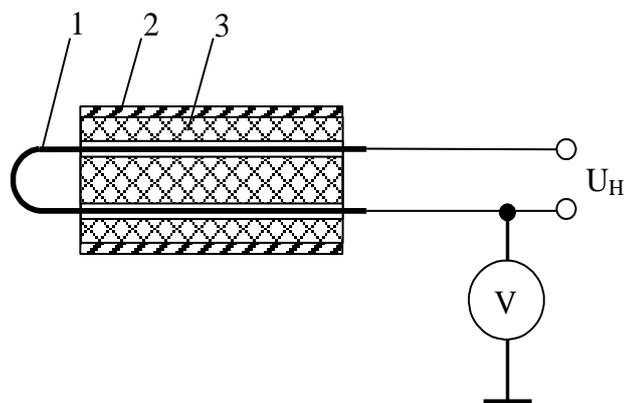


Рисунок 2.23 – Эмиссионный зонд и схема измерения методом «плавающего» потенциала. 1 – вольфрамовая проволока; 2 – металлический экран; 3 – керамическая трубка

Для измерения наводимого на зонд потенциала ϕ_{float} использовался самопиसेц типа Н307/1 (V) с входным сопротивлением 1 МОм. Типичная зависимость потенциала ϕ зонда от напряжения накала U_H представлена на рисунке 2.24.

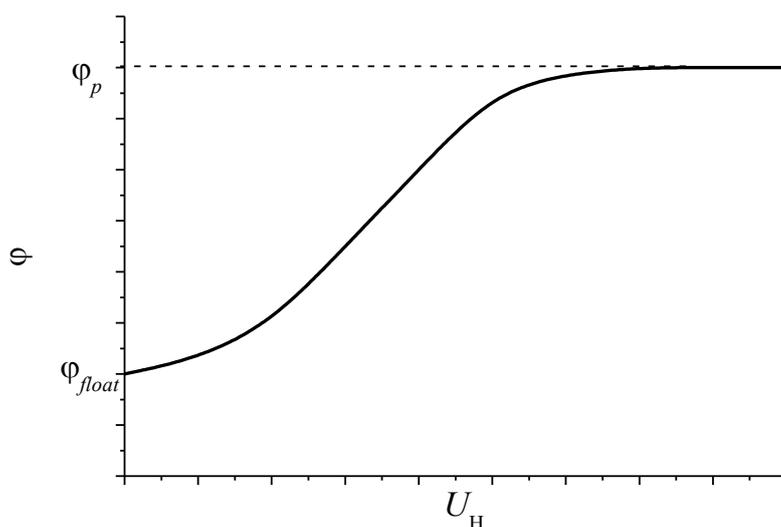


Рисунок 2.24 – Типичная зависимость потенциала ϕ_3 изолированного эмиссионного зонда от напряжения U_H накала. Напряжение разряда 450 В, ток разряда 300 мА, давление 8Па

Эмиссионный зонд в таком режиме позволял непосредственно измерять потенциал плазмы.

2.2.2 Результаты экспериментов

Эксперименты показали, что изменение геометрии катодной полости существенным образом изменяет характеристики разряда с полым катодом. Так, для составной полости на вольт-амперной характеристике наблюдается участок скачкообразного уменьшения напряжения горения с одновременным ростом тока разряда (рисунок 2.25 кривые 2–3) [107–108]. Значения порогового тока, при котором наблюдается переход к пониженному значению напряжения горения, определяется размером узкой части полости d и давлением газа и при определенных значениях d может быть слабо выраженным либо отсутствовать (рисунок 2.25, кривая 4). Повышение давления, равно как и увеличение размера узкой части, приводит к снижению порогового тока.

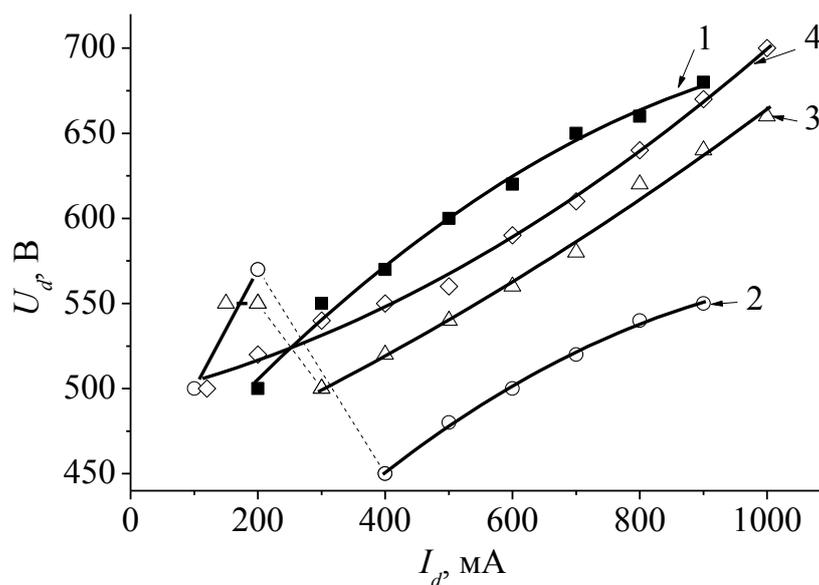


Рисунок 2.25 – Вольтамперные характеристики разряда для полостей с различной шириной d узкой части: 1 – $d = 40$ мм; 2 – $d = 12$ мм; 3 – $d = 14$ мм; 4 – $d = 16$ мм; давление рабочего газа (воздуха) 7 Па

Для полости без вставок вольт-амперная характеристика носит монотонный характер (рисунок 2.25, кривая 1).

Измерение соотношения между токами, приходящимися на разные части катодной полости, показало, что до переключения разряд горит в основном в ши-

рокой части полости (рисунок 2.26), в момент переключения происходит трансформация разряда и большая доля приходится уже на узкую часть [109].

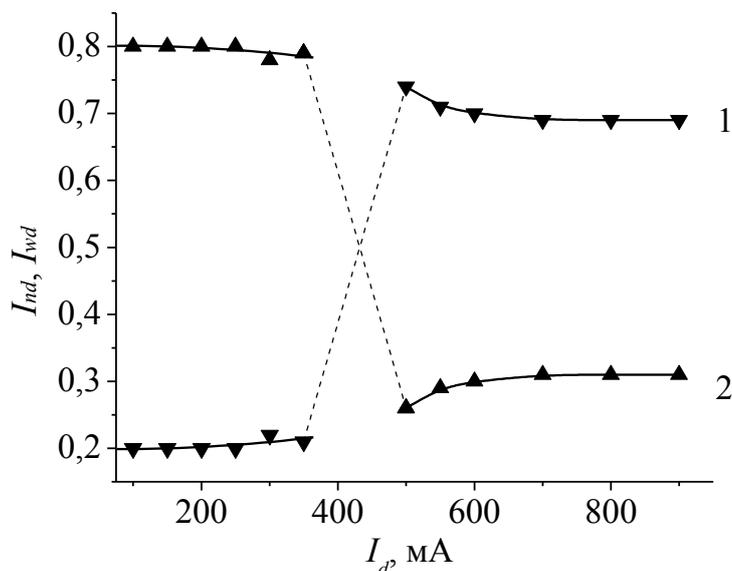


Рисунок 2.26 – Отношения токов на широкую I_{wd} (1) и узкую I_{nd} (2) части катодной полости к току разряда I_d . Давление 6 Па, ширина узкой части полости $d = 12$ мм

Измерение распределения концентрации плазмы в поперечном сечении полости на различных расстояниях от выходной апертуры катодной полости показало, что в однородной полости вид распределения представляет собой плато вне зависимости от расстояния z (рисунок 2.27, кривая 1). Для составной же полости вид пространственных распределений концентрации существенно зависит от расстояния до границы раздела полостей, а также разрядного тока. Для токов, меньших пороговых, распределение концентрации по форме такое же, как и для однородной полости. Повышение разрядного тока приводит к появлению в распределении максимума, наиболее отчетливо проявляющегося в непосредственной близости к границе раздела полостей. Ширина максимума совпадает с шириной узкой части полости (рисунок 2.27, кривая 2), а высота уменьшается при удалении от границы раздела двух частей. Значения концентрации в максимуме превышают аналогичные величины для однородной полости в 1,5–2 раза при том же токе раз-

ряда [110] и зависят от длины (рисунок 2.28) [111] и ширины узкой части секции (рисунок 2.29).

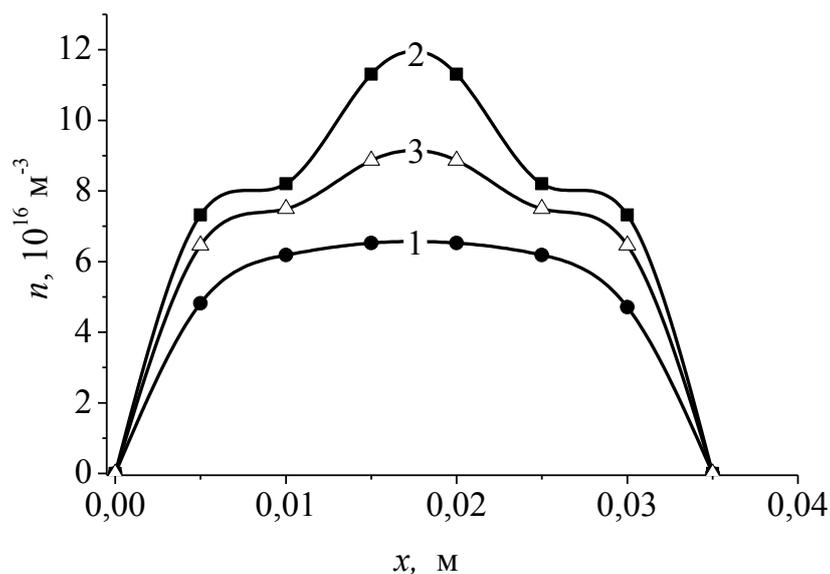


Рисунок 2.27 – Распределение концентрации плазмы n в однородной (1) и составной катодной полости (2, 3) на различных расстояниях z от границы раздела секций: 2 – 0 см, 3 – 1 см. Ток разряда $I_d = 0.8$ А, $d = 16$ мм, давление 8 Па

Зависимость от ширины оказалась немонотонной с максимумом при $d = 16$ мм, что составляет $\sim 40\%$ от ширины всего катода (рисунок 2.29).

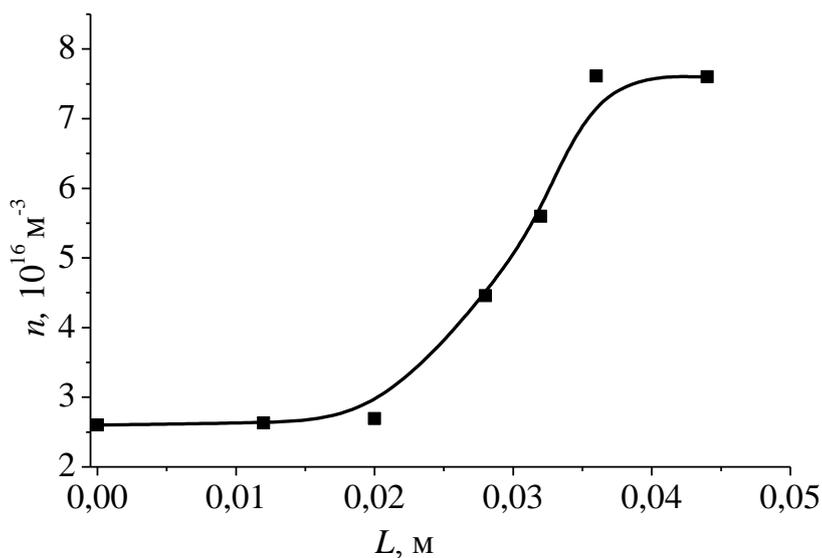


Рисунок 2.28 – Концентрация плазмы n в зависимости от длины L узкой секции, ток разряда 0.8 А, $d = 16$ мм, давление 8 Па

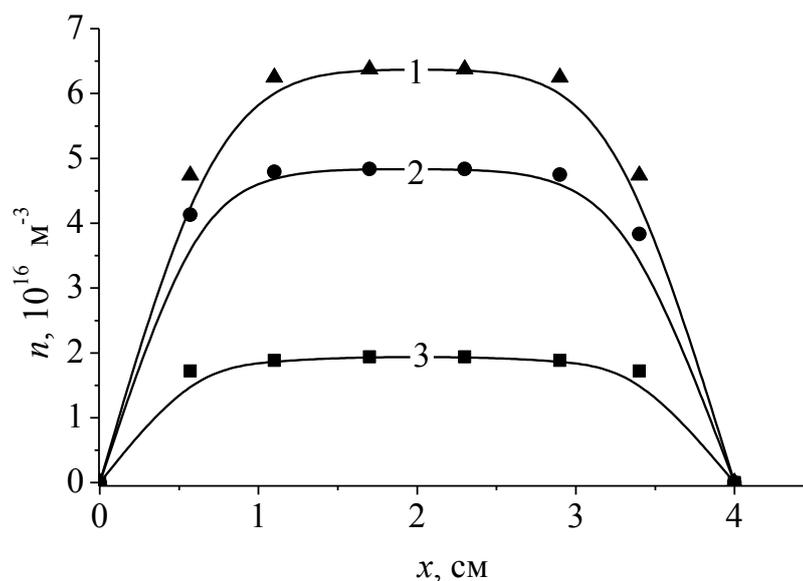


Рисунок 2.29 – Поперечное распределение концентрации плазмы n для полостей с различной шириной d узкой части: 1 – $d = 16$ мм; 2 – $d = 14$ мм; 3 – без вставок

Для выяснения характера перераспределения плазмы между двумя частями полости были проведены измерения концентрации и потенциала плазмы термоэмиссионным зондом вдоль оси z в срединной плоскости катодной полости (рисунок 2.30). Эти измерения показали значительный рост концентрации и спад потенциала по мере увеличения координаты z , т.е. углубления в узкую часть полости. При этом не удалось обнаружить локального скачка потенциала, который характерен для образования двойного электростатического слоя на границе сужения полости [125]. Снижение потенциала по мере увеличения координаты z в узкой части полости оказалось сравнительно плавным и составило около 10 В. Аналогичное падение потенциала было получено расчетным путем в разрядной системе плазменного источника электронов на основе отражательного разряда с полым катодом [136].

Изменение геометрии катодной полости существенно изменяет не только характер распределения концентрации плазмы в катодной полости, но и влияет на величину измеряемого с помощью малого коллектора значения плотности эмиссионного тока.

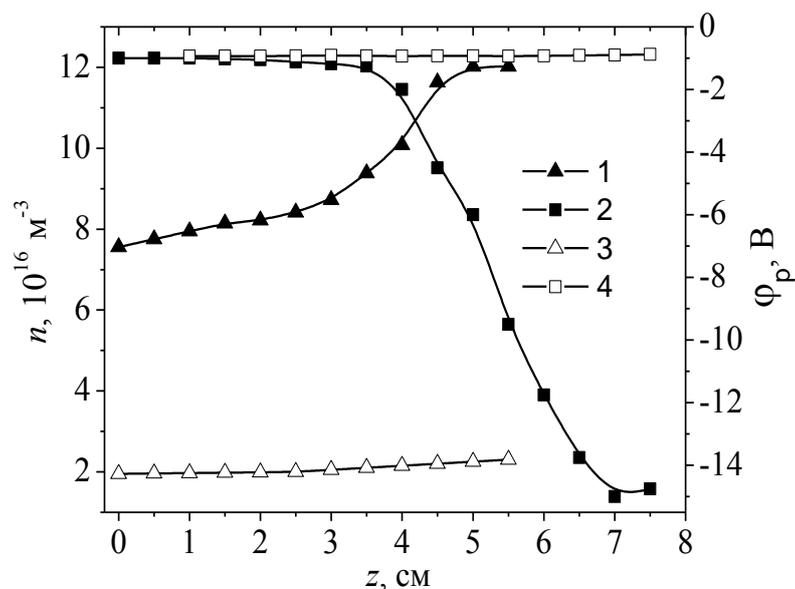


Рисунок 2.30 – Концентрация n (1, 3) и потенциал ϕ_p (2, 4) плазмы в зависимости от координаты z в составной (1, 2) с размером $d = 16$ мм и однородной (3, 4) полости. Ток разряда 800 мА, давление 6 Па

Возрастание плотности плазмы вызывает повышение плотности тока в пучке (рисунок 2.31) [107].

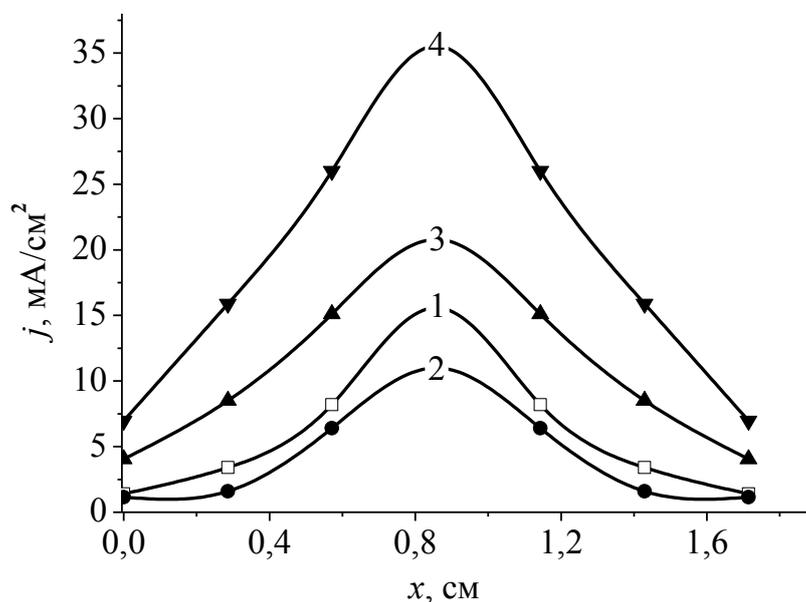


Рисунок 2.31 – Распределение плотности тока j по толщине пучка. Ток пучка: 1, 2 – 100 мА; 3, 4 – 800 мА. Однородная (1, 3) и составная (2, 4) полости с размером $d = 16$ мм. Давление 6 Па, ускоряющее напряжение 2 кВ

Повышенное по сравнению с [74] значение плотности извлекаемого тока (до 35 mA/cm^2) было достигнуто без нарушения однородности в поперечном распределении плотности тока, рисунки 2.32–2.33 [11].

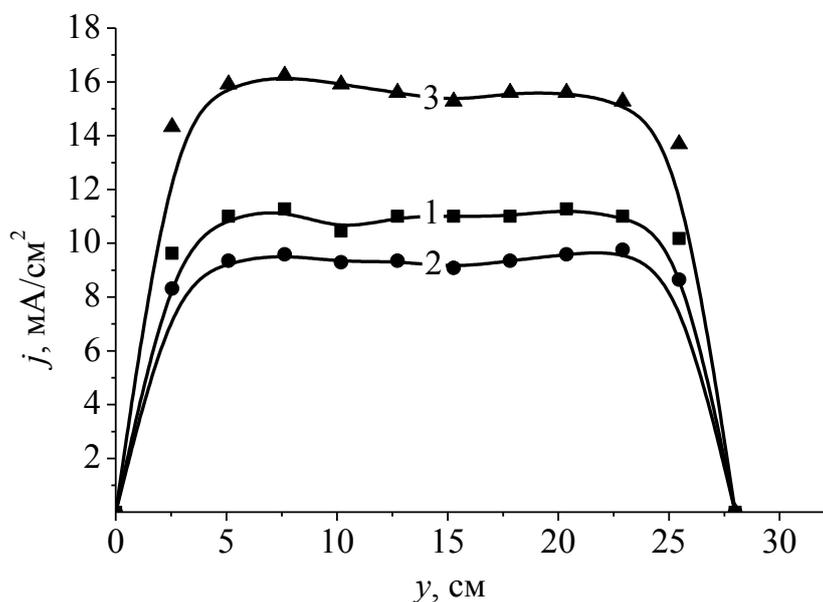


Рисунок 2.32 – Распределение плотности тока по ширине пучка для полостей с различной шириной d узкой части: 1 – 16 мм; 2 – 14 мм; 3 – без вставок.

Ток разряда 400 мА

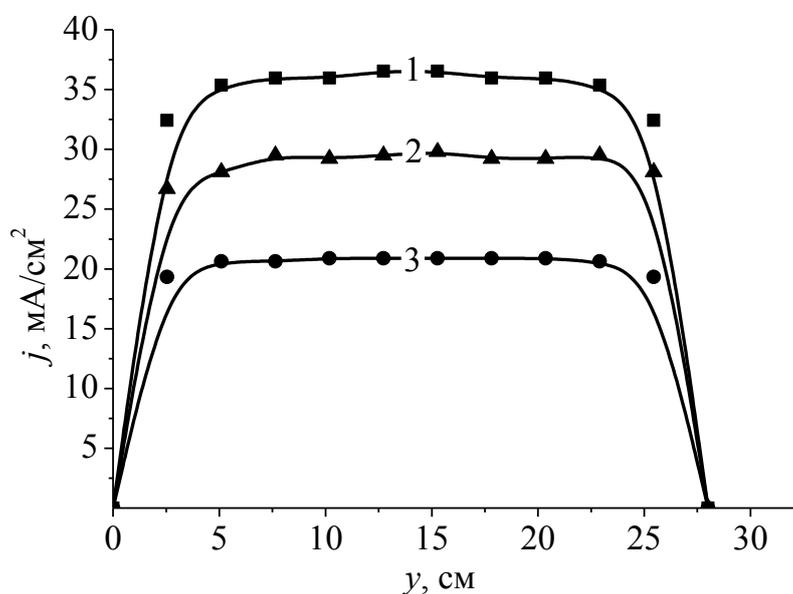


Рисунок 2.33 – Распределение плотности тока по ширине пучка для полостей с различной шириной d узкой части: 1 – 16 мм; 2 – 14 мм; 3 – без вставок.

Ток разряда 800 мА.

2.2.3 Анализ разрядных процессов в составной катодной полости

Зависимость параметров разряда от геометрии катодной полости находит свое объяснение в рамках следующей модели. При малых значениях разрядного тока, а следовательно, и концентрации плазмы в катодной полости величина катодного слоя сравнима с размером узкой части полости. Плазма тлеющего разряда в этом случае существует только в широкой ее части. Подобное наблюдается в источниках на основе отражательного разряда с полым катодом [132], когда концентрации плазмы недостаточно для раскрытия катодного слоя и проникновения плазмы разряда в полый катод. Однако в данном случае нерабочим участком является часть катодной полости. Увеличение разрядного тока позволяет достичь момента, при котором происходит разрыв катодного слоя и плазма проникает в узкую часть полости. Условие проникновения записывается в виде [7]

$$\frac{d}{2} > l_c = 4 \sqrt{\frac{\varepsilon_0^2 U_c^3}{en^2 k T_e}}, \quad (2.22)$$

где d – ширина узкой части катодной полости, м;

l_c – протяженность катодного слоя, м ;

n и T_e – концентрация и электронная температура плазмы, м^{-3} и К;

U_c – катодное падение потенциала, В.

Подставляя полученные в измерениях параметры плазмы и разряда для порогового тока, получаем $l_c \approx 5$ мм, что в целом удовлетворяет условию (2.22). Снижение напряжения горения при достижении разрядным током определенной величины, а также скачкообразное повышение тока в составной катодной полости свидетельствуют о возникновении условий более эффективной ионизации газа в этом случае. Результат оказывается несколько неожиданным, если отметить, что в случае, когда вся полость имеет одинаковую ширину, равную ширине узкой части, в рабочем диапазоне давлений разряд в стабильной форме поддерживать не удастся из-за возникновения неустойчивых неоднородностей распределения

плазмы по длине полости [111]. К тому же при использовании составной полости практически весь разрядный ток переключается на стенки узкой части, что означает более выгодное существование разряда именно в узкой части. Повышение концентрации плазмы можно объяснить, если сравнить длины λ свободного пробега γ -электронов с шириной полости. Для давлений 3–10 Па, используемых в экспериментах, длина свободного пробега λ составляет единицы см, т.е. при ширине полости 40 мм осцилляции электронов могут быть ослаблены и, следовательно, эффект полого катода не проявляется в полной мере. Сужение полости до ~ 1.5 см обеспечивает, по-видимому, условия для более эффективных осцилляций, при которых возможны образования ионно-электронных пар в катодном слое [137]. Поскольку при сужении всей катодной полости указанных эффектов не наблюдается, и, даже наоборот, при уменьшении ширины нарушается равномерность горения разряда, на что указывалось в [138], следовательно, именно совмещение двух частей с различной шириной приводит к повышению устойчивости разряда и эффективной ионизации. Как отмечалось выше, потенциал плазмы заметно снижается в узкой части полости, что обеспечивает диффузионно-дрейфовое движение плазменных электронов в широкую часть полости. В этом случае дополнительный электронный поток оказывает стабилизирующее воздействие на разрядные процессы в широкой полости подобно внешней инжекции электронов в катодную область тлеющего разряда низкого давления [139]. Этот поток электронов также обеспечивает перераспределение плазмы в широкой полости с образованием максимума распределения. С другой стороны, сравнение диффузионного j_d и дрейфового j_f потоков ионов согласно выражениям

$$j_d = -D \frac{dn}{dz}, \quad j_f = -\mu n \frac{d\phi}{dz}, \quad (2.23)$$

где D и μ – коэффициент диффузии ионов и подвижность соответственно, показывает, что дрейфовый поток ионов в узкую полость примерно на два порядка превышает противоположный диффузионный поток. Это означает, что ионы, переходящие из широкой полости в узкую, ослабляют интенсивность ионизационных процессов в широкой полости и стимулируют ее в узкой полости за счет γ -

процессов эмиссии электронов с поверхности катода. Это обстоятельство может быть признано еще одной причиной переключения разрядного тока в узкую полость.

Сформулированные представления о процессах, происходящих в полном катоде сложной формы, нашли свое отражение в рамках модели, описывающей указанные процессы [112]. Взаимодействие двух частей полости рассматривалось в три этапа. На первом этапе рассматривалось распределение концентрации плазмы n вдоль оси x в узкой секции катодной полости (рисунок 2.24). При этом предполагалось, что вдоль осей y и z плазма однородна. На втором этапе было рассчитано аналогичное распределение в широкой секции – также при условии однородности в плоскости yOz . Наличие узкой секции было учтено существованием стационарного электронного потока в пределах участка шириной d . Величина потока задавалась концентрацией плазмы и напряженностью электрического поля. Причем значение напряженности поля было взято из экспериментов, а концентрация заряженных частиц из расчетов. Основные допущения, принятые при построении модели состоят в следующем:

- Характер движения заряженных частиц в плазме диффузионно-дрейфовый;
- потенциал плазмы положителен относительно анода;
- ионизация газовых молекул, приводящая к появлению ионно-электронных пар, производится как вторичными, так и плазменными электронами;
- электроны уходят на анод за счет теплового движения.

Наличие третьего этапа обусловлено необходимостью учета изменения характера зависимости $n(x)$ по мере возрастания координаты z .

Одномерный подход, использованный на первых двух этапах решения задачи, учитывает существование в плазме потоков ионов и электронов вдоль оси x с плотностями j_i и j_e соответственно. С учетом этого, а также приведенных выше допущений, уравнения баланса частиц имеют вид:

$$\frac{dj_i}{dx} = W_p + W_\gamma - Z_i - Z_{ni}, \quad (2.24)$$

$$\frac{dj_e}{dx} = W_p + W_\gamma + W_{ne} - Z_e, \quad (2.25)$$

где W_p и W_γ – число частиц, образованных в результате ионизации плазменными и вторичными электронами соответственно;

Z_{ni} – число ионов, уходящих в узкую часть полости за счет градиента электрического поля;

Z_i и Z_e – число ионов, уходящих на катод и электронов – на анод соответственно;

W_{ne} – величина, учитывающая приход электронов из узкой секции в широкую за счет градиента электрического поля.

При рассмотрении плазмы в узкой секции из уравнений (2.24), (2.25) исключались члены Z_{ni} и W_{ne} .

Выражения для плотностей ионного и электронного токов имеют вид:

$$j_i = -D_i \cdot \frac{dn}{dx} \cdot e - \mu_i \cdot \frac{d\phi}{dx} \cdot n \cdot e, \quad (2.26)$$

$$j_e = -D_e \cdot \frac{dn}{dx} \cdot e + \mu_e \cdot \frac{d\phi}{dx} \cdot n \cdot e, \quad (2.27)$$

где μ_i , μ_e – подвижности ионов и электронов, $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$;

D_i , D_e – коэффициенты диффузии ионов и электронов, $\text{м}^2/\text{с}$;

n – концентрация плазмы, м^{-3} ;

ϕ – потенциал плазмы относительно катода, В;

e – заряд электрона, Кл.

Величины W_p , W_γ , W_{ni} , Z_i , Z_e , Z_{ni} могут быть представлены выражениями:

$$W_p = \beta \cdot n, \quad (2.28)$$

β – число ионизаций, совершаемых одним плазменным электроном в одну секунду, которое при использовании линейной аппроксимации сечения ионизации равно

$$\beta = en_a \cdot \left(\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m} \right)^{1/2} \cdot \alpha_i \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot U_i}{k \cdot T_e} \right) \cdot \left(U_i + \frac{2 \cdot k \cdot T_e}{e} \right) \quad (2.29)$$

где n_a – концентрация атомов газа, м^{-3} ;

m – масса электрона, кг;

α_i – коэффициент в линейной аппроксимации сечения ионизации;

U_i – средняя энергия, идущая на образование ион-электронной пары, Дж;

T_e – температура электронов, К.

$$W_\gamma = \theta \frac{\Phi}{U_i} \gamma n_0 \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \frac{1}{b}, \quad (2.30)$$

где γ – коэффициент электронной эмиссии;

M – масса иона, кг;

θ – коэффициент, учитывающий эффективность ионизации газа вторичными электронами – пропорционален глубине узкой части полости L ;

n_0 – концентрация плазмы у катодной стенки, м^{-3} ;

b – высота широкой части полости, м.

$$W_{ne} = \mu_e n_n \cdot E \cdot \frac{1}{a}, \quad (2.31)$$

где E – напряженность электрического поля в направлении оси Z на границе обеих частей полости, В/м;

a – высота узкой части полости, м;

n_n – концентрация плазмы на этой же границе, м^{-3} .

$$Z_i = 0.4 n \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \frac{1}{a}, \quad (2.32)$$

$$Z_e = \frac{1}{4} n \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta\Phi}{kT_e} \right) \frac{1}{a}, \quad (2.33)$$

где $\Delta\Phi$ – разность потенциалов плазма–анод,

$$Z_{ni} = \mu_i n_i \cdot E \frac{1}{a}, \quad (2.34)$$

где n_i – концентрация плазмы в широкой части полости без учета влияния узкой части, м^{-3} .

Начало отсчета координаты x – от стенки катодной полости. В качестве граничных условий использовались значения концентрации плазмы и величины dn/dx при $x = 0$. Причем $n(0)$ была взята из экспериментов, dn/dx изменялась в процессе расчета до тех пор, пока концентрация у противоположной катодной стенки не становилась равной $n(0)$.

Решение уравнений (2.24–2.27) с учетом выражений (2.28–2.34) производилось численно. Полученное на первом этапе распределение $n(x)$ в узкой секции использовалось на втором этапе для задания W_{ne} . Расчетные зависимости $n(x)$ в широкой секции, нормированные на максимальное значение, для различной ширины d узкой секции представлены на рисунке 2.34. Эти зависимости по форме совпадают с экспериментальными кривыми для области близкой к границе двух секций катода (рисунок 2.27), что подтверждает правильность допущений предложенной модели.

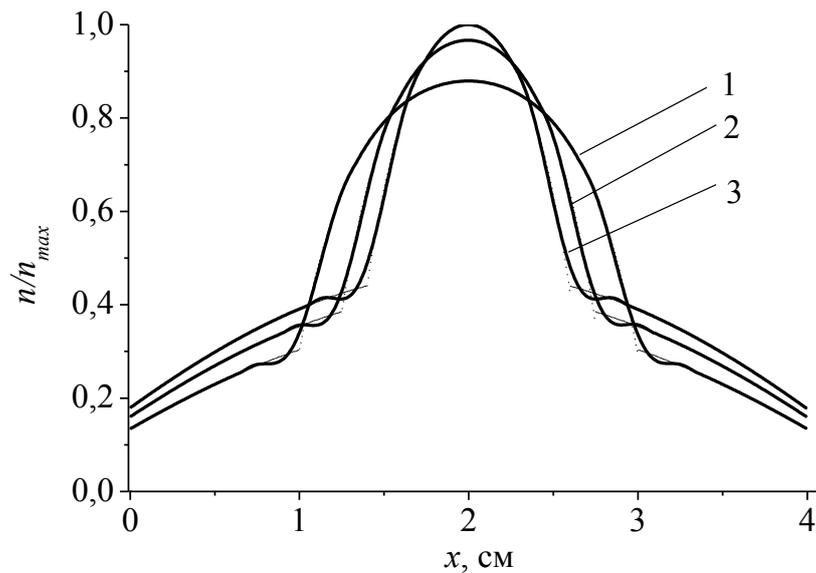


Рисунок 2.34 – Расчетные распределения концентрации n плазмы в широкой секции для различной ширины d узкой секции: 1 – 20 мм; 2 – 15 мм; 3 – 12 мм

Как уже указывалось, третий этап решения задачи был связан с необходимостью учета изменения характера зависимости $n(x)$ при возрастании координаты z , которая в данном случае отсчитывалась от границы раздела двух полостей в сторону выходной апертуры. За нулевое решение, т.е. для $z=0$ принималось распределение, полученное на втором этапе. Учет трансформации этого распределения с возрастанием координаты z производился в рамках двумерной модели, учитывающей потоки частиц как по x , так и по z . Расчет производился для концентрации ионов. Уравнение баланса частиц в этом случае имеет вид:

$$\frac{\partial j_i}{\partial x} + \frac{\partial j_i}{\partial z} = W_p + W_\gamma, \quad (2.35)$$

где W_p и W_γ – выходы ионизации плазменными и вторичными электронами соответственно.

Выражение для плотности потока ионов имеет вид:

$$j_i = \left(-D_i \cdot \frac{\partial n}{\partial x} - D_i \cdot \frac{\partial n}{\partial z} - \mu_i \cdot \frac{d\phi}{dz} \cdot n - \mu_i \cdot \frac{d\phi}{dx} \cdot n \right) \cdot e \quad (2.36)$$

После подстановки (2.36) в (2.35) получаем выражение для нахождения концентрации плазмы

$$\begin{aligned} & -D_i \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) \cdot e - 2D_i \frac{\partial^2 n}{\partial x \partial z} \cdot e - 2\mu_i \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} n \cdot e - \mu_i \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial n}{\partial x} \cdot e - \\ & - \mu_i \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial n}{\partial z} \cdot e - \mu_i \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial n}{\partial z} \cdot e - \mu_i \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial n}{\partial x} \cdot e - \mu_i \frac{\partial \phi^2}{\partial z^2} n \cdot e - \mu_i \frac{\partial \phi^2}{\partial x^2} n \cdot e = W_p + W_\gamma \end{aligned} \quad (2.37)$$

Уравнение (2.37) решалось численно методом конечных разностей. Координата x изменялась от стенки катодной полости до ее середины, а координата z – от границы раздела двух секций до апертуры полости.

Представленные на рисунке 2.35 расчетные кривые $n(x)$ для разных значений z , нормированные на максимальное значение, находятся в качественном соответствии с экспериментальными результатами, представленными на рисунке 2.27.

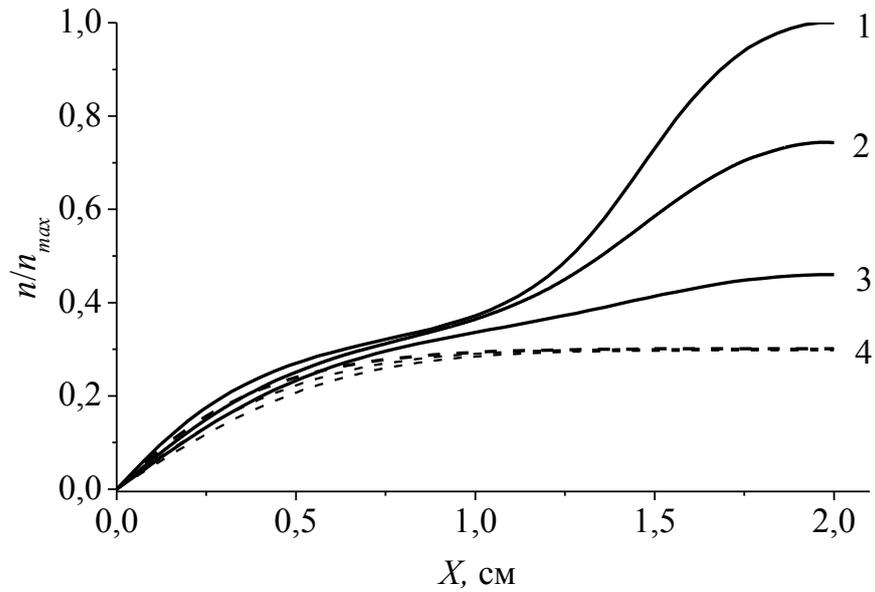


Рисунок 2.35 – Расчетные распределения концентрации плазмы n для различных расстояний z от границы раздела двух секций: 1 – 0 мм; 2 – 10 мм; 3 – 40 мм; 4 – распределение для однородной полости

Проведенные расчеты подтверждают сформулированные соображения относительно физического механизма формирования распределения $n(x)$ в разряде с составным полым катодом. Бóльшая по сравнению с однородной полостью концентрация плазмы в средней (по оси x) части катодной полости объясняет возрастание плотности эмиссионного тока в источнике электронов на основе рассмотренного разряда.

Таким образом, проведенные исследования показали, что применение в источнике ленточного электронного пучка разрядной системы с неоднородным полым катодом позволяет повысить концентрацию плазмы вблизи эмиссионной границы без нарушения ее однородности по длине (продольному размеру) катодной полости.

Выводы по главе 2

1. В форвакуумной области давлений повышение плотности тока ленточного электронного пучка за счет уменьшения ширины выходной апертуры катодной полости ограничено возникновением неустойчивости, приводящей к локальному повышению концентрации плазмы вблизи апертуры катодной полости. Указанная неоднородность возникает при превышении отношения площади стенок полости к площади выходной апертуры – определенного значения, зависящего от давления и разрядного тока. Повышенное значение концентрации приводит к локальному уменьшению протяженности катодного слоя, перекрывающего выходную апертуру катодной полости, и в случае эмиссии – к извлечению практически всего тока пучка из указанной области.

2. Ослабление неоднородности может быть осуществлено за счет формирования условий, когда ширина апертуры катодной полости будет превышать протяженность катодного слоя. К таким условиям относится повышение концентрации плазмы за счет увеличения разрядного тока, уменьшение объема катодной полости, а также повышение концентрации плазмы в непосредственной близости к выходной апертуре за счет расположения протяженного дополнительного анода. В случае дополнительного анода повышение однородности возможно только при условии, что весь разрядный ток замыкается на него. Эффективность извлечения и однородность при этом находятся в обратной зависимости. Пониженное значение неоднородности – порядка 10% – возможно только при эффективности извлечения в 10–20%, и наоборот – повышение эффективности за счет уменьшения тока, приходящегося на дополнительный анод, способствует возникновению неустойчивостей и неоднородностей.

3. Изменение геометрии катодной полости в форвакуумном источнике ленточного электронного пучка за счет формирования областей с различной шириной в поперечном сечении позволяет повысить концентрацию эмиссионной плазмы без нарушения однородности вдоль ее протяженного размера. Повышенное значение концентрации приводит к возрастанию в 1,5–2 раза плотности эмиссионно-

го тока с сохранением однородности в его распределении. Данный эффект обусловлен взаимовлиянием двух частей полости: интенсификация ионизационных процессов в узкой части приводит к потоку электронов в ее широкую часть, при этом на оси системы формируется максимум концентрации. Широкая часть способствует стабилизации разряда и препятствует возникновению неустойчивостей в распределении концентрации плазмы

ГЛАВА 3 ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ФОРВАКУУМНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ В ОБЛАСТИ ТРАНСПОРТИРОВКИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Процессы генерации низкотемпературной плазмы электронным пучком в области его транспортировки по сравнению с образованием плазмы в тлеющем и дуговом разрядах обеспечивают больший диапазон регулирования параметров плазмы и более широкую область рабочих давлений [73]. Такая плазма является неравновесной с относительно высокой температурой электронов по сравнению с температурой ионов, что обуславливает ее химическую активность. Для генерации плотной неравновесной низкотемпературной плазмы применяются также ВЧ- и СВЧ- разряды. Однако данные способы генерации плазмы имеют естественные физические ограничения: диапазон внешних параметров этих разрядов, в котором обеспечивается их устойчивое горение, достаточно узок. При определенных условиях взаимодействие электронного пучка с плазмой позволяет реализовать пучково-плазменный разряд с рекордными значениями концентрации плазмы и температуры [140–142]. Пучковая плазма находит применение в производстве изделий электронной техники [143–145], азотировании поверхности, ионной имплантации. Она также используется для нанесения покрытий на различные по физическим свойствам материалы (металлы, диэлектрики, полупроводники) с целью придания им требуемых эксплуатационных свойств и повышения ресурса изделия [146–147]; в медицинских технологиях, например, для стерилизации [148] или синтеза биосовместимых покрытий [149], а также как источник рентгеновского излучения [150]. В работе [151] сформулировано предложение о возможности использования пучковой плазмы для селективного разделения элементов и их стабильных изотопов.

Очевидно, что в форвакуумной области давлений эффективность ионизации газа электронным пучком значительно выше, а возможность генерации электронного пучка плазменными электронными источниками в такой области давлений делает их применение привлекательным для создания пучковой плазмы. В связи с

этим в данной главе рассмотрены основные особенности генерации пучковой плазмы, определены ее параметры и их зависимость от параметров электронного пучка и давления газа. Часть результатов исследований, изложенных в данном разделе, опубликована в [152–159].

3.1 Особенности создания пучковой плазмы в форвакуумной области давлений

3.1.1 Техника эксперимента и методики измерений

Экспериментальное исследование проводилось на вакуумной установке ЭЛУ-1А, описанной ранее. На установке имелась возможность одновременного размещения до трех электронных источников. Исследовались параметры плазмы, создаваемой за счет ионизации атмосферы вакуумной камеры, при использовании двух типов электронных источников, формирующих электронные пучки цилиндрической и ленточной конфигурации. Конструкция источника цилиндрического электронного пучка описана в разделе 1.1. Для формирования непрерывного ленточного пучка использовался форвакуумный плазменный электронный источник на основе разряда с полым катодом (рисунок 3.1) [110]. Полый катод разрядной ячейки электронного источника *1* представлял собой прямоугольный параллелепипед сечением $120 \times 75 \text{ мм}^2$ и глубиной 40 мм, в боковой стенке катода имелось протяженное прямоугольное отверстие, обращенное к аноду. Плоский анод *2* был удален от катода *1* на расстояние 5 мм. В аноде было выполнено эмиссионное окно размером $100 \times 10 \text{ мм}^2$, перекрытое мелкоструктурной вольфрамовой сеткой *3*. Размер элементарной ячейки сетки – $0.6 \times 0.6 \text{ мм}^2$, геометрическая прозрачность – 80%. Извлечение электронов из разрядной плазмы и формирование ленточного электронного пучка с начальным прямоугольным поперечным сечением $100 \times 10 \text{ мм}^2$ осуществлялось путем подачи ускоряющего напряжения между анодом *2* и экстрактором *3*. Традиционно для форвакуумных плазменных источников электронов [160] для ускорения электронов в исследуемой области повышенных дав-

лений конструкция укоряющего промежутка была выполнена таким образом, чтобы предотвратить заживание в нем разряда по так называемым «длинным путям». Для электрической изоляции электродов электронного источника использовались капролоновые изоляторы 4. На выходе из источника электронный пучок 5 имел поперечные размеры $100 \times 10 \text{ мм}^2$ и мог транспортироваться на расстояние 50 см до приемного коллектора 6. Для исследования свечения плазмы использовался спектрометр «Ocean Optics USB2000» (диапазон спектральной чувствительности 200–800 нм, полуширина аппаратной функции $\sim 0.3 \text{ нм}$).

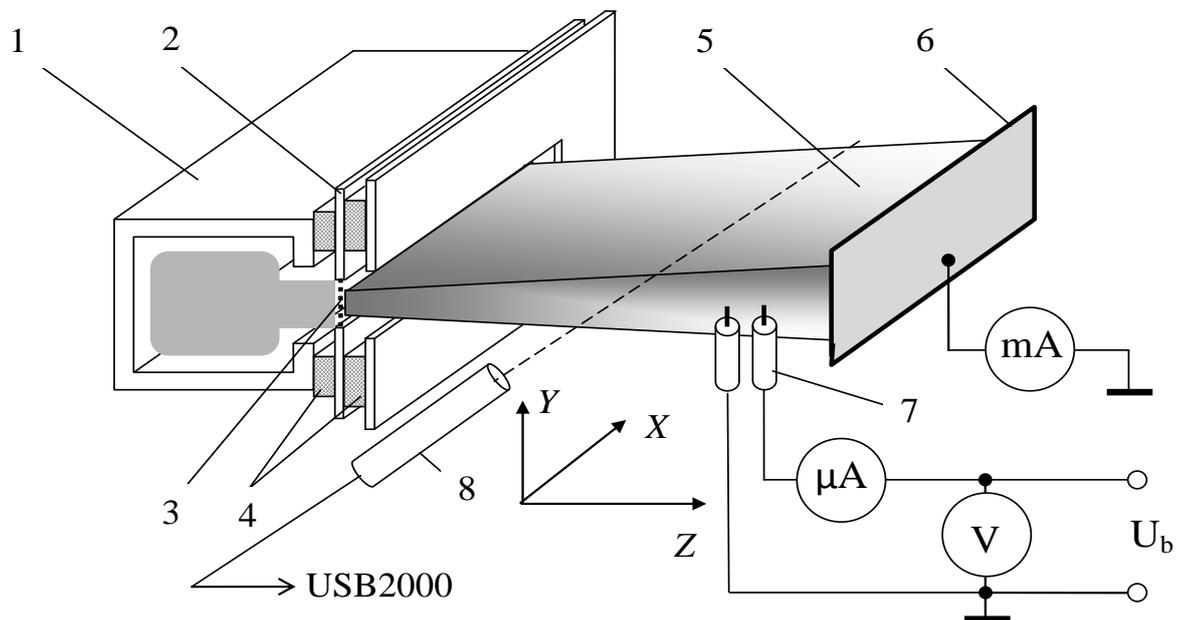


Рисунок 3.1 – Схема экспериментальной установки: 1 – протяженный полый катод; 2 – анод; 3 – экстрактор; 4 – изоляторы; 5 – электронный пучок; 6 – коллектор; 7 – одиночный зонд; 8 – спектрометр

Источник цилиндрического либо ленточного электронного пучка устанавливался на боковой стенке вакуумной камеры. Для измерения температуры электронов и концентрации плазмы, создаваемой на участке транспортировки, был выбран зондовый метод. Достоинством зондового метода является возможность произведения локальных измерений и сравнительная простота необходимого оборудования. Измерения, проведенные одиночным ленгмюровским зондом, в ряде случаев не позволили надежно определить параметры плазмы, что связано с отсутствием на электронной ветви вольт-амперной характеристики зонда четко вы-

раженного участка насыщения. Поэтому измерения проводились двойным зондом. Для защиты от попадания электронов пучка приемная часть зондов дополнительно закрывалась металлическим экраном. Зонды были изготовлены из медной проволоки диаметром 0.4 мм и имели длину рабочей части 5 мм. Нерабочая часть зонда помещалась в керамическую трубку. Расстояние между зондами составляло 1.5 мм. Зонды устанавливались на двухкоординатной системе перемещения, позволявшей перемещать зонды и, соответственно, измерять концентрацию как вдоль траектории распространения электронного пучка (вдоль оси Z), так и в поперечном направлении (вдоль Y), рисунок 3.1. В качестве источника питания зондов использовался стабилизированный выпрямитель MASTECH NY3005F-2. Для измерения тока I_z и напряжения U_z зондов – цифровой мультиметр S-line DT-830C.

Для откачки вакуумной камеры использовался вакуумный двухступенчатый пластинчато-роторный насос VacEdwards E2M80. Измерение давления осуществлялось емкостным вакууметром Pfeiffer active capacitive transmitter CMR 362. Давление на уровне 5–10 Па регулировалось с помощью игольчатого натекателя, рабочий газ напускался непосредственно в вакуумную камеру. Эксперименты проводились как на остаточной атмосфере, так и в атмосфере гелия, аргона, кислорода, для чего проводилась промывка вакуумной камеры требуемым газом. Продолжительность промывки составляла порядка 20 минут. Состав остаточного газа в камере контролировался квадрупольным масс-анализатором RGA-100.

Измерение функции распределения электронов пучка по энергиям осуществлялось методом задерживающего потенциала [161] с помощью энергоанализатора (рисунок 3.2), располагаемого на устройстве перемещения. Энергоанализатор (рисунок 3.2) состоял из входной диафрагмы 1 диаметром 2 мм, позволяющей выделять для анализа часть пучка, сеточного электрода 2 с высокой прозрачностью, располагаемого на оси электронного пучка 3, и коллектора 4, расположенного за сеточным электродом на расстоянии 3 мм. Отрицательный задерживающий потенциал U_{ret} подавался на сеточный электрод. Ток электронов, энергия которых превышала величину задерживающего потенциала, регистрировался

подключенным к коллектору амперметром. Для защиты от попадания электронов пучка энергоанализатор помещался в заземленный металлический цилиндр 5. Внутренние стенки цилиндра изолировались с помощью керамических втулок 6. Такая конструкция анализатора, а также подбор минимального расстояния между находящимся под отрицательным потенциалом сеточным электродом и коллектором позволили подавать задерживающий потенциал вплоть до 5 кВ без нарушения работы анализатора.

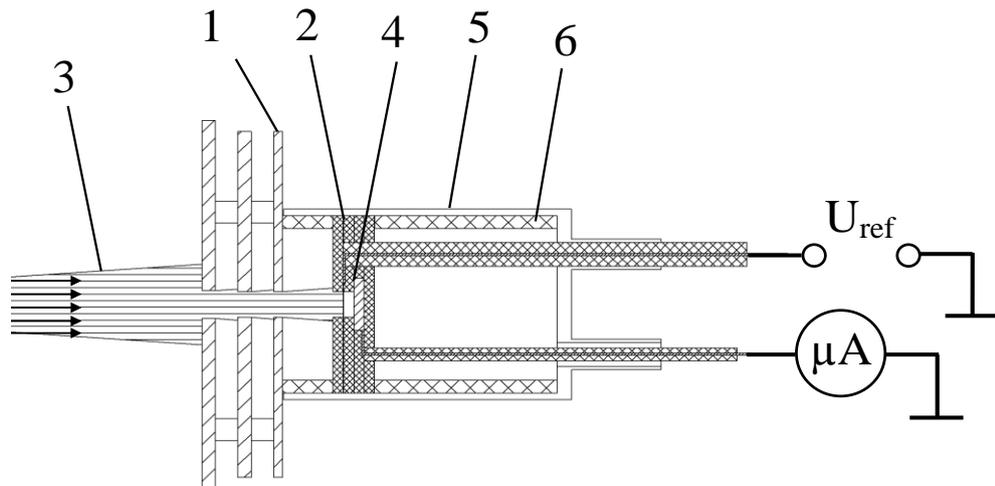


Рисунок 3.2 – Схема энергоанализатора: 1 – приемная диафрагма; 2 – сеточный электрод; 3 – электронный пучок; 4 – коллектор; 5 – заземленный экран; 6 – диэлектрические втулки

Дифференцирование зависимости токового сигнала на коллекторе от величины задерживающего потенциала позволяло восстановить энергетический спектр электронов пучка. Типичный вид токового сигнала и результат дифференцирования представлен на рисунке 3.3.

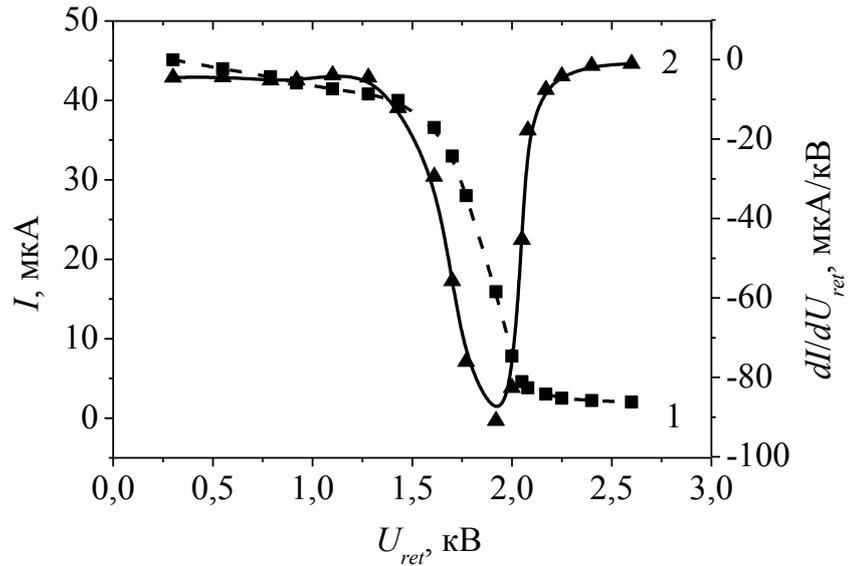


Рисунок 3.3 – Токовый сигнал анализатора 1 и первая производная от него 2. Ускоряющее напряжение 2 кВ, ток пучка 100 мА, давление 8 Па

Энергоанализатор располагался на системе горизонтального перемещения и двигался в плоскости транспортировки электронного пучка вдоль оси Z (рисунок 3.1). Таким образом, имелась возможность определения функции распределения электронов в зависимости от расстояния до электронного источника.

Типичный вид вольт-амперной характеристики зонда представлен на рисунке 3.4. Обработка результатов производилась по методике, предложенной в [120]. ВАХ зонда разбивалась на три участка, отличающихся углом наклона к оси абсцисс: левый пологий (I), правый (II) и центральный (III), отличающихся углом наклона к оси абсцисс. Участки I и II аппроксимировались прямыми с использованием метода наименьших квадратов (рисунок 3.4). Для построенных прямых определялись точки пересечения с осью I_p , угловые коэффициенты и значение производной от тока I_p в точке с потенциалом $U=0$.

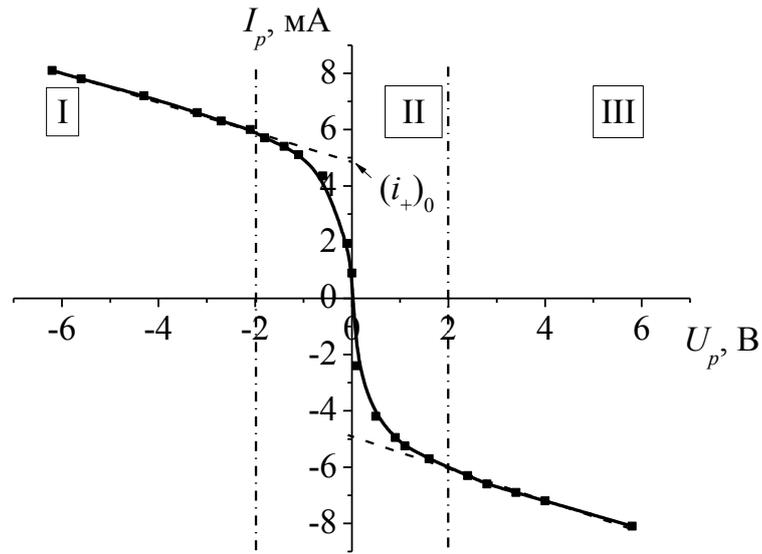


Рисунок 3.4 – Типичный вид ВАХ двойного зонда. Ток пучка 50 мА, ускоряющее напряжение 6 кВ, давление 6 Па

Расчет электронной температуры производился по формуле [120]:

$$T_e = \frac{e \cdot (i_+)_0}{\left(\left(\frac{di_+}{dU} \right)_0 - 2 \left(\frac{di}{dU} \right)_0 \right) \cdot k} \quad (3.1)$$

где k – постоянная Больцмана, Дж/К;

T_e – электронная температура, К;

e – элементарный заряд, Кл;

$(i_+)_0$ – точка пересечения линейной экстраполяции левой пологой части

ВАХ с осью тока, А;

$\left(\frac{di_+}{dU} \right)_0$ – угловой коэффициент левой пологой зависимости тока i_+ на ВАХ

зонда, А/В;

$\left(\frac{di}{dU} \right)_0$ – тангенс угла наклона ВАХ в области начала координат (производ-

ная полного тока в точке с потенциалом $U=0$), А/В.

Концентрация электронов определялась по формуле:

$$n_{0e} = \frac{i_+}{0.4Se \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}} \quad (3.2)$$

где M_i – масса иона, кг;

S – площадь поверхности зонда, м².

3.1.2 Параметры пучковой плазмы, генерируемой цилиндрическим электронным пучком

Наиболее интенсивная ионизация газа электронным пучком происходит в области с максимальной плотностью тока за счет большого числа столкновений электронов с атомами газа. В случае цилиндрического пучка радиальное распределение плотности тока наиболее точно аппроксимируется распределением Гаусса, т.е. наибольшая плотность тока – на оси пучка. Соответственно и большая концентрация пучковой плазмы должна быть в приосевой области. Измерения радиального распределения концентрации плазмы для различного рода рабочих газов, проведенные по описанной методике и представленные на рисунке 3.5, подтверждают данное предположение.

В данной серии экспериментов ток пучка и ускоряющее напряжение составляли 30 мА и 7 кВ соответственно. Концентрация пучковой плазмы спадает к периферии электронного пучка, при этом область существования плазмы во много раз превышает диаметр пучка, равный в данных экспериментах 4–5 мм.

Увеличение расстояния от источника электронов также приводит к уменьшению концентрации плазмы на оси пучка (рисунок 3.6). Изменение состава газовой атмосферы оказывает влияние на абсолютное значение концентрации плазмы, для молекулярных газов значение концентрации оказывается несколько выше, чем для атомарных газов (рисунок 3.5).

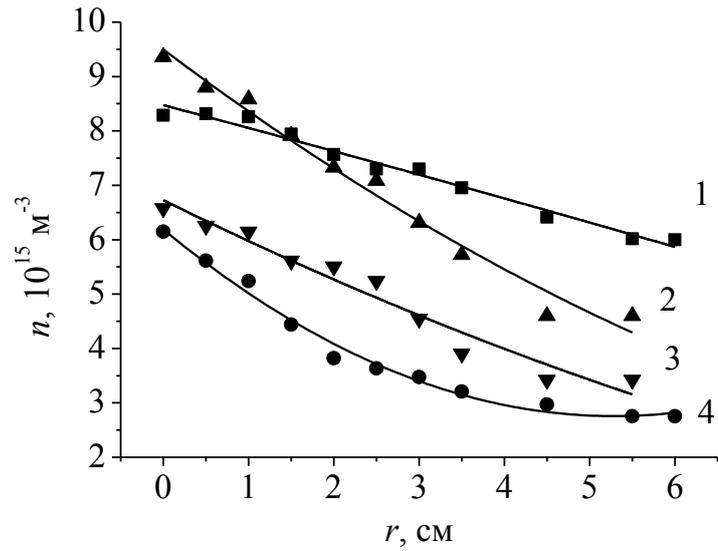


Рисунок 3.5 – Радиальное распределение пучковой плазмы на расстоянии $Z=30$ см от экстрактора электронного источника, давление 20 Па: 1 – воздух; 2 – кислород; 3 – гелий; 4 – аргон

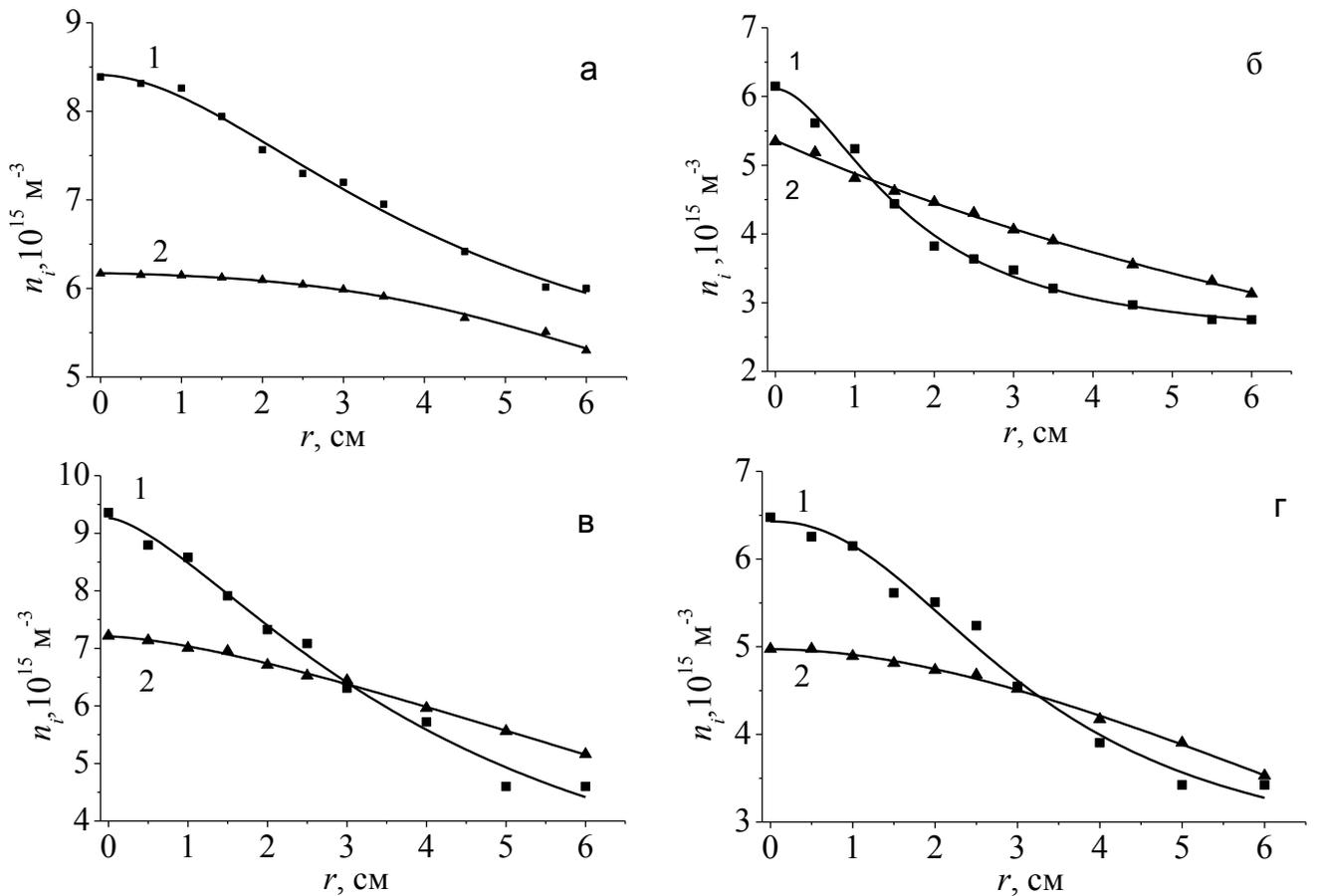


Рисунок 3.6 – Радиальное распределение концентрации плазмы для различных газов: а – воздух, б – гелий, в – кислород, г – аргон и расстояний от электронного источника, Z : 1 – 28 см; 2 – 40 см

По мере распространения электронного пучка концентрация плазмы вблизи оси пучка монотонно падает (рисунок 3.7), в то время как на расстоянии 6 см от оси величина концентрации практически не меняется, что может быть связано с увеличением диаметра электронного пучка за счет рассеяния на молекулах газовой атмосферы вакуумной камеры. Наименьшее изменение концентрации плазмы наблюдается при работе на гелии, что связано с меньшим сечением ионизации и, следовательно, рассеянием электронного пучка.

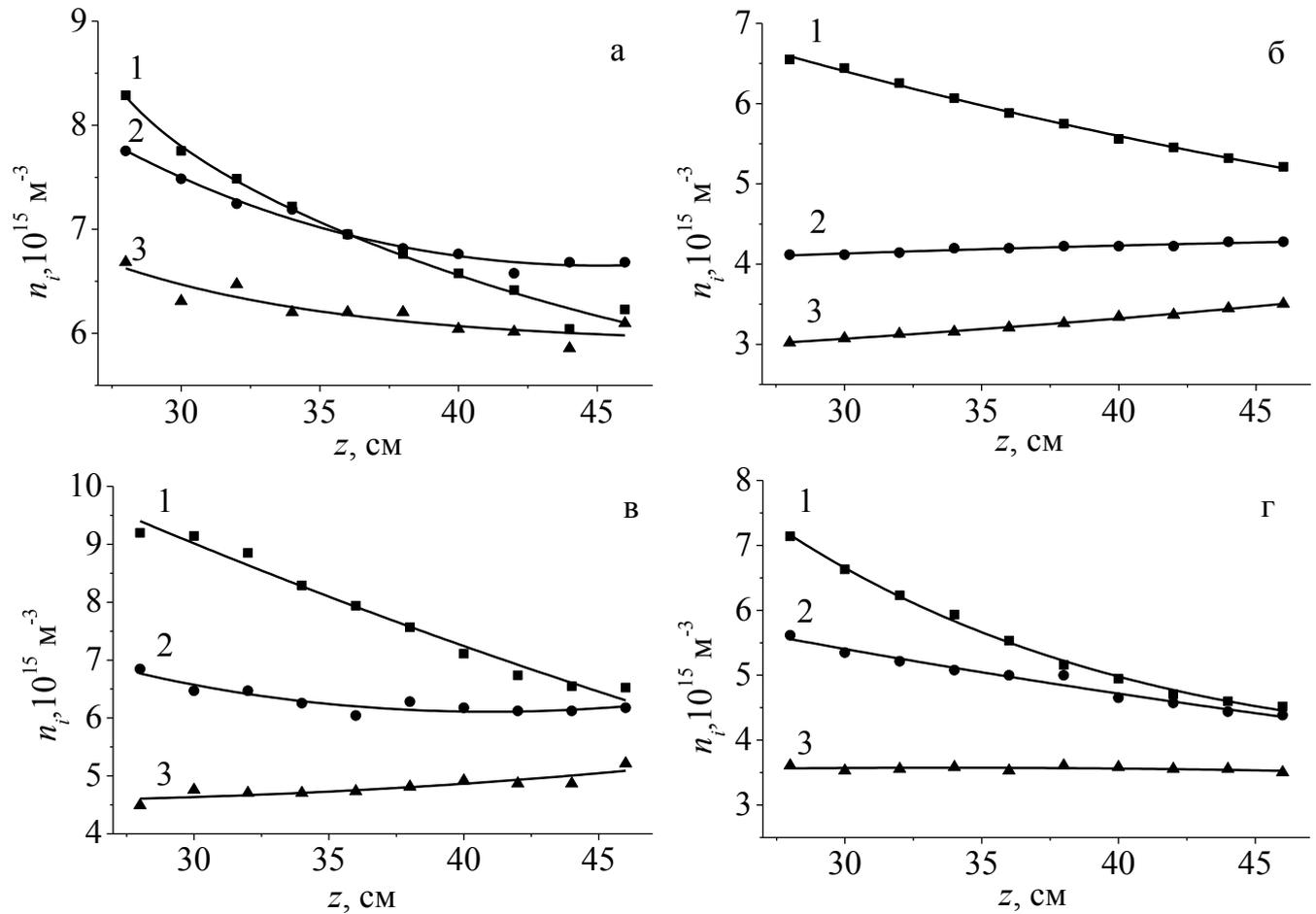


Рисунок 3.7 – Распределение концентрации пучковой плазмы вдоль распространения пучка на различных расстояниях от оси: 1 – 0 см, 2 – 3 см, 3 – 6 см и родах газа: а – воздух, б – гелий, в – кислород, г – аргон

Концентрация пучковой плазмы оказалась сравнима по величине с представленной в работах [48, 70]. Заметного увеличения концентрации позволяет добиться использование продольного магнитного поля. Так, в работе [162] пред-

ставлены измерения концентрации плазмы ленточного электронного пучка, значения концентрации плазмы оказались в интервале $1-9 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$, величина продольного магнитного поля составляла 100 гаусс. Однако создание такого поля требует использования массивных катушек, что усложняет технологическую установку.

Другими способами влияния на параметры пучковой плазмы являются давление и ток пучка. Как показали эксперименты, повышение тока пучка способствует увеличению концентрации и температуры электронов пучковой плазмы (рисунок 3.8), в то же время повышение давления приводит к росту концентрации и уменьшению электронной температуры (рисунок 3.9). Аналогичные тенденции были получены в работах [163, 164] при исследовании потоков газов, активированных в электронно-пучковой плазме. Кроме того, параметры плазмы, указанные в работе [165], в атмосфере азота составили $0,5 \div 2,5 \text{ эВ}$ для температуры электронов и $10^{16} \div 10^{17} \text{ м}^{-3}$ для концентрации плазмы. Измерения параметров плазмы, проведенные в аргоновой электронно-пучковой плазме [166], дали следующие результаты: температура электронов около 1 эВ, концентрация — $5 \cdot 10^{16} \div 5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$.

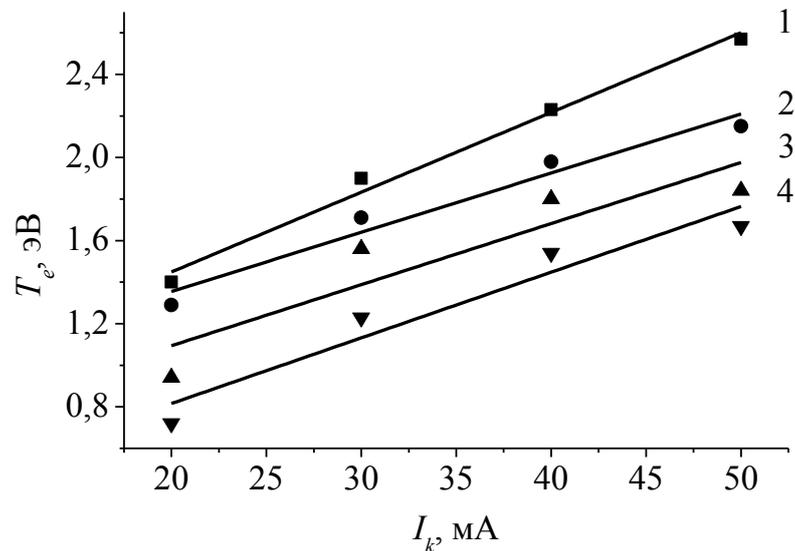


Рисунок 3.8 – Зависимость температуры электронов T_e от тока коллектора I_k при разных рабочих давлениях: 1 – 30 Па, 2 – 60 Па, 3 – 90 Па, 4 – 120 Па, гелий

В отличие от упомянутых работ, в данном исследовании используется электронный пучок с меньшим током и без наложения магнитного поля в области генерации плазмы. Тем не менее, концентрация и температура плазменных электронов плазмы отличается по сравнению с [166] несущественно.

Рост концентрации пучковой плазмы с повышением тока пучка связан с повышением частоты ионизации газа за счет прохождения через него большего числа электронов пучка.

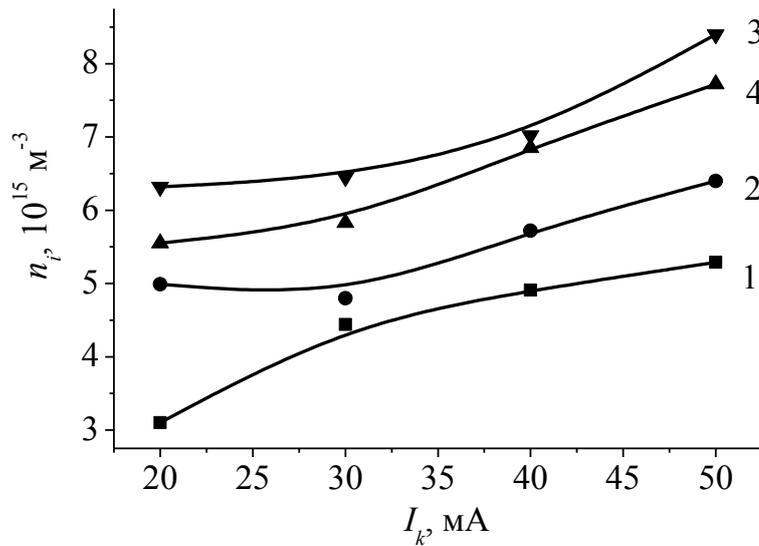


Рисунок 3.9 – Зависимость концентрации плазмы от тока коллектора I_k при разных рабочих давлениях: 1 – 30 Па; 2 – 60 Па; 3 – 90 Па; 4 – 120 Па; гелий

Процесс взаимодействия электронного пучка с газом, приводящий к образованию пучковой плазмы, может быть представлен в рамках модели, основные положения которой сводятся к следующему: однородный по сечению параллельный аксиально-симметричный непрерывный пучок электронов, имеющий диаметр d_b , ток I_b и энергию E , распространяется в цилиндрической вакуумной камере при давлении p вдоль оси z , параллельной оси пучка (рисунок 3.10).

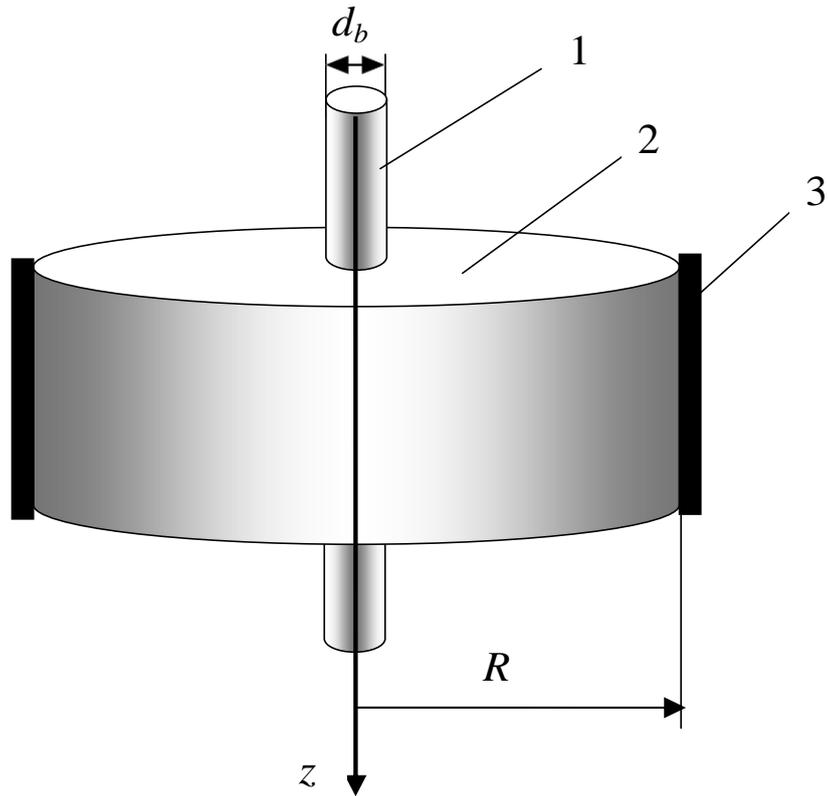


Рисунок 3.10 – Пояснение модели и некоторые характерные размеры: 1 – электронный пучок диаметром $d_b = 0,01$ м; 2 – стенка камеры, расположенная на расстоянии $R = 0,15$ м от оси пучка в радиальном направлении; 3 – создаваемая пучком плазма

При столкновении с молекулами газа ускоренный электронный пучок производит ударную ионизацию молекул, в результате чего образуется пучковая плазма. Выход ионизации z_{iT} ускоренными электронами пучка равен [126]

$$z_{iT} = \frac{I_b}{e} \cdot \frac{N}{\pi \cdot r_b^2} \cdot \frac{p}{133}, \quad (3.1)$$

где I_b – ток пучка электронов, А;

N – число пар, порождаемых быстрым электроном на единице длины пути при давлении 1 мм рт. ст. [126];

r_b – радиус пучка электронов, м;

p – давление газа, Па.

Среднюю частоту ударной ионизации ν_{iT} можно оценить, зная выход ударной ионизации ускоренными электронами (3.1) и концентрацию ускоренных электронов в пучке n_b , определяемую из параметров пучка – тока, энергии и площади поперечного сечения:

$$\nu_{iT} = \frac{z_{iT}}{n_b}. \quad (3.2)$$

Принимая, что распределение электронов пучковой плазмы по скоростям близко к максвелловскому [167], электронному газу пучковой плазмы может быть приписана некоторая температура T_e , типичное значение которой в рассматриваемых условиях составляет 1–2 эВ [70]. Электроны из высокоэнергетичного «хвоста» распределения Максвелла при соударении с молекулами газа также способны производить их ионизацию, средняя частота ν_{ip} которой может быть оценена согласно выражению [126]:

$$\nu_{ip} = n_a \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \alpha_i \cdot \left(U_i + 2 \frac{kT_e}{e} \right) \cdot \exp\left(-\frac{eU_i}{kT_e} \right), \quad (3.3)$$

где k – постоянная Больцмана, Дж/К;

n_a – концентрация молекул газа, м⁻³;

e , m_e , T_e – заряд, масса и температура электронов соответственно;

α_i – коэффициент пропорциональности [126];

U_i – первый потенциал ионизации молекулы газа, эВ.

Таким образом, генерацию частиц плазмы можно описать суммарным выходом ионизации $z_{i\Sigma}$, который равен сумме выходов ионизации ускоренными электронами пучка z_{iT} и электронами пучковой плазмы z_{ip} :

$$z_{i\Sigma} = z_{iT} + z_{ip} = z_{iT} + \nu_{ip} \cdot n(r), \quad (3.4)$$

где $n(r)$ – концентрация пучковой плазмы.

При низких и средних концентрациях плазмы, характерных для форвакуумного диапазона давлений, когда длина свободного пробега частиц превышает

размеры плазменного образования, рекомбинация заряженных частиц будет происходить на стенках разрядной камеры [167], поэтому в расчетах пренебрегаем рекомбинацией электронов и ионов в объеме плазмы. Тогда убыль частиц из объема плазмы будет происходить за счет амбиполярной диффузии, которая характеризуется коэффициентом D_a [167]. Таким образом, для нахождения радиального распределения концентрации пучковой плазмы $n(r)$ можно записать уравнение баланса частиц в стационарном режиме в цилиндрической геометрии:

$$-D_a \cdot \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dn}{dr} \right) + v_{ip} \cdot n(r) + z_{iT} = 0 \quad (3.5)$$

Выражение (3.5) является неоднородным дифференциальным уравнением Бесселя [168]. Для его решения разобьем рассматриваемую область пространства, занятого плазмой, на две. Первая область – от оси пучка до его периферии ($0 < r < r_b$, где r_b – радиус пучка), вторая – от границы пучка до стенки камеры ($r_b < r < R$, где R – расстояние от оси пучка до стенки камеры). Решением уравнения (3.5) будет функция Бесселя, имеющая вид

$$n(r) = \begin{cases} n_0 \cdot J_0 \left(\sqrt{\frac{v_{ip}}{D_a}} \cdot r \right) + \frac{z_{iT}}{v_{ip}}, & \text{при } 0 < r < r_b, \\ n_0 \cdot J_0 \left(\sqrt{\frac{v_{ip}}{D_a}} \cdot r \right), & \text{при } r_b < r < R \end{cases}, \quad (3.6)$$

где n_0 – концентрация плазмы на оси пучка, м^{-3} ;

$n(r_b)$ – концентрация пучковой плазмы на границе пучка, м^{-3} ;

$J_0(r)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Граничные условия для выражения (3.6) записывались в предположении, что концентрация плазмы вблизи стенки равна нулю $n(R)=0$ [167], а в центре пучка – величине, равной отношению выхода ионизации ускоренными электронами пучка к сумме средних частот ионизации плазменными и пучковыми электронами

$$n_0 = n(0) = \frac{z_{iT}}{v_{ip} + v_{iT}}.$$

Решение уравнения (3.6) с учетом граничных условий позволило получить стационарное радиальное распределение концентрации пучковой плазмы. Расчетное значение концентрации плазмы для азота на оси пучка диаметром $d_b = 0,01$ м и энергии электронов 10 кэВ, тока пучка 10 мА, давления 10 Па оказалось равной $1,3 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$, экспериментально измеренное значение при тех же условиях – $2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Несовпадение абсолютных значений, возможно, связано с простотой используемой модели, однако вид нормированного распределения концентрации довольно точно совпадает с измеренным экспериментально (рисунок 3.11).

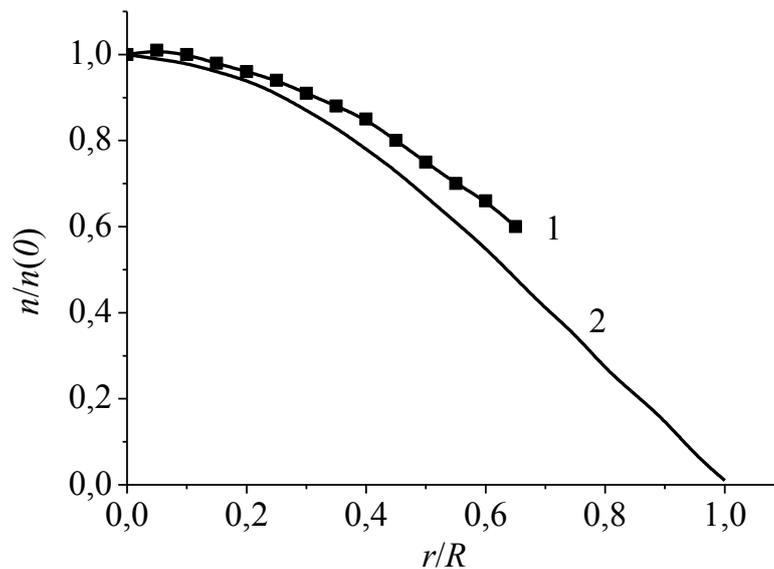


Рисунок 3.11 – Нормированное радиальное распределение концентрации пучковой плазмы: 1 – эксперимент; 2 – расчет. Энергия электронов 10 кэВ, ток пучка 10 мА, давление 10 Па

Таким образом, предложенная физическая модель дает качественное согласование с экспериментом и позволяет оценить радиальное распределение концентрации пучковой плазмы, генерируемой ускоренным пучком электронов в форвакуумной области давлений.

3.2 Масс-зарядовый состав пучковой плазмы в форвакуумной области давлений

Помимо концентрации и температуры плазмы важным параметром для осуществления процессов обработки материалов является ее масс-зарядовый состав. Для исследования масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы используются различные методы разделения ионов по отношению его массы к заряду: магнитный, электрический, квадрупольный, времяпролетный анализаторы, ионная ловушка. К современным относятся дорогостоящие стандартные масс-спектрометры (HIDEN) включающие в свой состав квадрупольный масс-спектрометр и анализатор энергии Юза-Рожанского [169, 170], а также модернизированные варианты спектрометров, в частности, для исследования масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы и измерения ее параметров в форвакуумной области давлений используется инверсный времяпролетный спектрометр [171]. Несмотря на ряд преимуществ времяпролетной методики, использование такого спектрометра для исследования пучковой плазмы в форвакуумной области давлений не позволяет достичь необходимого разрешения по изотопам отдельных элементов или разделения элементов, отличающихся на 1 а.е.м. [172].

В качестве анализатора остаточного газа широкое применение получил квадрупольный масс-спектрометр, способный разделять ионы с помощью осциллирующего электрического поля. Остаточный газ ионизируется при столкновении с термоэлектронами, испускаемыми высокотемпературной нитью. Для анализа масс-зарядового состава плазмы необходимости в ионизаторе нет, однако необходима система извлечения ионов. Такой модернизированный спектрометр был использован для исследования масс-зарядового состава пучковой плазмы.

Внешний вид спектрометра и схема установки представлены на рисунках 3.12 и 3.13 соответственно.



Рисунок 3.12 – Внешний вид модифицированного квадрупольного масс-анализатора

Система регистрации ионов представляет собой модифицированный квадрупольный масс-анализатор RGA–100 (рисунок 3.13), в состав которого входит система извлечения (электроды 9–11), фильтр масс 12, блок управления 14, ионизационная лампа 15, стационарная система откачки, включающая в себя диафрагменный и турбомолекулярные насосы. Модернизация анализатора заключалась в демонтаже ионизатора с последующим замещением его на извлекающий ионы узел, который представляет собой трехэлектродную систему извлечения 9–11. Первым электродом системы является извлекающий электрод 9, представляющий собой диск толщиной 2 мм с апертурой 0.7 мм в центральной части, обеспечивающий перепад давления между вакуумной камерой и откачиваемым объемом масс-анализатора. Данное конструктивное решение обусловлено необходимостью поддержания давления в откачиваемом объеме спектрометра на уровне, не превышающем $1 \cdot 10^{-2}$ Па для нормальной работы устройства, тогда как в вакуумной камере давление, как правило, на 2–3 порядка выше. Размещается извлекающий электрод непосредственно в области генерации плазмы. Труба дрейфа 10 размещается в центральной части извлекающего узла. Длина трубы составляет 160 мм, внешний и внутренний диаметр 16 и 10 мм соответственно. Основное назначение трубы дрейфа – транспортировка ионного потока из области генерации плазмы в

область масс-фильтра *12* и цилиндра Фарадея. Фокусирующий электрод *11* установлен за электродом *10* и является заключительным элементом извлекающего узла.

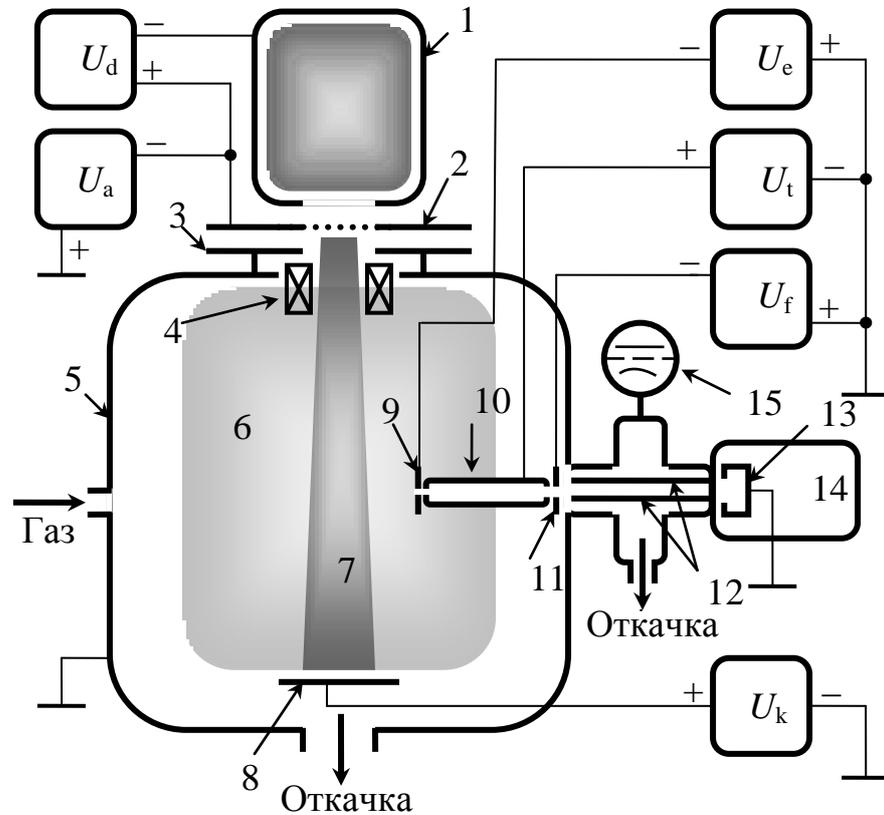


Рисунок 3.13 – Схема экспериментальной установки: *1* – полый катод; *2* – анод с перфорированным электродом; *3* – ускоряющий электрод; *4* – фокусирующая система; *5* – вакуумная камера; *6* – пучковая плазма; *7* – пучок электронов; *8* – коллектор; *9* – извлекающий электрод; *10* – труба дрейфа; *11* – фокусирующий электрод; *12* – квадрупольные стержни фильтра масс; *13* – цилиндр Фарадея; *14* – блок управления анализатором; *15* – ионизационная лампа. Источники питания: U_d – разряда с полым катодом; U_a – ускоряющего напряжения; U_e – извлекающего электрода; U_t – трубы дрейфа; U_f – фокусирующего электрода; U_k – коллектора

Давление в области транспортировки и фильтрации ионов является ключевым фактором, влияющим на разрешающую способность прибора, и во время экспериментов контроль за давлением внутри анализатора осуществляется по показаниям ионизационной лампы *15*.

Поскольку цилиндр Фарадея *13* находится под потенциалом земли и достаточно далеко удален от области генерации пучковой плазмы, то для направления ионного потока к месту регистрации необходимо создание градиента потенциала между плазмой и цилиндром Фарадея. Для этого коллектор *8* помещается под положительный относительно земли потенциал величиной $U_k = 30$ В, в результате чего потенциал плазмы относительно земли также повышается и возникающий градиент потенциала между плазмой и цилиндром Фарадея спектрометра направляет ионный поток к месту регистрации. Для направления ионного потока в область сепарации на извлекающий электрод *9* подается отрицательный относительно земли потенциал, не превышающий $U_e = -30$ В. Труба дрейфа *10* находится под небольшим положительным потенциалом $U_t = 2.5$ В для фокусировки ионного потока на оси системы. Ионы, извлекаемые из плазмы, отрицательным потенциалом извлекающего электрода дополнительно ускоряются в поле, созданном разностью потенциалов между электродами *9* и *11* (потенциал фокусирующего электрода относительно земли $U_f = -60$ В), и направляются в сепарирующую часть спектрометра (область квадрупольных стержней). Потенциалы стержней программировались заводом-изготовителем и задаются автоматически. Потенциалы на электродах извлекающего узла и коллектора подбирались оптимальными с точки зрения амплитуды сигнала.

В качестве объекта исследования выступала плазма, генерируемая при прохождении электронного пучка с энергией 3 кэВ и током 30 мА сквозь остаточную атмосферу, а также атмосферу азота и кислорода. Давление газа в области генерации плазмы составляло 2.5–6 Па, внутри масс-фильтра спектрометра – не более $1 \cdot 10^{-2}$ Па. Характерные спектры масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы соответствующих газов представлены на рисунке 3.14.

Представленные спектры показали, что модифицированная конструкция квадрупольного анализатора остаточной атмосферы RGA–100 позволяет проводить детальный масс-зарядовый анализ ионов пучковой плазмы основных газов, применяемых в работе электронного форвакуумного источника.

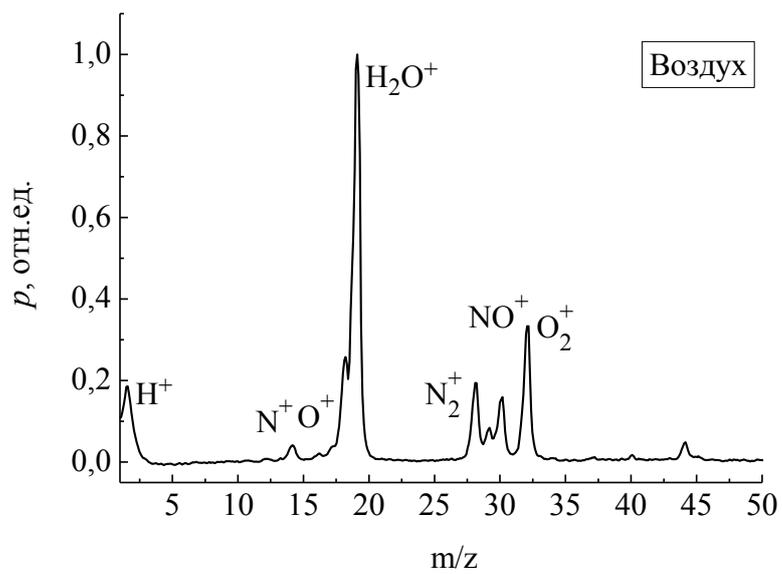
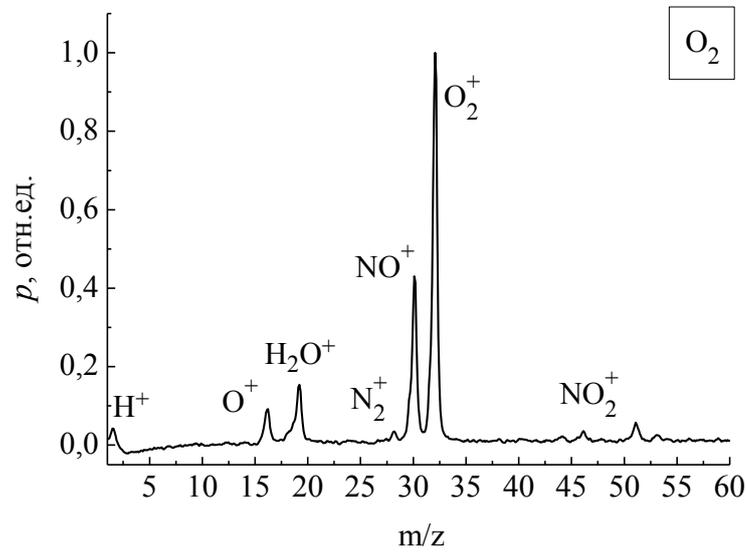
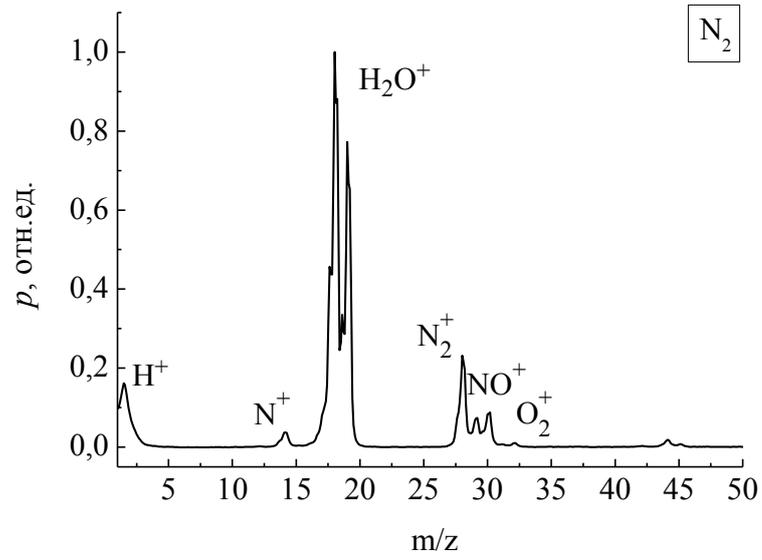


Рисунок 3.14 – Масс-спектры ионов пучковой плазмы

При напуске азота и кислорода в спектре регистрируются как атомарный азот и кислород, так и молекулярный, причем соотношение между пиками меняется в зависимости от энергии и тока пучка. Наличие в спектрах пика воды наибольшей амплитуды связано с диапазоном рабочих давлений. Скорости форвакуумного насоса недостаточно для устранения воды даже при длительной откачке. Ситуация меняется, когда производится напуск газов, способных реагировать с водой при зажигании плазмы. При напуске кислорода преобладают пики напускаемого газа.

3.3 Особенности создания объемной плазмы ленточным электронным пучком

Известным достоинством ленточного электронного пучка является способность создавать пучковую плазму типа «плазменного листа» с площадью в сотни кв. см [173]. Как правило, для удержания плазмы используется слабое продольное магнитное поле [71, 73]. Для целого ряда применений присутствие магнитного поля нежелательно или даже неприемлемо. Кроме этого, возможное проникновение рассеянного магнитного поля из области транспортировки в ускоряющий промежуток может оказать влияние на снижение его электрической прочности.

Отмеченные обстоятельства стимулировали постановку специальных исследований, направленных на изучение особенностей формирования протяженных плазменных образований, генерируемых форвакуумным плазменным источником ленточного электронного пучка в системе транспортировки пучка без магнитного поля.

Схема эксперимента подробно описана в параграфе 3.1. Ускоряющее напряжение 2 кВ поддерживалось постоянным, ток пучка варьировался от 100 мА до 500 мА. Давление остаточной атмосферы в вакуумной камере поддерживалось на уровне 5–10 Па.

Исследования проводились в атмосфере остаточного газа, содержащей, как показали измерения (рисунок 3.15), молекулы компонентного состава воздуха, а также воды и углеводородов.

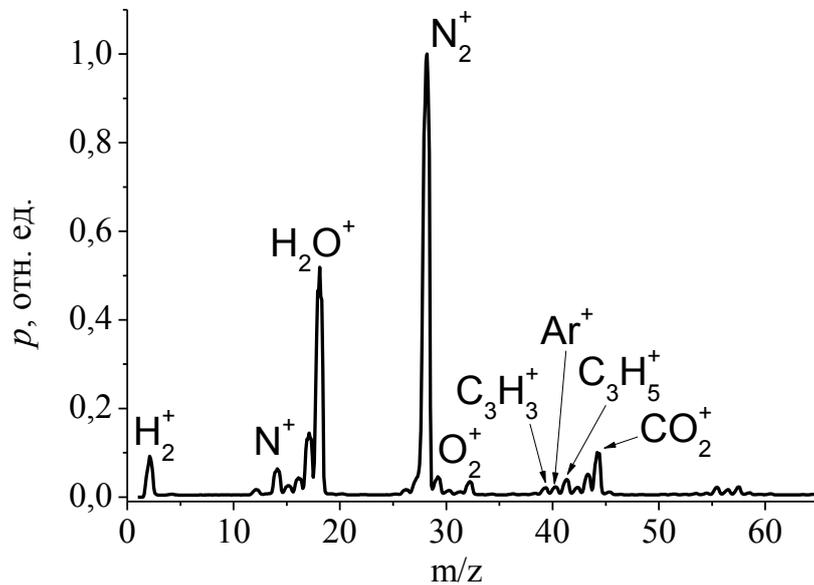


Рисунок 3.15 – Состав остаточной атмосферы в области транспортировки электронного пучка

При относительно малых токах (150–200 мА) распространение электронного пучка в области транспортировки характеризуется равномерным фиолетовым свечением пучковой плазмы (рисунок 3.16 а). В спектре излучения плазмы при данных условиях наиболее интенсивны полосы первой отрицательной (1-) системы азота с длинами волн 391.4 и 427.8 nm, переход ($B^2\Sigma_u^+$) \rightarrow ($X^2\Sigma_g^+$) (рисунок 3.17). Вероятно, это является следствием того, что для энергии электронов пучка, равной в эксперименте 2 кэВ, сечение ионизации молекул азота прямым электронным ударом из основного состояния молекулы с заселением уровня $B^2\Sigma_u^+$ молекулярного иона азота σ_i существенно превышает сечение возбуждения состояния $S^3\Pi_u$ молекулы азота прямым электронным ударом из основного состояния молекулы σ_{exc} [173].

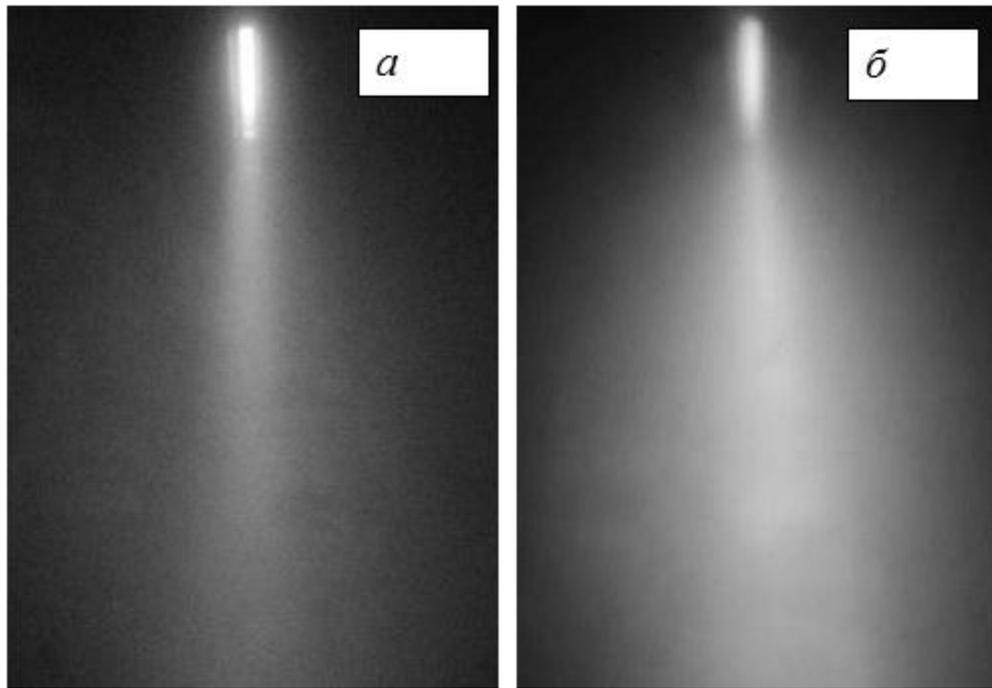


Рисунок 3.16 – Свечение пучковой плазмы при различных токах пучка: а – 200 мА, б – 250 мА, давление 7 Па, ускоряющее напряжение 2 кВ

Поэтому константа скорости ионизации k_i молекул азота и, соответственно, скорость ионизации ударом электронами пучка из основного состояния молекулы значительно больше константы скорости k_{exc} и скорости возбуждения молекул азота в том же процессе:

$$K_i = \int \sigma_i(v)vf(v)dv \approx \sigma_i(v_b)v_b \gg K_{exc} = \int \sigma_{exc}(v)vf(v)dv \approx \sigma_{exc}(v_b)v_b, \quad (3.7)$$

где $f(v)$, v , v_b – функция распределения электронов пучка по скоростям, скорость плазменных электронов и электронов пучка соответственно.

В спектре излучения наблюдаются также слабые полосы первой положительной (1+) и второй положительной (2+) систем азота, переходы $V^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_u^+$, $C^3\Pi_u \rightarrow V^3\Pi_g$ соответственно.

При превышении током пучка некоторого порогового значения при неизменном давлении на расстоянии порядка десяти сантиметров от экстрактора фиолетовое свечение пучковой плазмы сменяется ярко-розовым, рисунок 3.16 б. При

этом в спектре излучения плазмы наблюдается рост интенсивности полос (1+) и (2+) систем азота, а также континуума в спектральной области от ~ 300 до ~ 800 нм (рисунок 3.17 а, б).

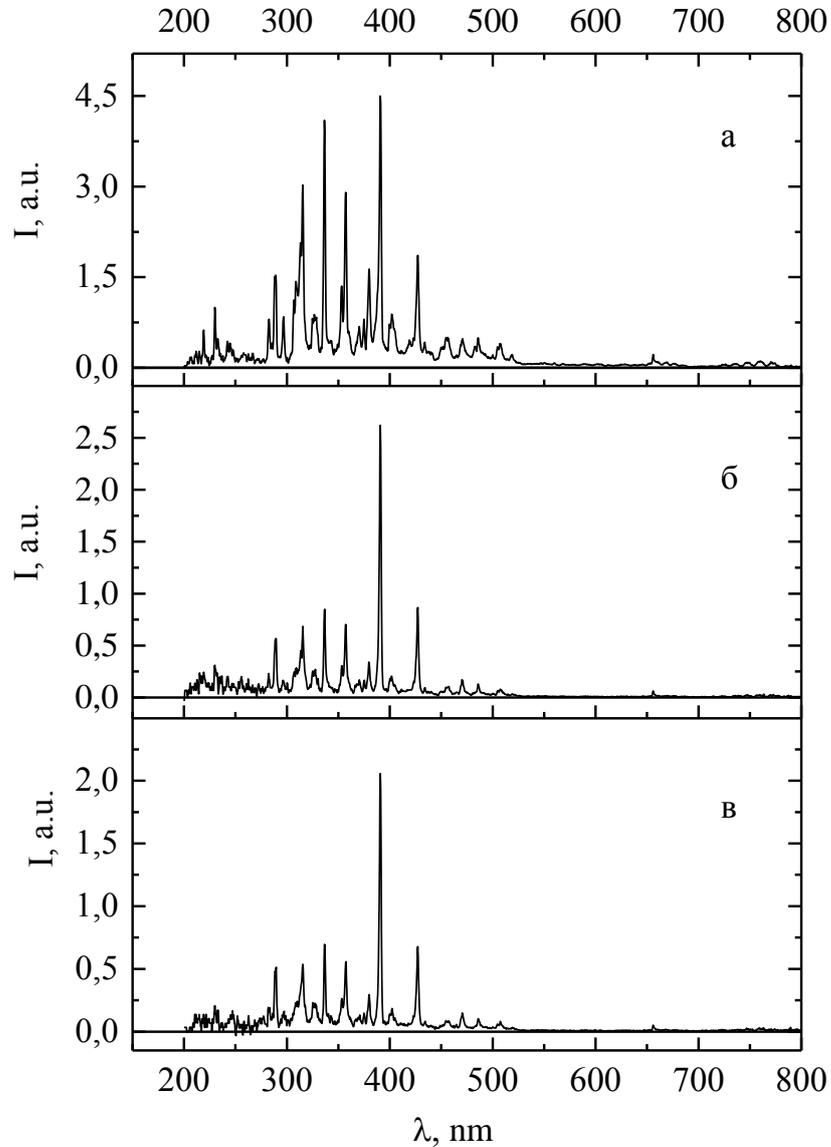


Рисунок 3.17 – Спектры излучения плазмы. Ток пучка: а – 400 мА; б – 200 мА; в – 160 мА. Давление 7 Па

Зависимость интенсивности свечения полосы 391.4 нм от величины тока пучка имеет перегиб и может быть представлена в виде двух линейных участков, отличающихся углом наклона к оси абсцисс (рисунок 3.18).

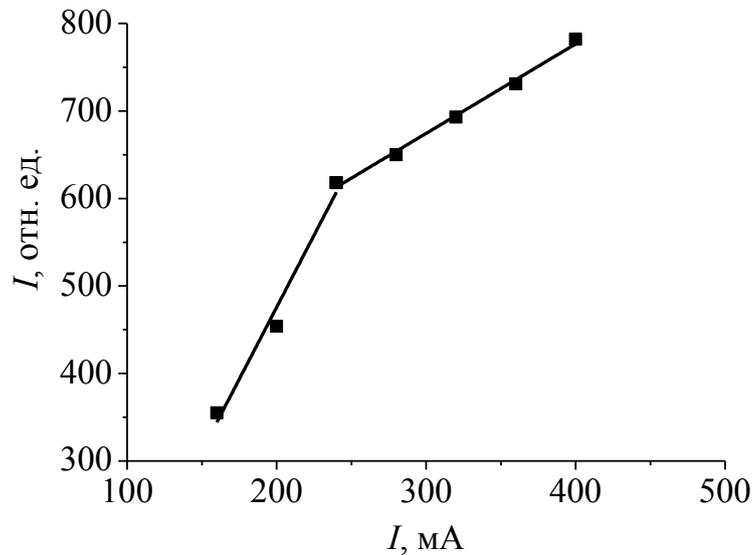


Рисунок 3.18 – Зависимость интенсивности свечения линии 391 нм от тока пучка, давление 7 Па

Интенсивность полос (2+) системы азота с длинами волн 337.1 и 357.7 нм в свечении плазмы немонотонным образом изменяется в области транспортировки электронного пучка (рисунок 3.19), достигая максимума на некотором расстоянии от выходного сечения экстрактора.

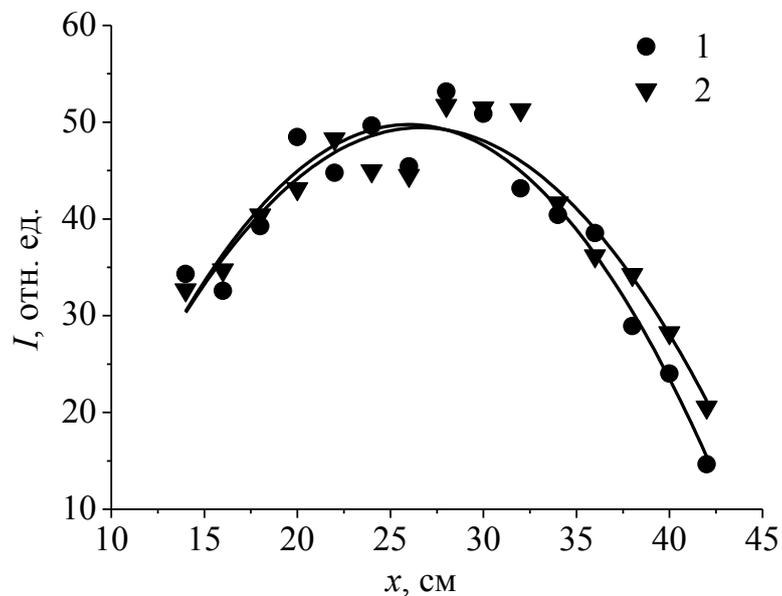


Рисунок 3.19 – Зависимость интенсивности свечения пучковой плазмы от расстояния до плоскости инъекции электронного пучка: 1 – 336 нм; 2 – 357 нм. Ток пучка 200 мА, давление 7 Па

Зондовые измерения концентрации и температуры электронов пучковой плазмы (рисунок 3.20) показали, что относительно слабый рост концентрации и температуры электронов плазмы при токах пучка 50–180 мА (рисунок 3.20, область I) сменяется резким ростом при превышении током пучка значений 180–200 мА (рисунок 3.20, область II).

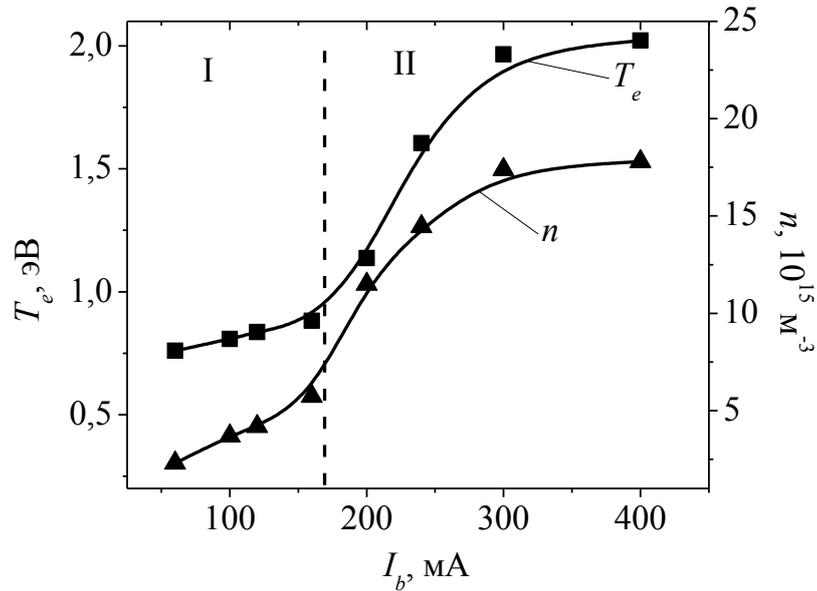


Рисунок 3.20 – Зависимость температуры электронов T_e и концентрации пучковой плазмы n от тока пучка. Давление 7 Па

Функция распределения ускоренных электронов по энергиям, измеренная в области транспортировки пучка для различных расстояний от экстрактора, приведена на рисунке 3.21.

Видно, что по мере распространения электронного пучка энергетический спектр электронов пучка заметно деформируется.

Варьирование давления газа в указанных пределах принципиально не изменяло полученных экспериментальных зависимостей, но влияло на пороговые значения тока пучка, при которых наблюдались характерные переходы на этих зависимостях. При этом пороговое значение тока изменялось пропорционально давлению. Аналогичная тенденция наблюдалась при относительно небольших изменениях величины ускоряющего напряжения.

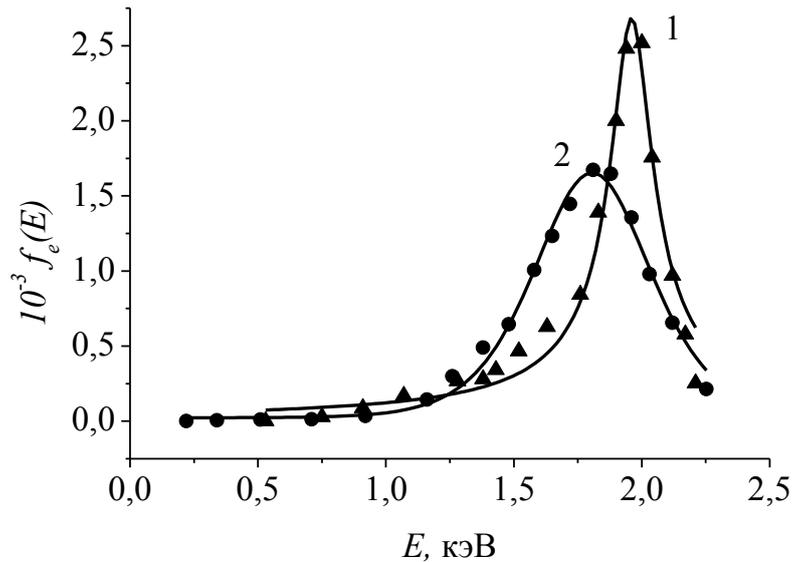


Рисунок 3.21 – Функция распределения электронов по энергиям для различных расстояний от экстрактора электронного источника: 1 – 20 см, 2 – 45 см. Ток пучка 200 мА, давление 7 Па

Результаты проведенных экспериментов указывают на существование условий, при которых заметно изменяется характер взаимодействия электронов пучка и пучковой плазмы. Соотношение мощности излучения в диапазоне длин волн от 200 до 874 нм (рисунок 3.17) для токов пучка 400, 200 и 160 мА составляет 4.1 : 1.2 : 1 соответственно, что указывает на качественное изменение параметров плазмы при превышении током пучка значения 200 мА в условиях постоянства ускоряющего напряжения и давления газа. Пороговый характер таких изменений позволяет предположить возникновение пучковой неустойчивости и, как следствие, зажигание пучково-плазменного разряда [174–175]. На правомерность такого предположения указывают повышение температуры и концентрации электронов плазмы, а также изменения в спектре излучения пучковой плазмы, которые могут быть связаны с различием в скоростях возбуждения нейтральных молекул и молекулярных ионов азота. Возбуждение излучающих частиц может происходить как в столкновениях с электронами пучка, так и электронами плазмы.

Регистрируемое повышение плотности и температуры электронов плазмы с ростом тока пучка (рисунок 3.20) приводит к существенному повышению скоро-

сти возбуждения излучающих частиц электронами плазмы, что объясняет наблюдаемое изменение спектра излучения плазмы.

Известно, что для эффективной передачи энергии электронов пучка плазменным электронам необходимо выполнение условия [174]:

$$\omega_{pe} \left(\frac{n_e}{N_i} \right)^{\frac{1}{3}} > 5v_{en}, \quad (3.8)$$

где $\omega_{pe} = 5 \cdot 10^4 \sqrt{N_i}$ – ленгмюровская электронная частота плазмы;

$n_e = \frac{j_e}{e} \sqrt{\frac{m}{2eU_a}}$ – концентрация электронов в пучке, м^{-3} ;

j_e – плотность тока пучка, $\text{А}/\text{м}^2$;

m и e – масса и заряд электрона соответственно;

U_a – ускоряющее напряжение, В;

N_i – концентрация плазмы, м^{-3} ;

$v_{en} = \sigma_{en} v_{ep} N_a$ – частота столкновения плазменных электронов с нейтралами,

σ_{en} – сечение столкновений электронов с молекулами газа, м^2 ;

v_{ep} – скорость электронов плазмы, $\text{м}/\text{с}$.

Проведенные оценки показывают, что в рассматриваемом случае при плотности тока пучка $j_b = 0,1 - 0,5 \text{ мА}/\text{мм}^2$, ускоряющем напряжении $U_a = 2 \text{ кВ}$, концентрации пучковой плазмы $N_i = 0,2 - 2 \times 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и давлении $p = 7 \text{ Па}$, имеющих место в представленных экспериментах, соотношение (3.7) оказывается справедливым, что косвенно подтверждает наличие ППР в условиях эксперимента.

Одним из критериев возникновения пучково-плазменного разряда является заметная деформация энергетического спектра электронов пучка [176]. Экспериментальные функции распределения электронов по энергиям (рисунок 3.21), измеренные в области транспортировки электронного пучка на различных расстоя-

ниях от экстрактора электронного источника, также указывают на возможность зажигания ППР. Вблизи электронного источника релаксации пучка не происходит, и вид функции распределения для этого случая (рисунок 3.21, кривая 1) свидетельствует о том, что практически все электроны пучка движутся с начальной энергией ~ 2 кэВ, участвуя только в парных столкновениях. Удаление от плоскости ввода электронного пучка в газ приводит к заметному уширению энергетического спектра (рисунок 3.21, кривая 2), что свидетельствует о частичной релаксации пучка.

На возможность инициирования ППР в отсутствие магнитного поля указывалось в [177]. Однако давления, при которых в этих экспериментах наблюдалось зажигание ППР, были существенно ниже.

Выводы по главе 3

1. Прохождение остросфокусированного электронного пучка сквозь газовую атмосферу в форвакуумной области давлений сопровождается образованием пучковой плазмы с концентрацией до 10^{16} м⁻³ и температурой электронов от 0,6 до 2,5 эВ. При этом концентрация плазмы существенно зависит от тока электронного пучка, давления и рода газа в вакуумной камере. Повышение тока пучка способствует росту концентрации и температуры плазменных электронов, в то же время повышение давления приводит к росту концентрации и спаду электронной температуры.

2. Модифицированная конструкция квадрупольного анализатора остаточной атмосферы RGA-100 позволяет проводить детальный масс-зарядовый анализ ионов пучковой плазмы основных газов, применяемых в работе электронного форвакуумного источника, несмотря на достаточно большое присутствие водяного пара в атмосфере вакуумной камеры.

3. Проведены исследования процессов образования пучковой плазмы, формируемой форвакуумным плазменным источником ленточного электронного пучка в условиях его транспортировки без сопровождающего магнитного поля.

Определены условия зажигания в области транспортировки пучка пучково-плазменного разряда, позволяющего формировать плазменное образование типа «плазменного листа» с концентрацией порядка $\sim 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и температурой электронов 1–2,5 эВ. Достигнутые значения параметров и размеры плазмы позволяют использовать ее в технологиях поверхностной модификации плоских протяженных изделий.

ГЛАВА 4. ФОРВАКУУМНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ НА ОСНОВЕ РАЗРЯДНЫХ СИСТЕМ С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Фундаментальные исследования разрядных и эмиссионных свойств плазменного катода, проведенные со времени открытия газового разряда и использования его как источника заряженных частиц [6], позволили создать электронные источники, позволяющие формировать непрерывные электронные пучки с варьируемыми в широком диапазоне токами, длительностями и энергиями электронов, отличающихся разнообразием форм поперечного сечения пучка [7, 15, 16, 78, 95, 97, 178 – 181]. Традиционная область давлений, в которых происходит формирование электронного пучка, находится в диапазоне 10^{-3} –0.1 Па. При этом давление, при котором происходит генерация эмиссионной плазмы, на порядки выше и соответствует форвакуумному диапазону 1–100 Па. Стремление к формированию электронных пучков при относительно низких давлениях [122, 182–184] во многом обусловлено сферой применения таких источников, которая сформировалась, когда в качестве катода выступал накаливаемый электрод, критичный к величине давления и его перепадам [185–187]. В настоящее время область давлений, где необходимо применение электронных пучков, все больше сдвигается к атмосферному давлению [188–190]. Повышение давления в области обработки электронным лучом требует применения специальных газодинамических окон и тонких выводных фольг. Несмотря на успешность применения такого подхода, это достаточно сильное усложнение конструкции. В связи с этим разработка источников, надежно функционирующих в области форвакуума, позволит сократить требования к выводным окнам и количеству ступеней откачки. Успешность применения электронных источников в форвакууме будет показана в главе 5. В данной главе на основе проведенных исследований представлены конкретные конструкции плазменных электронных и их основные характеристики.

4.1 Источник электронов на основе тлеющего разряда с протяженным полым катодом

В главе 2 приведены результаты исследования устойчивого горения разряда и определены особенности эмиссии электронов из плазмы, способствующие формированию однородного ленточного электронного пучка. Однородность по сечению является одним из требований к электронным пучкам большого сечения. Другим не менее важным параметром является плотность тока электронного пучка. Распространенный способ повышения тока электронного пучка в системах с плазменным эмиттером состоит в увеличении разрядного тока. Это обусловлено практически линейной связью между разрядным током, концентрацией плазмы n и плотностью тока эмиссии j

$$j = \frac{1}{4} en \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \exp\left(-\frac{\Delta\phi}{kT_e}\right). \quad (4.1)$$

Вместе с тем, этот метод повышения тока электронного пучка имеет свои ограничения, вызванные высокой вероятностью перехода тлеющего разряда в дуговой при условии, что разрядный ток превышает величину в 1 А [127]. Резонно предположить, что повышения концентрации эмиссионной плазмы при сохранении величины разрядного тока на уровне не превышающем 1 А можно добиться за счет уменьшения объема катодной полости. Как известно [103, 138], уменьшение геометрических размеров протяженного катода может привести к появлению неоднородностей в распределении концентрации плазмы вдоль апертуры катодной полости. При этом наиболее существенное влияние на однородность оказывает ширина полости (рисунок 2.1, ось X). В связи с этим, в данной работе уменьшение объема было произведено за счет сокращения длины катодной полости (рисунок 2.1 ось Y) с 28 см до 10 см и одновременного сужения щелевидной апертуры катодной полости с 1 см до 0.5 см. Измеренные распределения плотности тока по поперечному сечению пучка (рисунки 4.1–4.2) убедительно свидетельствуют о правильности сделанного предположения.

Максимально достигнутое значение плотности тока в пучке составило 200 mA/cm^2 , что в разы выше значений полученных в более ранних исследованиях [74]. Ограничением повышения плотности тока являлась величина разрядного тока в 1 А. Несмотря на сокращение поперечных размеров электронного пучка – на выходе из электронного источника его размеры в поперечном сечении составили $100 \times 5 \text{ mm}^2$, что при протяженности участка транспортировки в 30 см позволяет считать его ленточным. Связь между плотностью тока и размерами поперечного сечения пучка является, по-видимому, отражением объективных свойств систем, использующих в качестве эмиссионной среды плазму тлеющего разряда вообще и разряда с полым катодом, в частности.

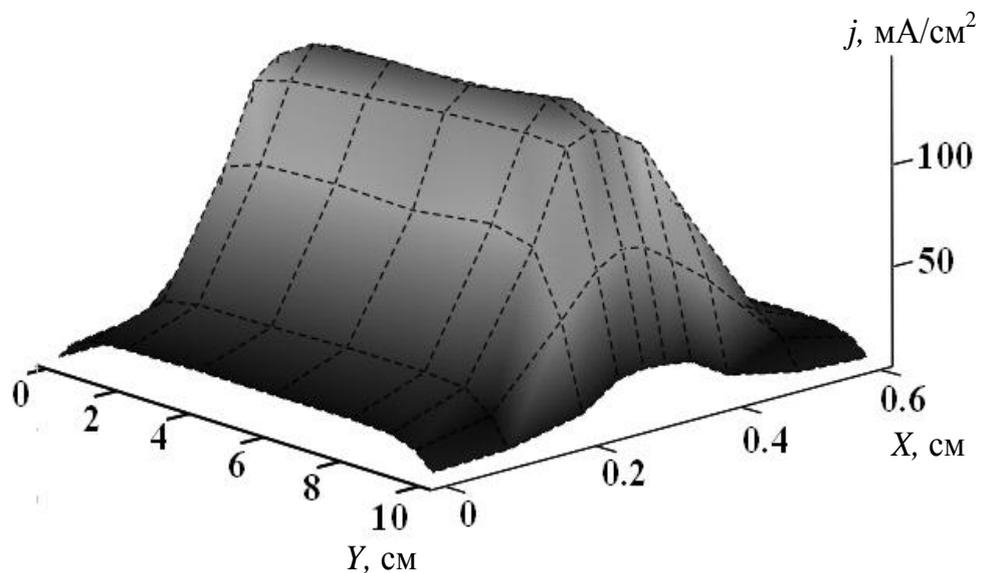


Рисунок 4.1 – Распределение плотности тока пучка для укороченной катодной полости, ток разряда 400 мА, ускоряющее напряжение 4 кВ, давление 10 Па

На основе проведенных исследований создана конструкция форвакуумного плазменного электронного источника, обеспечившая рекордные параметры ленточного электронного пучка.

За основу конструкции был взят электронный источник, предназначенный для работы в форвакуумном диапазоне давлений [191]. Модернизация геометрии катодной полости, а также ускоряющего промежутка позволила повысить плотность тока электронного пучка, формировать пучок в отсутствие продольного

транспортирующего магнитного поля, что в конечном итоге обеспечило возможность реализации ряда принципиально новых применений.

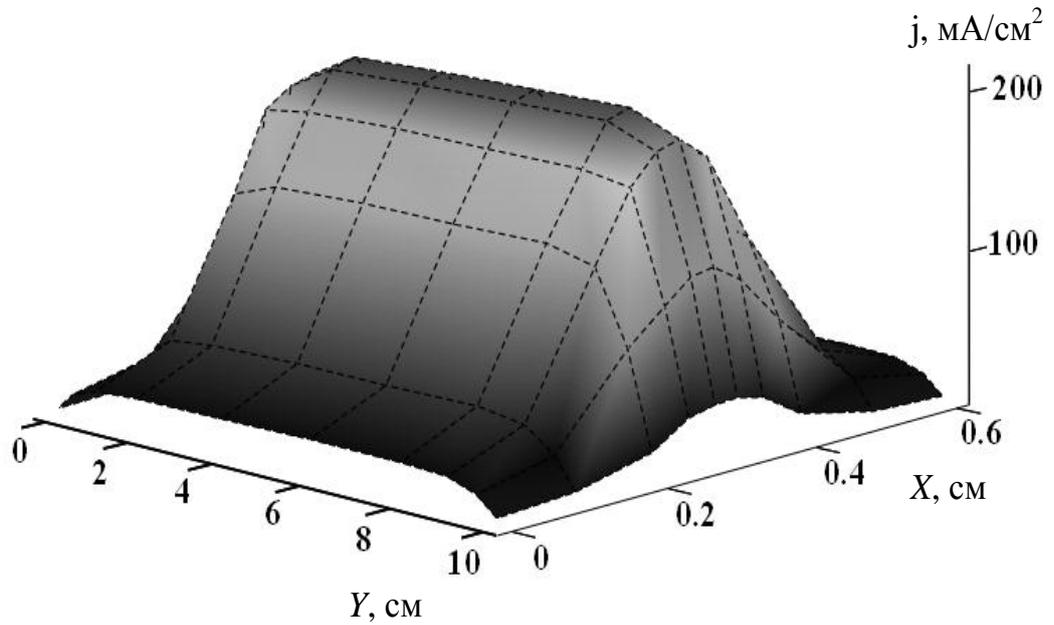


Рисунок 4.2 – Распределение плотности тока пучка для укороченной катодной полости, ток разряда 700 мА, ускоряющее напряжение 4 кВ, давление 10 Па.

Схематичное изображение электронного источника, его внешний вид и расположение на вакуумной камере представлены на рисунках 4.3–4.6.

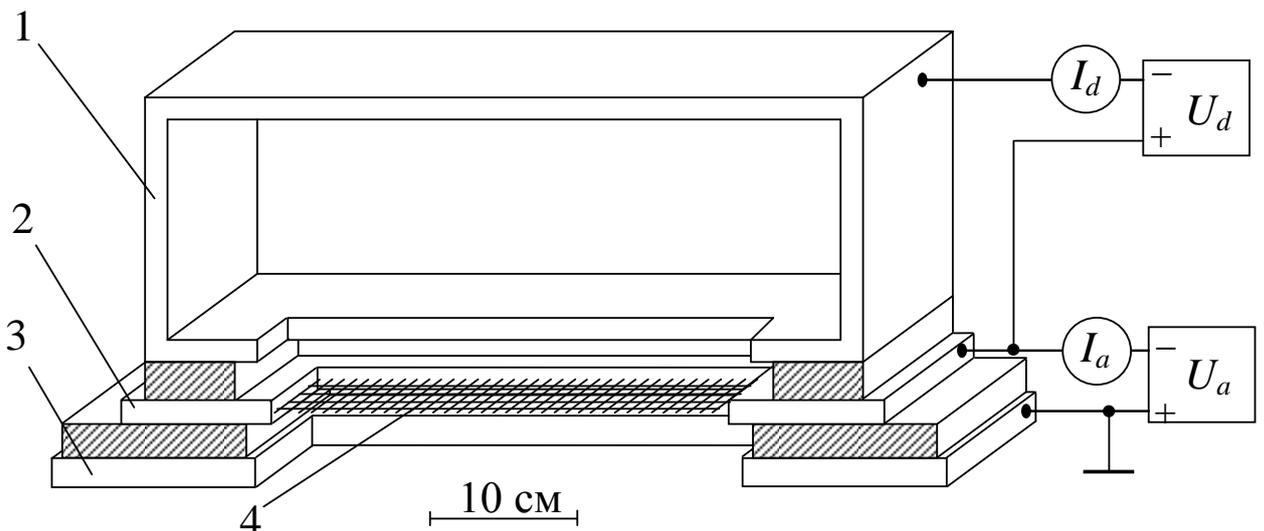


Рисунок 4.3 – Схема электронного источника: 1 – протяженный полый катод прямоугольной формы; 2 – плоский анод; 3 – ускоряющий электрод; 4 – эмиссионное окно, перекрытое сеткой

Основными элементами электронного источника, представляющего собой трехэлектродную систему, являются протяженный полый катод прямоугольной формы, плоский анод и ускоряющий электрод.

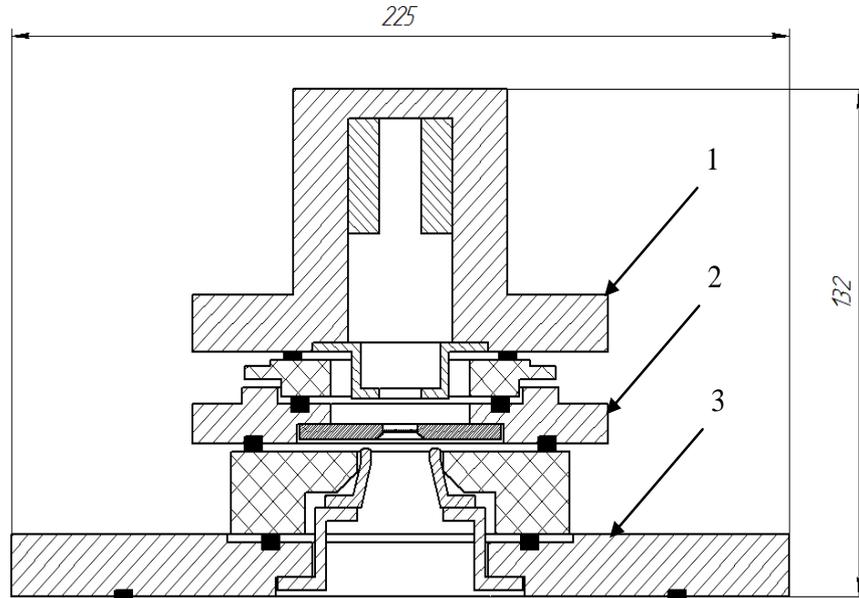


Рисунок 4.4 – Схема электронного источника (боковой разрез): 1 – протяженный полый катод прямоугольной формы; 2 – плоский анод; 3 – ускоряющий электрод; 4 – эмиссионное окно, перекрытое сеткой

Все электроды выполнены из нержавеющей немагнитной стали. В качестве электроизоляционного материала для изготовления изоляторов разрядного и ускоряющего промежутков использовался блочный капролон. Полый катод электронного источника представляет собой параллелепипед 1 с внутренними размерами $300 \times 40 \times 75$ мм (рисунок 4.4). Боковые стенки 2 сделаны полыми для эффективного охлаждения полого катода проточной водой. Изменение геометрии полости осуществляется с помощью специально изготовленных вкладышей 4, расположение которых позволяет формировать полость с различной шириной в поперечном сечении. Электрический контакт вкладышей и катодной полости осуществляется посредством их плотного прилегания друг к другу. Одна из протяженных стенок катодной полости заменена катодной вставкой 3 специальной формы. Смена вставок позволяет изменять поперечный размер щелевидной апертуры катодной полости. Эта же вставка одновременно служит для защиты от воз-

действия плазмы капролонового изолятора, расположенного между катодом и анодом.

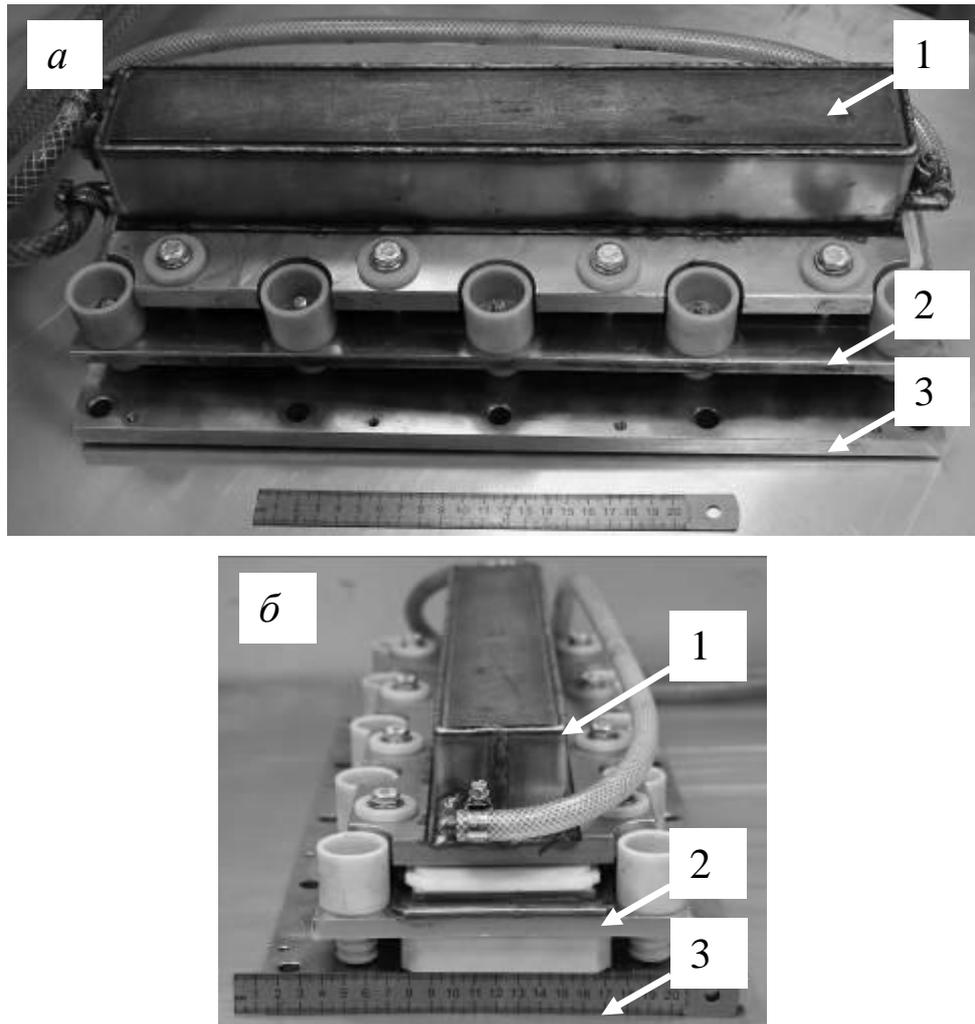


Рисунок 4.5 – Внешний вид источника электронов: 1 – протяженный полый катод; 2 – анод; 3 – ускоряющий электрод

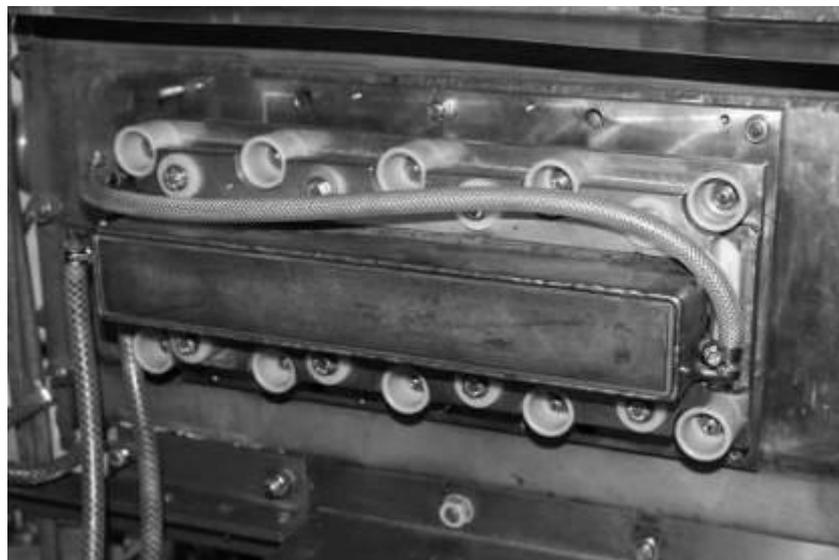


Рисунок 4.6 – Электронный источник на вакуумной камере

Изменение длины катодной полости осуществлялось с помощью металлических пластин (рисунок 4.7), которые вставлялись непосредственно в катодную полость.

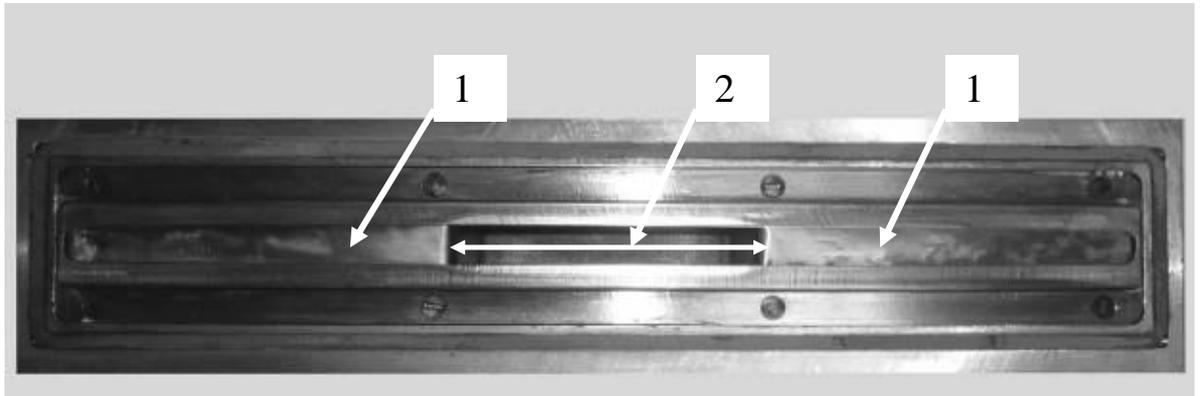


Рисунок 4.7 – Вид укороченной катодной полости со стороны анода: 1 – металлические пластины; 2 – длина катодной полости

Анодный узел разрядной системы плазменного источника электронов представляет собой прямоугольную рамку 1 (рисунок 4.8) с водяной рубашкой охлаждения 2. Для задания поперечных размеров электронного пучка и фиксации эмиссионной сетки 3 в рамку устанавливаются выполненные из нержавеющей стали пара пластин 4 с прямоугольными прорезями размером 10×100 мм. Сетка зажимается между пластинами. Внешний вид анодного узла показан на рисунке 4.9.

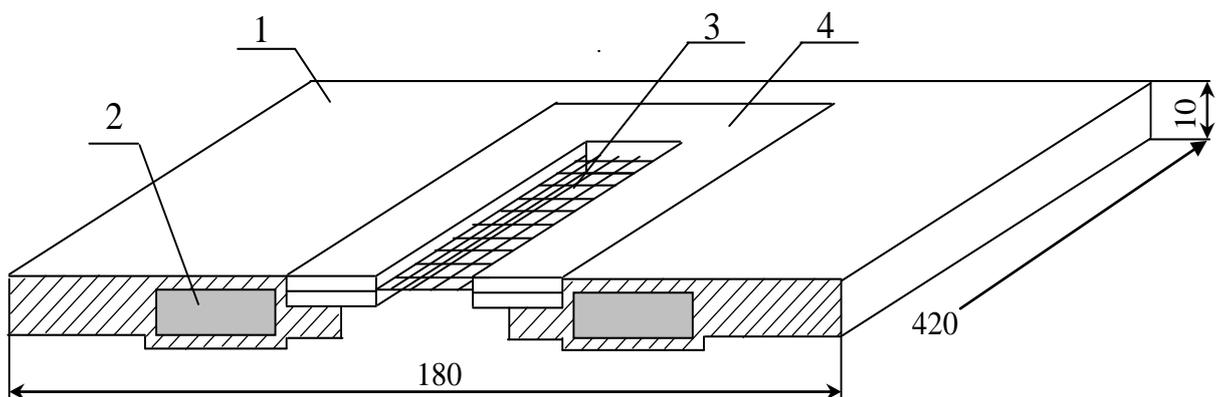


Рисунок 4.8 – Анодный узел форвакуумного плазменного источника электронов: 1 – прямоугольная рамка; 2 – канал водяного охлаждения; 3 – эмиссионная сетка; 4 – полированные пластины.



Рисунок 4.9 – Анодный узел форвакуумного плазменного источника электронов

Система ускорения форвакуумного плазменного источника электронов состоит из базового фланца *1* (рисунок 4.10), на котором держится вся конструкция пушки, и пластин экстрактора *2*. Для задания протяженности ускоряющего промежутка пластины держателя устанавливаются на шпильках *3*.

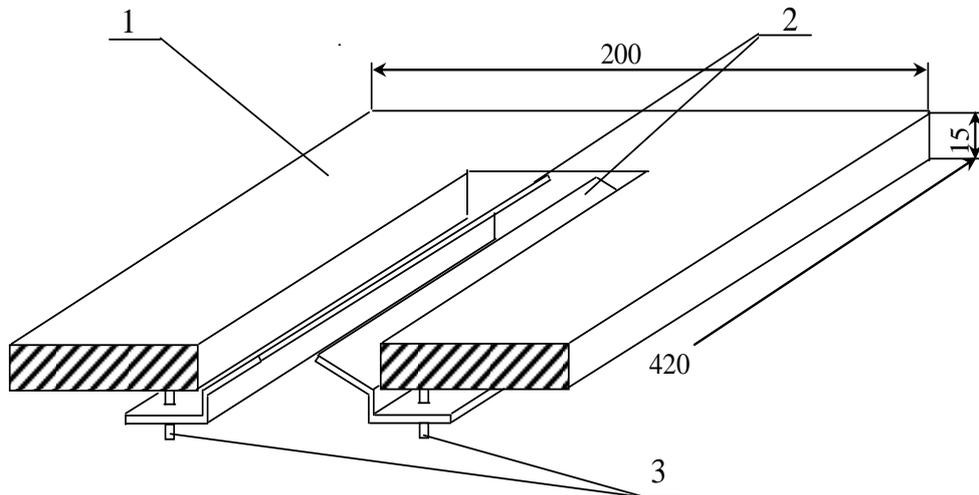


Рисунок 4.10 – Ускоряющий электрод (экстрактор) форвакуумного плазменного источника электронов: *1* – базовый фланец; *2* – экстрактор; *3* – шпильчатое соединение.

Внешний вид ускоряющего электрода представлен на рисунке 4.11. Фотография сделана со стороны экстрактора.

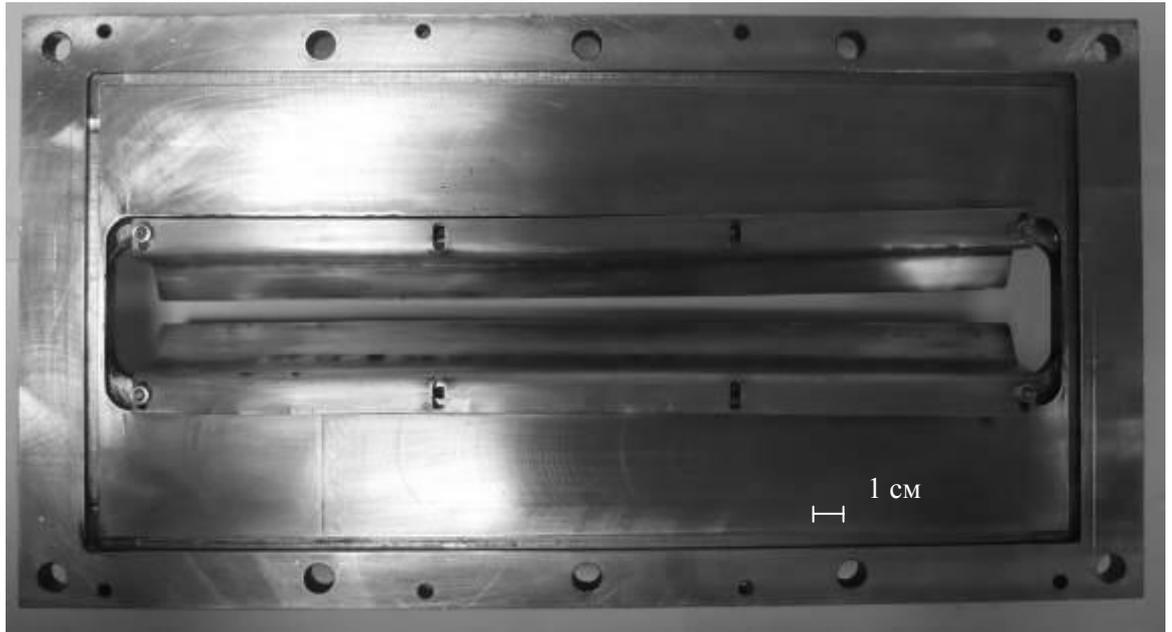


Рисунок 4.11 – Ускоряющий электрод (экстрактор) форвакуумного плазменного источника электронов. 1 – базовый фланец, 2 – экстрактор, 3 – шпилечное соединение

Вольтамперные характеристики форвакуумного плазменного источника ленточного пучка электронов представлены на рисунке 4.12.

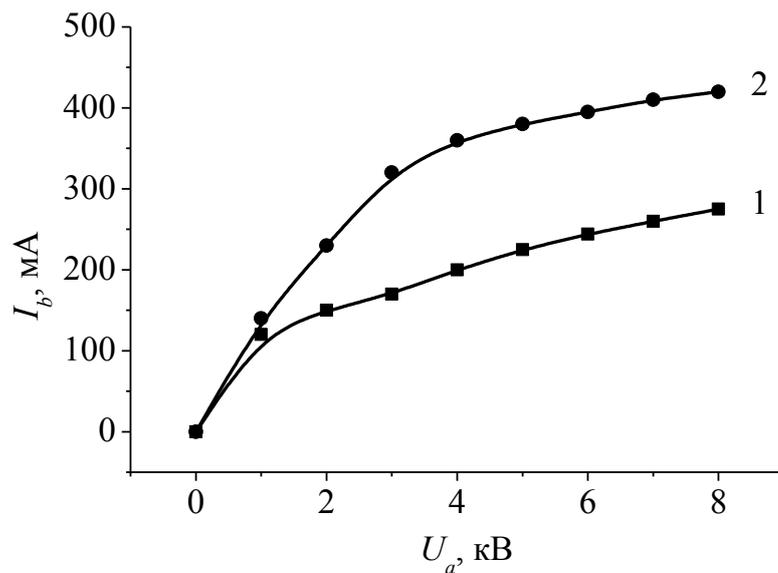


Рисунок 4.12 – Вольтамперные характеристики модернизированного источника для различных токов разряда I_d : 1 – 200 мА; 2 – 400 мА. Давление 7 Па

Вид характеристик – типичный для плазменных источников электронов [6]. На начальном этапе характеристики повышение ускоряющего напряжения вызывает резкий рост величины тока эмиссии, который в дальнейшем проявляет тенденцию к насыщению – рост тока пучка замедляется. Для форвакуумных плазменных источников электронов наличие участка насыщения на вольтамперной характеристике является еще одним доказательством генерации ускоренного электронного пучка.

Эмиссионные характеристики источника, характеризующие зависимость тока пучка от тока разряда, представлены на рисунке 4.13 .

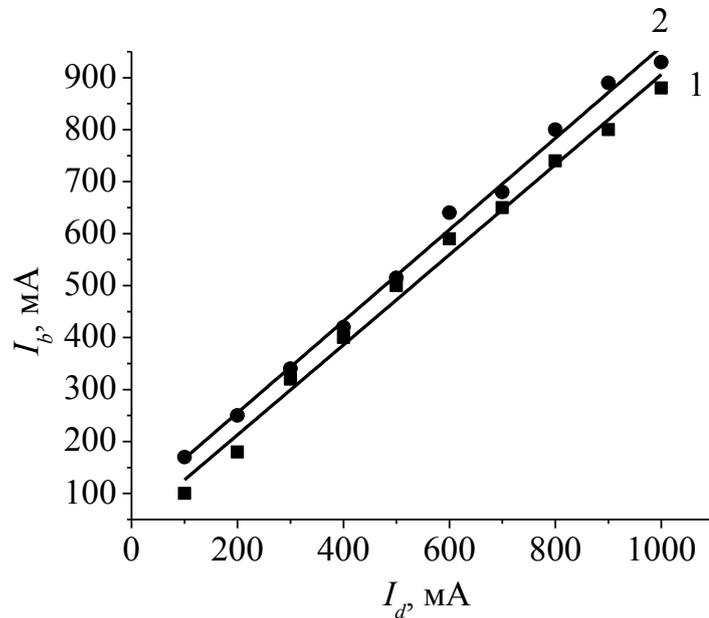


Рисунок 4.13 – Ток электронного пучка в зависимости от тока разряда для источника с составной катодной полостью: 1 – $U_a = 3$ кВ; 2 – $U_a = 5$ кВ, давление 9 Па

Превышение значением тока пучка тока разряда является важной особенностью эмиссии электронов из плазмы в форвакуумной области давлений и связано с влиянием обратного потока ионов из ускоряющего промежутка на эмиссию электронов из плазмы [41].

Распространение электронного пучка в камере иллюстрирует рисунок 4.14. Для предотвращения рассеяния пучка в камере установлена пара магнитных ка-

тушек Гельмгольца, создающих однородное магнитное поле 40–80 Гс в области транспортировки пучка.

Эксплуатация электронного источника при максимальных параметрах показала, что одним из элементов ограничивающим максимальное время работы источника является капролоновый изолятор ускоряющего промежутка. Длительная работа электронного источника на предельных параметрах приводит к перегреву изолятора и требует его периодического охлаждения, достигаемого за счет выключения источника на 1–1.5 часа.

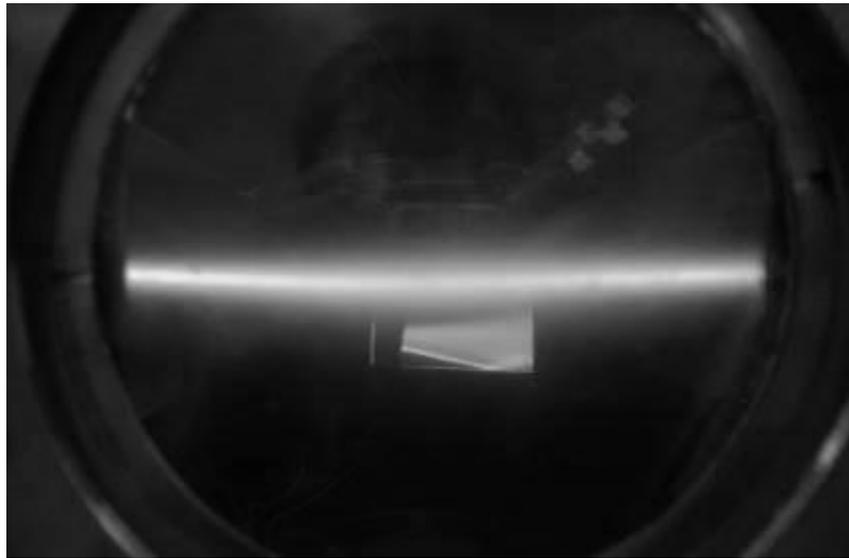


Рисунок 4.14 – Распространение ленточного электронного пучка в вакуумной камере: давление 8 Па, ускоряющее напряжение 6 кВ, ток пучка 200 мА

Несомненным преимуществом разработанного плазменного источника является возможность работы в условиях химически активных газов, паров металлических и диэлектрических (керамика) материалов с сохранением при этом стабильных параметров электронного пучка при недостижимых для других источников давлениях.

Параметры источника, изображенного на рисунке 4.3, с катодной полостью длиной 10 см представлены в таблице 4.1. Выбор максимального тока разряда в 1 А связан с необходимостью предотвращения перехода разряда в дуговую форму горения. Ограничение ускоряющего напряжения на уровне 10 кВ связано с необ-

ходимостью защиты персонала от возможного рентгеновского излучения при работе источника.

Таблица 4.1 Эксплуатационные параметры источника ленточного электронного пучка.

Режим работы	непрерывный
Ток разряда	до 1 А
Ускоряющее напряжение	до 10 кВ
Ток пучка	до 800 мА
Размеры пучка в поперечном сечении	100×4 мм ²
Максимально достигаемая мощность электронного пучка	5 кВт
Плотность тока	200 мА/см ²
Рабочий газ	остаточная атмосфера, гелий, воздух, метан, аргон, кислород, азот
Давление рабочего газа	5 – 15 Па

Относительно низкий уровень ускоряющего напряжения обуславливает значительное расширение электронного пучка при его транспортировке в газе при давлении 10–20 Па. Основным решением данной проблемы является использование в области транспортировки пучка однородного магнитного поля, создаваемого катушками Гельмгольца, размещаемыми как снаружи, так и внутри вакуумной камеры [191]. Однако даже однородное транспортирующее магнитное поле может приводить к искажению формы поперечного сечения электронного пучка [192–195] за счет сдвига потока между верхней и нижней половинами в сечении пучка (рисунок 4.15), который возникает из-за резкого увеличения горизонтальной составляющей E_x -компоненты поля пространственного заряда вблизи края пучка.

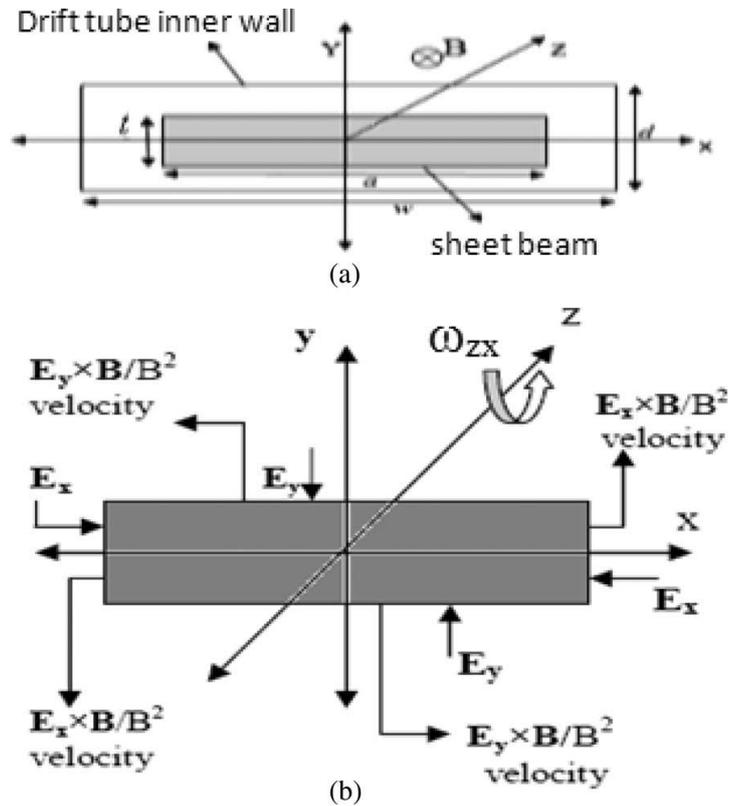


Рисунок 4.15 – Ленточный пучок в канале дрейфа (а) и сечение пучка (б), E_x и E_y -компоненты электрического поля пространственного заряда пучка; B – внешнее магнитное поле [196]

Кроме этого, при повышенных давлениях газа форвакуумного диапазона магнитное поле может стимулировать зажигание разряда в пространстве дрейфа электронного пучка, приводящее к пробое ускоряющего промежутка. Указанные факты стимулировали исследование возможности формирования и транспортировки форвакуумным плазменным источником электронного пучка ленточной конфигурации без использования продольного магнитного поля. В отсутствие транспортирующего магнитного поля формирование слабо расходящегося ленточного электронного пучка может быть обеспечено оптимизацией геометрии электродов ускоряющего промежутка [197, 198].

Варьируемыми параметрами геометрии ускоряющего промежутка были выбраны: поперечный размер h окна в ускоряющем электроде и протяженность l ускоряющего промежутка (рисунок 4.16). Угол между плоскими частями вставок и плоскостью анода был максимально близок к углу для пушки Пирса с парал-

лельным потоком [199]. Изменение геометрии ускоряющего промежутка осуществлялось размещением в нем металлических вставок 5 (рисунок 4.16), электрически соединенных с ускоряющим электродом. Наряду с экспериментальными исследованиями проводился модельный расчет траекторий электронов эмитированных источником при различных вариантах геометрии ускоряющего промежутка.

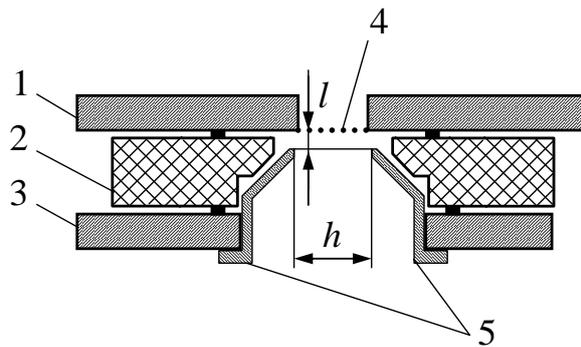


Рисунок 4.16 – Схема ускоряющего промежутка источника ленточного электронного пучка: 1 – анод; 2 – изолятор; 3 – экстрактор; 4 – эмиссионная сетка; 5 – металлические вставки

Моделирование траекторий электронов проводилось с использованием достаточно известного программного пакета КОBRA3-ИП [200], он создан и широко используется для моделирования процессов формирования ионных пучков, инжектируемых в ускорители ионов [201]. Применимость данного пакета для моделирования электронных пучков основана на общих закономерностях и свойствах эмиссии ионов и электронов с плазменной границы. Численное решение уравнения Пуассона в КОBRA3-ИП осуществляется методом конечных разностей. Построение разностной сетки происходит в полуавтоматическом режиме. Решение линейных уравнений для определения электрического поля осуществляется через итерационную процедуру, использующую хорошо зарекомендовавший себя метод последовательной верхней релаксации (метод Гаусса–Зейделя) [202]. Для моделирования траекторий заряженных частиц используется метод «трубок тока», а распределение объёмного заряда вычисляется с использованием уравнения для силы Лоренца

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}]) \quad (4.1)$$

и закона сохранения заряда

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0 \quad (4.2)$$

где \vec{p} – импульс частицы, кг·м/с;

q – величина заряда, Кл;

\vec{E} и \vec{B} – напряженность электрического поля и магнитная индукция соответственно, В/м и Тл;

\vec{v} – скорость частиц, м/с;

\vec{j} – вектор плотности тока, А/м².

Для моделирования процесса формирования ускоренных пучков электронов при их эмиссии из плазмы в программный продукт включен самосогласованный алгоритм расчёта установившейся плазменной эмиссионной границы. Предполагается бoльцмановская функция распределения для концентрации ионов вблизи границы плазмы со стороны ускоряющего промежутка:

$$n_i = n_{i0} \exp\left(\frac{-\Delta\varphi}{kT}\right), \quad (4.3)$$

где n_{i0} – концентрация ионов на границе плазмы, м⁻³;

$\Delta\varphi$ – разность потенциалов между плазмой и точкой пространства, В;

k – постоянная Больцмана, Дж/К;

T – температура ионов, К.

На большом удалении от электронного пучка концентрация положительных ионов приравнивается к нулю $n_i = 0$. Расчет производится в условиях полной компенсации объемного заряда электронного пучка, что характерно для форвакуумного диапазона давлений.

Численное моделирование и экспериментальные исследования по формированию ленточного электронного пучка проводились для следующих внешних параметров: ускоряющее напряжение 8 кВ, потенциал на эмиссионной границе

плазмы 10 В, ток электронного пучка 100 мА. Поперечный размер h окна в ускоряющем электроде изменялся в диапазоне от 10 до 20 мм, при этом минимальное значение соответствовало поперечному размеру эмиссионного окна в аноде. Протяженность l ускоряющего промежутка (минимальное расстояние между плоскостью анода и вставками в экстрактор) изменялось в пределах от 1 до 8 мм. Результаты моделирования позволяли получать распределение траекторий в плоскости XOZ (рисунок 4.17), а также нормированные распределения плотности тока (рисунок 4.18), из которых на полувысоте определялся поперечный размер электронного пучка d .

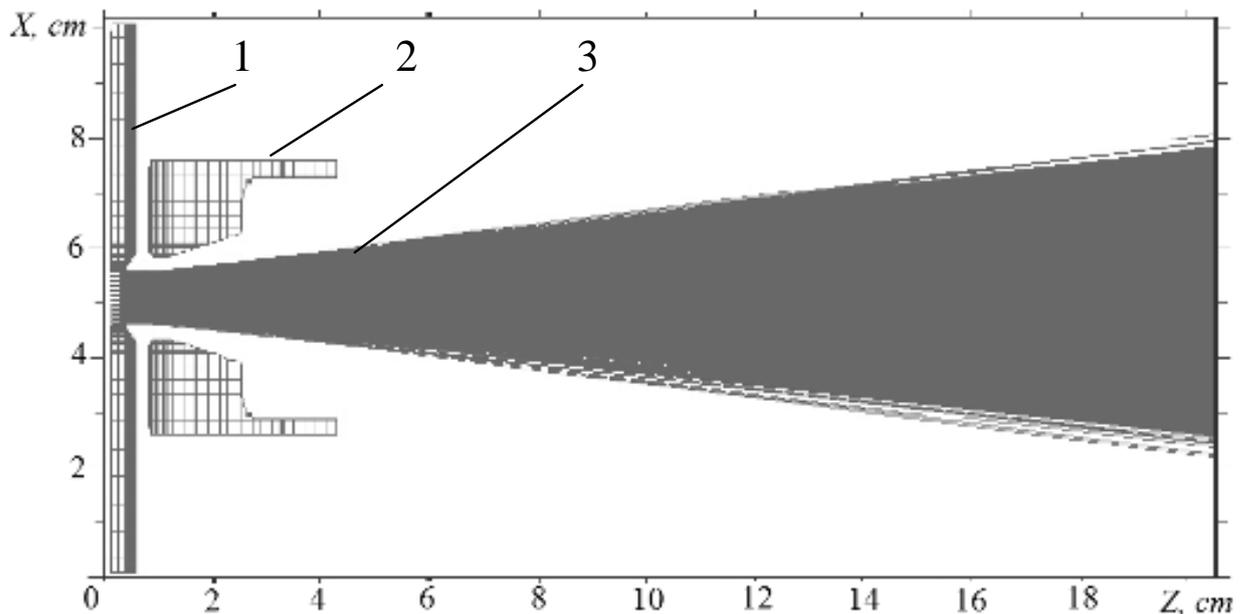


Рисунок 4.17 – Распределение траекторий электронов. 1 – эмиссионный электрод (анод); 2 – экстрактор; 3 – электронные траектории. Параметры геометрии ускоряющего промежутка: $l = 2$ мм, $h = 15$ мм

Численное моделирование показало, что во всем диапазоне варьируемых параметров l и h не удастся получить сходящийся пучок, т.е. кроссовер. Однако получить слаборасходящийся пучок возможно.

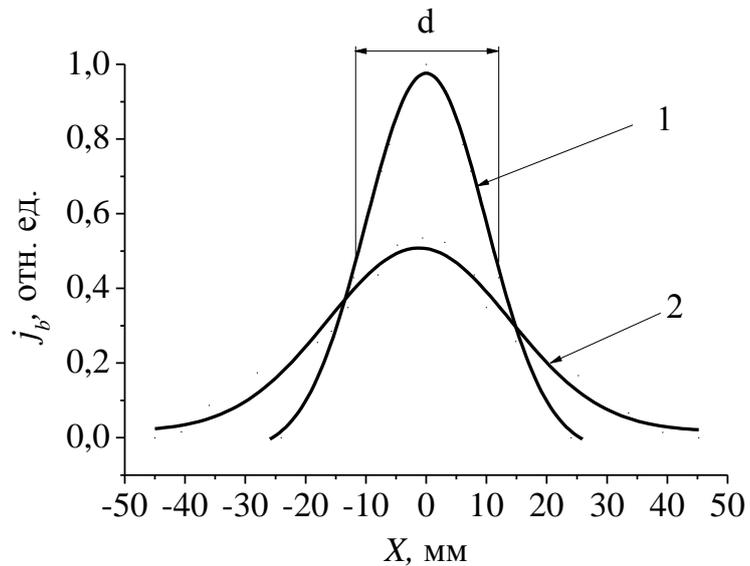


Рисунок 4.18 – Распределения плотности тока ленточного пучка, нормированные на максимальное значение, для различных l : 1 – 2 мм; 2 – 8 мм.

Об этом свидетельствуют представленные на рисунок 4.19 (кривая 2) и рисунок 4.20 расчетные зависимости поперечного размера электронного пучка d от протяженности l и поперечных размеров h ускоряющего промежутка.

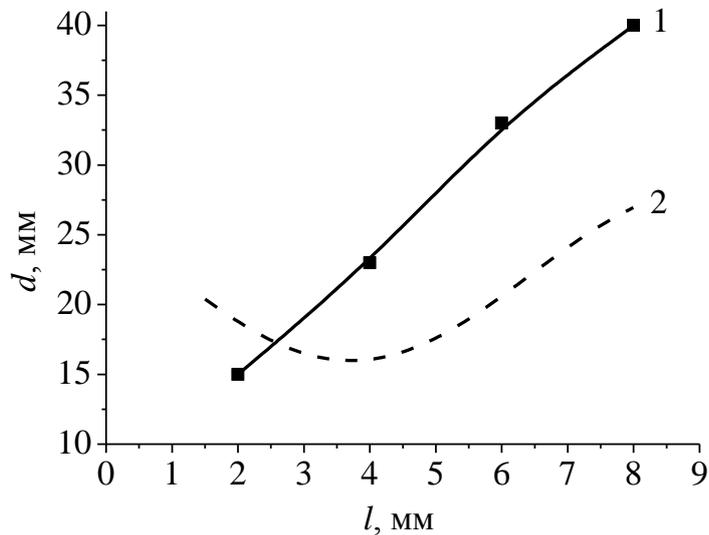


Рисунок 4.19 – Зависимость поперечного размера пучка d (на расстоянии 20 см от эмиссионного электрода) от расстояния l при фиксированном размере $h = 17$ мм; 1 – эксперимент; 2 – расчет

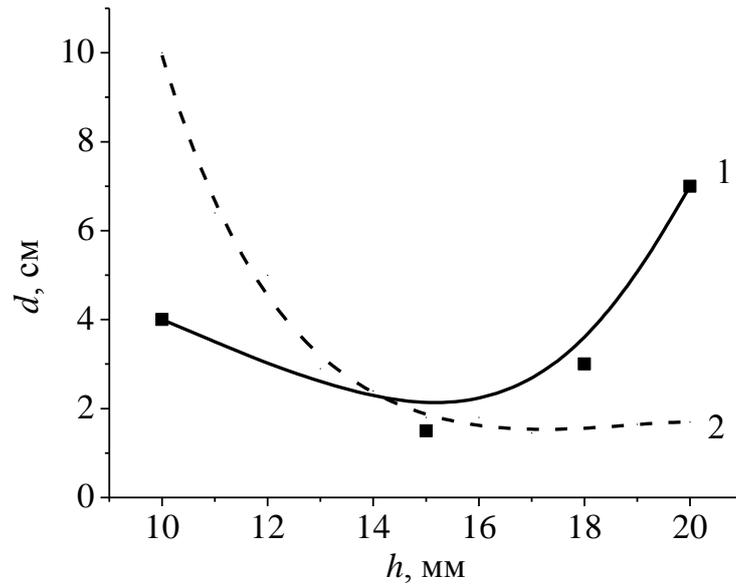


Рисунок 4.20 – Зависимость поперечного размера пучка d от расстояния между экстракторными пластинами h при фиксированном расстоянии $l = 4$ мм, 1 – эксперимент; 2 – расчет

На основе полученных зависимостей был определен диапазон параметров геометрии ускоряющего промежутка, в котором наблюдается минимальный поперечный размер электронного пучка на расстоянии 20 см от экстрактора электронного источника. Так, для получения пучка с толщиной около 15 мм необходимо обеспечить расстояние между экстракторными пластинами h в диапазоне от 15 до 17 мм, а расстояние между анодом и экстрактором l – в диапазоне от 2 до 4 мм. При необходимости создания более широкого пучка диапазоны изменения l и h также расширяются.

Для проверки указанных расчетных соотношений были проведены измерения распределения плотности тока в поперечном сечении электронного пучка с помощью перемещаемого коллектора с коллимирующим отверстием диаметром 3 мм. Полученные в эксперименте распределения плотности тока в поперечном направлении сечения ленточного электронного пучка позволили определить поперечный размер пучка на расстоянии 20 см от экстрактора источника (рисунок 4.21).

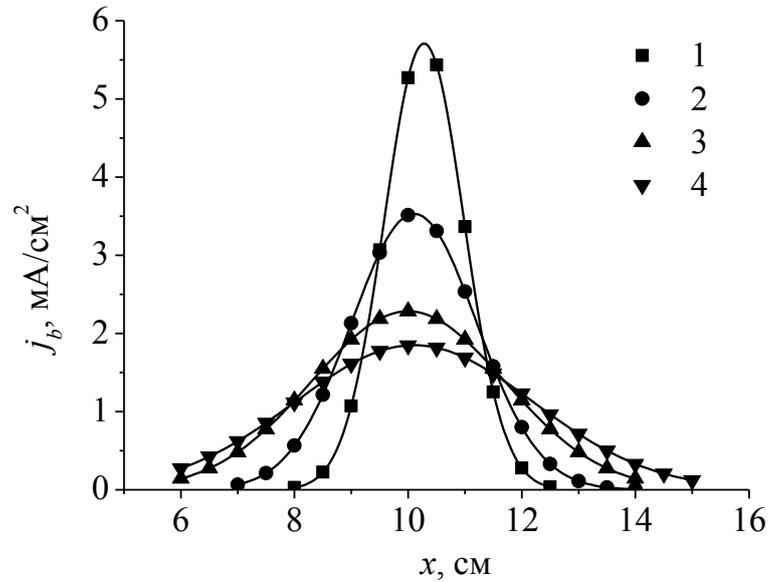


Рисунок 4.21 – Распределение плотности тока по поперечному размеру ленточного электронного пучка для различных l : 1 – 5 мм; 2 – 8 мм; 3 – 12 мм; 4 – 15 мм. $h = 16$ мм. Ускоряющее напряжение 8 кВ, ток пучка 100 мА, давление 5 Па

При ширине эмиссионного окна в аноде 1 см минимальное значение измеренного в эксперименте поперечного размера пучка d составило 1.5 см. В эксперименте d увеличивался с ростом расстояния l (рисунок 4.19, кривая 1). В численных же расчетах увеличение d с ростом l происходило, лишь начиная с некоторого значения l (рисунок 4.19, кривая 2).

Такое несовпадение в характере зависимости $d(l)$ при малых l , так же как и более высокие значения поперечного размера пучка d при $l > 2.5$ мм в эксперименте по сравнению с полученными при моделировании может быть связано с неучтёнными в численной модели процессами упругого рассеяния электронов на атомах остаточного газа. Влияние этих процессов на расширение ускоренного электронного пучка возрастает при переходе в форвакуумную область давлений [26, 65].

В источнике сфокусированного электронного пучка эффективный способ снижения расходимости состоял в увеличении кривизны эмиссионной сетки [25]. Подобный прием в источнике ленточного электронного пучка не привел к желаемому результату. В отличие от цилиндрического пучка, наименьшая

расходимость достигается в случае плоской сетки в эмиссионном электроде. Представленная на рисунке 4.22 зависимость поперечного размера электронного пучка от радиуса кривизны эмиссионной сетки r , измеренная на расстоянии 20 см от экстрактора электронного источника, свидетельствует о значительном расширении электронного пучка при увеличении r .

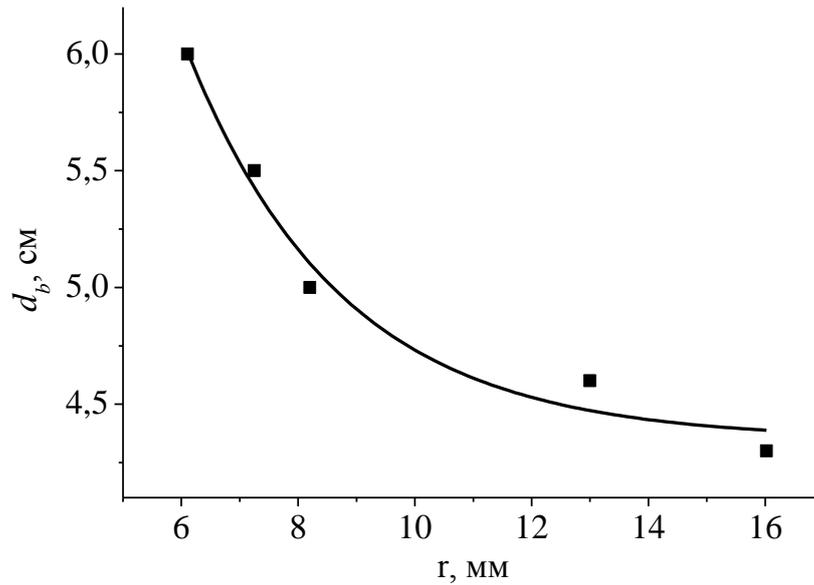


Рисунок 4.22 – Зависимость поперечного размера d ленточного электронного пучка от радиуса кривизны сетки r . Ускоряющее напряжение 8 кВ, ток пучка 100 мА, давление 5 Па. Протяженность ускоряющего промежутка $l = 8$ мм, расстояния между экстракторными пластинами $h = 17$ мм

Модернизация геометрии электродной системы ускоряющего промежутка позволила также повысить предельное рабочее давление p источника ленточного электронного пучка. Повышение давления снижает предельный ток разряда I_d , при котором еще сохраняется электрическая прочность ускоряющего промежутка, однако при поддержании разрядного тока на одном уровне ток пучка возрастает с увеличением давления (рисунок 4.23). Превышение током пучка разрядного тока связано влиянием высоковольтного тлеющего разряда в ускоряющем промежутке источника ленточного пучка электронов. Электроны, эмитированные с плазменной границы, также как и электроны ВТР ускоряются до одной и той же энергии, и в этом смысле они неразличимы.

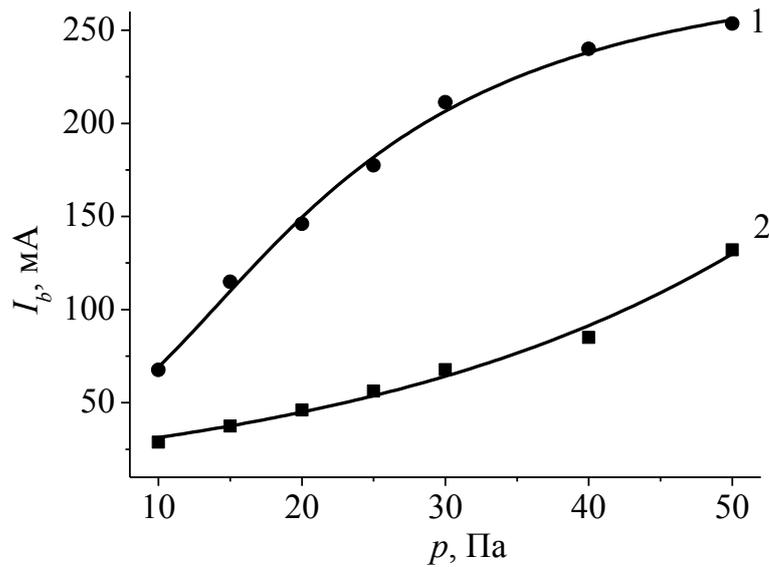


Рисунок 4.23 – Зависимость тока пучка от давления газа: 1 – ток разряда $I_d = 100$ мА; 2 – ток разряда $I_d = 0$, ускоряющее напряжение 6 кВ

Как отмечалось ранее, ток ВТР определяется как протяженностью ускоряющего промежутка, так и площадью электродов эмиссионной системы источника. Если протяженность ускоряющего промежутка удалось значительно снизить, то площадь электродов осталась достаточно большой. Это проявляется в доминировании тока электронов ВТР над током электронов, эмитированных с плазменной границы источника ленточного электронного пучка уже при давлении 50 Па при работе на воздухе, против 100 Па в случае источника остросфокусированного электронного пучка. При генерации ленточного пучка, по всей вероятности, именно площадь электродов определяет уровень тока ВТР и величину предельного рабочего давления.

4.2 Источник электронов на основе разряда с цилиндрическим полым катодом

Исследования, направленные на повышение рабочего давления плазменного электронного источника, позволили создать форвакуумный плазменный электронный источник, способный формировать электронный пучок при давлениях

соответствующих верхней границе форвакуумного диапазона (100 Па). Эскиз и внешний вид разработанного электронного источника представлены на рисунках 4.24 и 4.25 соответственно.

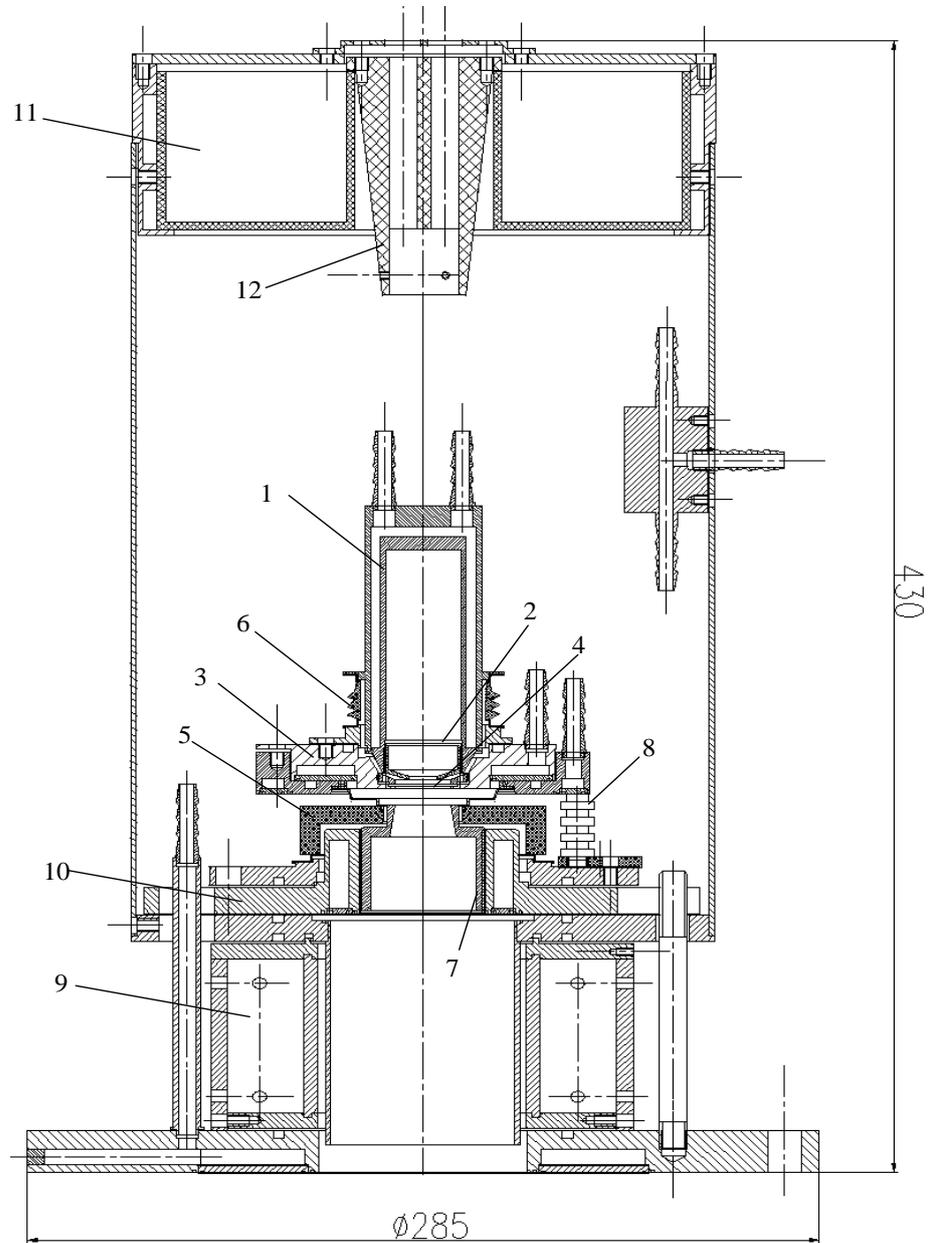


Рисунок 4.24 – Схема конструкции плазменного электронного источника: 1 – цилиндрический полый катод; 2 – вставка в катод; 3 – анод; 4 – эмиссионный электрод (перфорированный диск); 5, 6 – высоковольтные изоляторы ускоряющего и разрядного промежутков соответственно; 7 – ускоряющий электрод (экстрактор); 8 – капролоновая стойка; 9 – магнитная фокусирующая катушка; 10 – экстрактор; 11 – отсек для размещения водяного сопротивления; 12 – ввод высоковольтного кабеля питания

Все конструктивные элементы источника располагались в едином металлическом корпусе. Толщина стенок корпуса в 2 мм позволяла эффективно защитить персонал от возможного рентгеновского излучения при работе источника. Источник представлял собой трехэлектродную систему – полый катод, плоский анод и экстрактор. Electrodes were made of non-magnetic stainless steel.

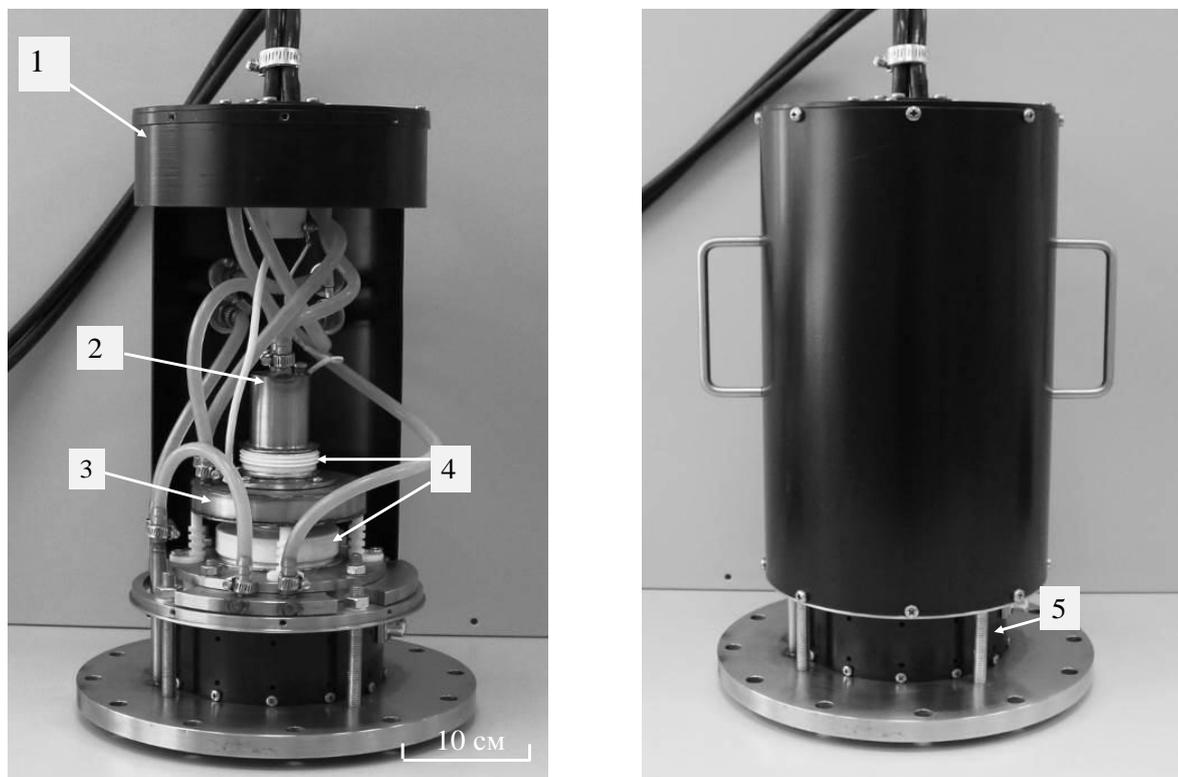


Рисунок 4.25 – Внешний вид форвакуумного плазменного источника электронов. 1 – Отсек для размещения водяного сопротивления, 2 – полый катод, 3 – анод, 4 – высоковольтные изоляторы, 5 – система фокусировки

The cathode was a hollow cylinder with an inner diameter of 15 mm and a cavity depth of 45 mm. The cathode walls were hollow for cooling with flowing water. The cathode insert 2 was installed to reduce the loss of fast electrons through the cathode cavity aperture to the anode, which helped maintain the discharge even at low gas pressure. For electrical insulation between the cathode and anode, and between the anode and extractor, standard ceramic insulators were used. The anode of the plasma source also contained a cooling jacket. The position of the plasma emission boundary was controlled using a perforated electrode – a disk with a thickness

1 мм с одним или несколькими отверстиями, распределенными равномерно. В качестве материала, используемого для изготовления перфорированного электрода, был выбран один из тугоплавких металлов – тантал.

Замена сеточного эмиссионного электрода на перфорированный диск позволило продлить время необслуживаемой эксплуатации электронного источника – источник не выходил из строя по причине перегорания сетки в результате случайных пробоев ускоряющего промежутка. Рабочая область перфорированного электрода представляла собой круг диаметром 10 мм с равномерно распределенными по его площади 120-ю отверстиями. Диаметр отверстий (Ø0.6 мм и Ø0.75 мм) выбирался в зависимости от режима работы и необходимой величины рабочего давления плазменного электронного источника. В диапазоне давлений от 5 до 30 Па, при работе на остаточной атмосфере, использовался перфорированный электрод с отверстиями диаметром 0.6 мм, при больших давлениях (от 30 до 100 Па) – перфорированный электрод с отверстиями диаметром 0.75 мм.

Ускоряющий электрод (экстрактор) представлял собой усеченный конус сложной формы. Для стыковки экстрактора с базовым фланцем используется резьбовое соединение. Наличие резьбы позволяет проводить тонкую настройку расстояния между анодом и экстрактором источника.

Подача проточной воды к водоохлаждаемым элементам электронного источника, находящихся под высоким относительно земли потенциалом, осуществлялась через водяное сопротивление – силиконовую трубку длиной 3 м. Такой способ охлаждения позволяет снизить утечки электрического тока, а также оградить обслуживающий персонал от возможного поражения током при контакте с водяными трубками, расположенными в непосредственной близости к электронному источнику. Трубки водяного сопротивления укладывались спиралью в специальном отсеке (рисунок 4.25) электронного источника. Таким образом, опасность поражения обслуживающего персонала сводилась к минимуму.

Параметры разработанного форвакуумного плазменного электронного источника приведены в таблице 4.2.

Фокусировка электронного пучка осуществляется с помощью магнитного поля фокусирующей катушки, представляющей собой многовитковый соленоид.

Как уже отмечалось ранее, для технологии обработки материалов одним из требований к электронному пучку, формируемому плазменным электронным источником, является обеспечение необходимого уровня плотности мощности пучка. В форвакуумной области давлений обеспечение необходимой электрической прочности ускоряющего промежутка накладывает ограничения на повышение ускоряющего напряжения. Таким образом, необходимая плотность мощности может быть достигнута либо уменьшением диаметра электронного пучка, либо повышением плотности эмиссионного тока. При извлечении из одиночного отверстия ток пучка ограничен величиной в 50 мА [160]. Получение большей величины тока приводит к необходимости увеличивать площадь эмиссионной поверхности плазмы за счет увеличения числа отверстий в перфорированном электроде, а затем сводить элементарные пучки в узкое пятно. На размер этого пятна должна влиять кривизна поверхности перфорированного электрода.

Таблица 4.2 – Основные параметры источника электронов

Ускоряющее напряжение	5–20 кВ
Ток разряда	0.1–1 А
Ток пучка	5–200 мА
Диаметр пучка	от 0.5 мм
Режим работы	Непрерывный
Время непрерывной работы	до 8 часов
Рабочие газы	Воздух, гелий, аргон, кислород, азот, углеводороды
Давление газа	20–30 Па – оптимальное 100 Па – максимальное

Проведенные эксперименты с перфорированным электродом плоской и вогнутой формы (рисунок 4.2б) подтвердили данное предположение.

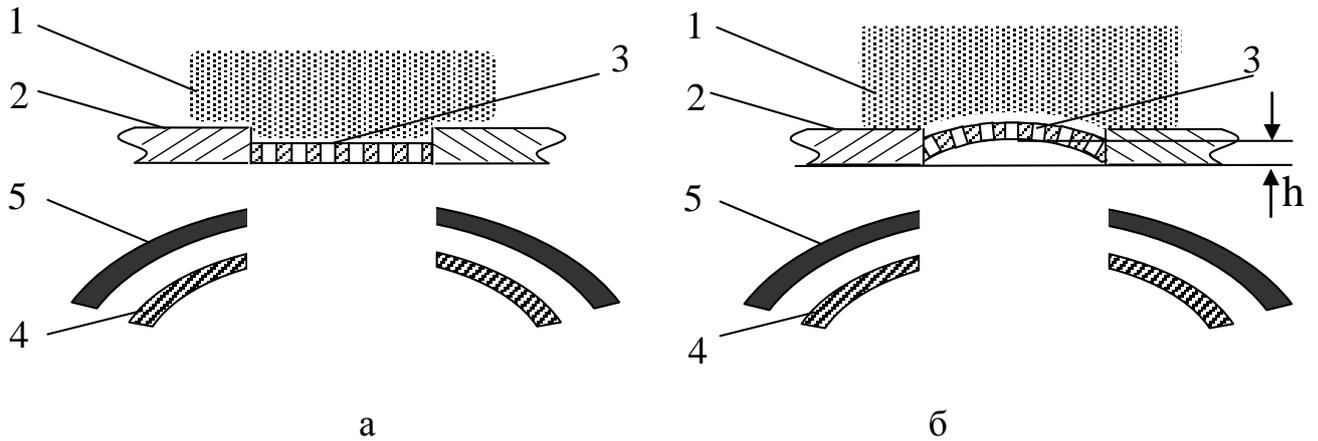


Рисунок 4.26 – Системы формирования и ускорения электронного пучка плазменного электронного источника: 1 – эмиссионная плазма; 2 – анод; 3 – перфорированная пластина; 4 – ускоряющий электрод; 5 – изолятор

Расстояние, на котором предполагалось сводить элементарные лучи, т.е. место электронно-лучевой обработки, было выбрано равным 14 см.

Анализ траекторий электронных лучей проводился при помощи трёхмерного кода КОBRA 3-INP [200–202]. Основные методы, используемые в данном коде, описаны ранее.

Моделирование в указанном программном пакете позволяло получать траектории отдельных электронных лучей обусловленных эмиссией из каждого отверстия в перфорированном эмиссионном электроде. Диапазон входных параметров для моделирования: ускоряющее напряжение – от 5 до 15 кВ; потенциал плазмы – от 2 до 10 В; ток электронного пучка – от 50 до 200 мА. Фокусировка электронного пучка осуществлялась магнитным полем с помощью катушки содержащей 6500 витков. Ток фокусирующей катушки варьировался в диапазоне от 120 до 200 мА.

Как показали результаты расчетов – на фокусное расстояние и поперечный размер электронного пучка значительное влияние оказывает геометрия ускоряющего промежутка, а именно форма ускоряющего электрода. На рисунке 4.27 а представлены траектории электронов в случае использования плоского эмиссионного электрода. Протяженность ускоряющего промежутка для данных расчетов

составляла 7 мм, расстояние от ускоряющего электрода до фокусирующей катушки – 12 мм, ускоряющее напряжение 10 кВ, ток пучка 100 мА. Магнитное поле на оси катушки в 200 Гс. Очевидно, что эмиссия из множества элементарных отверстий не позволяет получить кроссовер. Расстояние от эмиссионного электрода до области, где сходятся элементарные траектории F составило 13 см при диаметре пучка на том же расстоянии 7 мм.

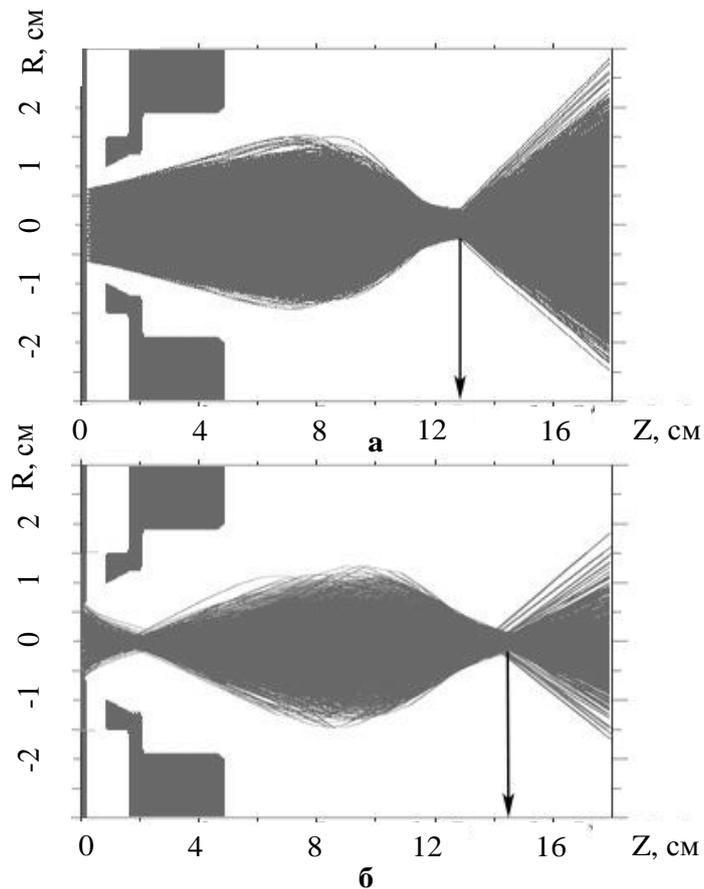


Рисунок 4.27 – Типичное распределение электронных траекторий для системы с (а) плоским и (б) вогнутым ($h=2$ мм) эмиссионным электродом. Стрелками обозначены положения плоскостей с максимумом плотности тока

Пучок с таким значением диаметра наиболее подходит для испарения материалов, однако не пригоден для прецизионной обработки. Изменение геометрии эмиссионного электрода за счет придания ему выпуклой в сторону катода формы показало (рисунок 4.27 б), что изменение радиуса кривизны эмиссионного электрода в значительной степени влияет на диаметр электронного пучка. В условиях постоянства размеров эмиссионного электрода изменение радиуса кривизны в

диапазоне от 9 до 30 мм соответствует изменению глубины выпуклой сферической части h в эмиссионном электроде в диапазоне от 0.1 до 3.0 мм, и поскольку глубину h можно измерить напрямую, в последующих результатах использовался именно этот параметр. Результаты моделирования показали, что в случае малой кривизны эмиссионного электрода ($h < 1.15$ мм) характер траекторий электронного пучка практически не отличается от случая плоского эмиссионного электрода. Увеличение кривизны ($h > 1.5$ мм) приводит к появлению кроссовера непосредственно за ускоряющим электродом, рисунок 4.27 б.

Также в этом случае возможно получение пучка с меньшим диаметром. Так при использовании эмиссионного электрода с глубиной $h = 2$ мм фокусное расстояние F и диаметр электронного пучка d имеют значения 14.5 и 0.4 см соответственно. Таким образом, результаты моделирования показали целесообразность использования эмиссионного электрода вогнутой формы.

Расчетные результаты подтвердились экспериментально. Измерение фокусного расстояния и диаметра пучка в фокальной плоскости, проведенное с использованием метода вращающегося зонда, для вогнутого эмиссионного электрода $h = 2$ мм дало значения, представленные в таблице 4.3.

Таблица 4.3 Параметры электронного пучка.

Электрод	F , см	E , кэВ	I_b , мА	p , Па	d , мм
Плоский	14,5	10	90	5	10
Вогнутый	14,5	10	90	5	5
Вогнутый	14,5	15	180	5	5

4.3 Особенности электронно-лучевого воздействия на изолированные мишени в форвакууме

Результаты исследований, представленные в предыдущих разделах, позволили создать электронные источники, функционирующие в форвакуумной области давлений с параметрами, достаточно близкими к источникам, для традиционной области давлений, что обуславливает возможность использования форвакуумных источников электронов в традиционных технологиях электронно-лучевой

обработки проводящих материалов – плавке, сварке, испарении, модификации поверхности, размерной обработке и др. Возможность использования лишь одной ступени откачки значительно упрощает требования к электронно-лучевому оборудованию и снижает его стоимость. Еще одним, и наиболее важным преимуществом форвакуумных электронных источников является возможность непосредственной обработки непроводящих (диэлектрических) материалов.

Основные трудности, возникающие при электронно-лучевой обработке диэлектриков, связаны с низкой электро- и теплопроводностью данных материалов [203, 204]. Низкий (по сравнению с металлами) коэффициент теплопроводности диэлектрика и высокое значение мощности электронного пучка, концентрируемое на малой площади облучаемого изделия приводит к образованию высоких температурных перепадов по объему образца, которые вызывают значительные остаточные термические напряжения, приводящие к растрескиванию образца в процессе облучения или по его окончании. Для устранения данной проблемы обработку диэлектриков производят с предварительным или сопутствующим подогревом заготовок, а для полного снятия напряжений после электронно-лучевого облучения проводят отжиг изделий [205]. С низкой величиной электропроводности диэлектриков связано другое существенное отличие процесса обработки диэлектриков от обработки металлов, а именно, возникновение на поверхности изделия отрицательного заряда [206], снижающего энергию электронов пучка, вызывающего расфокусировку [207] и искажение формы, а также увеличение диаметра пучка. В результате становится практически невозможным контролирование мощности, приносимой электронным пучком на образец, а также место сосредоточения этой мощности на поверхности. Для снятия отрицательного заряда используются специальные условия облучения, например одновременное воздействие на поверхность электронными и ионными пучками, погружение обрабатываемого изделия в плазму, нанесение тонких металлических пленок [208] или нагрева диэлектрика до температур, при которых появляется заметная электропроводность, обеспечивающая стекание заряда [205]. В качестве объекта для электронно-лучевой обработки наибольший интерес представляют различные ти-

пы технической керамики. Температура, при которой возникает заметная электропроводность для таких типов керамики, превышает 1500°C , и ее достижение усложняет процесс обработки и не всегда применимо при соединении составных деталей сложной формы. Описанные методы снижения величины отрицательного заряда на поверхности диэлектрика требуют привлечения специального дополнительного оборудования, повышают время подготовки изделия, приводят к существенному усложнению, а следовательно, и удорожанию процесса обработки.

Распространение электронного пучка в газе форвакуумного диапазона давлений неизбежно сопровождается генерацией пучковой плазмы с концентрацией $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$, потока ионов из которой может быть достаточно для компенсации отрицательного заряда, приносимого электронным пучком.

4.3.1 Потенциал изолированной мишени при ее облучении электронным пучком в области повышенных давлений

Моделирование процесса электронно-лучевого воздействия на диэлектрические материалы может быть проведено на примере взаимодействия электронного пучка с изолированной металлической мишенью. Ключевым вопросом моделирования будет являться величина установившегося потенциала облучаемой электронами мишени. Экспериментально установлено, что при облучении в традиционной области давлений работы плазменных источников электронов ($\sim 10^{-2}$ Па) изолированная мишень заряжается до потенциала, соответствующего полному ускоряющему напряжению.

Схема экспериментального макета, использовавшегося для определения потенциала изолированной мишени, подвергающейся облучению электронным пучком в форвакуумной области давлений, представлена на рисунке 4.28. Лен-точный электронный пучок *1* генерировался плазменным электронным источником *2*, расположенным на боковой стенке вакуумной камеры. Для фокусировки электронного пучка использовалась прямоугольная магнитная катушка *3*. После прохождения области фокусирующего поля электронный пучок частично попадал

на изолированную мишень 4, потенциал которой относительно земли измерялся вольтметром 5. Основная часть пучка попадала на коллектор 6, на который можно было подавать напряжение смещения φ_k .

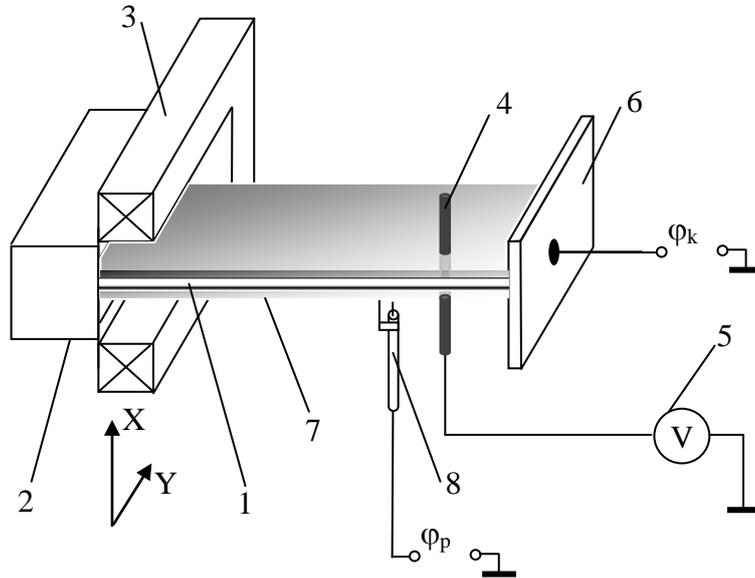


Рисунок 4.28 – Схема эксперимента: 1 – электронный источник; 2 – ленточный электронный пучок; 3 – фокусирующая система; 4 – мишень; 5 – вольтметр; 6 – коллектор; 7 – плазма; 8 – зонд

Энергия электронов пучка во всех экспериментах составляла 3 кэВ. Распространяясь в остаточной атмосфере вакуумной камеры, электронный пучок создавал вдоль своей траектории плазму 7. Параллельно с измерениями потенциала мишени производились измерения плавающего потенциала одиночного зонда 8, размещенного в непосредственной близости от мишени.

В качестве мишени использовался вольфрамовый стержень (диаметром 2 мм и длиной 10 мм), установленный на непроводящей подставке. Выбор материала мишени обусловлен исключением влияния разрушения мишени за счет нагрева электронным пучком. Ленточный электронный пучок лишь частично попадал на мишень, поскольку ширина пучка (10 см) значительно превышала диаметр мишени. Измерение потенциала плазмы осуществлялось с помощью одиночного зонда, представляющего собой медную проволоку длиной 5 мм и диаметром 0.5 мм, помещённую в керамический изолятор. Зонд располагался на 2 см ниже границы

электронного пучка и был снабжен экраном, защищающим его приемную часть от попадания электронов пучка. Конструкция зонда для измерения потенциала плазмы представлена на рисунке 4.29.

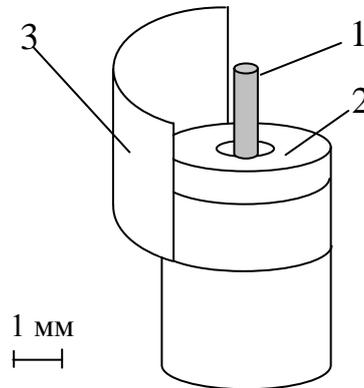


Рисунок 4.29 – Конструкция зонда для измерения потенциала плазмы: 1 – медная проволока; 2 – керамический изолятор; 3 – защитный экран

Исследования показали, что потенциал мишени при ее облучении электронным пучком в достаточно широких пределах можно изменять путем подачи смещения ϕ_k на коллектор 7. При этом в интервале от -50 В до $+70$ В наблюдается линейная зависимость между потенциалом коллектора и потенциалом мишени. При более низких значениях потенциала $\phi_k < -50$ В проявляется тенденция к насыщению (рисунок 4.30) [209].

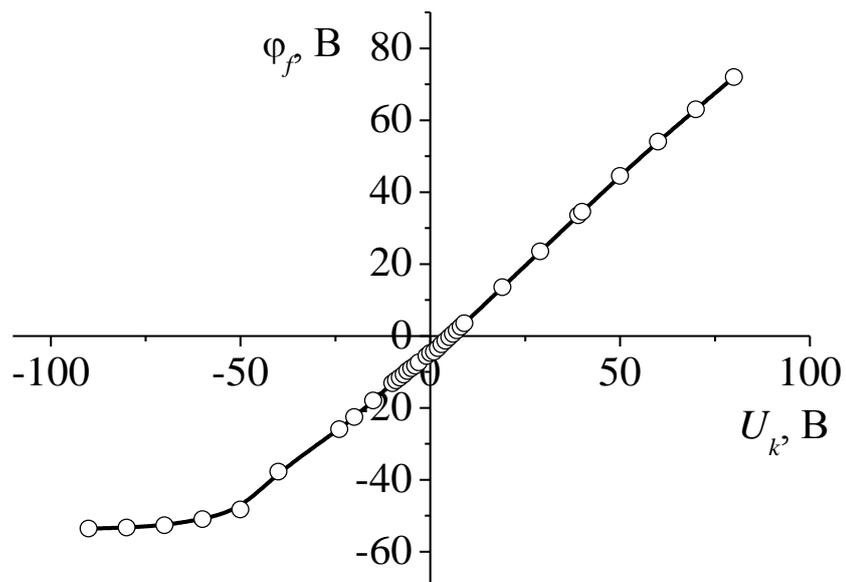
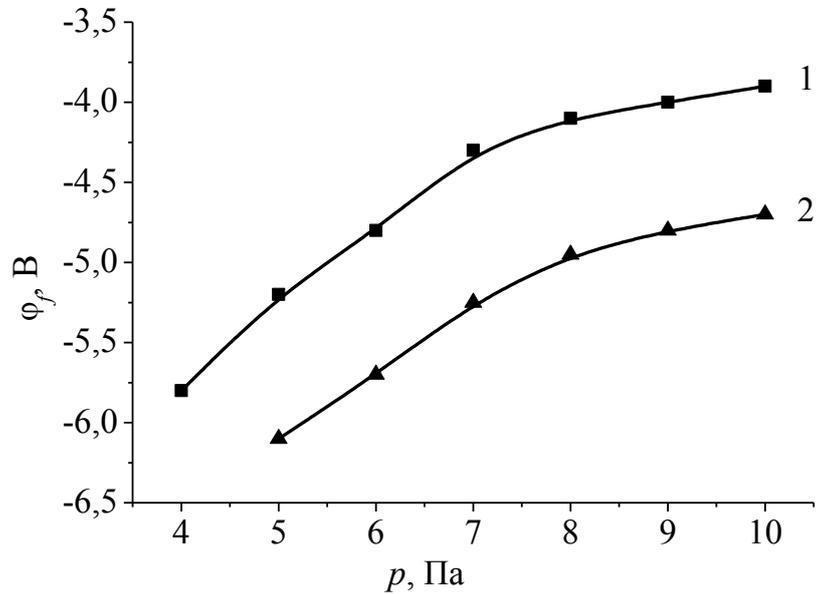
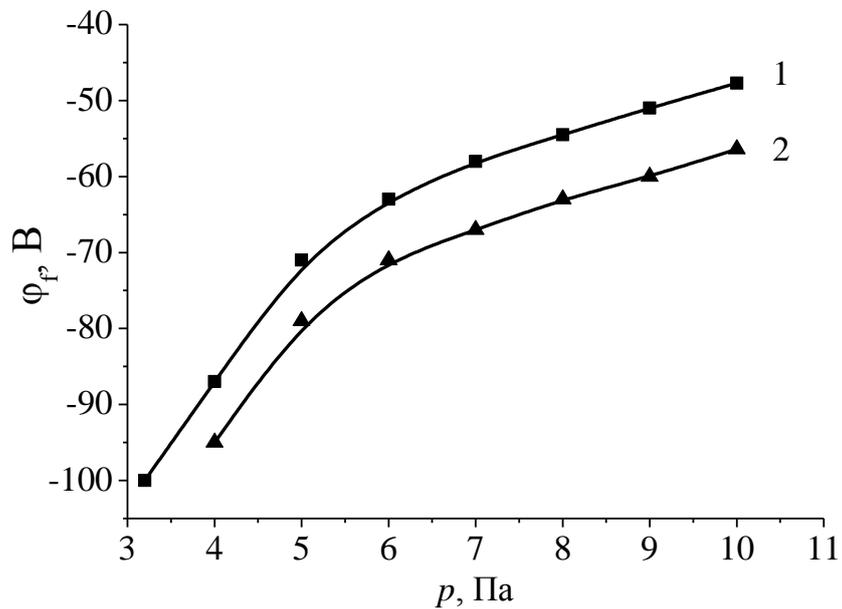


Рисунок 4.30 – Зависимость потенциала мишени ϕ_f от потенциала коллектора U_k . Ускоряющее напряжение 3 кВ, ток пучка 400 мА, давление 8 Па

Другими факторами, влияющими на потенциал изолированной мишени, являются давление, ток и энергия электронного пучка. Потенциал φ_f изолированной мишени с увеличением давления заметно снижается по абсолютной величине (рисунок 4.31), оставаясь отрицательным во всем диапазоне изменения давления.



а)

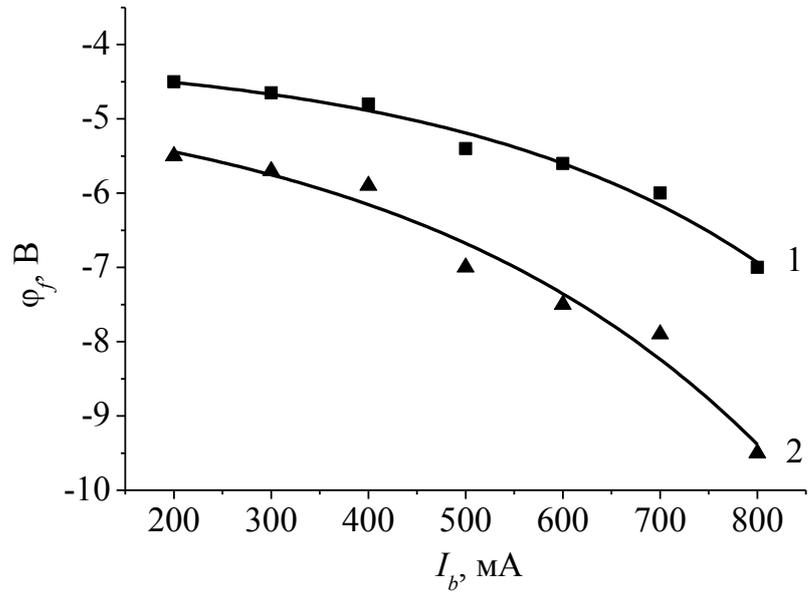


б)

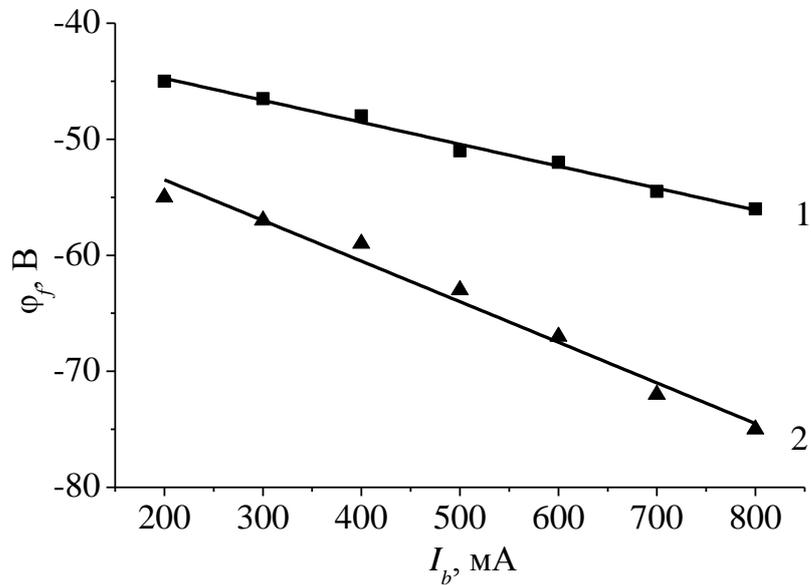
Рисунок 4.31 – Зависимость потенциала изолированной мишени φ_f от давления p для токов пучка I_b : 1 – 380 мА; 2 – 550 мА. Ускоряющее напряжение 3 кВ; а) коллектор заземлен; б) коллектор – под плавающим потенциалом

В случае попадания электронного пучка на коллектор, находящийся под плавающим потенциалом, величина наводимого на мишень потенциала заметно выше (по абсолютной величине), однако и влияние давления в этом случае проявляется сильнее.

Возрастание тока I_b пучка слегка снижает потенциал φ_f , рисунок 4.32 [210].



а)



б)

Рисунок 4.32 – Зависимость потенциала изолированной мишени φ_t от тока пучка I_b . Давление: 1 – 4 Па; 2 – 6 Па. а) Коллектор заземлен; б) коллектор – под плавающим потенциалом. Ускоряющее напряжение 3 кВ

Измерение потенциала зонда в режиме плавания показало, что во всех экспериментах он на $3\div 4$ вольта превышает потенциал мишени. Определенная по зондовой характеристике электронная температура составила $1\div 2$ эВ, что позволило определить потенциал плазмы как $\varphi_p = \varphi_f + (2\div 3)kT_e$, т.е. потенциал мишени был ниже потенциала плазмы не более чем на 10 В.

При ускоряющем напряжении 3 кВ максимальная величина потенциала изолированной мишени при достаточно широком регулировании параметров электронного пучка и давления газа не превышала 100 В по абсолютной величине. Очевидно, что столь малые значения отрицательного потенциала изолированной мишени не могут привести к искажению траектории электронного пучка и тем более к его отклонению от изолированной мишени.

В случае использования цилиндрического электронного пучка тенденции в зависимостях потенциала от параметров электронного пучка и давления газа сохраняются. Однако абсолютные значения потенциала оказываются на порядок выше.

Схема эксперимента по изучению процесса установления потенциала изолированного коллектора в случае использования цилиндрического электронного пучка для его облучения представлена на рисунке 4.33 [211].

Ускоренный электронный пучок попадал на изолированную мишень 7, потенциал которой относительно заземленных стенок вакуумной камеры измерялся с помощью делителя TESTEC ТТ-НVP 15HF и высокоомного вольтметра М-890D. Мишень представляла собой металлический диск диаметром d , равным 17 мм либо 25 мм, укрепленном на керамическом держателе 8, который, в свою очередь, размещался на заземленном коллекторе 5 диаметром 250 мм. Конструкция держателя позволяла изменять расстояние от мишени 7 до коллектора 5. Для изменения диаметра пучка d_b вблизи мишени использовалась магнитная фокусирующая катушка 4, с помощью которой можно было плавно изменять диаметр пучка от 5 до 100 мм. При условии $d_b < d$ пучок целиком попадал на мишень, а при $d_b > d$ – частично. Как и в случае ленточного пучка, при облучении цилиндрическим пучком потенциал изолированной мишени заметно снижается по абсолютной величине

при увеличении давления газа и при уменьшении ускоряющего напряжения (рисунки 4.34 и 4.35).

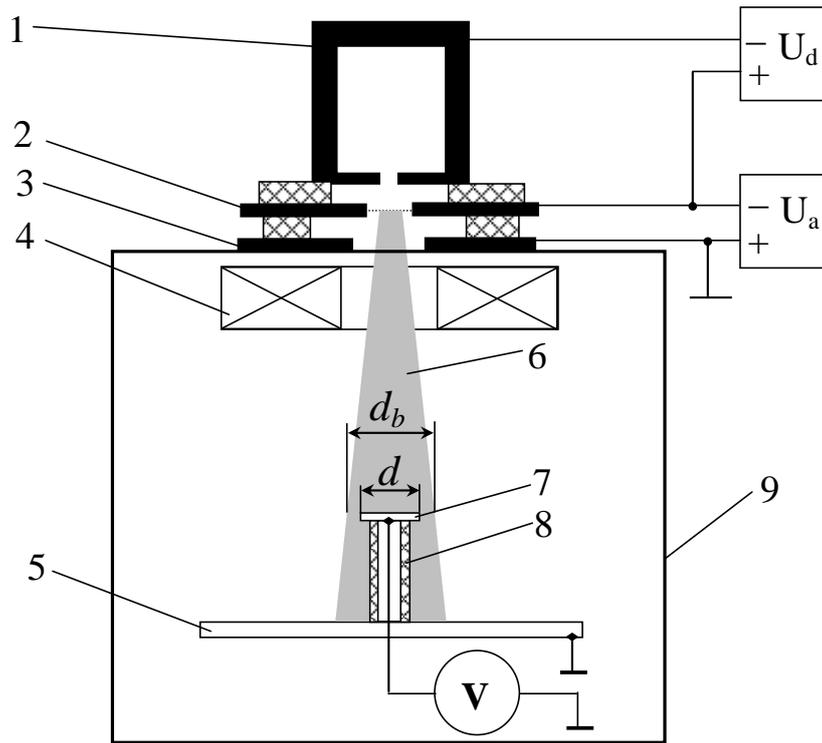


Рисунок 4.33 – Схема эксперимента по облучению изолированной мишени цилиндрическим пучком

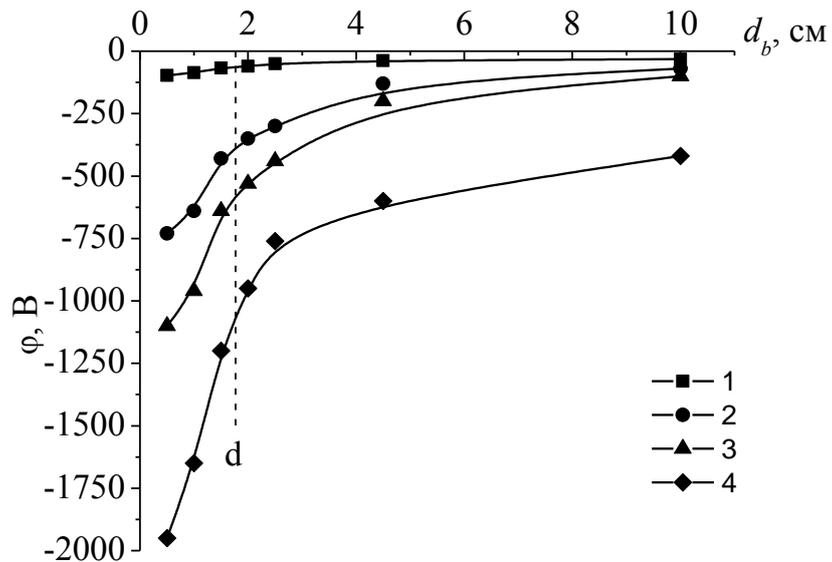


Рисунок 4.34 – Зависимость потенциала мишени от диаметра пучка для ускоряющих напряжений: 1 – 3 кВ; 2 – 4 кВ; 3 – 5 кВ; 4 – 7 кВ. Давление 6.5 Па, диаметр мишени $d=17$ мм

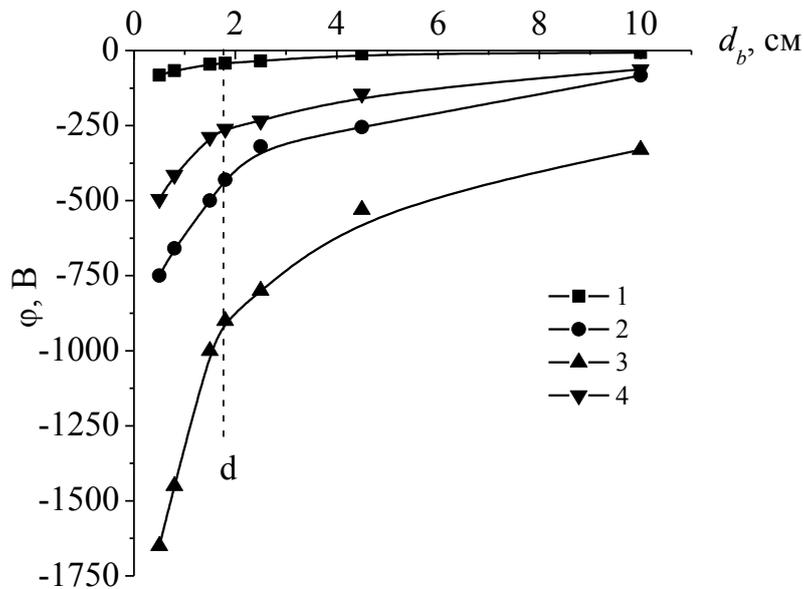


Рисунок 4.35 – Зависимость потенциала мишени от диаметра пучка для ускоряющих напряжений: 1 – 3 кВ; 2 – 4 кВ; 3 – 5 кВ; 4 – 7 кВ. Давление 8 Па, диаметр мишени $d=17$ мм

Потенциал мишени уменьшается по абсолютной величине с увеличением диаметра электронного пучка. При превышении диаметром пучка диаметра мишени наблюдается изменение угла наклона кривых $\phi(d)$ – потенциал изменяется более плавно. Увеличение диаметра мишени до 25 мм приводит к уменьшению значения потенциала по абсолютной величине, характер же зависимости от диаметра пучка остается прежним (рисунок 4.36).

Аналогично при увеличении расстояния от мишени до коллектора в два раза потенциал заметно растет по абсолютной величине и характер зависимости потенциала от диаметра пучка остается неизменным (рисунок 4.37).

Полученные результаты позволяют представить механизм установления потенциала изолированной мишени в форвакуумном диапазоне давлений. При облучении электронным пучком на изолированной мишени устанавливается потенциал, достаточный для зажигания разряда между ней 7 и заземленным коллектором 5 (рисунок 4.33).

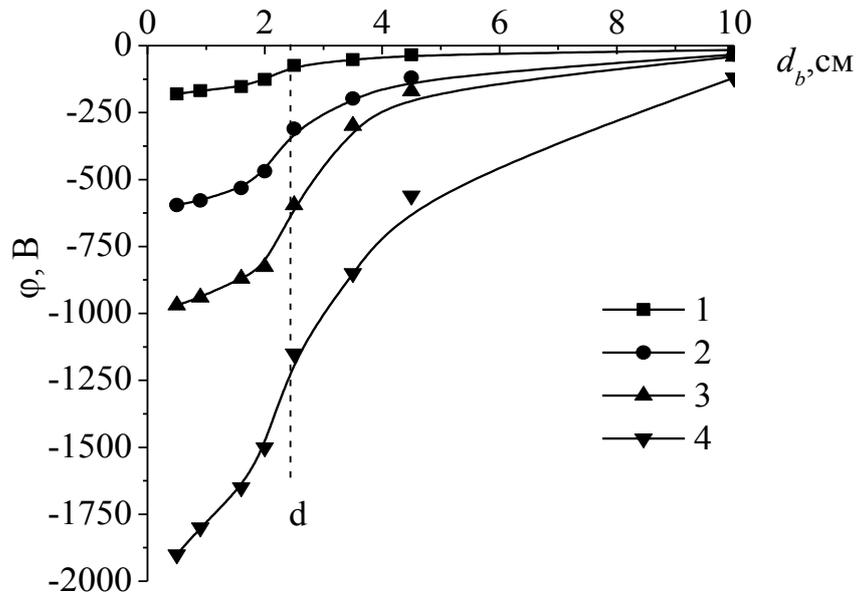


Рисунок 4.36 – Зависимость потенциала мишени от диаметра пучка, для ускоряющих напряжений: 1 – 3 кВ; 2 – 4 кВ; 3 – кВ; 4 – 7 кВ. Давление 6.5 Па, диаметр мишени $d = 25$ мм, расстояние до заземленного коллектора 35 мм

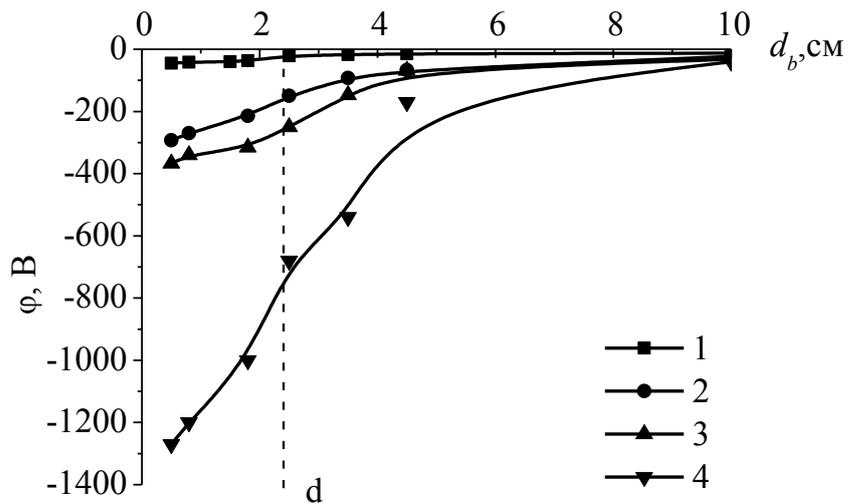


Рисунок 4.37 – Зависимость потенциала мишени от диаметра пучка, для ускоряющих напряжений: 1 – 3 кВ; 2 – 4 кВ; 3 – кВ; 4 – 7 кВ. Давление 6.5 Па, диаметр мишени $d = 25$ мм, расстояние до заземленного коллектора 70 мм.

Зажигание разряда наблюдается визуально в виде усиления свечения плазмы, расположенной над мишенью при изолировании ее от заземленного коллек-

тора. Зажигание разряда сопровождается ростом концентрации плазмы вблизи мишени и, соответственно, снижением абсолютной величины потенциала.

Величина ионного тока из плазмы определяется следующим выражением:

$$I_i = 0.4em_i n v_i S, \quad (4.4)$$

где n – концентрация плазмы, м^{-3} ;

v_i – скорость ионов, м/с ;

S – площадь мишени, м^2 .

Согласно выражению (4.4) увеличение площади мишени приводит к повышению величины ионного тока из плазмы на нее, что и вызывает снижение по абсолютной величине потенциала (рисунки 4.34 и 4.36).

Для обоснования механизма установления потенциала мишени φ_t могут быть использованы результаты работы [212], в которой теоретически проанализированы и экспериментально проверены возможные пути поступления заряженных частиц на мишень. Согласно [212], потенциал φ_t обусловлен балансом зарядов, приносимых на мишень электронным пучком, заряженными частицами плазмы, а также уносимыми вторичными электронами.

$$j_i = j_e + j_b, \quad (4.5)$$

где $j_i = 0.4e \cdot n \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{M}}$ – плотность ионного тока из плазмы на мишень;

$j_e = \frac{1}{4} e \cdot n \cdot \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi m}} \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_p - \varphi_t}{kT_e}\right)$ – плотность электронного тока из плазмы;

мы;

j_b – плотность электронного тока в пучке А/м^2 ;

n и T_e – концентрация и электронная температура плазмы;

φ_p – потенциал плазмы, В;

M и m – массы иона и электрона соответственно, кг.

Уравнение (4.5) может быть использовано для оценки разности $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_t$. Используем простейшую модель, в соответствии с которой электронный пучок

имеет вид бесконечно широкой ленты, однородной по сечению. Толщина ленты $2a$. Плазма существует только в пределах пучка. Это позволяет применить для нахождения концентрации n плазмы подход, использованный в [213], согласно которому концентрация плазмы как функция координаты x (рисунок 4.28) может быть найдена из решения уравнения непрерывности для плотности тока j ионов в направлении оси x :

$$\frac{dj}{dx} = S, \quad (4.6)$$

где S – скорость генерации ионно-электронных пар.

Принимая допущение, что ионизация газовых молекул производится только электронным пучком, запишем

$$S = \frac{j_b}{\lambda_{ei}}, \quad (4.7)$$

где λ_{ei} – средняя длина ионизации, м.

Учтем лишь диффузионную составляющую плотности тока j .

$$j = -D_a \frac{dn}{dx}, \quad (4.8)$$

где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии, м²/с.

С учетом сделанных допущений уравнение (4.5) приобретает вид

$$\frac{d^2n}{dx^2} + \frac{j_b}{\lambda_{ei}eD_a} = 0. \quad (4.9)$$

Интегрирование уравнения (4.6) приводит к выражению

$$n(x) = \frac{j_b}{eD_a\lambda_{ei}}(a^2 - x^2) + \frac{2aj_b}{\lambda_{ei}e\sqrt{\frac{kT_e}{M}}}. \quad (4.10)$$

В качестве первого граничного условия было взято $(dn/dx)=0$ при $x=0$ (координата x отсчитывалась от средней части поперечного сечения электронного пучка), что отражает симметрию задачи. Вторым условием является концентрация

плазмы на границе пучка, полученная в предположении, что все рождающиеся ионы покидают плазму с этой границы:

$$n(a) = \frac{2aj_b}{\lambda_{ei}e\sqrt{\frac{kT_e}{M}}}. \quad (4.11)$$

Концентрация в максимуме ($x=0$) определяется выражением

$$n(0) = \frac{j_b}{eD_a\lambda_{ei}}a^2 + \frac{2aj_b}{\lambda_{ei}e\sqrt{\frac{kT_e}{M}}}. \quad (4.12)$$

Подставляя эту концентрацию в j_e , j_i и далее в уравнение (4.5), получаем выражение для $\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_t$

$$\varphi_p - \varphi_t = \frac{k \cdot T_e}{e} \ln \left\{ \frac{\frac{1}{4} \cdot \left(\frac{1}{D_a} a^2 + \frac{2a}{\sqrt{\frac{kT_e}{M}}} \right) \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi m_e}}}{0,4 \cdot \left(\frac{1}{D_a} a^2 + \frac{2a}{\sqrt{\frac{kT_e}{M}}} \right) \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{M}} - \lambda_{ei}} \right\}, \quad (4.13)$$

Проведенный согласно (4.13) расчет указывает на снижение $\Delta\varphi$ с увеличением давления газа, что в первую очередь обусловлено зависимостью от давления величины λ_{ei} . Рассчитанные абсолютные значения $\Delta\varphi$, соответствующие используемому диапазону давлений, составляют единицы вольт, что совпадает с экспериментальными результатами. Это означает, что потенциал изолированной мишени определяется главным образом потенциалом пучковой плазмы. Этот потенциал в свою очередь есть результат действия двух основных факторов. Во-первых, заряда электронов пучка и, во-вторых, условий ухода плазменных электронов. Оценки с использованием выражения для поля, создаваемого заряженной плоскостью, дают разность потенциалов между заземленной стенкой камеры и пучком в несколько сотен вольт. Измеренные значения оказываются менее ста

вольт и получаются, вероятно, за счет частичной компенсации заряда пучковых электронов ионами плазмы.

Таким образом, генерация плотной плазмы за счет ионизации газа электронами пучка при его транспортировке в форвакуумной области давлений приводит к значительному снижению потенциала изолированной мишени. Величина потенциала на порядок меньше значения ускоряющего напряжения, что не может существенным образом сказаться на торможении или отклонении электронного пучка. Указанные результаты однозначно свидетельствуют о принципиальной возможности в этих условиях электронно-лучевой обработки изолированных мишеней и непроводящих диэлектриков.

Выводы по главе 4

1. В форвакуумной области давлений возможна генерация электронных пучков с рекордными параметрами как цилиндрической, так и ленточной конфигурации в зависимости от геометрии разрядной и эмиссионной систем.

2. Геометрия электродов ускоряющего промежутка решающим образом влияет на формирование электронных пучков в форвакуумной области давлений. Для генерации ленточных электронных пучков в отсутствие транспортирующего магнитного поля необходимо минимизировать расстояние между анодом и экстрактором ускоряющего промежутка, а ширину выходного окна в экстракторе установить в 1.5 раза больше ширины выходной щели в протяженном аноде. При формировании сфокусированного пучка дополнительным фактором, обеспечивающим фокусировку пучка, является кривизна эмиссионного электрода. Выпуклый в сторону катода эмиссионный электрод за счет изменения направления траекторий элементарных лучей, эмитируемых каждым эмиссионным отверстием в перфорированном электроде, позволяет получить сходящийся электронный пучок.

3. Созданы плазменные источники электронов на основе разряда с полым катодом, генерирующие электронные пучки различной конфигурации с рекордными параметрами в широком диапазоне рабочих давлений – от 5 до 100 Па. Источник ленточного электронного пучка обеспечивает генерацию пучка с попереч-

ным сечением $100 \times 4 \text{ мм}^2$, плотностью тока 200 мА/см^2 , энергией до 10 кэВ и неоднородностью распределения плотности тока по сечению пучка, не превышающей 15% . Источник сфокусированного электронного пучка создает пучок с минимальным диаметром от 0.5 мм и плотностью мощности до 10^5 Вт/см^2 .

ГЛАВА 5. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ФОРВАКУУМНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМЕННО-ЭМИССИОННЫХ РАЗРЯДНЫХ СИСТЕМ С ПОЛЫМ КАТОДОМ

Высокое значение удельной мощности электронного пучка, генерируемого электронными источниками, позволяет с успешностью применять его для переплава тугоплавких и цветных металлов с целью их очистки в вакууме, для сварки, размерной обработки широкого спектра электропроводящих материалов – в первую очередь, металлов и их сплавов, для наплавки, напыления и термической обработке [214, 215]. Одной из основных особенностей электронно-лучевого облучения при сварке материалов является возможность достижения высоких значений плотности мощности, по этому параметру электронный пучок намного превосходит другие известные источники нагрева (таблица 5.1). Концентрация сравнительно высокой мощности на малой площади обуславливает локальный нагрев материалов, что особенно важно при обработке различных тугоплавких металлов и сплавов с минимальным изменением исходной структуры материала в зоне термического воздействия.

Таблица 5.1 – Сравнительные характеристики некоторых источников нагрева [216].

Источник тепла	Наименьшая площадь пятна нагрева, см ²	Наивысшая плотность мощности в пятне нагрева, Вт/см ²
Ацетилено-кислородное пламя	10 ⁻²	5·10 ⁴
Электрическая дуга	10 ⁻³	1·10 ⁵
Электронный пучок	10 ⁻⁷	5·10 ⁸
Луч оптического квантового генератора	<10 ⁻⁷	>5·10 ⁸

Традиционно для генерации электронного пучка используются источники с термокатодом [217]. Специальные защитные меры и конструкционные особенно-

сти позволяют использовать такие источники в технологических процессах в присутствии сред с химически активными газами и в условиях интенсивной ионной бомбардировки [218]. Развитие плазменной эмиссионной электроники позволило создать электронные источники, не уступающие по плотности мощности и яркости источникам с термокатодом. А благодаря высокой надежности, нечувствительности к тяжелым вакуумным условиям, сравнительной простоте оборудования и высокому времени непрерывной работы – источники с плазменным катодом составляют достойную альтернативу термокатодным источникам. Использованию плазменных электронных источников для обработки металлических материалов посвящено достаточно большое число работ [219-222], вместе с тем возможности электронно-лучевой обработки гораздо шире и могут охватить помимо проводящих металлических материалов также и диэлектрики. Как показано в предыдущей главе, генерация электронного пучка и облучение диэлектриков в форвакуумной области давлений позволяет избежать накопления заряда на облучаемом изделии, благодаря чему практически вся мощность электронного пучка идет на нагрев материала. Отсутствие накопления заряда не избавляет от необходимости более медленного нагрева диэлектриков по сравнению с металлами, что связано с более низким значением коэффициента теплопроводности. Однако избавляет от необходимости принятия специальных мер по снятию заряда и повышает эффективность обработки. В этом плане электронно-лучевая обработка диэлектриков в форвакууме по сути ненамного отличается от обработки металлов. В данной главе представлены результаты использования разработанных плазменных электронных источников для обработки диэлектрических материалов. Основное внимание уделено различным типам технической керамики. Результаты исследований, приведенные в данной главе, опубликованы в [223–252].

5.1 Электронно-лучевая сварка керамических материалов

Развитие науки техники все больше стимулирует создание и развитие новых отраслей в промышленности, новых механизмов и приборов, а также матери-

алов с улучшенными, а зачастую новыми характеристиками. К таким материалам достаточно давно относится и техническая керамика, включающая в себя весьма обширный круг искусственно синтезированных при определенных условиях термообработки керамических материалов, химический и фазовый состав которых зависит от области применения того или иного изделия. Технология получения изделий из технической керамики в настоящее время достаточно хорошо развита, она включает в себя подготовку (измельчение) исходных порошков, формирование подготовленной массы в изделие специальными методами (прессование), обжиг различными методами с контролем газовой атмосферы. На стадии обжига изделия неизбежно возникает усадка, которая может достигать 15 %. Несмотря на контроль изменения размеров обжигаемых изделий, наличие усадки препятствует созданию деталей сложной формы, либо содержащих полости. Такие детали изготавливаются путем соединения из отдельных частей, прочностные свойства в таком случае будут определяться характеристиками используемого способа соединения, а это, как правило, различные клеи. Использование электронного пучка для соединения керамических деталей может являться альтернативой склеиванию, причем при таком методе нет необходимости использования дополнительных материалов.

Как было показано в предыдущей главе, при облучении изолированной металлической мишени электронным пучком в диапазоне давлений 5 – 15 Па (форвакуум) благодаря ионизации газа и образования пучковой плазмы на мишени не происходит накопление отрицательного заряда за счет его компенсации потоком ионов из этой плазмы. На рисунке 5.1 представлена фотография кварцевой пластинки, подвергающейся облучению ленточным электронным пучком в форвакуумной области давлений. Несмотря на то, что электронный пучок попадает на непроводящую мишень, его траектория остается прямолинейной как до, так и после прохождения плоскости пластинки. Кроме того, взаимодействие электронов пучка с кварцем приводит к его плавлению именно в области попадания электронного пучка.

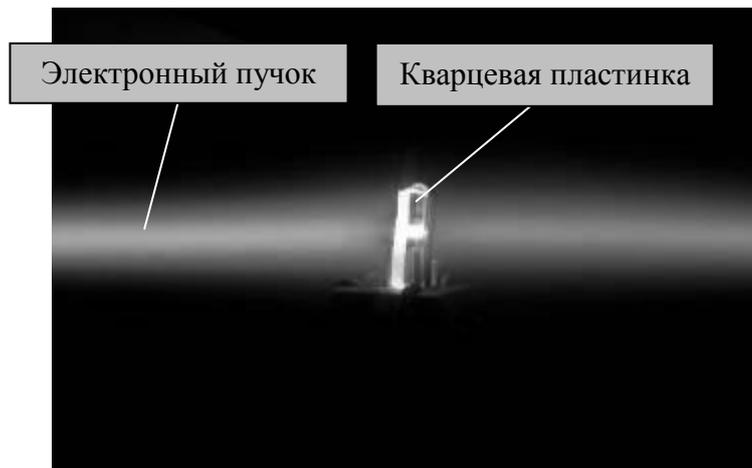


Рисунок 5.1 – Облучение кварцевой пластинки ленточным электронным пучком при давлении 8 Па. Ускоряющее напряжение 4 кВ, ток пучка 300 мА.

Таким образом, электронно-лучевая обработка диэлектриков и металлов в указанном диапазоне давлений не должна иметь существенных различий. В данном разделе представлены результаты экспериментального исследования возможности электронно-лучевой плавки и сварки различных типов керамики.

5.1.1 Техника и методика эксперимента

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 5.2. Основной элемент – источник узкофокусированного пучка электронов, конструкция и основные параметры которого описаны ранее. Электронный пучок направляется на обрабатываемый объект. При сварке керамических деталей трубчатой формы для предотвращения термомеханических напряжений применялся разогрев области, прилегающей к сварному шву, вторым электронным пучком, для генерации которого служил электронный источник, конструкция которого была аналогичной источнику, описанному выше, либо источник ленточного электронного пучка, рисунок 5.3. Второй источник формировал расфокусированный электронный пучок [253]. Это и обеспечивало разогрев области шириной несколько сантиметров. Необходимость такого разогрева была обусловлена стремлением избежать растрескивания керамики.

Для исследования формы и глубины проплава плоские образцы керамики подвергались облучению сфокусированным электронным пучком различной мощности и с различным временем экспозиции. После охлаждения образцы извлекались из вакуумной камеры и разрезались по переплавленной области. Наблюдение поперечного разреза в оптическом микроскопе МБС-10 позволяло измерить глубину h и диаметр d расплавленной зоны. Сравнение структуры переплавленного и исходного материала проводилось наблюдением шлифа области переплава в растровом электронном микроскопе Hitachi TM-1000. Сваренные образцы проверялись на стойкость к термоциклированию и на механическую прочность на излом.

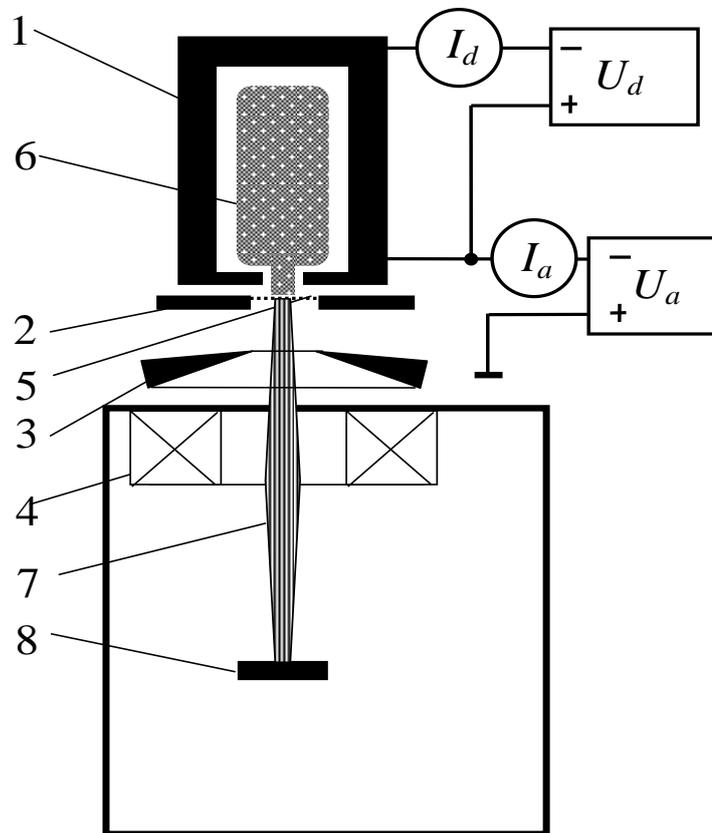


Рисунок 5.2 – Схема экспериментальной установки. 1 – полый катод, 2 – анод, 3 – эмиссионное окно, 4 – эмиссионная плазма, 5 – ускоряющий электрод, 6 – электронный пучок, 7 – магнитная фокусирующая система, 8 – обрабатываемая деталь. U_d , U_a – источники питания разрядного и ускоряющего промежутков.

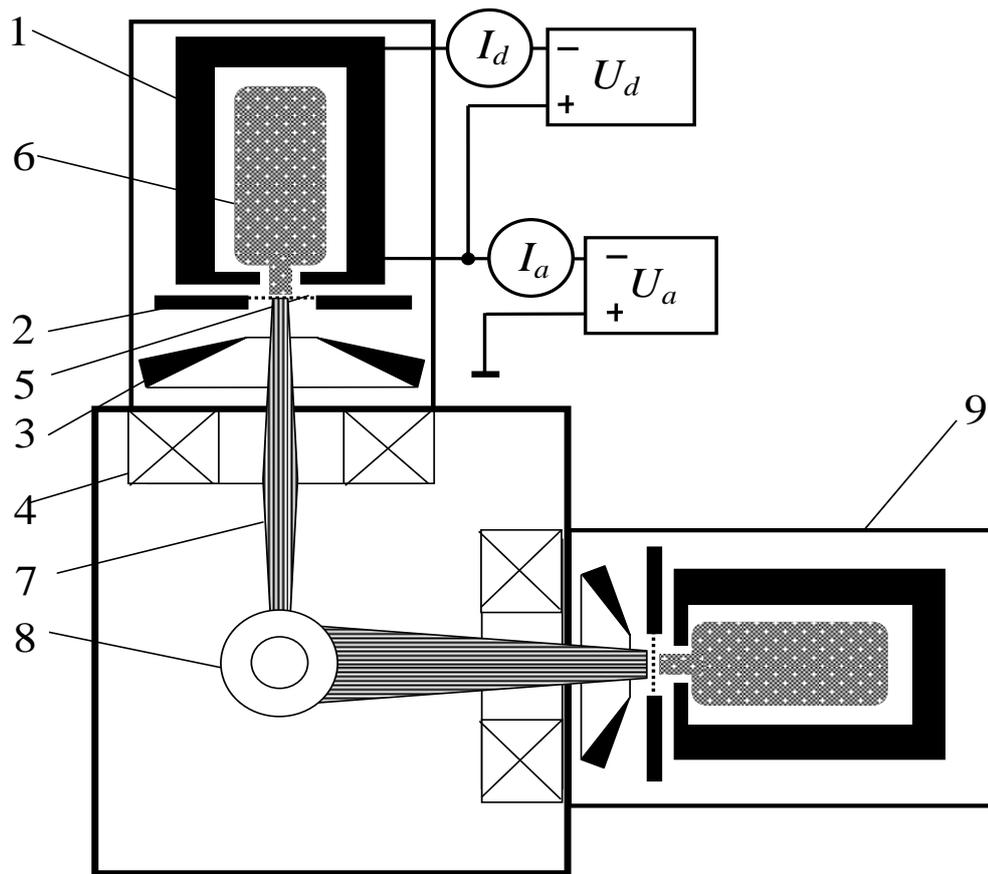


Рисунок 5.3 – Схема установки для сварки керамических труб 1 – полый катод, 2 – анод, 3 – эмиссионное окно, 4 – эмиссионная плазма, 5 – ускоряющий электрод, 6 – электронный пучок, 7 – магнитная фокусирующая система, 8 – обрабатываемая деталь, 9 – источник подогревного электронного пучка. U_d , U_a – источники питания разрядного и ускоряющего промежутков [254].

Термоциклирование проводилось путем нагрева образцов в муфельной печи с последующим выкладыванием на металлическую плиту. Испытания на механическую прочность осуществлялись на разрывной машине 2167 Р-50 методом трехточечного изгиба.

5.1.2 Результаты электронно-лучевой сварки керамики

Электронно-лучевому облучению подвергались пластинки различной толщины из керамики на основе талькошамотной смеси, фарфора, а также алюмооксидной керамики марки ВК94-1 (22ХС), ВК95-1. Исследование зависимости фор-

мы и глубины проплава (рис. 5.4) в поперечных шлифах под воздействием электронного пучка показало, что с увеличением времени облучения глубина h проплава возрастает, рисунок 5.5 [255].

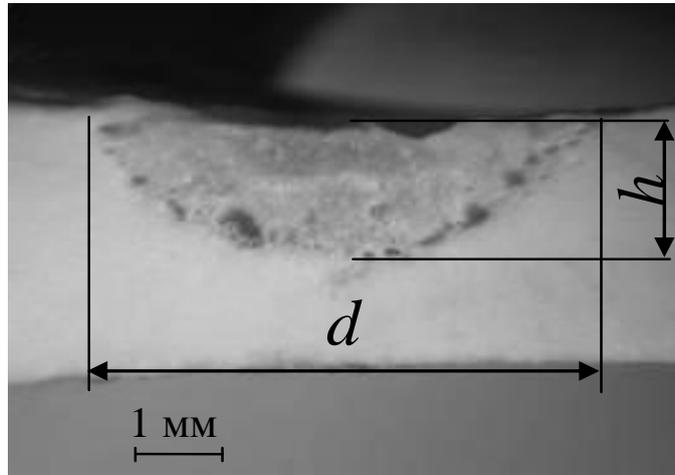


Рисунок 5.4 – Фотография шлифа переплавленной области керамики ВК95-1. Диаметр пучка – 4 мм, плотность мощности – 8 кВт/см².

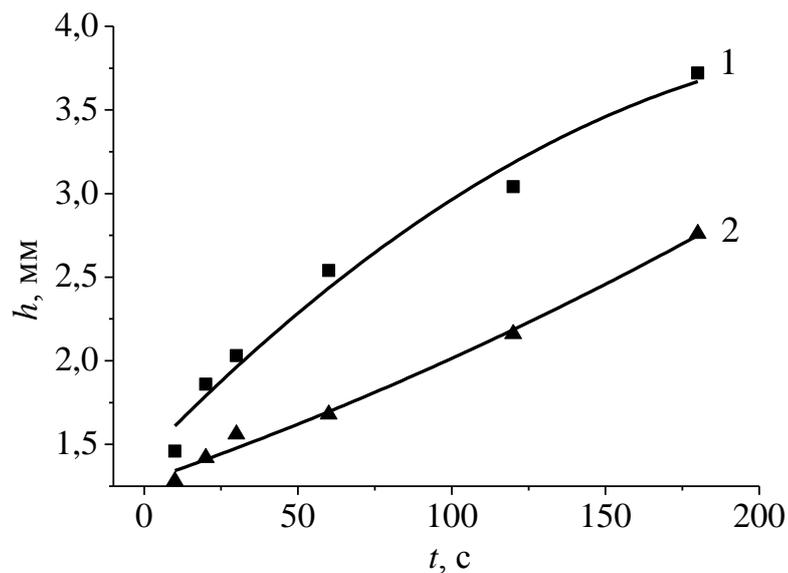


Рисунок 5.5 – Зависимость глубины проплава от времени. Плотность мощности электронного пучка 2 кВт/см².

Одновременно возрастает и отношение глубины h проплавленной области к ее диаметру d (рисунок 5.6).

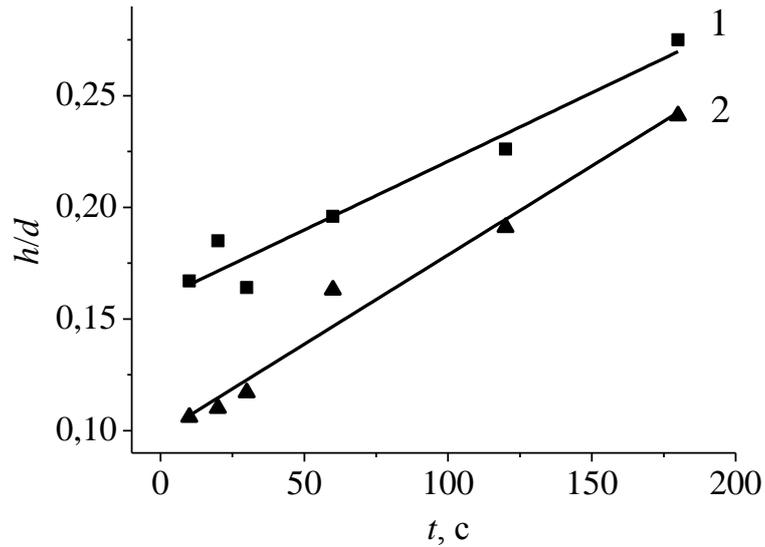


Рисунок 5.6 – Отношение глубины h к диаметру d проплава от времени для различных типов керамик: 1 – ВК94-1, 2 – ВК95-1. Плотность мощности пучка 2 кВт/см².

Величина h возрастает и с повышением мощности пучка (рисунок 5.7). Причем для двух типов керамик эти зависимости различаются. При одинаковых значениях времени облучения и удельной мощности, для материала ВК94-1 глубины проплавления заметно выше. Однако с повышением мощности глубина проплава для материала ВК95-1 растет быстрее.

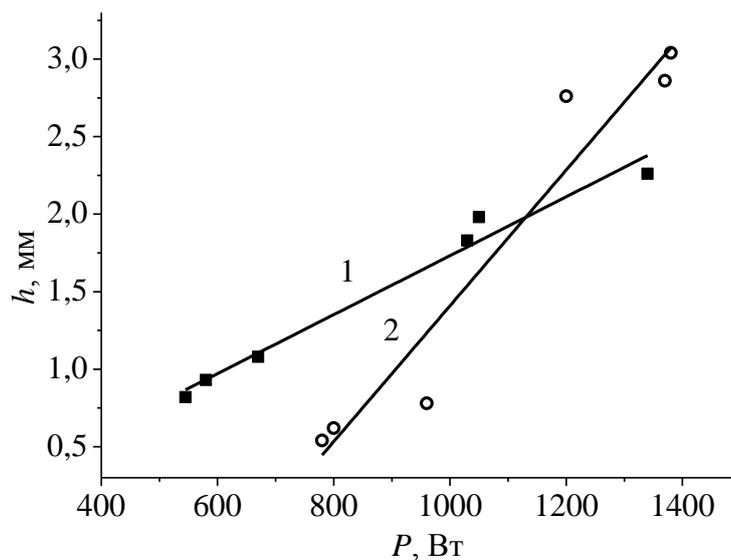


Рисунок 5.7 – Зависимость глубины проплава от мощности пучка ($d=8$ мм, $t=30$ с), 1 – ВК94-1, 2 – ВК95-1

В то же время эти различия могут найти объяснение, если учесть различие в теплопроводности, поскольку известно, что теплопроводность растет по мере увеличения в керамике доли Al_2O_3 [256].

Во всех экспериментах диаметр d расплавленной области превышал диаметр пучка и возрастал с течением времени, причем отношение h/d всегда было меньше единицы [257]. Попытки реализовать «кинжальное проплавление», т.е. сделать $h/d \gg 1$ путем увеличения плотности мощности в пучке привели к образованию сквозных отверстий из-за вскипания расплава и его интенсивного испарения, рисунок 5.8.

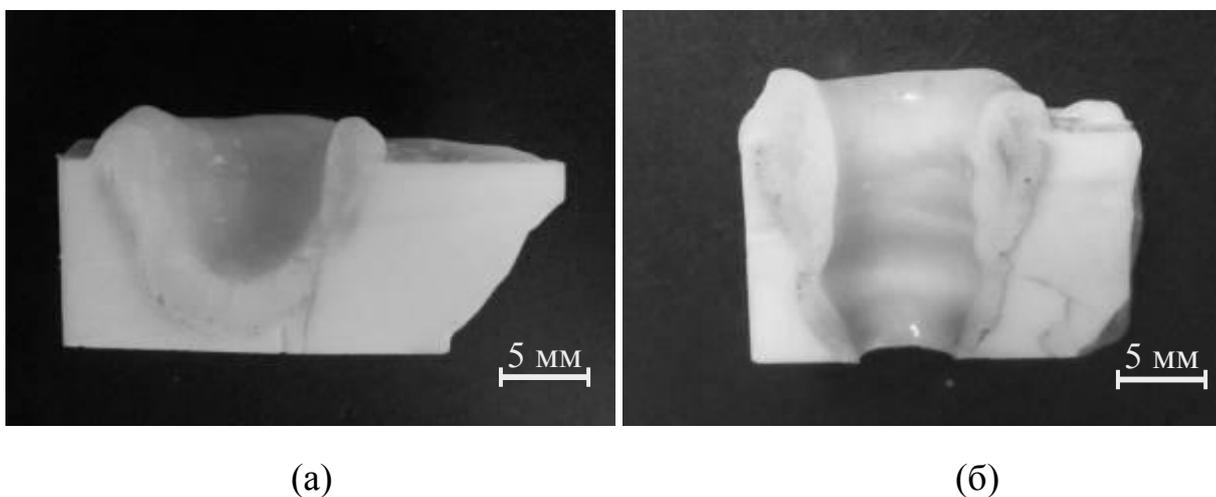
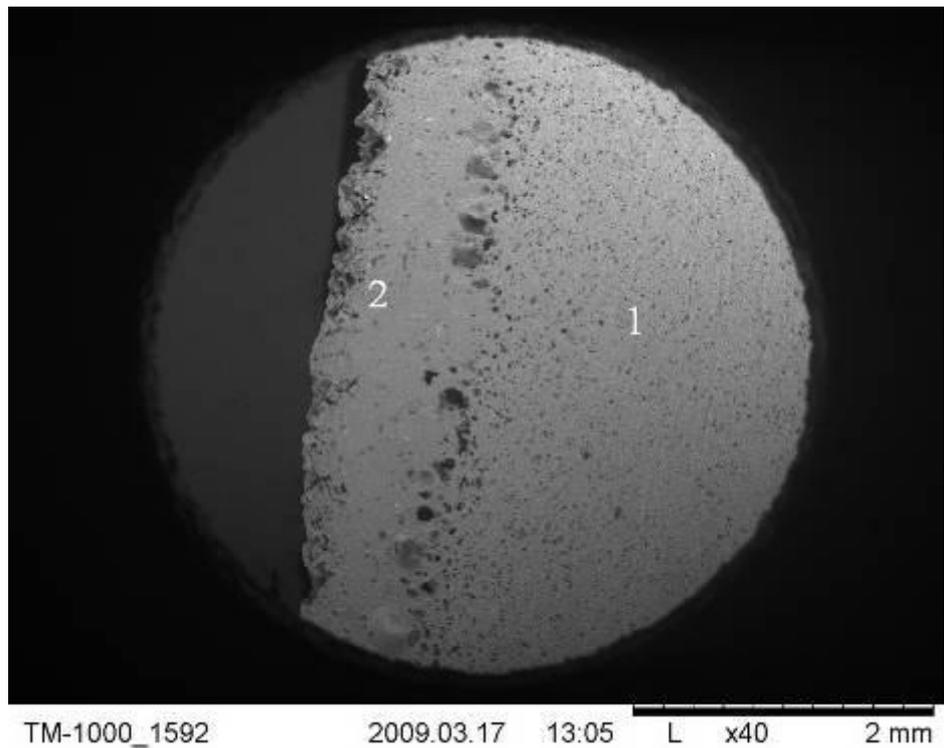


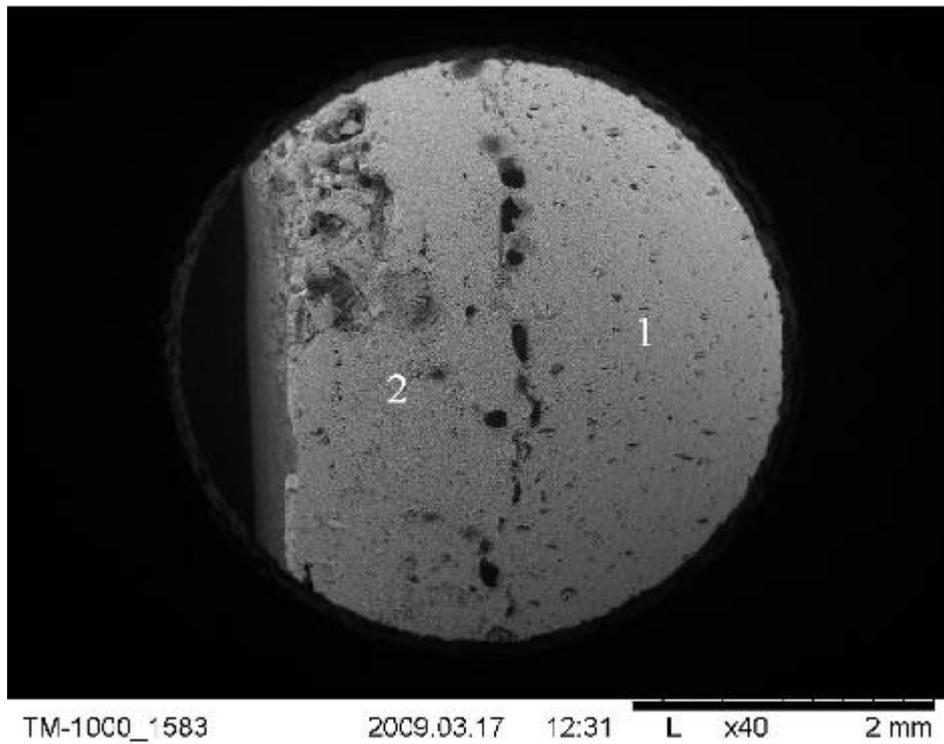
Рисунок 5.8 – Поперечный срез области электронно-лучевого воздействия на керамику ВК94-1. Диаметр пучка 3 мм, плотность мощности 17 кВт/см². Длительность облучения 4 мин (а), 8 мин (б) [258].

5.1.3. Структура переплавленной области

Фотографии микрошлифов, полученные с помощью сканирующего микроскопа Hitachi TM-1000, указывают на заметное уменьшение пористости структуры после переплава (рисунок 5.9).



(a)



(б)

Рисунок 5.9 – Микрошлифы керамик: а) ВК94-1, $P_{y0} = 1.5 \text{ кВт/см}^2$, $t = 20 \text{ с}$; б) ВК95-1, $P_{y0} = 1.6 \text{ кВт/см}^2$, $t = 20 \text{ с}$. 1 – исходный материал, 2 – переплавленная область.

В то же время на границе переплавленной и исходной керамики оказываются сосредоточенными крупные поры. Это дает основания предположить, что прочность сварного шва определяется именно этой границей. Анализ спектров рентгеновской дифракции позволил прийти к выводу об обострении пиков, что может свидетельствовать об укрупнении размеров кристаллических областей после переплава керамики. Микрофотографии переплавленной и исходной поверхностей керамик ВК95-1 и ВК94-1 (рисунок 5.10) могут служить подтверждением выдвинутому предположению.

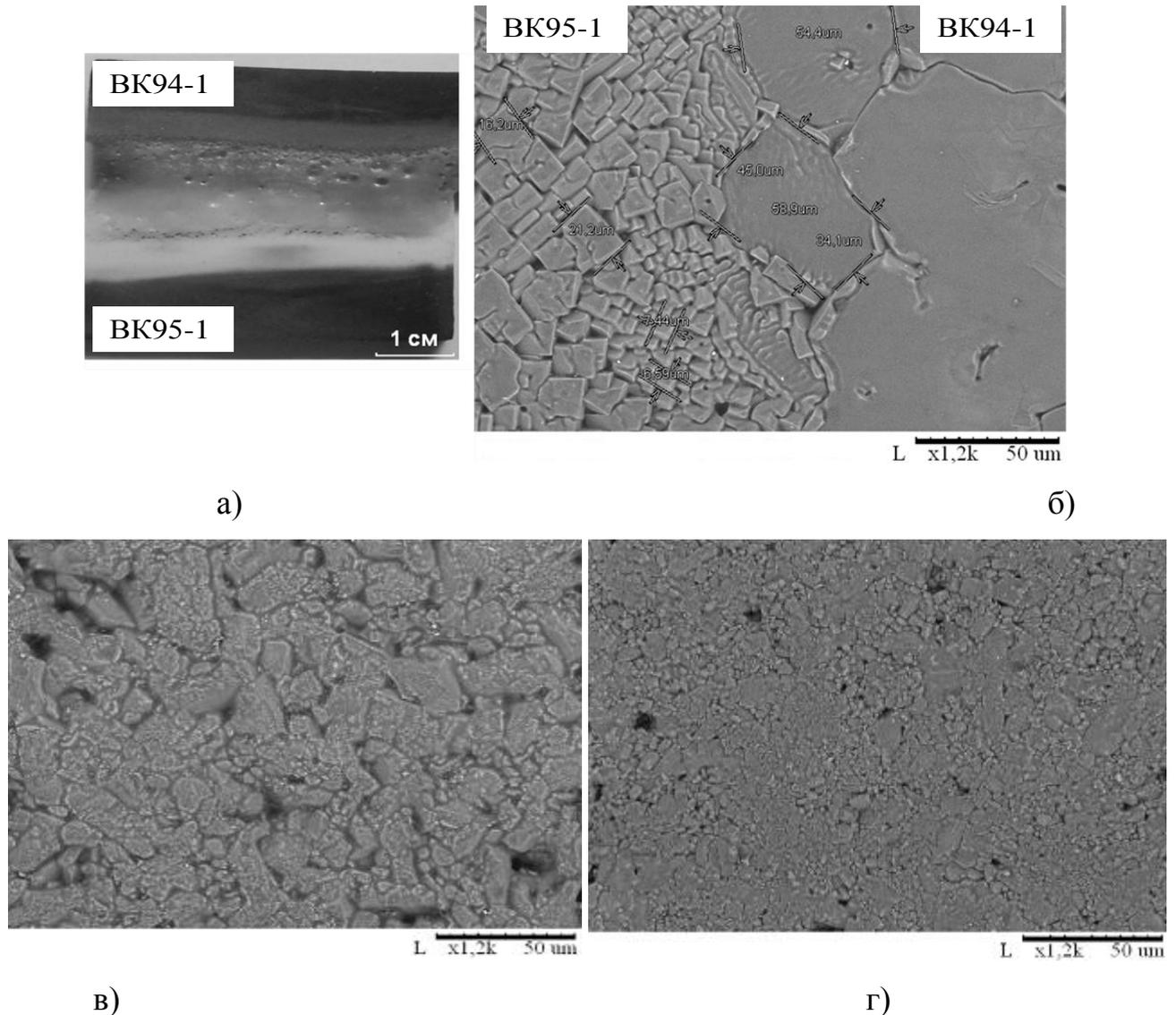


Рисунок 5.10 – Сварной образец двух керамик (VK95-1 – VK94-1) сваренный пучком с удельной мощностью $P_{уд}=950 \text{ Вт/см}^2$: а) фотография сварного шва; б) микрошлиф оплавленной области: VK95-1, VK94-1; микрошлиф неоплавленной области: в) VK95-1, г) VK94-1

Этот результат прямо противоположен наблюдавшемуся в [259] измельчению структуры, происходящему при импульсной обработке керамики с высокими скоростями нагрева и охлаждения и, видимо, является особенностью облучения керамики в форвакууме.

Облучение керамических трубок непрерывным электронным пучком позволило осуществить их сварку, последовательность операций представлена на рисунке 5.11 а–г.

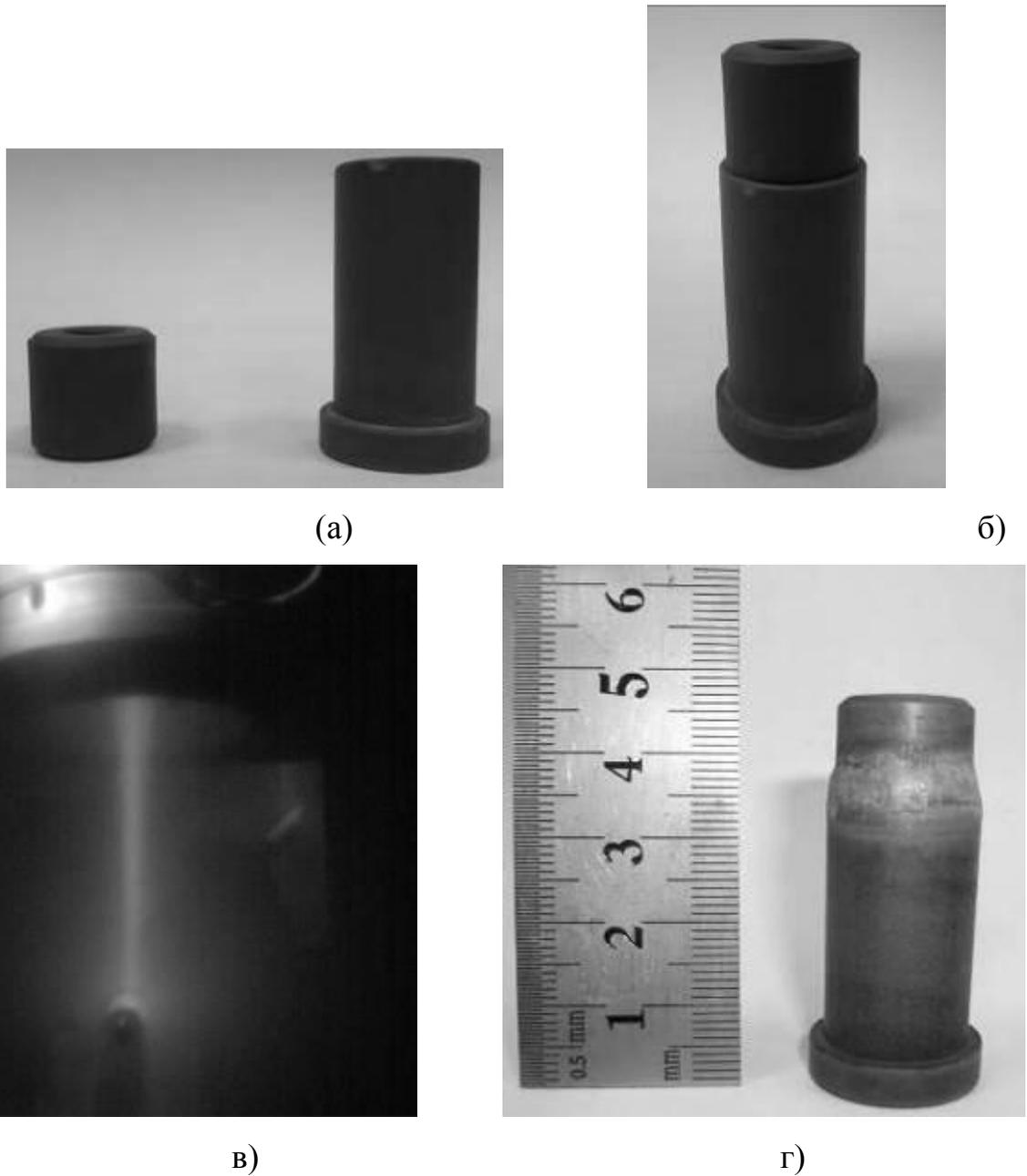


Рисунок 5.11 – Процесс сварки керамических трубок из ВК94-1: а, б – подготовленные и состыкованные образцы, в – процесс нагрева электронным пучком, г – образцы после сварки.

Очищенные и обезжиренные торцы (рисунок 5.11 а) образцов стыковались (рисунок 5.11 б), фиксировались во вращающем устройстве и помещались в вакуумную камеру. Камера откачивалась до давления $8 \div 10$ Па, промывалась инертным газом в течение 5 минут, после чего включался электронный источник (рисунок 5.11 в). С целью минимизации термомеханических напряжений возникающих в области, прилегающей к стыку свариваемых деталей, ее нагрев проводился равномерно в течение 10–15 минут (в зависимости от размеров деталей). Плотность мощности электронного пучка при прогреве изменялась от 200 Вт/см^2 до 1500 Вт/см^2 . Электронно-лучевая сварка осуществлялась сфокусированным электронным пучком при плотности мощности на мишени $2000\text{--}2500 \text{ Вт/см}^2$. Режимы сварки приведены в таблице 5.2.

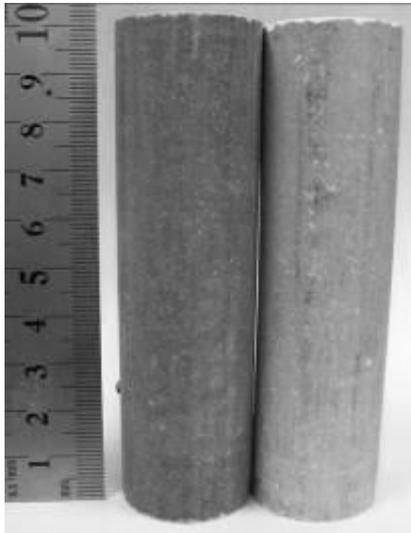
По окончании процесса сварки плотность мощности пучка снижалась. Скорости нагрева и остывания выдерживалась равными друг другу. Дальнейшее остывание происходило в течение 10–15 минут в вакуумной камере без ассистирования электронным пучком. Оптимальные режимы сварки представлены в таблице 5.2.

Таблица 5.2 – Режимы сварки изделий из алюмооксидной керамики.

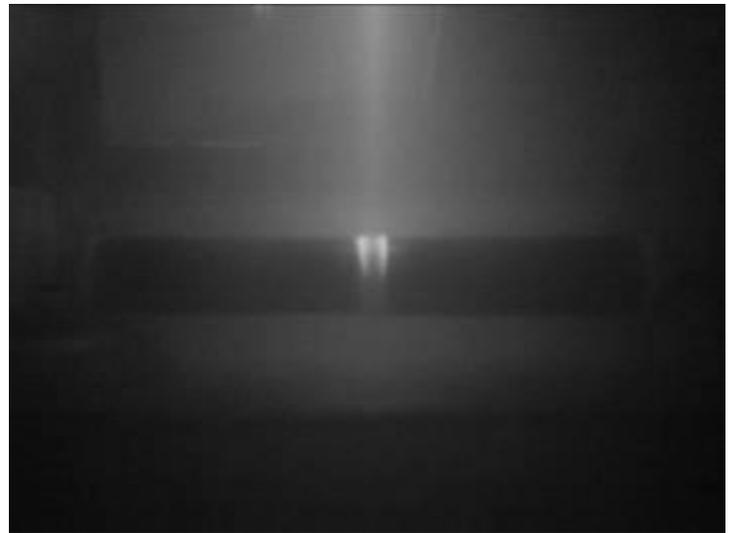
ВК94-1	Ток пучка, А /напряжение, кВ	Время, мин	Ток фокуси- ровки луча, мА	Скорость пе- ремещения лу- ча по шву, мм/с
Прогрев	0,4/(3–5)	10	0,08	2
Сварка	0,4/6	3	0,12	0,95
Охлаждение	0,4/(6–2)	30	0,09	1,5
ВК95-1	Ток пучка, А /напряжение, кВ	Время, мин	Ток фокуси- ровки луча, мА	Скорость пе- ремещения луча по шву, мм/с
Прогрев	0,4/(3–5)	12	0,08	2,2
Сварка	0,4/7	3	0,12	0,9
Охлаждение	0,4/(6–2)	30	0,09	1,7

При использовании различных вариантов закрепления образцов осуществлялась сварка керамических деталей разных форм и размеров. Примеры сварки труб приведены на рисунках 5.12 – 5.14.

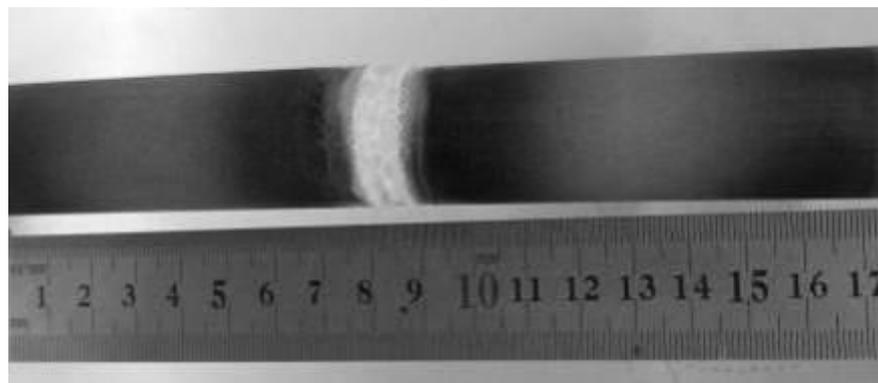
Сваренные образцы были испытаны на устойчивость к термоциклированию. Для этого они помещались в печь и нагревались от $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $900\text{ }^{\circ}\text{C}$ за 2.5 часа. Затем осуществлялся цикл, включающий в себя: выдержку при $900\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение 20 мин, охлаждение на металлической плите до $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, помещение в печь при температуре $600\text{ }^{\circ}\text{C}$, нагрев до $900\text{ }^{\circ}\text{C}$ за 1 час. Плоские и трубчатые образцы обоих типов керамик выдержали десять циклов «нагрев – охлаждение» без появления трещин в сварном шве.



а)



б)

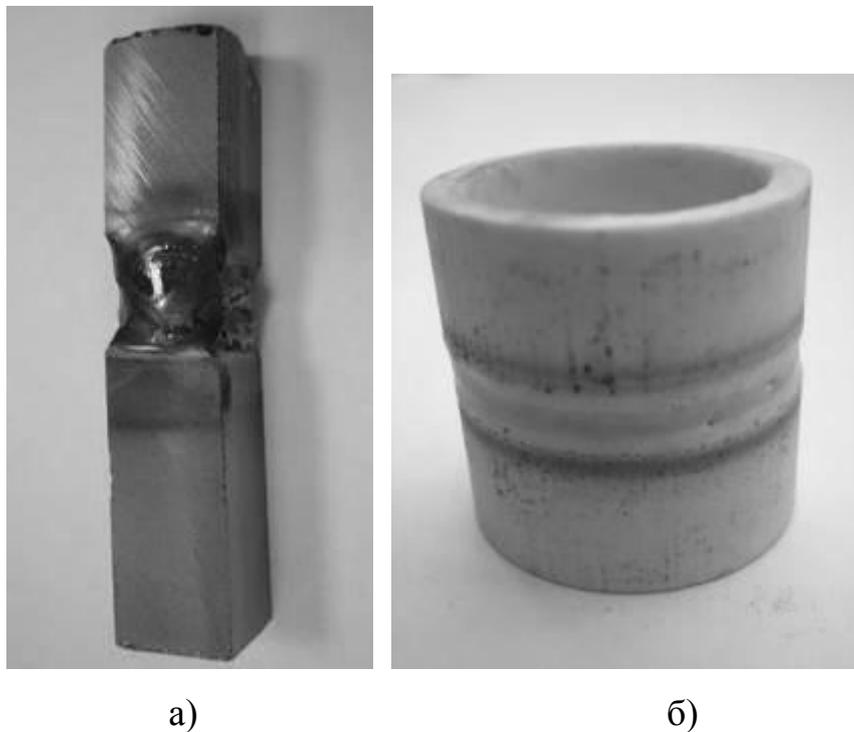


в)

Рисунок 5.12 – Образец керамики на основе талько–шамотной смеси сваренный пучком с удельной мощностью $P_{уд}=660\text{ Вт/см}^2$: а) начальные образцы; б) процесс охлаждения; в) сварной образец.



Рисунок 5.13 – Керамические трубки, сваренные под углом 90 градусов



а)

б)

Рисунок 5.14 – Результат электронно-лучевой сварки: а – кремний, б – трубки из керамики ВК94-1

Измерения прочности на излом производились на разрывной машине 2167 Р-50. Расстояние между опорами 50 мм, скорость нагружения 10 мм/мин. Для керамики ВК94-1 прочность сваренных образцов составила (66 ± 5) МПа, в то время как для исходного материала эта величина равнялась (136 ± 11) МПа. Разрушение происходило, как правило, по границе между переплавленной областью и исход-

ным материалом. Электронно-лучевая сварка трубчатых деталей позволяла получать соединения, остающиеся герметичными вплоть до 10^{-3} Па, что свидетельствует о вакуумной плотности сварного соединения.

5.1.4 Расчет температурного поля в керамическом материале при его облучении ленточным электронным пучком

Задача нахождения вида температурного поля в керамике при ее облучении пучком электронов была решена с использованием модели, основные положения которой состоят в следующем. Облучаемый образец имеет форму полуцилиндра, длина L которого много больше радиуса R_2 (рисунок 5.15). Образец облучается со стороны плоской части электронным пучком ленточной конфигурации ширины L с постоянной по сечению плотностью тока.

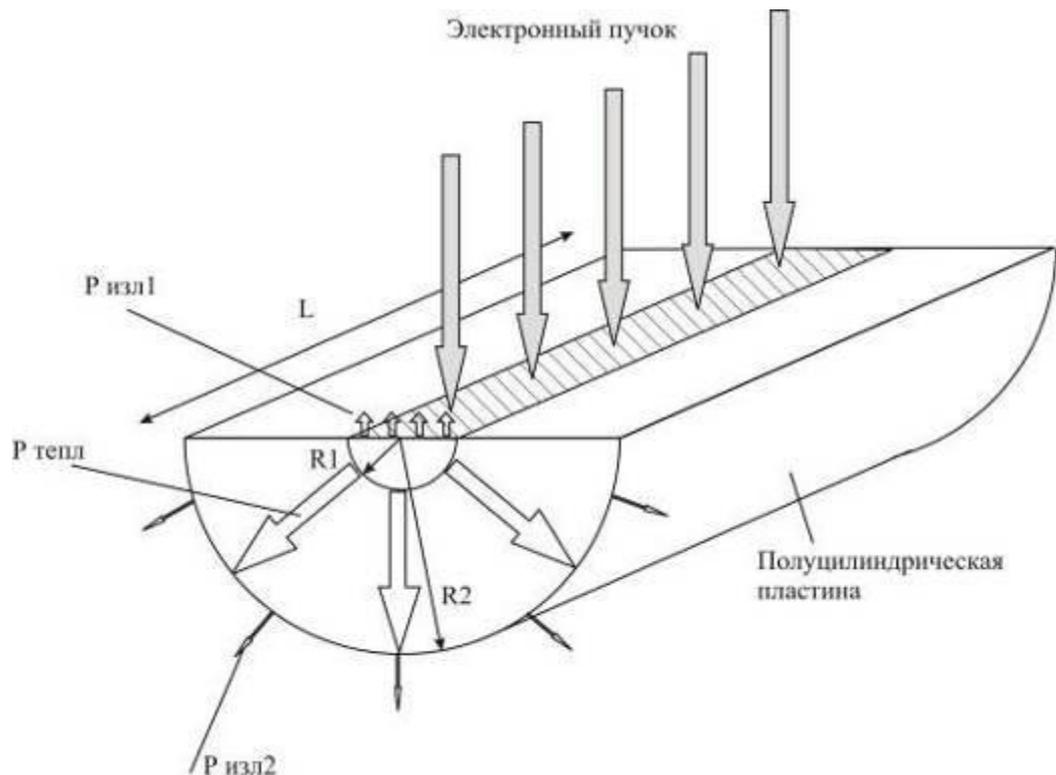


Рисунок 5.15 – Модель для расчёта температурного поля в облучаемом образце.

Толщина пучка $2R_1$. В стационарном состоянии баланс мощностей установ-

ливается за счет излучения с поверхностной полосы шириной $2R_1$, имеющей температуру T_1 , и теплопроводности от зоны облучения к границе цилиндра. При этом предполагается, что источник тепла – полуцилиндрическая поверхность радиуса R_1 , имеющая температуру T_1 .

Тепло, подведенное за счет теплопроводности к границе радиусом R_2 , излучается этой границей в вакуум, причем эта граница обладает температурой T_2 . Схема, иллюстрирующая рассматриваемую модель, представлена на рисунке 5.15.

Указанные допущения позволяют записать выражение для мощности, излучаемой плоской частью образца площадью $2 \times L \times R_1$:

$$P_{изл1} = \alpha \cdot \sigma \cdot T_1^4 \cdot 2 \cdot L \cdot R_1, \quad (5.1)$$

где α – коэффициент поглощения;

σ – постоянная Стефана - Больцмана ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$);

λ – коэффициент теплопроводности, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$;

T_1 – температура на передней стенке образца, К.

Мощность, отводимая от передней стенки за счет теплопроводности, может быть оценена выражением:

$$P_{тепл} = \lambda \cdot \frac{\pi \cdot L}{\ln(R_2/R_1)} \cdot (T_1 - T_2), \quad (5.2)$$

Наконец мощность, излучаемую цилиндрической стенкой образца, запишем как

$$P_{изл2} = \alpha \cdot \sigma \cdot T_2^4 \cdot \pi \cdot L \cdot R_2, \quad (5.3)$$

где T_2 – температура задней стенки пластины, К.

Баланс мощностей представляется очевидным равенством:

$$P = \lambda \cdot \frac{\pi \cdot L}{\ln(R_2/R_1)} \cdot (T_1 - T_2) + \alpha \cdot \sigma \cdot T_1^4 \cdot 2 \cdot L \cdot R_1 \quad (5.4)$$

P – мощность пучка без учета потерь на отраженные электроны.

В соответствии с допущениями модели приравняем (5.2) и (5.3) и выразим из полученного равенства температуру T_1 через температуру T_2 :

$$T_1 = T_2 \cdot \left(1 + 2 \frac{1}{\lambda \cdot \pi} \cdot \alpha \cdot \sigma \cdot T_2^3 \cdot R_2 \cdot \ln(R_2/R_1) \right) \quad (5.5)$$

Подставив полученную формулу в (5.4), получим выражение, связывающее мощность пучка P и температуру цилиндрической (задней) стенки образца:

$$P = \frac{L}{\ln(R_2/R_1)} \left[\lambda \cdot \pi + 2 \cdot \alpha \cdot \sigma \cdot T_2^3 \cdot R_2 \cdot \ln(R_2/R_1) \right] T_2 + \\ + \alpha \cdot \sigma \cdot \left\{ T_2 \cdot \left[1 + \frac{1}{\lambda \cdot \pi} 2 \cdot \alpha \cdot \sigma \cdot T_2^3 \cdot R_2 \cdot \ln(R_2/R_1) \right] \right\}^4 \cdot 2 \cdot L \cdot R_1 \quad (5.6)$$

Поделив (5.6) на площадь поперечного сечения пучка ($2 \times L \times R_1$) получим выражение для удельной мощности:

$$P = \frac{1}{2 R_1 \ln(R_2/R_1)} \left[\lambda \cdot \pi + 2 \cdot \alpha \cdot \sigma \cdot T_2^3 \cdot R_2 \cdot \ln(R_2/R_1) \right] T_2 + \\ + \alpha \cdot \sigma \cdot \left\{ T_2 \cdot \left[1 + \frac{1}{\lambda \cdot \pi} 2 \cdot \alpha \cdot \sigma \cdot T_2^3 \cdot R_2 \cdot \ln(R_2/R_1) \right] \right\}^4 \quad (5.7)$$

Понятно, что более полезным для решения поставленной задачи было бы выражение, связывающее подводимую мощность с температурой T_1 . Получить такое выражение явно не удастся в силу невозможности выразить T_2 из (5.5). Тем не менее, связь между P и T_1 была установлена совместным рассмотрением (5.7) и (5.5). Полагая теперь в (5.2) вместо R_2 текущий радиус r , а вместо T_2 температуру T , соответствующую этому радиусу, можем получить зависимость T от r , что с учетом принятых допущений и есть температурное поле. На рисунках 5.16 – 5.19 приведены зависимости $T(r)$ для двух типов материалов с различными значениями коэффициентов теплопроводности λ : 18 Вт/К·м (рисунки 5.16–5.17) и 2,3 Вт/К·м (рисунки 5.18–5.19). Первая величина примерно соответствует алюмооксидной керамике типа ВК95-1, вторая – рыхлой керамике на основе талько-шамотной смеси. Результаты расчетов показывают, что величина перепада температур по

толще материала определяется главным образом коэффициентом теплопроводности λ материала. Для материала с $\lambda=18$ Вт/К·м (рисунок 5.16) перепад температур на толщине 9 мм составляет $30\div 40$ °С, в то время как для материала с $\lambda=2,3$ Вт/К·м (рисунок 5.17) этот перепад равен $300\div 700$ °С.

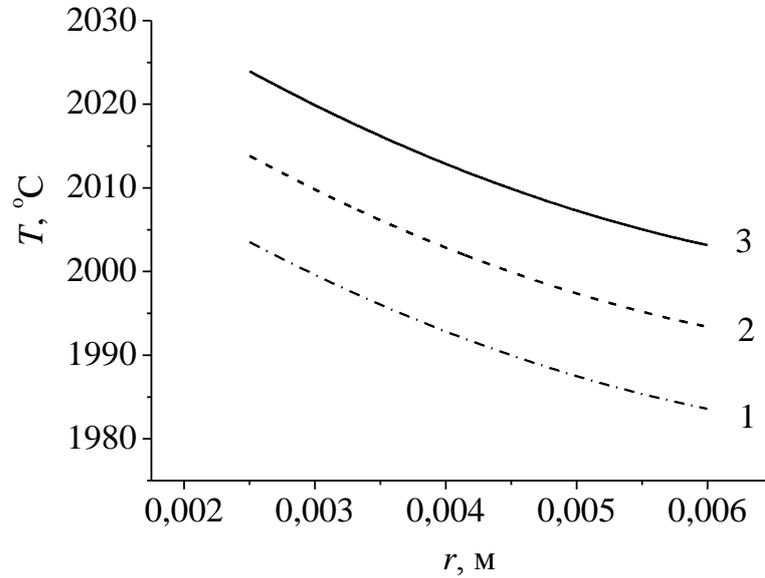


Рисунок 5.16 – Распределение температуры T по радиусу полуцилиндрического образца ВК94-1. Плотность мощности пучка: 1 – 25 Вт/см²; 2 – 27 Вт/см²; 3 – 34 Вт/см². Радиус полуцилиндрического образца 6 мм.

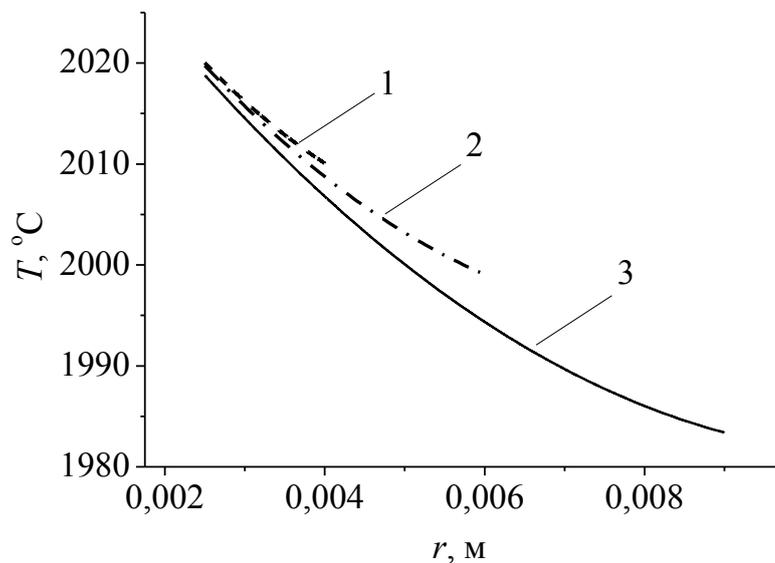


Рисунок 5.17 – Распределение температуры T по радиусу полуцилиндрического образца ВК95-1. Размер образца: 1 – 4 мм; 2 – 6 мм; 3 – 9 мм. Плотность мощности 34 Вт/см².

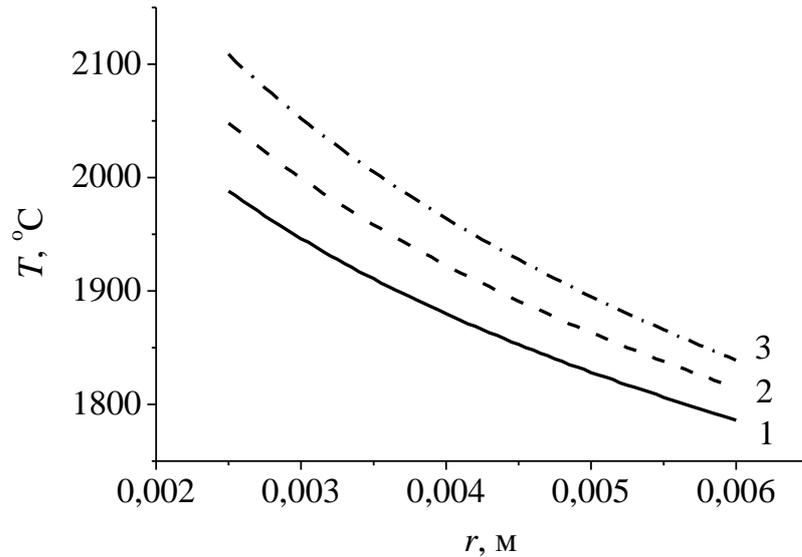
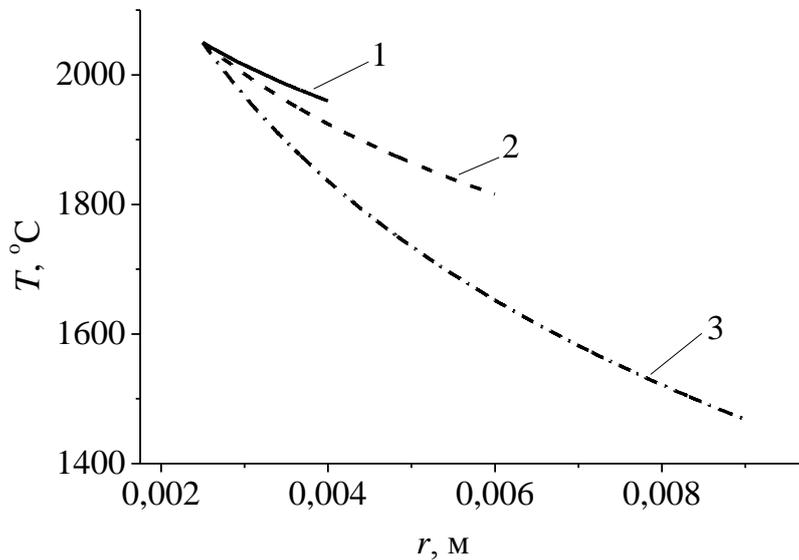


Рисунок 5.18 – Распределение температуры T по радиусу полуцилиндрического образца керамики на основе талько-шамотной смеси. Плотность мощности пучка: 1 – 34 Вт/см²; 2 – 40 Вт/см²; 3 – 90 Вт/см². Радиус полуцилиндрического образца 6 мм.



б)

Рисунок 5.19 – Распределение температуры T по радиусу полуцилиндрического образца керамики на основе талько-шамотной смеси. Размер образца: 1 – 4 мм; 2 – 6 мм; 3 – 9 мм. Плотность мощности 40 Вт/см².

Обращают на себя внимание сравнительно низкие значения плотности мощности в пучке (не более $0,1 \text{ кВт/см}^2$), требуемые для плавления керамики. Экспериментальные величины примерно на порядок выше. Это может объясняться двумя обстоятельствами. Первое: задача решена для условия полного отсутствия потерь тепла облучаемым образцом путем теплопроводности. Скорее всего, такие потери есть через элементы крепления образца. Второе: в эксперименте нагрев производился в нестационарных условиях, т.е. облучение прекращалось до установления стационарного температурного поля. Тем не менее, полученные расчетные распределения полезны для понимания различий в распределении температур, как в разных диэлектрических материалах, так и в разных материалах вообще, например, диэлектриках и металлах.

Таким образом, электронно-лучевое облучение в форвакуумной области давлений позволяет сваривать керамические материалы. При сварке керамики качество сварного шва в значительной степени определяется режимами нагрева и, в особенности, охлаждения. Керамические детали небольших (не более 20 мм) размеров могут быть сварены при равномерном нагреве в течение не менее 10 мин и равномерном охлаждении в течение 30 мин. Сварка более крупных деталей может быть проведена с применением дополнительного расфокусированного пучка, роль которого состоит в прогреве области, прилегающей к сварному шву.

5.1.5 Расчет температурного поля в керамическом материале при облучении цилиндрическим электронным пучком

Моделирование распределения тепла в объеме керамического материала при его облучении электронным пучком цилиндрической формы проводилось с целью определения геометрических размеров расплавленной области и ее зависимости от параметров электронного пучка. Сечение керамического материала в процессе электронно-лучевого облучения представлено на рисунке 5.20.

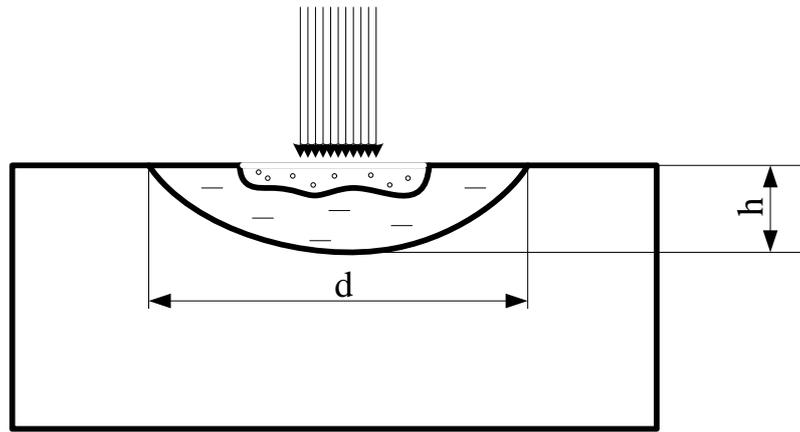


Рисунок 5.20 – К модели электронно-лучевого облучения керамики.

Под действием ускоренного потока электронов происходит интенсивный разогрев и плавление материала с образованием расплавленной ванны с максимальной глубиной h и диаметром d . Вследствие испарения часть материала из этой области удалена.

Глубина проникновения электронов в вещество определяется выражением Канайа-Окаяма [260]:

$$R_0 = \frac{0.0276 \cdot A \cdot E_0^{1.67}}{\rho \cdot Z^{0.889}}, \text{ мкм} \quad (5.8)$$

где Z – атомный номер,

A – атомный вес, г/моль,

ρ – плотность материала мишени, г/см³,

E_0 – энергия первичных электронов, кэВ.

Рассчитанные по (5.8) величины глубины проникновения электронов различных энергий для типов керамики, используемых в экспериментах, представлены на рисунке 5.21. Максимальное значение глубины проникновения не превышает 5 мкм.

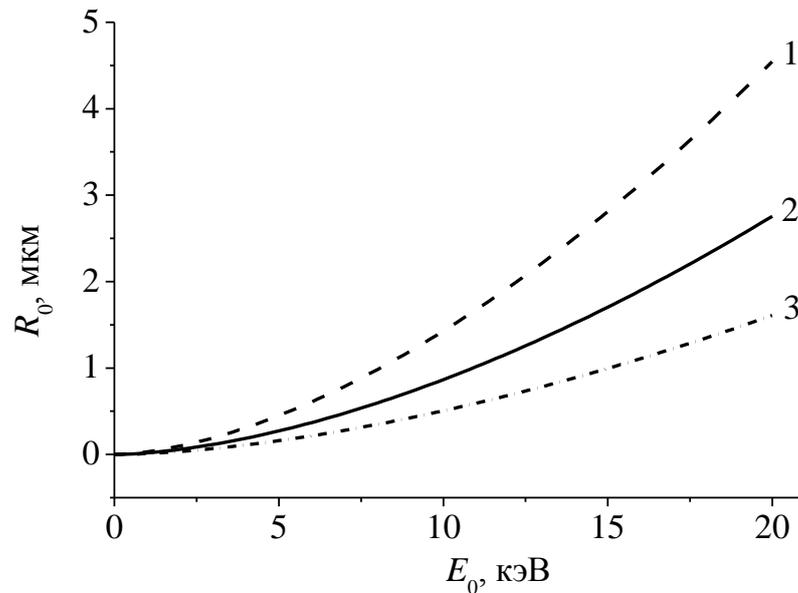


Рисунок 5.21 – Глубина проникновения электронов в различные материалы в зависимости от их энергии, 1 – SiO_2 , 2 – Al_2O_3 , 3 – ZrO_2 .

Для дальнейших расчетов при толщине облучаемого образца в несколько миллиметров, вполне обоснованно можно полагать источник тепла поверхностным. В качестве начальных условий примем, что температура образца во всем объеме – комнатная. Основными допущениями модели являются: отсутствие теплообмена с окружающей средой (процесс проводится в вакууме), а также отсутствие потерь обусловленных тепловым излучением, вследствие достаточно малого времени процесса.

Поскольку облучение производится электронным пучком круглого сечения, то имеет смысл рассматривать цилиндрическую осесимметричную задачу. Уравнение теплопроводности в этом случае можно записать следующим образом [261]:

$$\frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = \frac{\lambda}{C_v \rho_m} \left(\frac{\partial^2 T(r, z, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r, z, t)}{\partial z^2} \right) + \frac{E_s(r, z, t)}{C_v \rho_m}, \quad (5.9)$$

где λ – теплопроводность материала,

C_v – объемная теплоемкость материала,

ρ_m – плотность,

E_s – энергия источника тепла.

Энергия E_s источника тепла представляется в виде

$$E_s(r, z, t) = E_b(r, z, t) - E_{ph}(r, z, t), \quad (5.10)$$

где $E_b(r, z, t)$ – энергия, приносимая пучком,

$E_{ph}(r, z, t)$ – энергия, затрачиваемая на фазовые переходы.

В свою очередь E_{ph} может быть представлена выражением

$$E_{ph}(r, z, t) = L_m \cdot \beta(T(r, z, t) - T_m) + L_v \cdot \beta(T(r, z, t) - T_v), \quad (5.11)$$

где L_m – скрытая теплота плавления,

T_m , – температура плавления,

L_v , – скрытая теплота парообразования,

T_v – температура парообразования.

Функции $\beta(T - T_v)$ и $\beta(T - T_m)$ приравнивались нулю для всех $T \neq T_v$ или T_m и единице при $T = T_v$ или T_m .

Теплофизические параметры алюмооксидной керамики и технического фарфора представлены в таблице 5.3 [262, 263].

Таблица 5.3 – Теплофизические параметры используемых материалов

	Керамика на основе Al_2O_3	Электротехнический фарфор
ρ_m , кг/м ³	4000	2200
λ , Вт/(м·К)	5	2
C_v , Дж/(кг·К)	882	800
L_m , МДж/кг	1.1	1.8
T_m , °С	2050	1500
L_v , МДж/кг	4.8	1.3
T_v , °С	2980	1600

Поскольку энергия, приносимая электронным пучком, выделяется в тонком приповерхностном слое, то источник тепла можно считать плоским:

$$E_b(r, z, t) = \begin{cases} \frac{E_0}{\Delta} \cdot \frac{j_0}{e} \cdot t, & r \leq d_b / 2 \cup z = 0; \\ 0, & r > d_b / 2 \cap z > 0. \end{cases} \quad (5.12)$$

где Δ – тонкий слой, в котором выделяется вся энергия внедренных электронов.

Начальное условие имеет вид:

$$T(r, z, 0) = 20 \text{ } ^\circ\text{C}, \quad (5.13)$$

а граничные условия:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right|_{r=0} &= 0, & \left. \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right|_{r=R} &= 0, \\ \left. \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \right|_{z=0} &= 0, & \left. \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \right|_{z=Z} &= 0. \end{aligned} \quad (5.14)$$

Граничное условие на оси z вытекает из условия симметричности задачи, а остальные – из-за отсутствия теплообмена с окружающей средой, поскольку облучение производят в вакууме.

Уравнение (5.9) с начальными и граничными условиями (5.13) и (5.14) представляет нестационарную осесимметричную задачу теплопроводности в цилиндре конечных размеров с плоским поверхностным источником. Ввиду невозможности решения уравнения аналитическими методами из-за наличия функции β в (5.11) для решения уравнения использовался численный метод конечных разностей [264].

Результатом расчета построенной модели является распределение температурного поля в объеме образца, зависящее от трех координат: радиуса, глубины и времени. На рисунке 5.22 приведен пример температурного распределения при следующих технологических параметрах облучения алюмооксидной керамики: ускоряющее напряжение 10 кВ, ток пучка 0.1 А, диаметр пучка 4 мм, материал образца – алюмооксидная керамика марки ВК95-1, толщина образца – 5 мм.

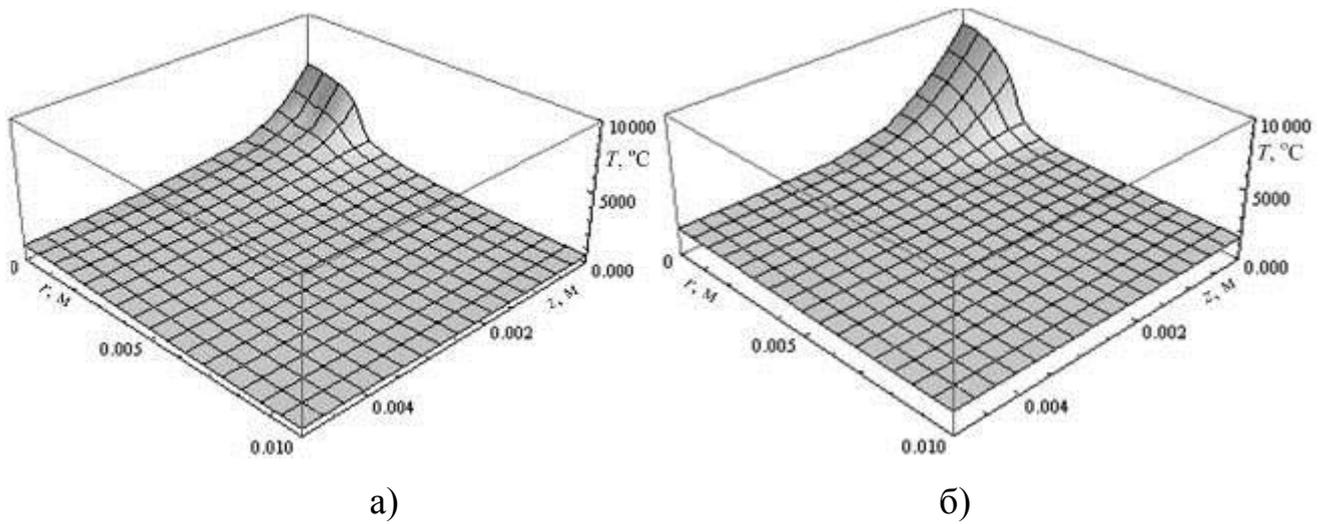


Рисунок 5.22 – Температурное поле в слое керамики для различных времен облучения: $a - t = 20$ с, $b - t = 60$ с.

Для оценки динамики процесса плавления алюмооксидной керамики удобнее использовать профиль распределения температуры по осям r и z (рисунки 5.23, 5.24).

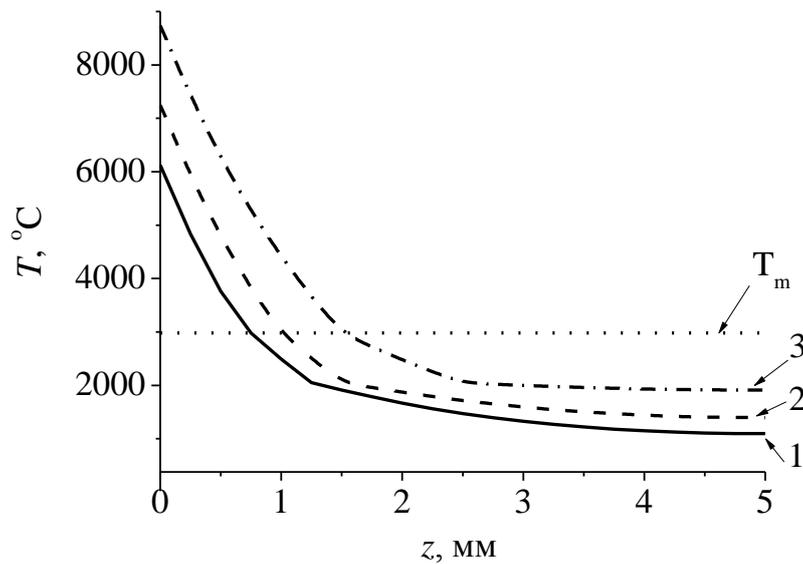


Рисунок 5.23 – Динамика увеличения температуры вдоль среза по оси z

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что область повышенных значений температуры сосредоточена в тонком приповерхностном слое и слабо расширяется с течением времени облучения, в то время как максимальная температура заметно растет.

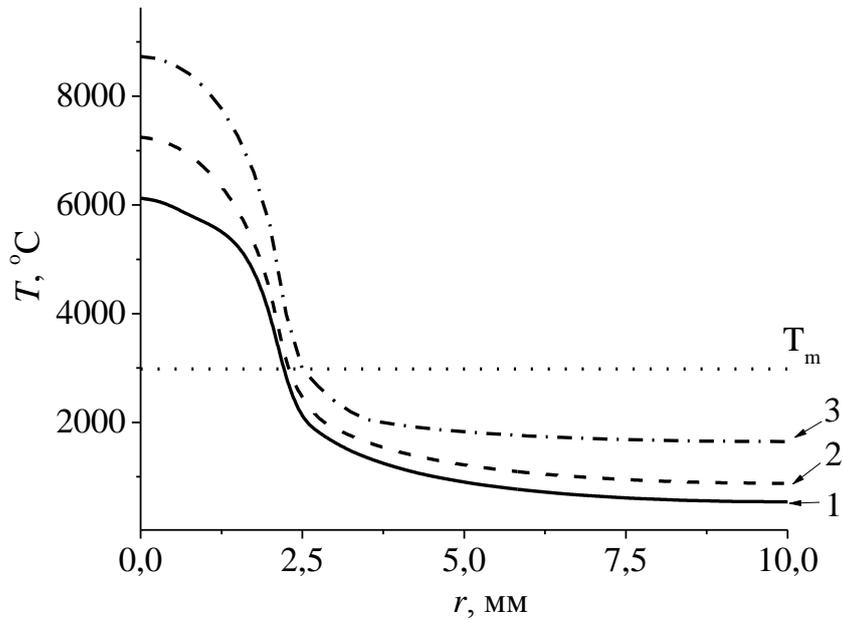


Рисунок 5.24 – Динамика увеличения температуры вдоль среза по оси r

Высокие температуры в поверхностном слое указывают на возможность испарения и уноса вещества. В эксперименте, проведенном при тех же, что и в расчетах, параметрах пучка, заметного уноса вещества не наблюдалось. Это может означать, что при температурах, близких к температуре испарения, потери энергии путем теплообмена с окружающей средой становятся существенными, что может понижать температуру поверхности. В то же время полученные в расчетах размеры расплавленной области находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом.

На основе расчета температурного профиля в различные моменты времени были построены зависимости глубины проплавления от времени $h(t)$ (рисунок 5.25) и отношения глубины к диаметру проплавления от времени – $h/d(t)$ (рисунок 5.26). За глубину и диаметр проплавления принималось значение h и r , соответствующие температуре плавления в каждый момент времени. Характеристики плавления говорят об удовлетворительном совпадении расчета и эксперимента. Сравнение показывает совпадение не только тенденций, но и абсолютных значений измеренных и расчетных величин.

Видно, что в течение 120 с глубина проплавления достигает 4 мм, т.е. практически всей толщины образца.

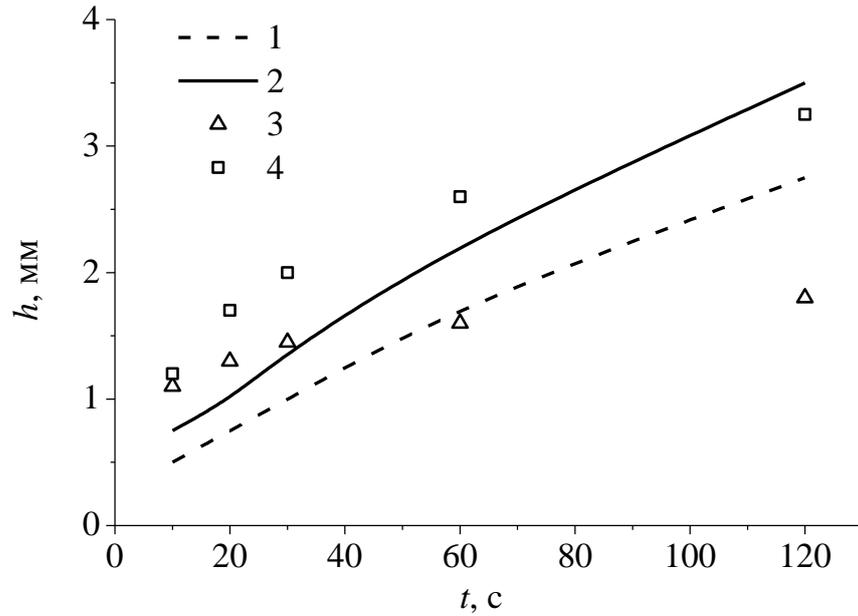


Рисунок 5.25 – Глубина h проплавления для технического фарфора (1, 3) и алюмооксидной керамики (2, 4). 1, 2 – расчет, 3, 4 – эксперимент. Диаметр электронного пучка – 4 мм, мощность пучка – 700 Вт для алюмооксидной керамики и 350 Вт для технического фарфора

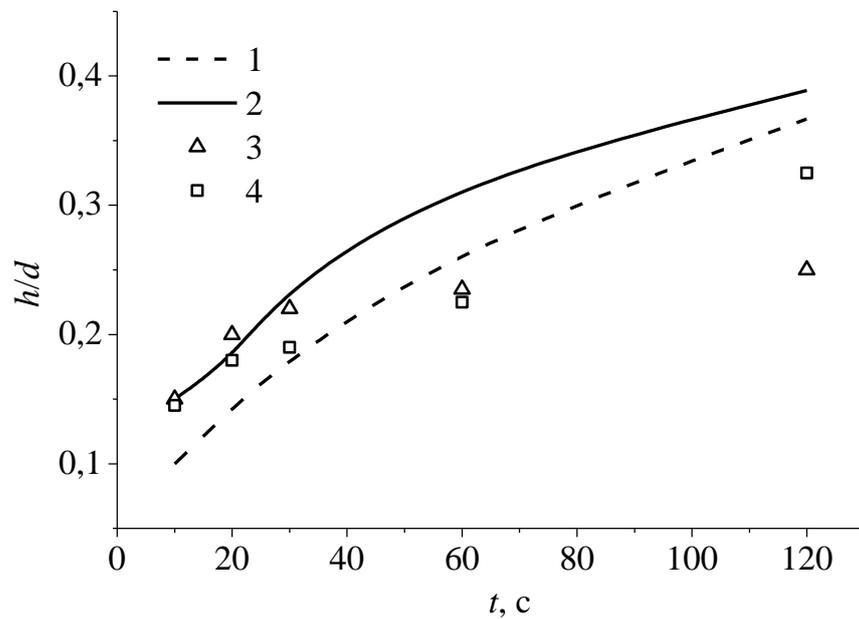


Рисунок 5.26 – Отношение глубины h к диаметру d проплавления для технического фарфора (1, 3) и алюмооксидной керамики (2, 4). 1, 2 – расчет, 3, 4 – эксперимент. Диаметр электронного пучка – 4 мм, мощность пучка – 700 Вт для алюмооксидной керамики и 350 Вт для технического фарфора

Расчетные значения отношения h/d оказываются меньше единицы, что соответствует эксперименту. Представленные результаты позволяют сделать вывод о том, что в отличие от электронно-лучевой обработки металлов, при облучении керамических материалов не удастся достичь глубокого проплавления без уноса вещества, что, по-видимому, обусловлено теплофизическими свойствами керамического материала.

5.2 Электронно-лучевое спекание керамических материалов

Традиционные технологии спекания керамических материалов основаны на контролируемом нагреве, проводимом в печах сопротивления, муфельных, индукционных и т.п. Основное преимущество данного способа нагрева заключается в возможности одновременной обработки большого числа изделий и относительно точного контроля температурно-временного режима. Недостатки традиционного подхода связаны с большой длительностью процесса и высокой температурой изотермической выдержки, необходимой для эффективного спекания. Указанные особенности приводят к росту зёрен керамики за пределы субмикронных масштабов [265], что негативно сказывается на прочности готового изделия и особенно остро проявляется при спекании нового класса керамических материалов – нанокерамики, материала, спеченного из порошков с нанометровым размером частиц. Последнее обстоятельство стимулировало развитие новых нетрадиционных способов спекания, среди которых наибольшее распространение получили электроискровое (электроимпульсное) спекание [266], известное в зарубежной литературе как SPS (spark plasma sintering) [267, 268], разновидность SPS - «flash sintering» [269] – наиболее быстрое спекание (за единицы секунд) проходит при пропускании тока большой величины через керамический образец при повышенной температуре. Имеются данные по использованию для спекания лазерного луча [270], а также пучка электронов [271]. При спекании электронным пучком авторы работы [271] помещали керамический образец в электропроводящий тигель, облучаемый электронным пучком, что, однако, делает этот способ не значи-

тельно отличающимся от спекания в печи, поскольку не происходит непосредственного контакта электронов пучка с поверхностью спекаемой керамики. Спекание непроводящей керамики при непосредственном облучении электронным пучком оказалось успешным лишь для электронов с энергией 2 – 4 МэВ [272]. Электроны пучка, проникая на значительную глубину в объем спекаемого материала, вызывают равномерный нагрев последнего. Уникальность и высокая стоимость технологического оборудования используемого авторами не позволили выйти на технологическое применение указанного способа. Тем не менее, вопрос о применимости электронных пучков средних энергий (единицы и десятки кэВ) остается открытым. Успешность применения электронного пучка, генерируемого форвакуумным плазменным источником, для сварки керамики показала перспективность использования такого метода нагрева для спекания керамических материалов. В данном разделе представлены результаты использования разработанного источника электронов для спекания оксидных и безоксидных типов керамики.

5.2.1 Электронно-лучевое спекание циркониевой керамики

Эксперименты по электронно-лучевому спеканию проводились с образцами, изготовленными из нанопорошка диоксида циркония, стабилизированного в высокотемпературной модификации добавкой оксида иттрия (TZ-3YS, TOSOH, Япония). Керамика на основе диоксида циркония обладает высокими значениями прочностных свойств, термостойкостью, биосовместимостью, что делает изделия из данного материала востребованными во многих отраслях промышленности. Кроме того, процессы, происходящие в данном материале при высокотемпературном воздействии, достаточно хорошо изучены. Циркониевая керамика – один из наиболее тугоплавких оксидных керамических материалов (температура плавления 2840°C), что позволяет производить электронно-лучевое облучение его поверхности без риска проплавления и разрушения материала.

Исследование прессовок исходного нанопорошка диоксида циркония, проведенные методами рентгенофазового анализа на установке XRD-7000 (Shimadzu,

Япония), показали, что материал находится в высокотемпературной (тетрагональной) модификации. Согласно данным электронной микроскопии, проведённой на микроскопе JSM-7500FA (JEOL, Япония), выбранный для исследований порошок состоит из сегментов полых сфер размером до 0.4 мкм и толщиной стенок до 0.05 мкм.

Образцы YSZ были изготовлены в виде дисков (таблеток) диаметром 15 мм и толщиной 3 мм методом холодного статического и ультразвукового (УЗ) прессования. Давление прессования составляло от 240 до 800 МПа при мощности УЗ-воздействия от 0 до 4 кВт. Для проведения спекания образцы помещались в вакуумную камеру, откачиваемую механическим форвакуумным насосом до давления 1 – 5 Па, после чего в камеру напускался газ (воздух, гелий) до необходимого давления.

Процедура спекания была реализована в двух вариантах. Схема первого из них представлена на рисунке 5.27.

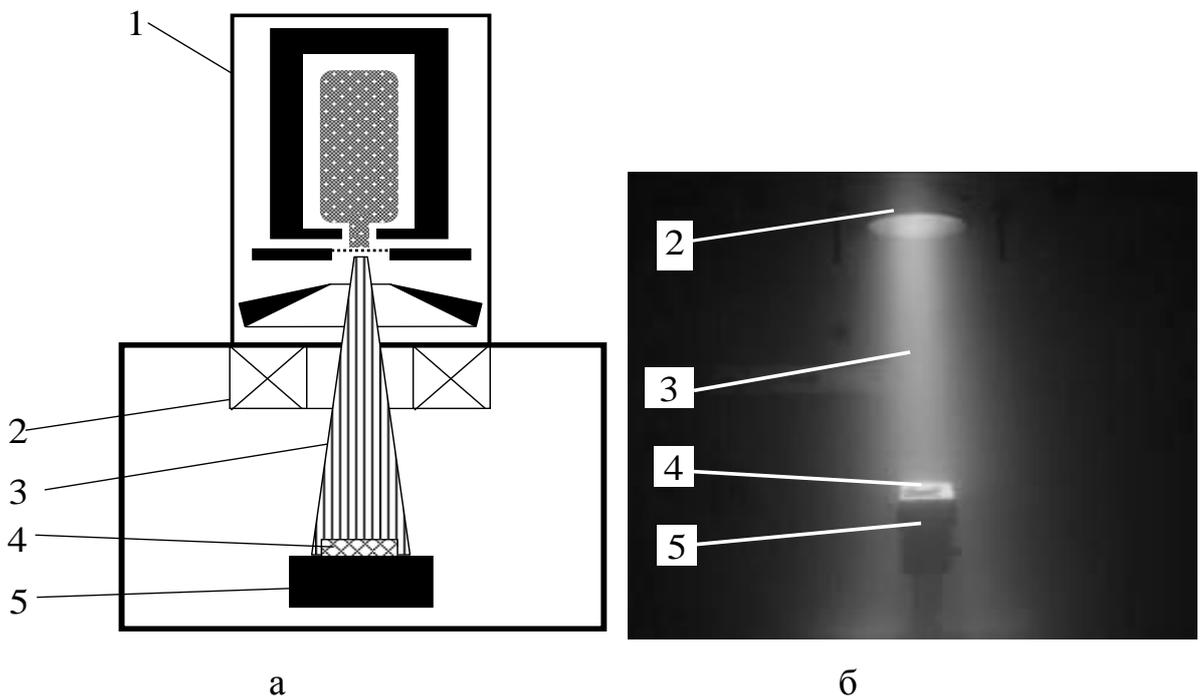


Рисунок 5.27 – Схема (а) и фотография (б) спекания с использованием одного электронного пучка, 1 – плазменный электронный источник, 2 – магнитная фокусирующая катушка, 3 – электронный пучок, 4 – спекаемый образец, 5 – держатель.

Спрессованный компакт размещался на керамическом держателе. Электронный пучок облучал одну сторону компакта. Параметры пучка: энергия 10 кэВ, ток 100 мА. Длительность облучения на максимальной мощности пучка варьировалась в пределах от 10 до 30 минут. Температура образца в процессе спекания измерялась платина-платинародиевой термопарой. Спай термопары располагался на не подвергаемой облучению стороне компакта.

Ввиду малого значения коэффициента теплопроводности керамики ее прогрев с одной лишь стороны мог привести к нежелательным температурным градиентам по глубине образца, в связи с чем спекание проводилось расфокусированным электронным пучком. В этом случае прогревался не только спекаемый образец, но и держатель, на котором он был расположен. Посредством распространения тепла от держателя прогревалась не подверженная непосредственному облучению сторона керамики.

В результате электронно-лучевого спекания в течение 15 минут были получены достаточно прочные образцы, имеющие зернистую структуру (рисунок 5.19 а). Примечательно, что наибольший параметр микротвердости по Виккерсу (1419 Нv) получились в месте контакта термопары с поверхностью спекаемого образца (рисунок 5.19 б).

Рентгенофазный анализ спеченных образцов показал наличие механической смеси двух фаз: моноклинной (*m*) и тетрагональной (*t*). Их пикнометрическая плотность (ρ) и микротвердость (Нv) в зависимости от режимов спекания приведены в таблице 5.4.

При спекании циркониевой керамики пучком низкоэнергетических электронов наибольшие значения микротвердости и плотности были достигнуты при температуре спекания 1200 °С в течение 15 минут. Максимальная микротвердость составила 1420 Нv, при этом плотность достигала значения 5.34 г/см³, что несколько выше, чем при традиционном термическом спекании в печи сопротивления (последняя строка в таблице 5.4).

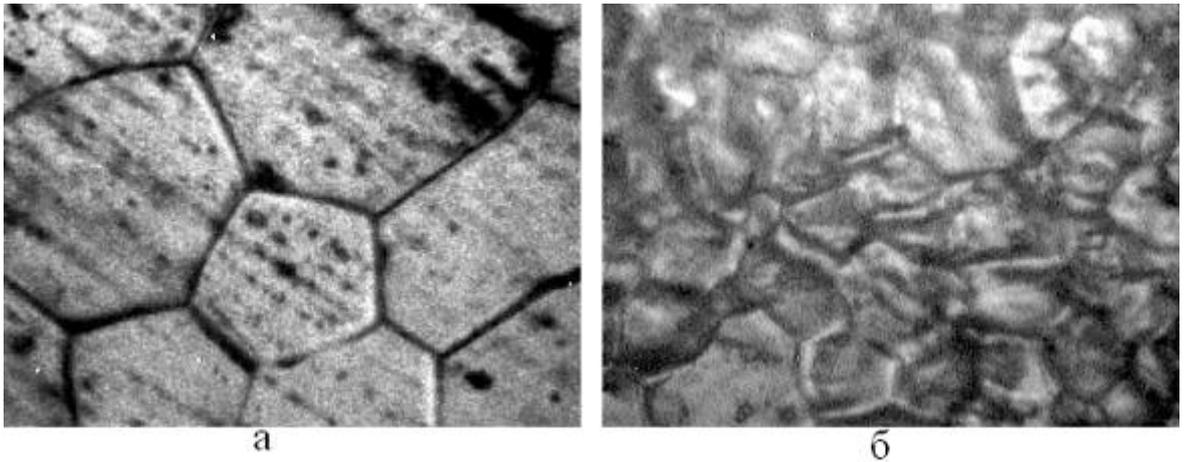


Рисунок 5.28 Структура спеченного керамического образца:
а – лицевая сторона, б – место контакта образца с термопарой.

Таблица 5.4 – Характеристики циркониевой керамики, полученной при спекании пучком низкоэнергетических электронов.

Режим спекания	ρ , г/см ³	Hv, кгс/мм ²		
		0,3кгс	0,5кгс	1кгс
Электронно-лучевое T=1000 °C, 15 мин	5,14	921/866	948/866	974/927
Электронно-лучевое T=1100 °C, 15 мин	5,22	1016/877	829/773	826/708
Электронно-лучевое T=1200 °C, 15 мин	5,34	1262/1293	1419/1306	1179/1166
Термическое T=1300 °C, 3 часа	5,19	1116	1029	986

Для сравнения методом дилатометрии была изучена кинетика усадки компактированных порошков диоксида циркония в режиме термического нагрева. На рисунке 5.29 представлена характерная зависимость линейной усадки ($\Delta L/L_0$) компактов при нагреве их в вакууме [273]. Скорость нагрева и охлаждения составляла 10 град/мин, длительность изотермической выдержки 180 мин.

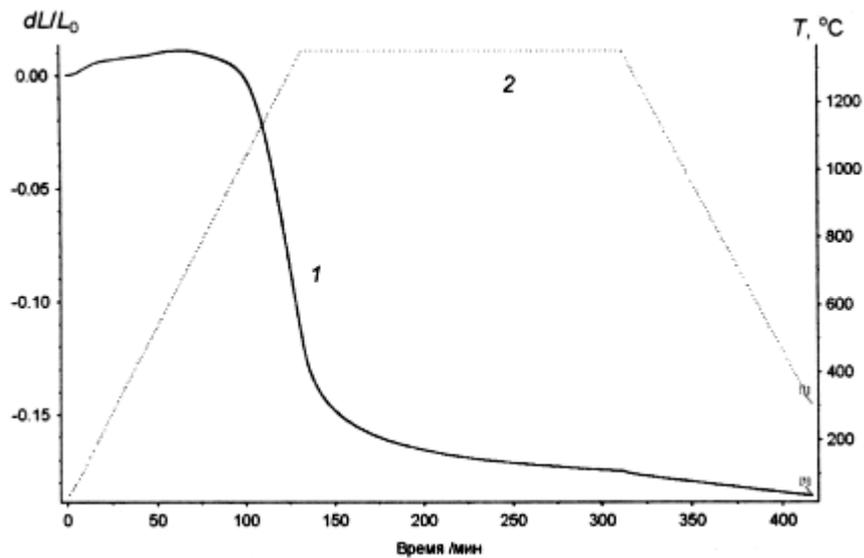


Рисунок 5.29 – Линейная усадка компакта диоксида циркония: 1 – при нагреве в вакууме, 2 – температурный режим спекания [273]

Из анализа результатов, представленных на рисунке 2.29, следует, что начало усадки образца приходится на температуру $T \sim 700 \text{ } ^\circ\text{C}$. В течение стадии нагрева до температуры спекания доля усадки составляет 12–13 %. В процессе изотермической выдержки происходит дальнейшее уменьшение линейных размеров. К моменту ее окончания величина линейной усадки $\Delta L/L_0$ составила 17–18 %. При этом видно, что в данном случае процесс уплотнения керамики не завершен, так как в течение 3-часовой выдержки величина $\Delta L/L_0$ не достигала постоянного значения.

Характеристики спеченного образца, измеренные в дилатометре, приведены в таблице 5.4. Электронно-лучевое спекание позволяет получить образцы, не уступающие по прочностным свойствам образцам, полученным традиционным термическим способом. Время электронно-лучевого спекания, а также температура изотермической выдержки при этом значительно меньше, что несомненно является существенным преимуществом представленного способа спекания.

Исследование фазового состава спечённой диоксидциркониевой керамики не показало сколько-нибудь значительных изменений по сравнению с исходным материалом. Содержание низкотемпературной фазы после электроннолучевой обработки не превышает предела разрешения метода (3%).

Несмотря на прогрев электронным пучком как держателя, так и самого образца в процессе спекания, спеченные керамические диски все же оказались деформированными, рисунки 5.30, 5.31. Основной причиной деформации, очевидно, является неравномерная усадка образца вследствие неравномерного нагрева. Аналогичные неоднородности при спекании были обнаружены и при облучении одним пучком алюмооксидной керамики, результаты спекания которой будут представлены далее.

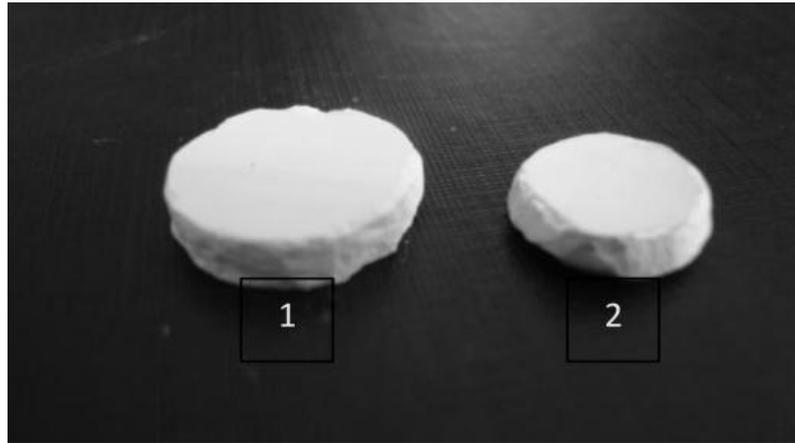


Рисунок 5.30 – Образец керамики до (1) и после (2) спекания при одностороннем облучении электронным пучком.

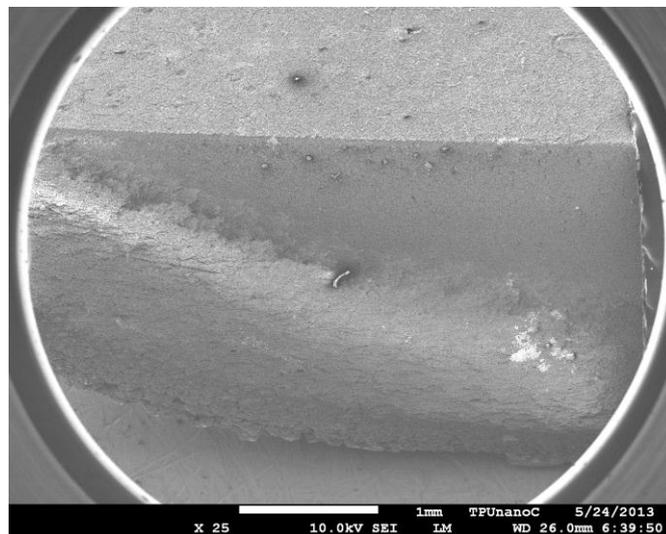
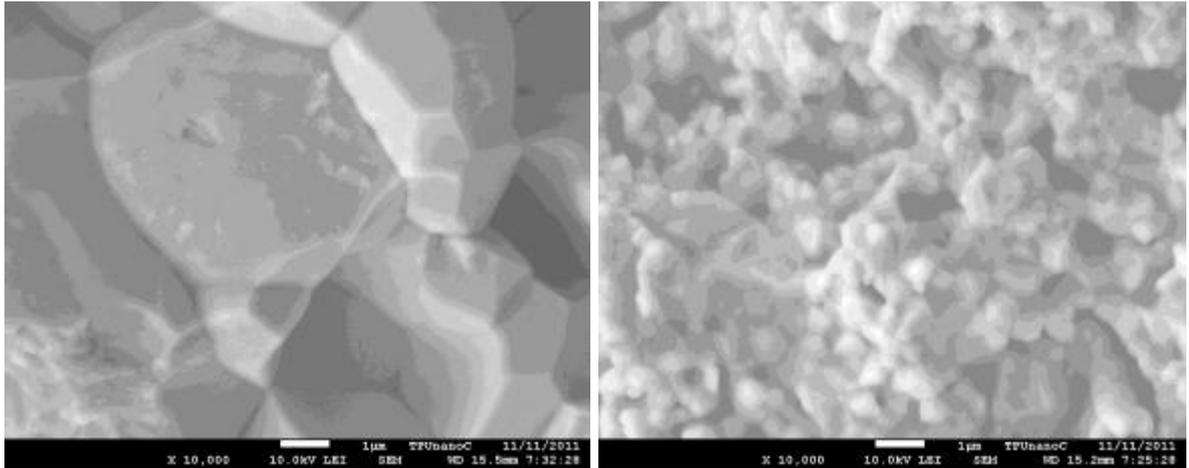


Рисунок 5.31 – Фотография скола облученного образца

Наблюдения поперечного скола в растровом электронном микроскопе показали заметное различие в структуре слоев, прилегающих к облучаемой стороне образца и противоположной ей. Вблизи облучаемой стороны структура плотная,

состоящая из зерен размером $1\div 2$ мкм (рисунок 5.32). У противоположной стороны картина близка к структуре исходного материала.

Для анализа причин, наблюдаемых неоднородностей в структуре спеченного образца, были проведены расчеты распределения температурного поля по его глубине в одномерном приближении. При этом радиальное распределение плотности тока электронного пучка предполагалось однородным, поскольку диаметр пучка в экспериментах превышал диаметр облучаемого компакта.



а

б

Рисунок 5.32 – Микрофотографии поверхностей спекаемого керамического образца: *а* – облученной электронным пучком, *б* – противоположной.

Таким образом, задача сводилась к рассмотрению теплопередачи через бесконечную пластину (рисунок 5.33), начальная температура которой принимается комнатной, источники тепловыделения внутри пластины отсутствуют.

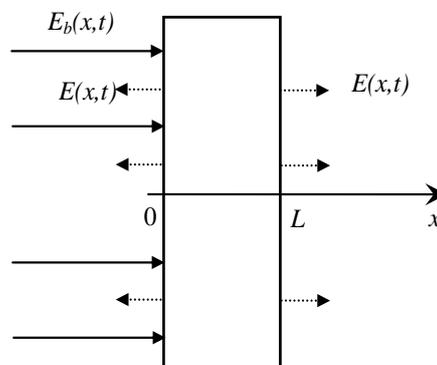


Рисунок 5.33 – Теплопередача через бесконечную пластину, облучаемую электронным пучком.

Нестационарный перенос тепла описывался стандартным одномерным уравнением теплопроводности [274]:

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{T(x,t)}{C_v(T)\rho_m(T)} \right) + \frac{E_s(x,t)}{C_v(T)\rho_m(T)}, \quad (5.14)$$

где λ – теплопроводность материала,

C_v – объемная теплоемкость материала,

ρ_m – плотность,

$T(x,t)$ – искомое распределение температуры.

Энергия E_s источника тепла представляется в виде

$$E_s(x,t) = E_b(x,t) - E(x,t), \quad (5.15)$$

где $E_b(x,t)$ – энергия, приносимая пучком,

$E(x,t)$ – энергия, затрачиваемая на излучение с поверхности.

Поскольку глубина проникновения электронов в поверхность керамического материала не превышает нескольких микрометров, то в расчетах предполагалось, что все тепло выделяется в тонком слое вещества и источник тепла принимался поверхностным.

$$E_b(x,t) = \begin{cases} \frac{U_a}{\Delta} \cdot \frac{I_b}{S} \cdot t, & x \leq \Delta; \\ 0, & x > \Delta. \end{cases} \quad (5.16)$$

где U_a – ускоряющее напряжение, кВ,

I_b – ток пучка, А,

Δ – тонкий слой, в котором выделяется вся энергия внедренных электронов,

м,

S – площадь облучаемой поверхности, м²,

t – время воздействия, с.

Предполагалось, что основные потери тепла происходят за счет теплового излучения с поверхности облучаемого образца. Потери тепла через крепления компакта и теплопроводность среды (вакуума) не учитывались

$$E(x,t) = \begin{cases} \frac{\sigma \cdot T^4(x,t)}{\Delta} \cdot t, & x \leq \Delta; \\ 0, & x > \Delta. \end{cases} \quad (5.17)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана.

Поскольку смена рода керамики не влияла на наличие деформации в спекаемом компакте, то для построения расчетной модели в качестве анализируемого материала была выбрана алюмооксидная керамика. Теплофизические параметры алюмооксидной керамики по экспериментальным данным меняются с увеличением температуры компакта [275], что было учтено при составлении модели. Плотность, в первом приближении, предполагалась линейно зависящей от текущей температуры образца, и изменялась от 2000 кг/м³ при комнатной температуре до 4000 кг/м³ при температуре спекания (1650 С). Теплоемкость также принималась линейно зависящей от температуры и менялась от 580 Дж/(кг·К) (при комнатной температуре) до 850 Дж/(кг·К) (при температуре 1200 С). Теплопроводность считалась не зависящей от температуры. Представленное уравнение теплопроводности решалось численно, методом конечных разностей, с учетом граничных и начальных условий:

$$\begin{aligned} t = 0: \quad T &= T_0, \quad 0 \leq x \leq L; \\ x = 0: \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{U_a I_b}{S} + \alpha \sigma (T_e^4 - T^4), \quad t > 0; \\ x = L: \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial x} &= \alpha \sigma (T_e^4 - T^4), \quad t > 0. \end{aligned} \quad (5.18)$$

где T_e – температура окружающей среды, К;

Результатом расчета построенной модели является распределение температуры и плотности, зависящее от глубины. На рисунках 5.34, 5.35 приведен пример

температурного распределения, а также распределения плотности при заданных технологических параметрах облучения алюмооксидной керамики.

Полученные распределения говорят о существенном перепаде температуры и, соответственно, плотности по глубине спекаемого образца. Результаты расчетов также подтверждаются непосредственными измерениями температуры облучаемой и не облучаемой поверхностей.

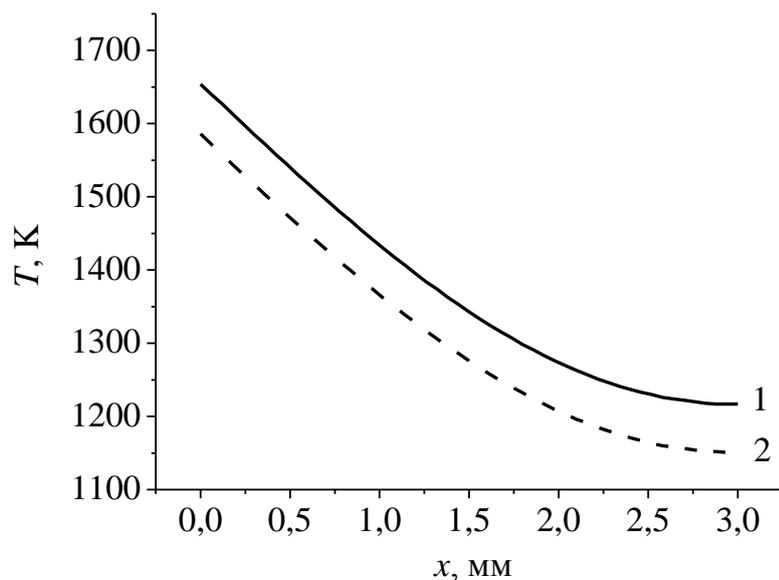


Рисунок 5.34 – Распределение температуры в слое керамики (Время облучения 25 минут, плотность мощности пучка: 1 – 250 Вт/см², 2 – 200 Вт/см²)

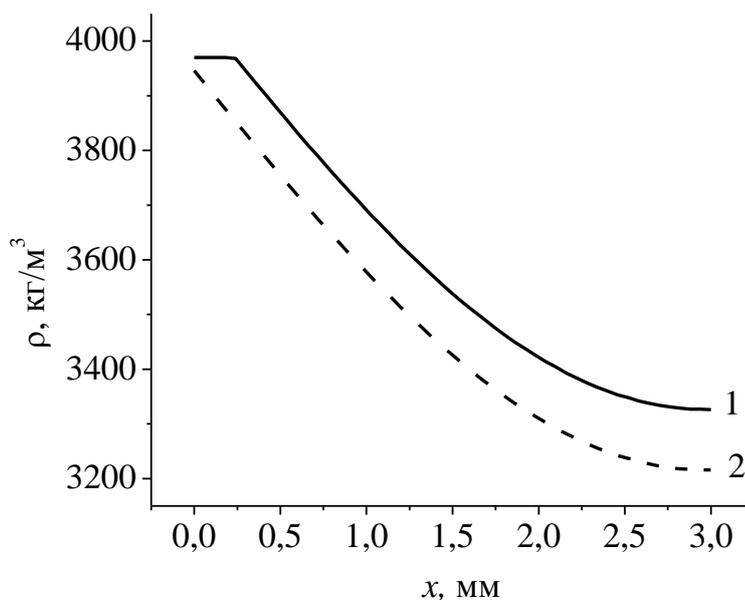


Рисунок 5.35 – Распределение плотности в слое керамики (Время облучения 25 минут, мощность пучка: 1 – 250 Вт/см², 2 – 200 Вт/см²)

С целью определения величины температурного перепада был проведен следующий эксперимент (рисунок 5.36). Керамический образец закреплялся в держателе, размещаемом на поворотном столике. Электронным пучком производился нагрев образца со скоростью 30 град/мин до достижения температуры 1500⁰С. Измерение температуры проводилось пирометром RAYTEK 1МН с диапазоном измеряемых температур от 650⁰–3000⁰С .

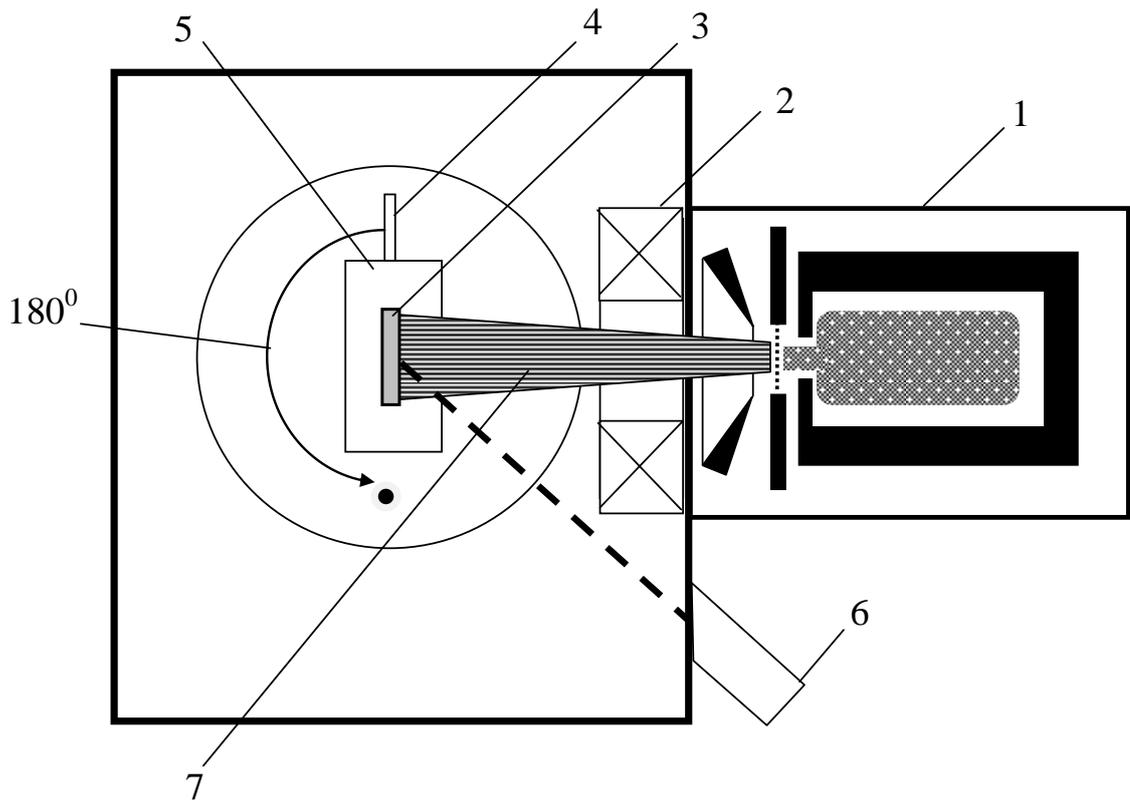


Рисунок 5.36 Схема измерения перепада температуры: 1 – электронный источник, 2 – фокусирующая катушка, 3 – керамический образец, 4 – стопор, 5 – поворотный столик, 6 – пирометр, 7 – электронный пучок

При достижении установившейся температуры на облучаемой стороне компакта – электронный пучок выключался, платформа поворачивалась на 180⁰, и пирометр фиксировал температуру необлучаемой стороны. Время полуоборота платформы составило 1.25 секунды. График температуры, измеряемой пирометром, в зависимости от времени представлен на рисунке 5.37. Для неспечённого компакта перепад температуры по толщине составлял порядка 450⁰С. Изменение

времени выдержки при заданной температуре не приводило к существенному уменьшению температурного градиента.

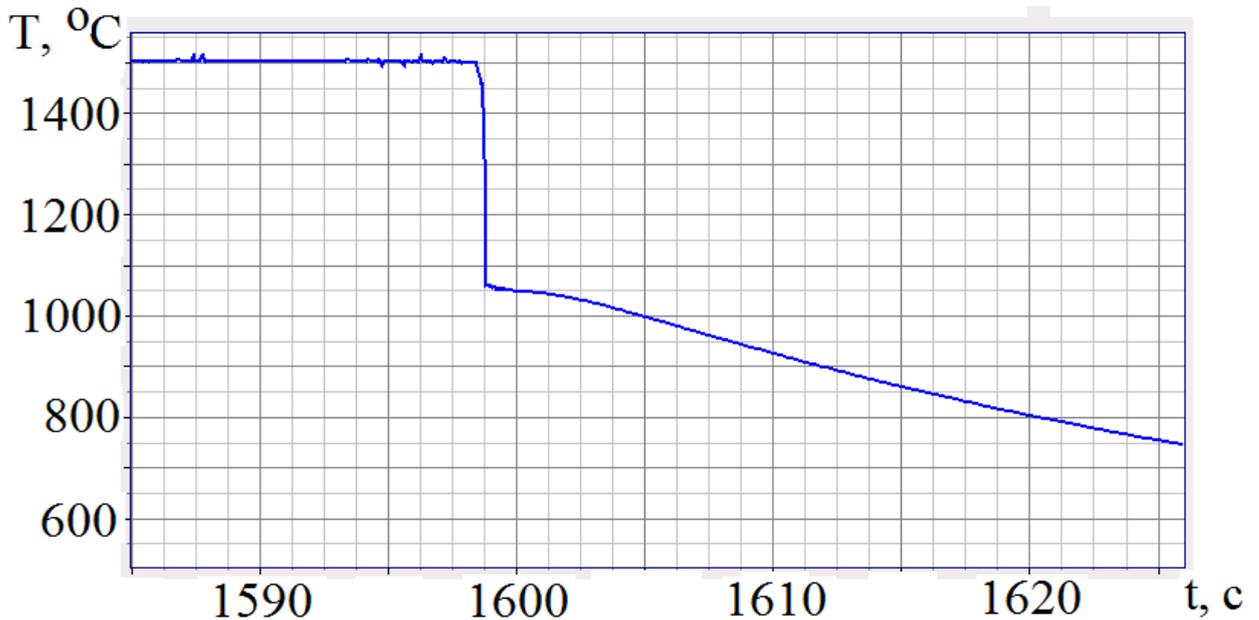


Рисунок 5.37 – График температуры, измеряемой пирометром, в зависимости от времени (в момент времени $t=1599$ с образец развернули на 180°)

Полученное значение перепада температур по толщине образца и объясняет наличие деформации, обусловленной неравномерной усадкой при спекании с помощью одного плазменного источника электронов.

С целью обеспечения однородности нагрева компакта был предложен способ [276] спекания, заключающийся в одновременном двустороннем облучении компакта, а также различные варианты держателя компактов [277–279].

Предварительные расчеты показали, что в случае одновременного облучения спекаемого компакта с двух сторон идентичными электронными пучками существенно снижается температурный перепад по толщине образца, рисунки 5.38, 5.39, при тех же значениях удельной мощности электронного пучка и времени воздействия.

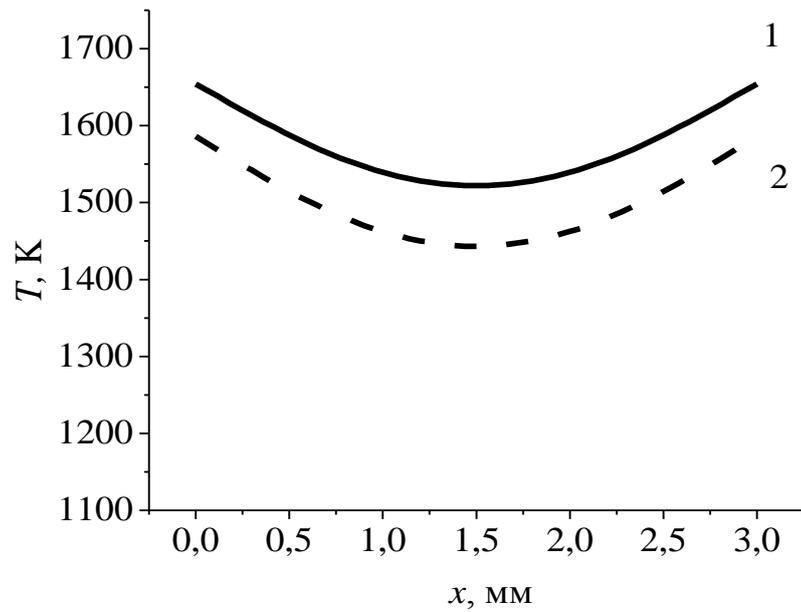


Рисунок 5.38 – Распределение температуры по толщине образца (Время облучения 25 минут, мощности пучков: 1 – 250 Вт/см², 2 – 200 Вт/см²)

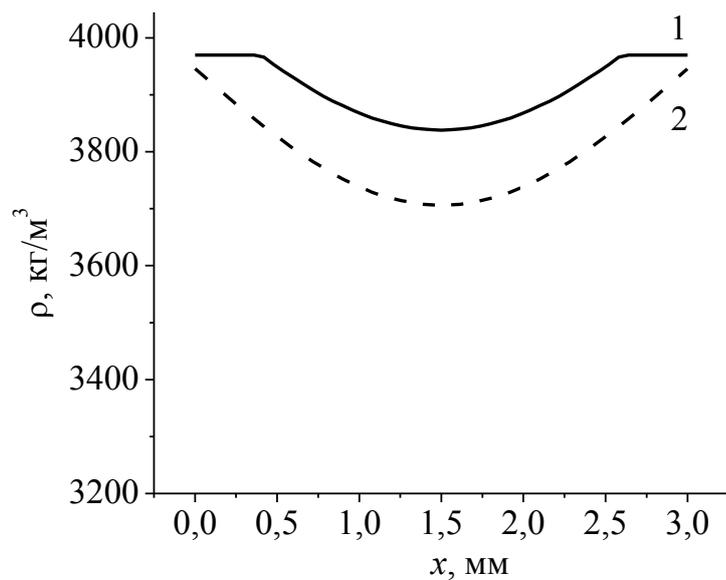


Рисунок 5.39 – Распределение плотности по толщине образца (Время облучения 25 минут, мощности пучков: 1 – 250 Вт/см², 2 – 200 Вт/см²)

Схема способа и фотография рабочего объема во время спекания показаны на рисунках 5.40 и 5.41.

Таблетка компакта 1 располагалась в держателе 2 вертикально, и две ее противоположные стороны одновременно облучались пучками 3, формируемыми двумя идентичными источниками 4.

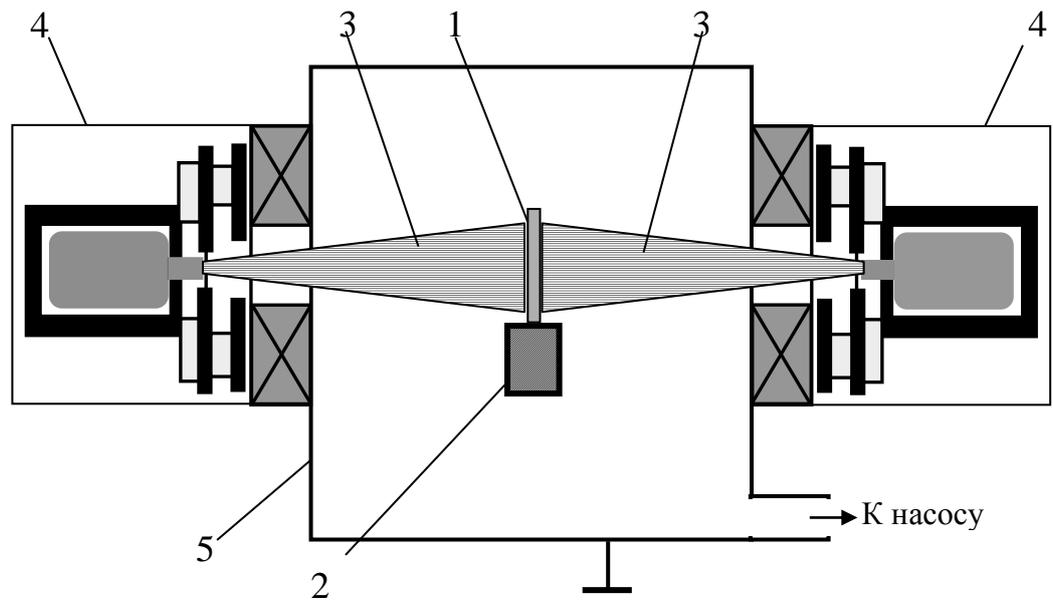


Рисунок 5.40 – Схема эксперимента по электроннолучевому спеканию керамики. 1 – спекаемый образец; 2 – держатель образца; 3 – электронный пучок; 4 – плазменный электронный источник; 5 – вакуумная камера



Рисунок 5.41 – Фотография процесса двухлучевого спекания.

Формирование электронных пучков осуществлялось путем эмиссии электронов газоразрядной плазмой, ускорением системой электродов и фокусировкой магнитными линзами. В процессе спекания мощность пучков плавно увеличива-

ли от нуля до максимального значения в течение 70÷80 минут путем подъема ускоряющего напряжения, увеличения тока пучка и фокусировки. После нагревания спекаемого образца удавалось регистрировать ток прибором, включенным между держателем 2 и заземленной камерой 5. Длительность выдержки при максимальной мощности пучков варьировали в экспериментах от 20 до 60 минут, после чего мощность пучков плавно снижали до нуля в течение 30 минут. Затем следовало остывание образцов в вакууме в течение 10 минут, после чего спеченные образцы керамики извлекали для дальнейших исследований. Для оценки температуры образцов и первичной калибровки метода ее измерения была определена зависимость температуры облучаемого объекта от параметров пучка. Для прямого измерения температуры при калибровке использовали термопару «Pt-PtRh», введенную в канал тестового керамического образца. Как и в предыдущем варианте, регулировка температуры образца осуществлялась изменением мощности электронных пучков.

5.2.2 Исследование структуры керамического материала после электронно-лучевого спекания

Вид керамических образцов после спекания с двусторонним облучением (рисунок 5.42) заметно отличается от аналогичного вида при одностороннем облучении (рисунок 5.30). Усадка происходила равномерно без нарушения формы. Поверхность образцов керамики из диоксида циркония после электронно-лучевого спекания ровная, глянцевая.

Параметры спеченной керамики исследовались в Нано-Центре ТПУ с помощью специально предназначенного для этих целей оборудования. Для измерения массы образцов использовались двухдиапазонные аналитические весы SHIMADZU AUW-220 D с наибольшим пределом взвешивания 220 г / 82 г и ценой деления 0,1 мг / 0,01 мг (в зависимости от диапазона). Измерение плотности образцов осуществлялось гидростатическим взвешиванием в спирте. Рентгенофазовый анализ исследуемых порошков и спеченной керамики проводился на ди-

фрактометре ARL X`tra с использованием монохроматизированного $\text{CuK}\alpha$ -излучения. Микротвердость по Виккерсу измерялась с использованием микротвердомера ZHV1M (Zwick, Германия) при изменении нагрузки на индентор от 300 до 1000 г. Время выдержки под нагрузкой составляло 10 с. На поверхность образцов наносилось 10 отпечатков индентора.

Измеренная плотность спеченной керамики находилась в пределах от 5.9 до 6.0 г/см^3 , что составляет 90 – 97.3 % от теоретической плотности материала.

Плотность вещества повышалась как с возрастанием суммарной мощности электронных пучков, так и с увеличением длительности облучения. Размер зерна в спеченной керамике составлял от 0.3 до 1.5 мкм против 50–100 нм в исходном порошке [280].

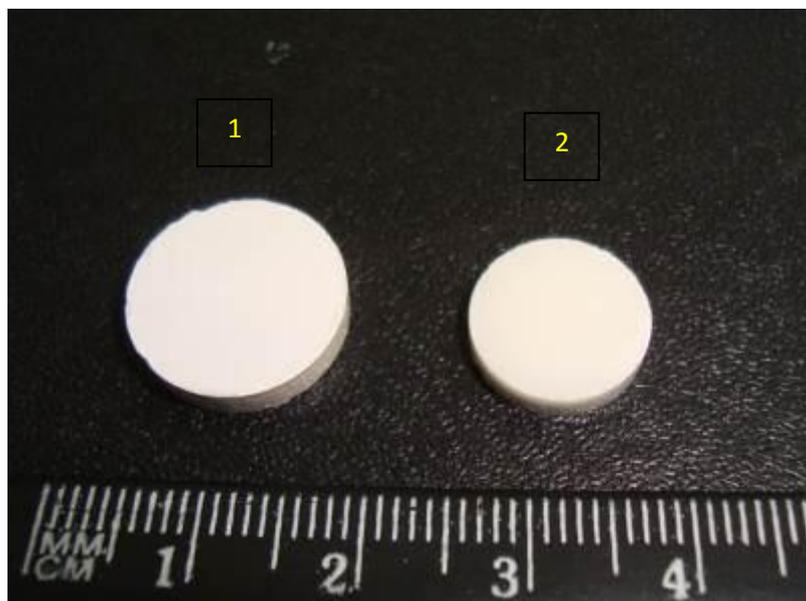


Рисунок 5.42 – Образец керамики до (1) и после (2) спекания при двустороннем облучении электронным пучком.

Это указывает на заметную агломерацию при спекании. Причем возрастание плотности и увеличение размера зерна хорошо коррелируют между собой (рисунок 5.43).

Варьирование режимов электронно-лучевого спекания образцов из диоксида циркония стабилизированного иттрием (YSZ) не приводило к нежелательному оплавлению и кристаллизации поверхностного слоя образца.

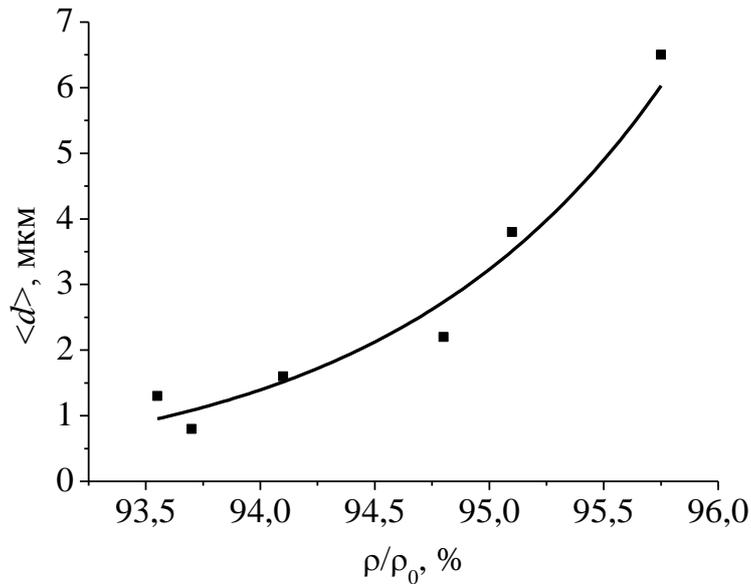


Рисунок 5.43 – Зависимость среднего размера зерна d от относительной плотности керамики ρ/ρ_0 , спеченной методом ЭЛС в различных режимах.

Результаты рентгенофазового анализа керамики показали, что она полностью состоит из тетрагональной модификации диоксида циркония, следы низкотемпературной модификации отсутствуют (рисунок 5.44).

Авторы работы [281] в своих исследованиях при термическом спекании керамики аналогичного состава обнаружили экстремальное влияние режимов ультразвукового прессования на размеры зерен в спеченном материале. Существует оптимальное значение мощности ультразвукового воздействия и давления прессования керамического компакта, при которых после спекания изделий в стандартных условиях (в атмосферной печи сопротивления при температуре 1500°C) наблюдается формирование мелкозернистой структуры с приемлемым для конструкционного применения значением остаточной пористости.

Применение метода ультразвукового компактирования для подготовки компактов к электронно-лучевому спеканию, как и в [281], показало уменьшение размеров зерен спеченной керамики (рисунок 5.45). Ультразвуковое прессование при максимальном значении мощности озвучивания 4 кВт позволило дополнительно уменьшить средний размер зерен на поверхности керамики с 2,4 до 0,7 мкм.

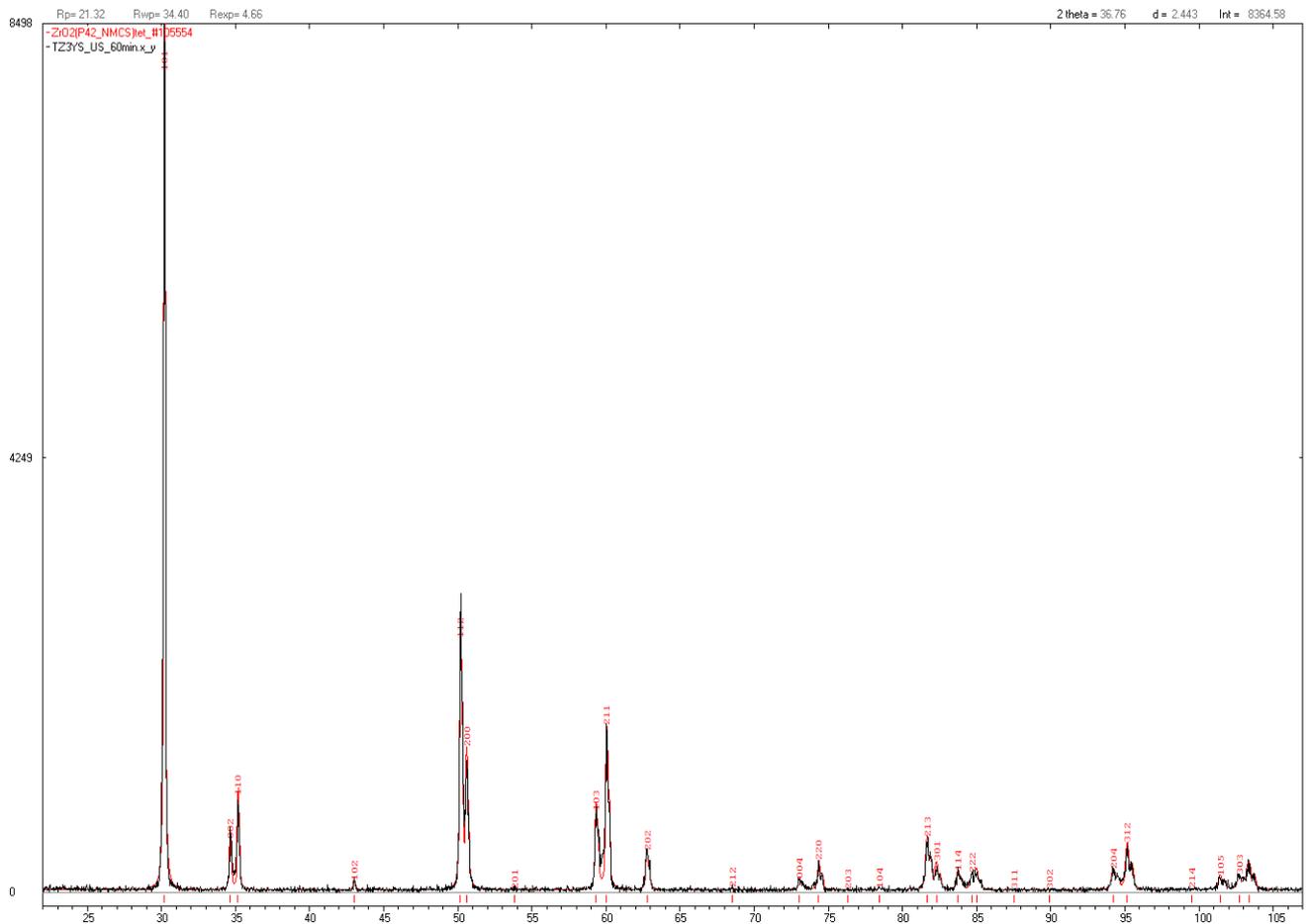


Рисунок 5.44 – Рентгенограмма керамики, спеченной методом ЭЛС.

Высокое качество поверхности спеченных образцов, отсутствие трещин и оплавлений позволило провести измерение микротвердости без предварительной полировки. Как показали исследования, среднее значение поверхностной микротвердости по Виккерсу для образцов, спеченных в режимах *в – е* (рисунок 5.45) составила 13.74 Нв. Максимальное значение микротвердости 15.94 Нв было обнаружено на образце изготовленном при мощности УЗ-воздействия 2 кВт и спеченном электронно-лучевым способом при продолжительности изотермической выдержки 20 минут.

Анализ поперечного скола спеченных образцов (рисунок 5.46) показал равномерную мелкозернистую структуру с минимальной остаточной пористостью. При этом средние величины зерна керамики и ее плотности имеют вполне устойчивую корреляцию (рисунок 5.43), характерную для обычного термического спекания.

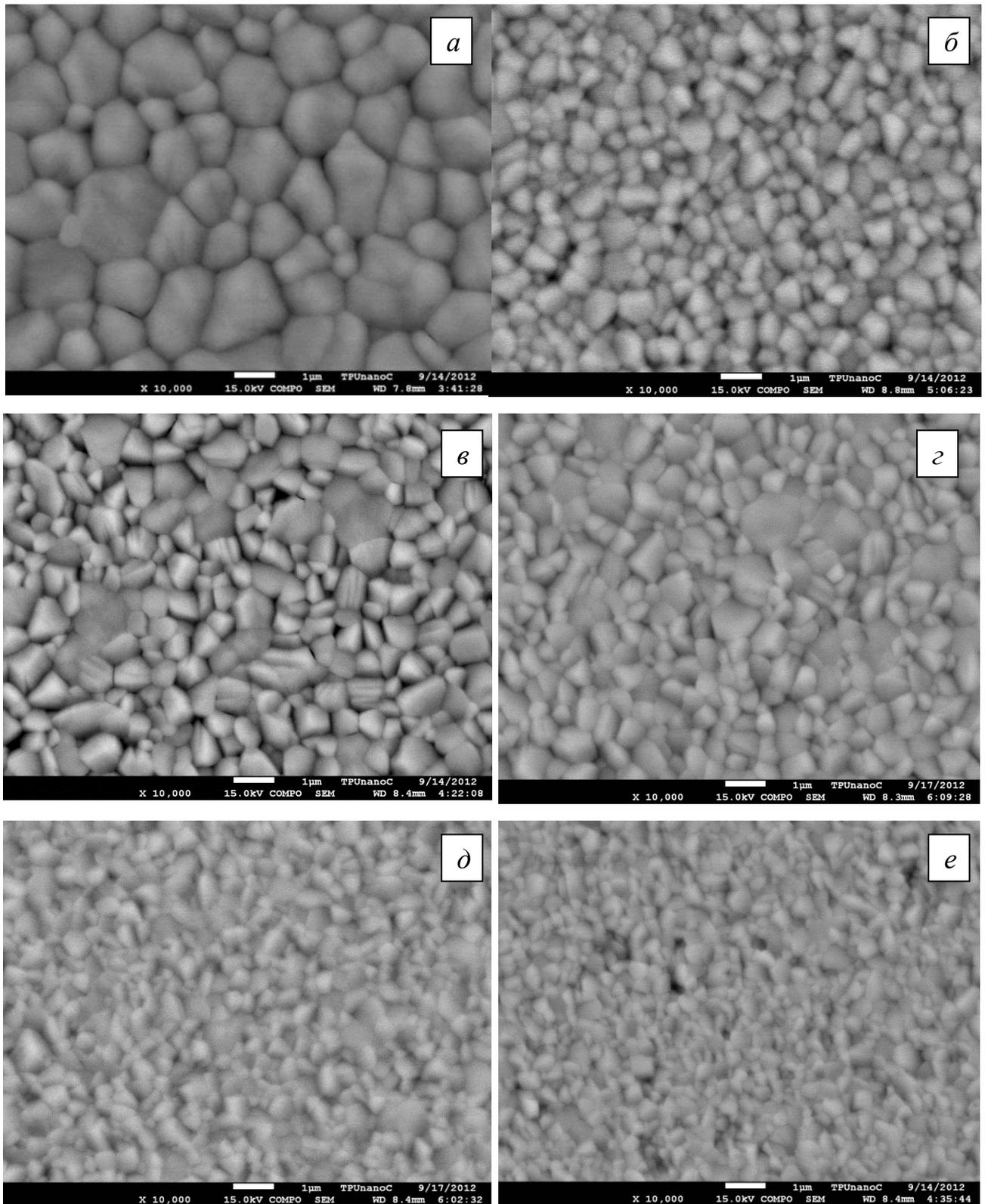


Рисунок 5.45 – Изображения поверхности спеченной керамики при различных временах спекания t , скомпактированных при различной мощности W ультразвукового воздействия: *a* – без спекания, $W=0$ кВт; *б* – без спекания, $W=4$ кВт; *в* – $t=20$ мин, $W=0$ кВт; *г* – $t=20$ мин, $W=4$ кВт; *д* – $t=60$ мин, $W=0$ кВт; *е* – $t=60$ мин, $W=4$ кВт

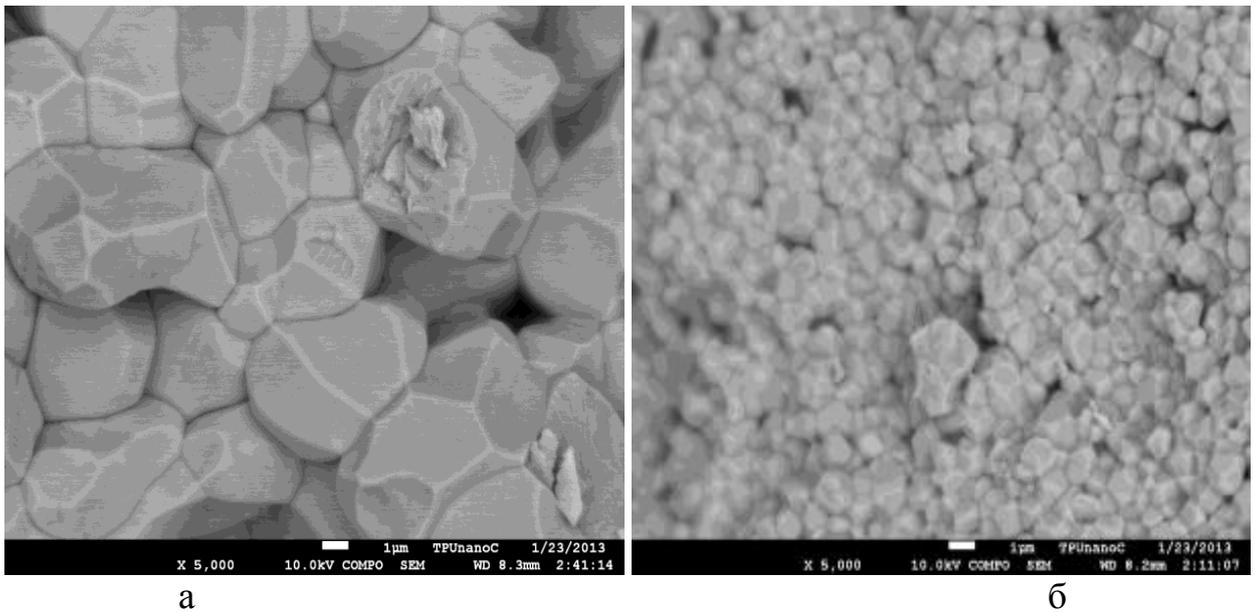


Рисунок 5.46 – Изображения внутренней зеренной структуры керамики, спеченной при различных значениях энергии ЭЛС: *а* – 8.4 МДж; *б* – 5.5 МДж

Таким образом, электронно-лучевое спекание керамики на основе диоксида циркония при соответствующем выборе режимов облучения позволяет регулировать размеры зерен в объеме керамики в достаточно широких пределах от 0.7 мкм до 24 мкм при сравнительно небольших отклонениях значений средней плотности от 97.3 % до 93.6 %.

Особенностью электронно-лучевого спекания также является немонотонная зависимость размеров зерен и плотности керамики от режимов электронно-лучевого воздействия. Зависимость плотности образцов от интегральной энергии их электронно-лучевого спекания имеет максимум при значениях 8 МДж (рисунок 5.47). Аналогичная зависимость наблюдается и для среднего размера зерна в объеме спеченных образцов.

Еще одной особенностью электронно-лучевого спекания является образование вблизи облучаемой электронным пучком поверхности керамики тонкого слоя с более рыхлой по сравнению с основным объемом материала структурой. Толщина слоя составляет порядка 10 мкм (рисунок 5.48). Одна из причин возникновения такого слоя может быть связана с зарядкой поверхности порошка из которого изготовлен компакт [282]. За счет кулоновской силы отталкивания, сближе-

ние частиц порошка при облучении может быть затруднено. При этом следов расслоения или откола такого слоя не обнаруживается.

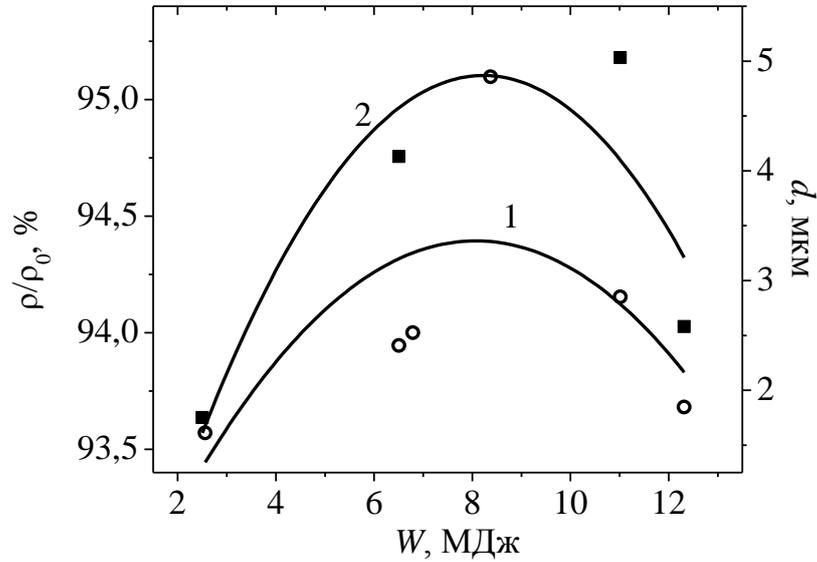


Рисунок 5.47 – Зависимость среднего размера зерна d и относительной плотности керамики ρ/ρ_0 от энергии ЭЛС. 1 – размер зерна керамики, 2 – относительная плотность

Кроме того, сравнение размера указанного слоя с глубиной индентирования при измерении упругопластических свойств и твердости показывает, что его прочностные свойства сравнимы со свойствами беспористой основы.

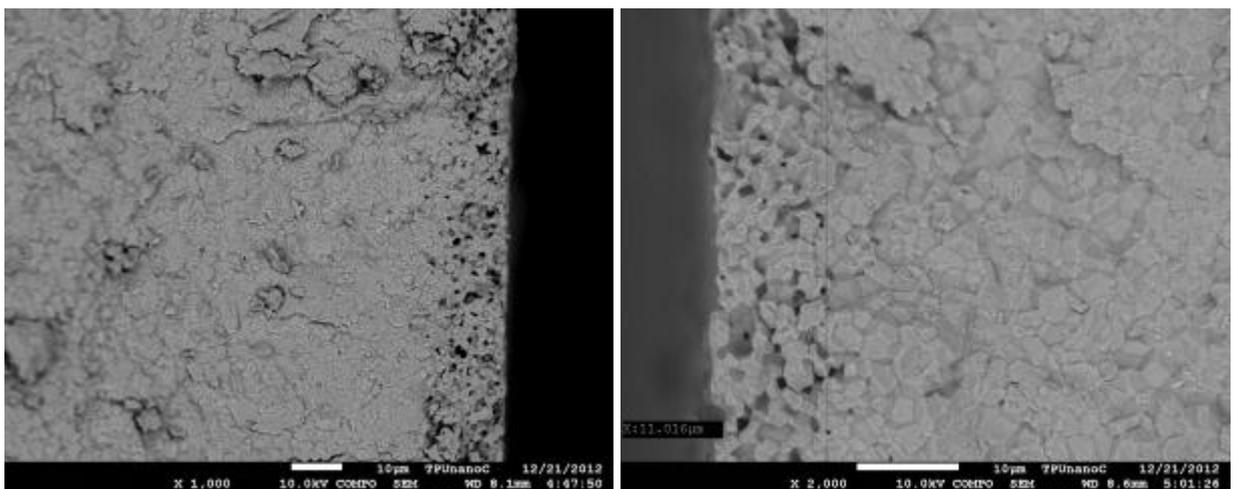


Рисунок 5.48 – Изображения поверхностной пористой структуры на слое керамики YSZ, спеченной методом ЭЛС: на правом рисунке обозначен линейный размер X пористого слоя.

Возможно несколько механизмов образования пористого слоя.

Вариант 1. Накопление заряда всех приповерхностных частиц порошкового тела, в результате которого скорость взаимного сближения частиц в процессе ЭЛС ограничивается кулоновским отталкиванием.

Вариант 2. Накопление заряда некоторой доли приповерхностных частиц порошкового тела, имеющих минимальное число контактов с соседними частицами, с ограничением скорости их взаимного сближения при ЭЛС кулоновским отталкиванием.

Вариант 3. Интенсивное энерговыделение (диссипация энергии пучка электронов) в приповерхностном слое на начальном этапе ЭЛС, которое приводит к локальному разогреву наиболее изолированных частиц, имеющих минимальное число контактов с соседними частицами, с последующим их испарением (сублимацией).

Вариант 4. Локальная сублимация приповерхностных зерен частично спеченной керамики на промежуточных или завершающих стадиях процесса ЭЛС.

Для проверки выдвинутых предположений методом дискретных элементов с применением программы S3D-Evolution [283] было проведено моделирование процесса ЭЛС выделенного участка прессовки, состоящего из представительного ансамбля частиц схожего с реальным порошком гранулометрического состава. Использовалась модель диффузионно-вязкого течения с настраиваемыми параметрами продолжительности и скорости спекания (скорости сближения частиц), а также силы вязкого трения. Продолжительность спекания для всех моделей составляла 1 час. Соотношения параметров скоростей спекания и вязкого трения для моделей различных вариантов выбирались для имитации описанных механизмов возникновения пористого слоя.

Первый из представленных выше вариантов был смоделирован путем создания в исходной прессовке слоя частиц, взаимная скорость сближения которых друг с другом и с частицами основы была на полпорядка меньше, чем скорость сближения частиц основы.

Второй вариант отличался от первого тем, что заниженная скорость спека-

ния присваивалась только половине поверхностных частиц, а параметры другой половины частиц слоя не отличались от параметров основы.

Третий вариант моделировали удалением выбранной случайным образом половины частиц приповерхностного слоя перед запуском модельного эксперимента по спеканию.

Четвертый вариант моделировали удалением выбранной случайным образом половины зёрен приповерхностного слоя на промежуточной стадии модельного эксперимента по спеканию. Продолжение спекания до беспористого состояния основы проводили при прочих равных условиях.

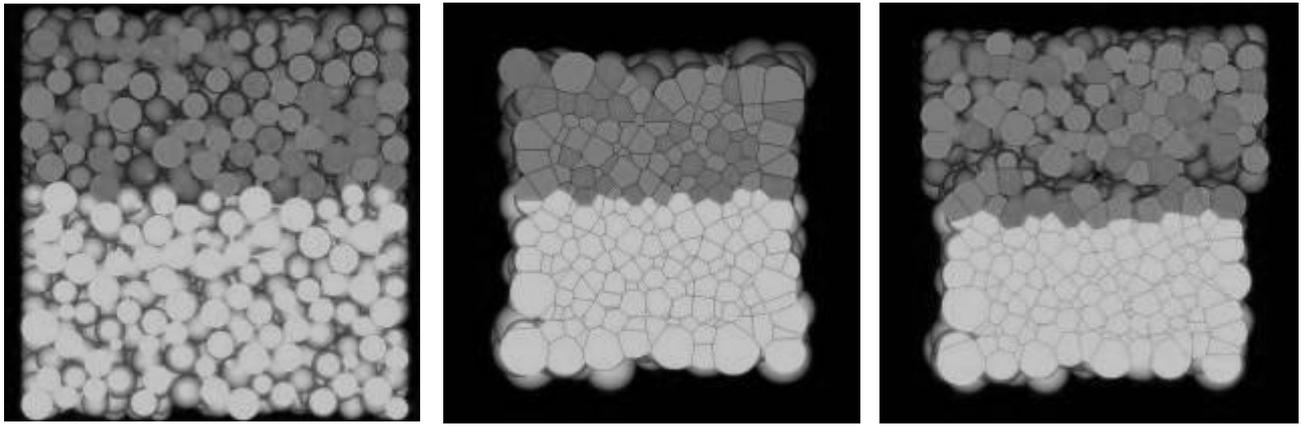
Сравнение результатов моделирования, представленных в виде изображений сечений выполненных моделей на рисунке 5.49, с СЭМ-изображением сечения реального образца керамики после ЭЛС (рисунок 5.48) показало, что ни одно из сделанных предположений не подтверждается в полной мере.

В частности, моделирование по варианту 1 показало возможность образования пор в приповерхностном слое, однако приводит к отрыву прочной связи пористого слоя от основы. Однако подобные разрушения на реальном образце керамики не наблюдаются.

Моделирование по варианту 2 не приводит к выраженному отслоению, однако присутствие в анализируемом участке частиц с аналогичной основе скоростью спекания не приводит к формированию наблюдаемой на реальном образце пористости.

Моделирование по варианту 3 при выбранных условиях спекания приводит к фрагментации поверхностного слоя и к потере его связи с основой, а увеличение продолжительности ЭЛС приводит к существенному росту зерен основы, который также не наблюдается на реальном образце.

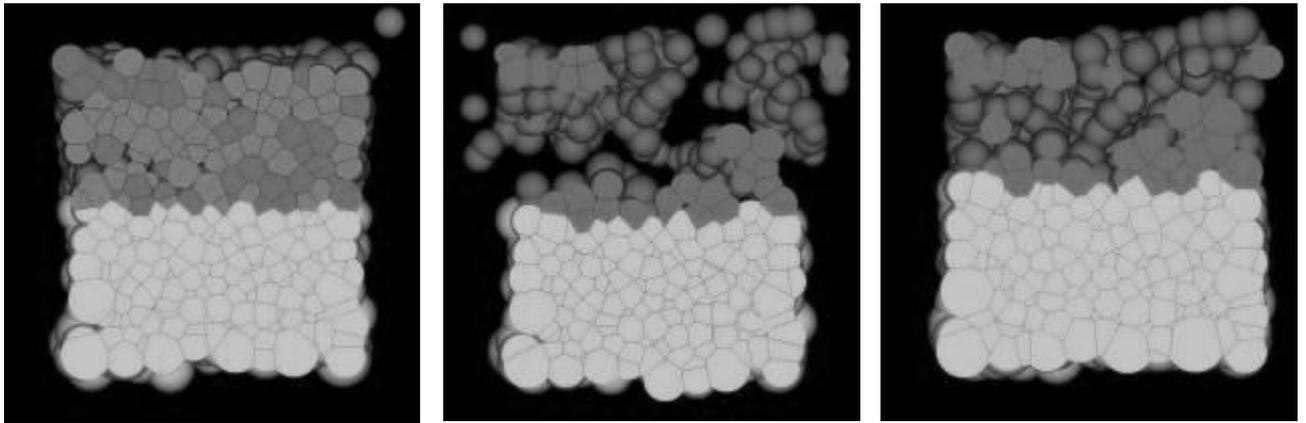
Вариант 4 не обнаружил таких разрушений, однако возникшая в результате его моделирования пористость не распределяется по слою равномерно и не образует пористый слой постоянной толщины.



Исходная упаковка частиц

Изотропное спекание

Вариант 1



Вариант 2

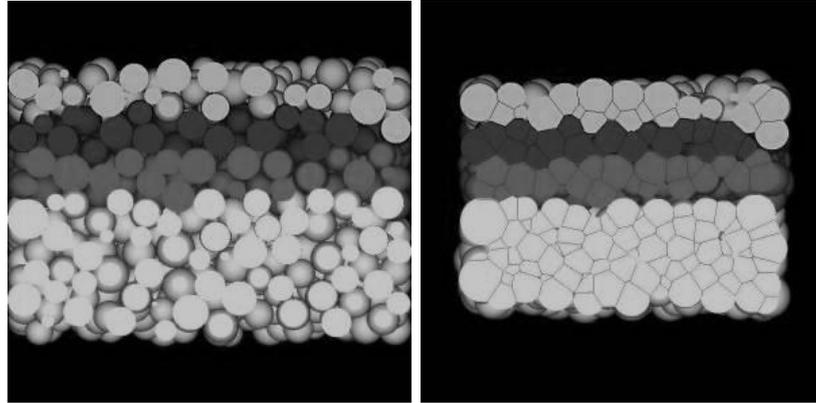
Вариант 3

Вариант 4

Рисунок 5.49 – Дискретноэлементные модели ЭЛС по различным вариантам механизма образования пористого слоя в приповерхностной зоне упаковки частиц порошка

Анализ полученных результатов моделирования позволяет предположить наличие более сложного механизма образования наблюдаемого в образцах пористого слоя, когда накопление заряда каждой его частицы ориентировано в нем относительно облучаемой поверхности таким образом, что скорости взаимного сближения частиц ограничены кулоновским отталкиванием лишь по нормали к поверхности образца, а в ортогональном направлении (вдоль поверхности образца) скорость спекания не отличается от значений в объеме образца. Для проверки предположения была создана модель упаковки с несколькими монослоями частиц (рисунок 5.50 а), скорость сближения которых внутри каждого слоя сопоставима со скоростью сближения частиц основы, а скорость сближения частиц между все-

ми слоями на полпорядка ниже этого значения. Полученная модель анизотропного спекания по указанному механизму (рисунок 5.50 б) наиболее близка к изображениям реальной керамики. Имея высокую плотность основы и достаточно явную границу поверхностного слоя с равномерно распределенными по нему порами, модель не обнаруживает явных предпосылок к его расслоению и разрушению.



a

б

Рисунок 5.50 – Модель анизотропного спекания приповерхностного слоя частиц порошкового тела

Обнаруженное образование на высокоплотной керамике тонкого пористого слоя, имеющего прочную связь с основой, позволяет рассматривать процесс ЭЛС в качестве способа получения биосовместимой диоксидциркониевой керамики, для которой наличие такой поверхностной структуры субмикроструктурной керамики для кардинального повышения ее биоактивности в настоящее время пытаются создать уже на спеченных образцах [284].

5.2.3 Электронно-лучевое спекание алюмооксидной керамики

В качестве объекта спекания использовались образцы алюмооксидной керамики в виде дисков (таблеток) диаметром 14 мм, толщиной 3–3.5 мм и весом 1.28–1.52 г, изготовленные методом прессования из гранулированного порошка оксида алюминия в фазе корунда. В состав исходного порошка входило не менее 98% оксида алюминия в виде смеси двух фракций, отличающихся размером зе-

рен. 96% порошка составляла фракция с размером частиц порядка 1 мкм, оставшиеся 4% представлял собой порошок с размером частиц до 0,1 мкм. В составе присутствовали также примеси оксидов магния и кремния. Давление прессования составляло 500 МПа.

Успешность применения спекания с использованием облучения электронными пучками двух противоположных сторон образцов циркониевой керамики позволила провести спекание керамики на основе оксида алюминия. Типичная временная зависимость температуры поверхности облучаемого образца в процессе спекания представлена на рисунке 5.51.

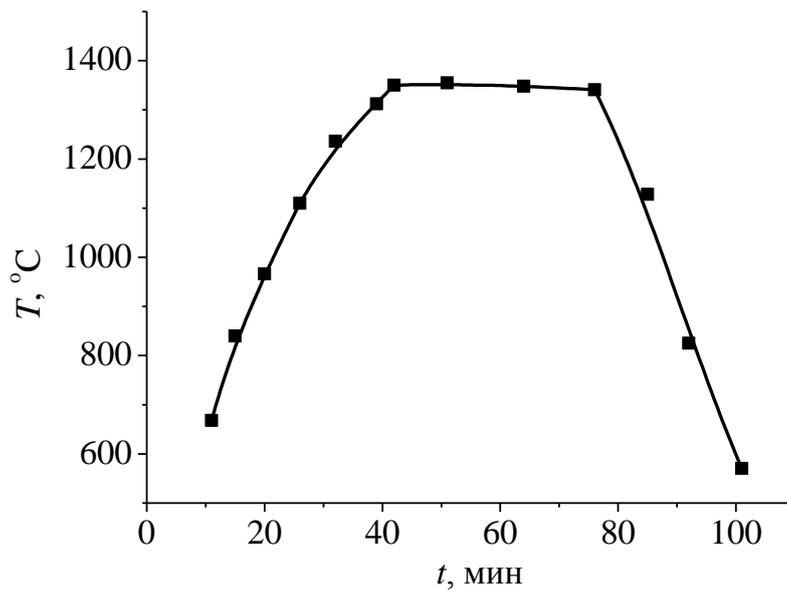


Рисунок 5.51 – Типичная диаграмма нагрев-выдержка-охлаждение спекаемого образца.

Температурные режимы процесса спекания и параметры керамических компактов до и после электронно-лучевого спекания отображены в таблице 5.5.

После спекания геометрические размеры образцов уменьшаются (рисунок 5.52). Результаты, представленные в таблице 5.5, свидетельствуют об уплотнении керамического материала после электронно-лучевого воздействия, что служит косвенным подтверждением прохождения процесса спекания. Наибольшее значение плотности было получено при температуре спекания 1400 °C и сорокаминутной выдержке.

Таблица 5.5 – Сводная таблица параметров образцов и режимов спекания двумя пучками алюмооксидной керамики. Рабочий газ – воздух.

№ образца	Температура выдержки, °С	Время выдержки, мин.	Плотность до спекания, г/см ³	Плотность после спекания, г/см ³
1	1350	20	2,686	3,318
2		40	2,767	2,953
3		60	2,520	3,19
4	1400	20	2,556	3,153
5		40	2,523	3,308
6		60	2,658	3,279
7	1450	20	2,618	3,277
8		40	2,574	2,796
9		60	2,631	2,749

Визуальный осмотр не обнаружил наличия какой-либо деформации спечённых образцов – керамические диски усаживались равномерно, что еще раз подтверждает необходимость использования двухстороннего облучения при электронно-лучевом спекании.

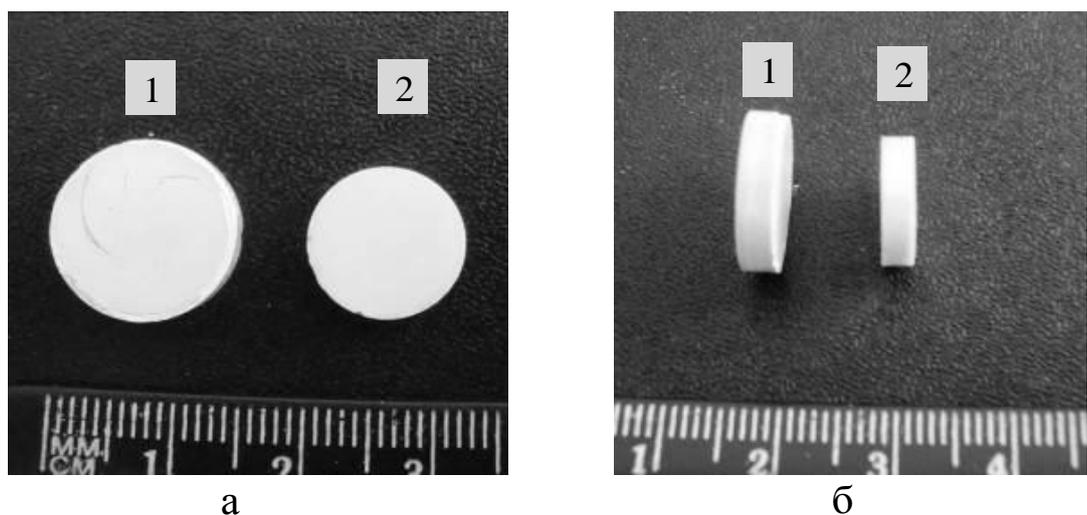


Рисунок 5.52 – Изображение образцов: а – вид сверху, б – вид с боку; 1 – не-спеченная керамика, 2 – спеченная керамика.

Исследование зёрненной структуры поперечного скола такой керамики с помощью растровой электронной микроскопии позволило определить, что повышение интегральной энергии воздействия электронного пучка в процессе облучения с 1 до 1.5 МДж приводит к росту зерен до размеров порядка 5 мкм (рисунок 5.53).

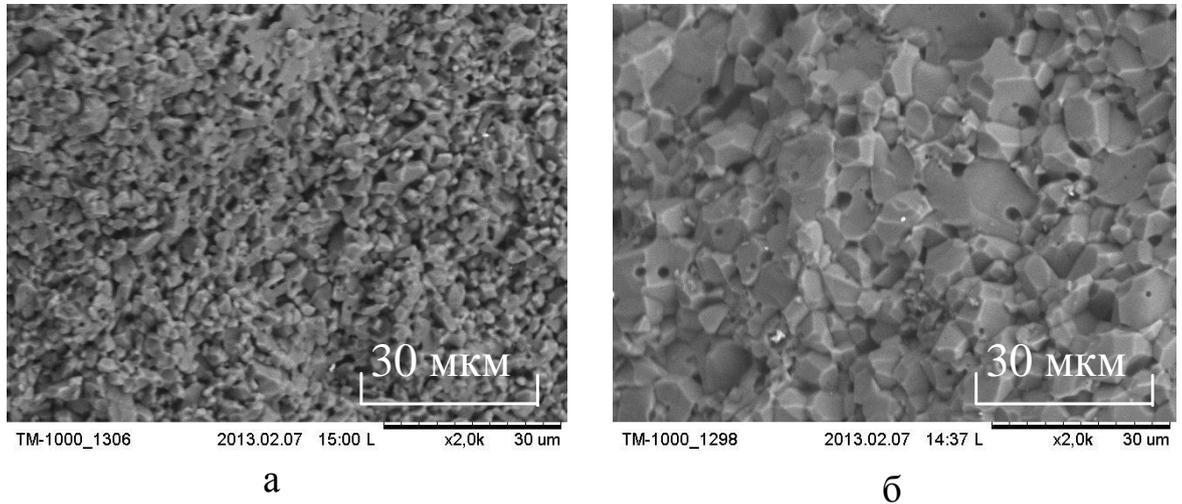


Рисунок 5.53 – Микрофотография скола образца: а – интегральная энергия 1 МДж, температура 1000 °С, б – интегральная энергия 1.5 МДж, температура 1100 °С.

5.2.4 Электронно-лучевое спекание керамики на основе карбида кремния

Бескислородная керамика на основе карбида кремния отличается повышенной механической прочностью и износостойкостью при высоких температурах, обладает достаточно низким коэффициентом термического расширения, химической инертностью, биосовместимостью, коррозионной стойкостью, устойчивостью к радиационным воздействиям, хорошими показателями твердости и теплопроводности [285–287]. Керамика на основе карбида кремния требует высоких температур, и спекание без добавок при 2150 – 2200 °С не позволяет получать беспористые изделия как из-за низких коэффициентов диффузии, так и из-за высокой летучести SiC при этих температурах. Таким образом, снижение температуры спекания SiC керамики является актуальной задачей. Особенности спекания керамики на основе карбида кремния представлены в данном разделе.

Образцы SiC были подготовлены одноосным прессованием при давлении 160 – 800 МПа при комнатной температуре. Средний размер частиц порошка составлял 100 мкм. Температура спекаемого образца, определяемая пирометром, менялась в пределах 1700 – 2000 °С. Каждый образец постепенно нагревался электронным пучком со скоростью 50°С в минуту до температуры спекания, после чего производилась выдержка в течение 10 минут при неизменной температуре. Затем образец постепенно остужался, скорость остывания составляла также порядка 50°С в минуту.

Параметры образцов и режимы спекания SiC керамики представлены в таблице 5.6. Рабочий газ – воздух, давление 6–10 Па. Спекание проводилось двумя пучками. Нагрев – от 30 до 40 мин, выдержка – 10 мин, остывание – 20–30 мин.

Таблица 5.6 – Параметры образцов до и после спекания

№ образца	Температура выдержки, °С	Время выдержки, мин.	Вес до спекания, г.	Вес после спекания, г.	Толщина до спекания, мм.	Толщина после спекания, мм.	Диаметр до спекания, мм	Диаметр после спекания, мм	Плотность после спекания, г/см ³
1	1950	10	0,881	0,540	2,81	2,5	14,38	14	1,39
2	1900	10	0,881	0,530	2,77	2,3	14,47	13,9	1,51
3	1800	10	0,884	0,667	2,69	2,55	14,39	14,25	1,63
4	1700	10	0,875	0,713	2,76	2,65	14,41	14,2	1,7
5	1850	10	0,908	0,627	2,98	2,8	14,39	14	1,46

Геометрические размеры спеченных образцов взяты усредненные, т.к. после спекания образцы имеют овальную форму. Толщина на периферии и в центре образцов различна.

В отличие от кислородосодержащих керамик при спекании керамики на основе карбида кремния было обнаружено снижение плотности SiC (рисунок 5.54).

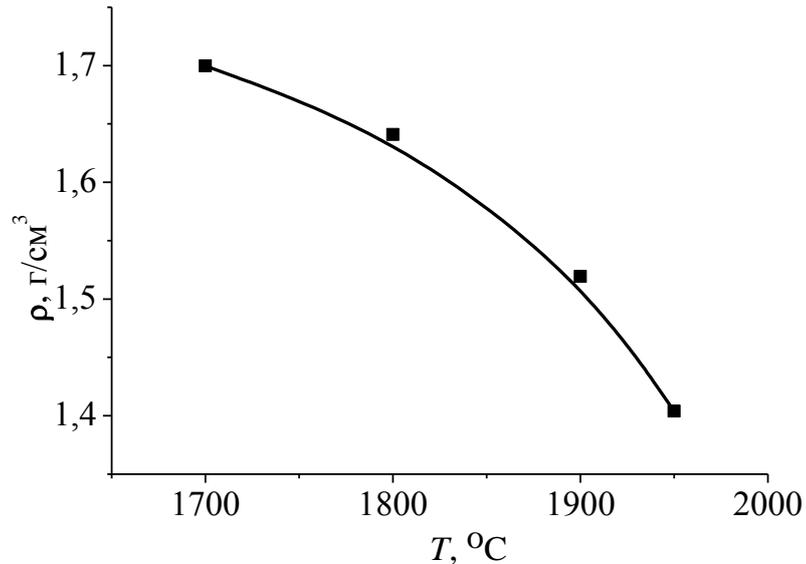


Рисунок 5.54 – Зависимость средней плотности ρ керамики SiC от температуры T при спекании электронным пучком. Продолжительность спекания 10 мин

Средняя плотность на всех образцах до спекания была 1.9 г/см^3 . Низкая плотность означает существование пористой микроструктуры. Снимки, сделанные в сканирующем микроскопе (рисунок 5.55 а–г), подтверждают это предположение.

Еще один результат в отличительном поведении керамики SiC заключается в существенной радиальной неоднородности спеченного материала. В средней части образца видно плавление и перекристаллизация (рисунок 5.56 а), тогда как в окружающей ее зоне перед началом спекания (рисунок 5.56 б) этого нет. Известно, что при температуре 1700 °C удельное сопротивление карбида кремния составляет $0.05 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, то есть в пять раз выше, чем, например, оксида циркония ($0.01 \text{ Ом}\cdot\text{м}$). Для исходных образцов абсолютные значения кратно выше. Это может означать, что ток, протекающий по облученному образцу, может обеспечить дополнительный Джоулев нагрев, отличающийся для различных материалов. Ток, распространяющийся от центра к периферии, может стать причиной неравномерного распределения температуры, что, в конечном счете, приводит к неоднородности свойств.

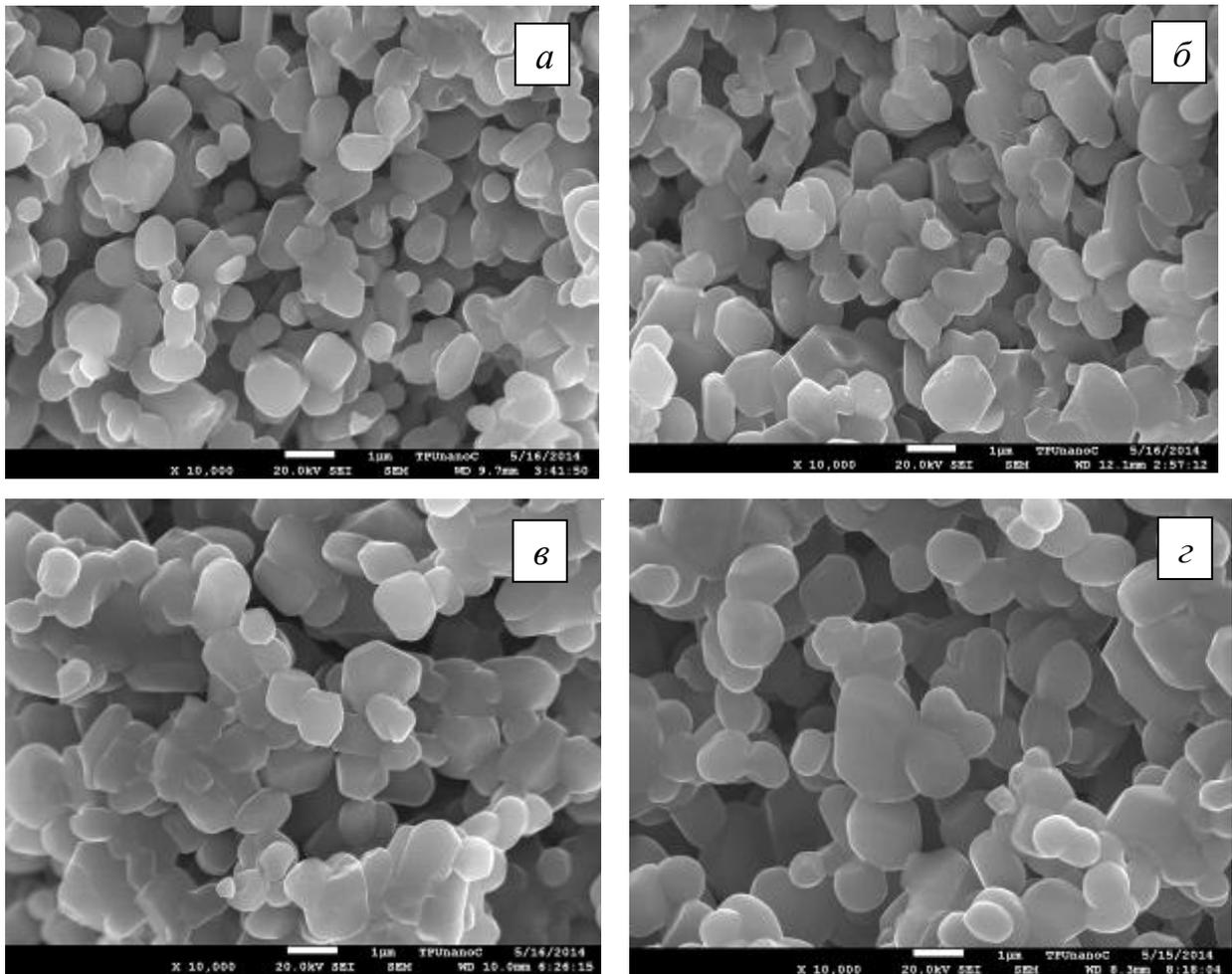


Рисунок 5.55 – Структура керамики SiC: а – при изотермической выдержке -1700°C ; б – при изотермической выдержке -1800°C ; в – при изотермической выдержке -1850°C ; г – при изотермической выдержке -1900°C

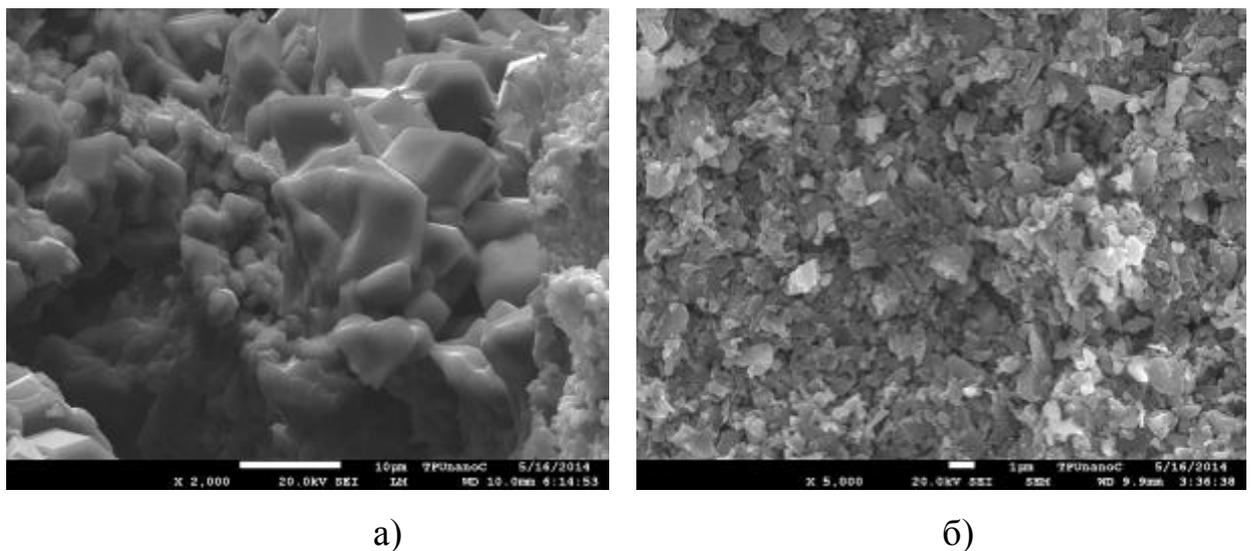


Рисунок 5.56 – Изображение структуры спеченной керамики SiC: а – центральная область, б – периферийная область. $T = 1700^{\circ}\text{C}$.

С протеканием тока связана еще одна особенность электронно-лучевого спекания керамики на основе карбида кремния. По мере нагрева спекаемого керамического образца возможно появление заметной электропроводности, что при заземленном держателе образца должно обеспечить стекание заряда, вносимого электронным пучком. При достижении достаточно высоких температур не исключена и термоэлектронная эмиссия с поверхности керамики, что обеспечивает таким образом дополнительный источник снятия отрицательного заряда. Далее представлены результаты экспериментов по определению условий, в которых реализуется тот или иной механизм зарядовой компенсации керамики, обрабатываемой электронным пучком.

Эксперименты проводились на установке (рисунок 5.57), оснащенной форвакуумным плазменным источником электронов *1*. Более подробно электродная система и конструктивные особенности электронного источника, а также его параметры и характеристики описаны ранее.

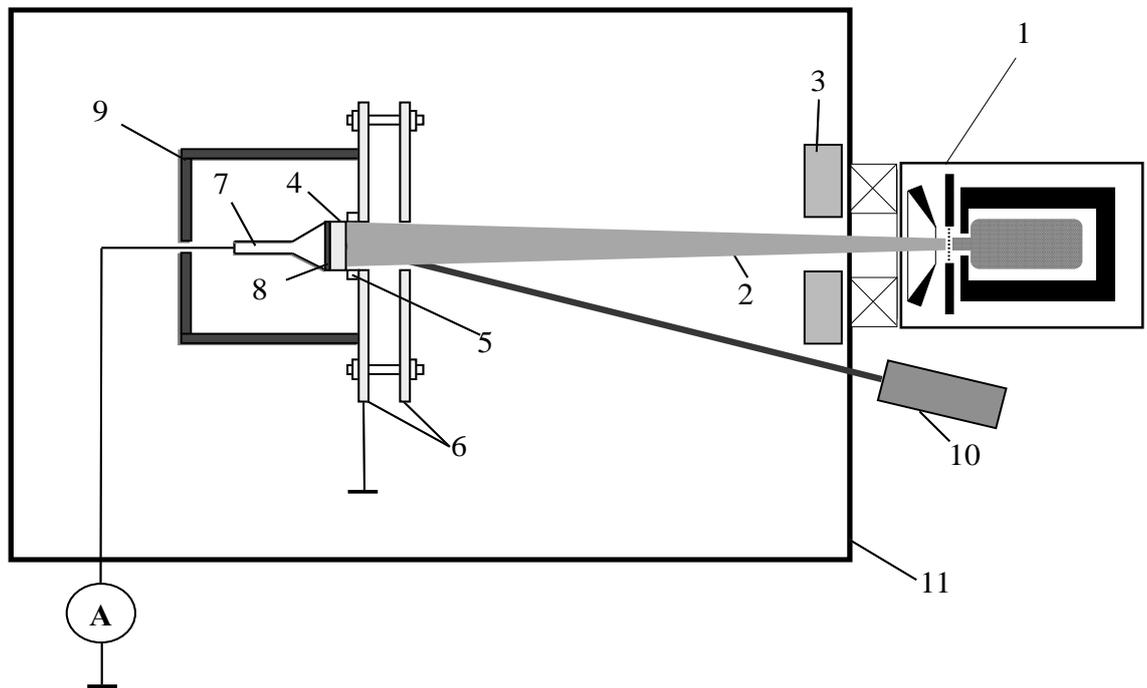


Рисунок 5.57 – Схема экспериментальной установки (вид сверху). 1 – плазменный электронный источник; 2 – электронный пучок; 3 – отклоняющая система; 4 – спекаемый образец; 5 – держатель образца; 6 – тепловые экраны; 7 – прижимной болт; 8 – пленка меди; 9 – защитный металлический экран; 10 – пирометр; 11 – вакуумная камера

Ускоренный электронный пучок 2 фокусировался магнитной линзой и наводился на обрабатываемую мишень с помощью магнитной системы отклонения пучка 3. Образец 4 карбида кремния скомпактирован из порошка с размером частиц 0.6–2.6 мкм с трехпроцентным массовым содержанием нанопорошка с размером частиц 70–110 нм. Одноосное прессование проводилось при давлении 318 МПа без использования пластификаторов или связок. Образец помещался в держатель 5, обеспечивающий электрическую изоляцию образца от тепловых экранов 6. Для надежного электрического контакта образца 4 с прижимным болтом 7 на обратную поверхность образца термическим испарением был осажден слой меди 8 толщиной 1–2 мкм. Узел держателя с керамическим образцом закрывался защитным металлическим экраном 9.

Измерение токов осуществлялось амперметром, включенным в соответствующий участок цепи. Температура обрабатываемой электронным пучком поверхности образца измерялась пирометром RAYTEK 1МН 10.

Экспериментальная система помещалась в вакуумную камеру 11, откачиваемую механическим форвакуумным насосом Vac Edwards 80М. Процесс нагрева и спекания керамического образца осуществлялся при давлении рабочего газа (воздуха) 6 Па плавным увеличением ускоряющего напряжения с 5 до 11 кВ и тока пучка с 10 до 100–150 мА.

На рисунке 5.58 представлена зависимость измеряемого в цепи держателя тока I через спекаемый керамический образец от температуры T его поверхности.

Явно выделяются два участка зависимости. В начальной области первого участка при $T \leq 1300$ °С ток через образец практически равен нулю. Дальнейшее повышение температуры вызывает появление тока в цепи держателя образца и его заметный рост. Скорее всего, наблюдаемый рост тока связан с возрастанием электрической проводимости спекаемой керамики. Второй участок кривой (рисунок 5.58) соответствует температурам свыше 1650 °С. С ростом T ток уменьшается и при дальнейшем увеличении температуры изменяет знак. Наиболее вероятной причиной наблюдаемой на втором участке зависимости тока через керамический

образец от температуры является термоэлектронная эмиссия с поверхности образца.

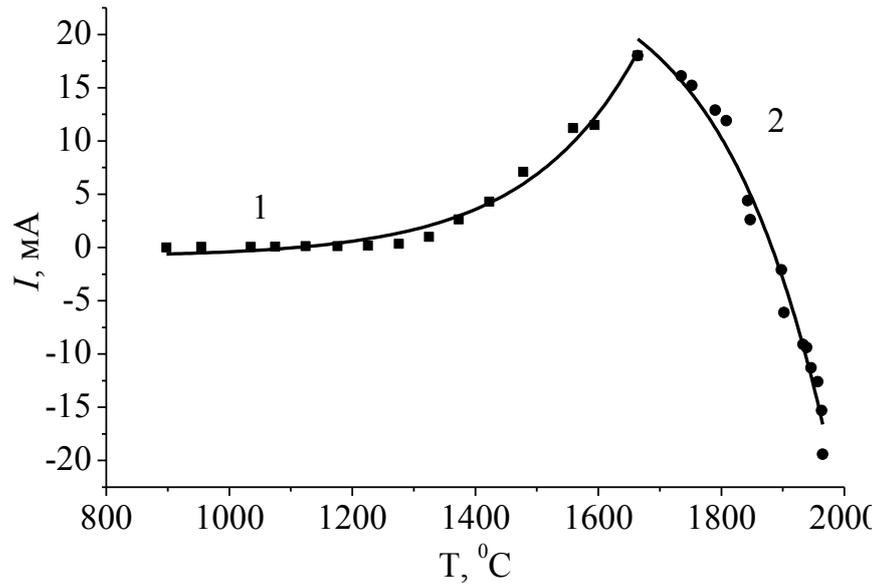


Рисунок 5.58 – Зависимость тока в цепи держателя образца от температуры (ускоряющее напряжение 5–11 кВ, ток пучка 10–150 мА).

О тепловой природе тока свидетельствует достаточно медленный (в течение 4 – 5 секунд) спад тока через образец после выключения электронного пучка, рисунок 5.59.

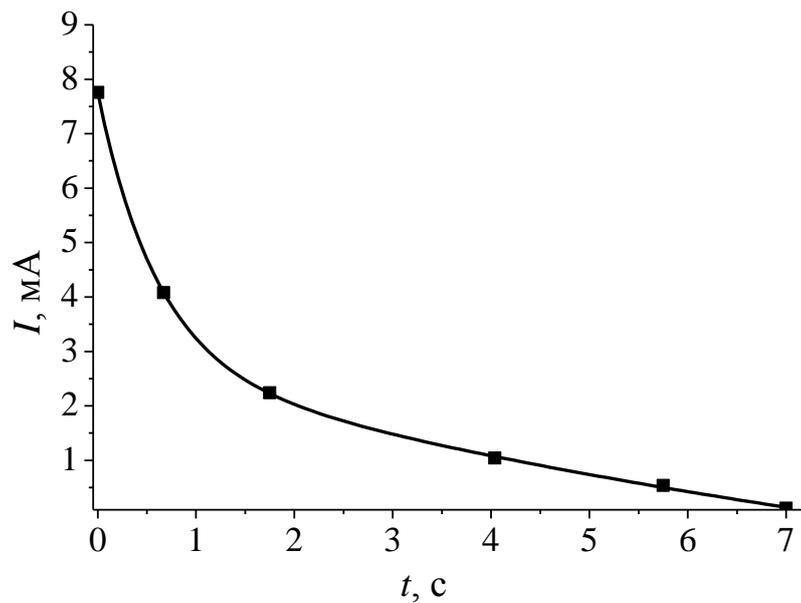


Рисунок 5.59 – Зависимость тока протекающего через образец при выключении электронного источника.

Аргументом в пользу термоэлектронной эмиссии служит линейный характер зависимости $\ln(I/T^2)$ от $1/T$, приведенной на рис. 5.60 и отражающей связь плотности тока j и температуры T катода по известной формуле Ричардсона-Дэшмана [288]

$$j = CT^2 \exp\left(-\frac{A}{kT}\right), \quad (5.8)$$

где C – константа, $\text{А} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-2}$;

j – плотность тока, $\text{А}/\text{м}^2$;

k – постоянная Больцмана, Дж/К;

A – работа выхода материала катода, Дж.

Определенная по наклону прямой работа выхода A оказалась равной 2.7 эВ.

Для исследуемого материала наиболее вероятен активационный механизм проводимости [289], описываемый формулой

$$j = B \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (5.9)$$

где ΔE – ширина запрещенной зоны, Дж.

Экспериментальная зависимость $\ln I$ от $1/T$ (рисунок 5.60) близка к линейной, что позволяет оценить ширину запрещенной зоны ΔE , величина которой составила 1.6 эВ. Следует отметить, что полученное из эксперимента значение работы выхода близко к табличному для монокристаллического карбида кремния (2.9 эВ) [290], в то время как ширина запрещенной зоны заметно отличается от табличной (4.5 эВ). Указанное отличие может быть связано с различиями в структуре кристаллического карбида кремния и скомпактированного порошка.

Приведенные результаты дают основания к утверждению о влиянии электропроводности и термоэлектронной эмиссии на процессы компенсации заряда при облучении диэлектрических материалов электронным пучком. Не исключено, что рост электропроводности и протекание тока через компакт карбида кремния

при электроннолучевом спекании является также причиной наблюдаемых отличий в структуре и свойствах материала по сравнению со спеканием в печи [291].

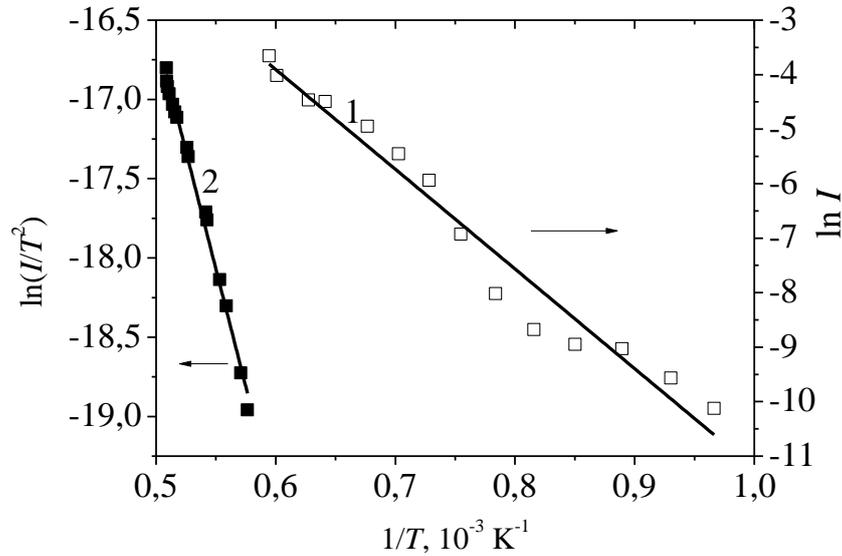


Рисунок 5.60 – Температурные зависимости тока через спекаемый образец в разных диапазонах температур: (1) – 800–1300 °С, (2) – 1650–1900 °С.

5.3 Электронно-лучевая пайка металла с керамикой

Технология соединения металла с керамикой получила распространение в основном благодаря развитию производства электровакуумных ламп. Для получения подобных соединений, как правило, применяется склеивание, диффузионная сварка и пайка [292 – 294]. Соединение с помощью различных клеев обладает низкими прочностными характеристиками и не может быть использовано, если изделие предназначено для работы при высоких температурах. При диффузионной сварке изделия подвергаются значительным давлениям, что может оказаться препятствием при соединении деталей сложной конфигурации и с малой толщиной стенок [295]. Основная трудность в проведении пайки заключается в необходимости металлизации керамической детали. Металлизацию диэлектриков применяют для придания поверхности детали свойств металла и способности к пайке. Для металлизации керамики используют медь, серебро, платину, молибден, марганец и другие металлы либо по отдельности, либо в составе смесей (паст) [296].

Сам процесс металлизации может быть осуществлён различными способами [297–300], но независимо от способа требует привлечения дополнительного оборудования, что в целом усложняет процесс пайки металла с керамикой.

Использование электронного пучка для получения металлокерамического соединения не требует предварительной металлизации, однако также связано со значительными трудностями [301], которые могут быть разделены на две группы. К первой относятся особенности поведения различных материалов при облучении электронным пучком, а именно неизбежная зарядка диэлектрического материала при попадании на него электронов пучка, существенная разница в температуре и теплоте плавления, различная стойкость к пространственному и временному перепаду температур. Ко второй группе следует отнести проблемы, возникающие на молекулярном уровне и проявляющиеся в возможности создания механически прочного и вакуумно-плотного переходного слоя в области соединения металла с керамикой.

Относящиеся к первой группе проблемы в значительной степени снимаются при использовании форвакуумного плазменного электронного источника для сварки металла с керамикой. Как было показано ранее, в форвакуумной области давлений образующаяся при транспортировке электронного пучка плазма практически полностью компенсирует заряд облучаемой ускоренными электронами непроводящей керамики. Уменьшение перепада температур, возникающих в керамике вследствие ее низкой теплопроводности, удастся понизить использованием предварительного прогрева керамики в области сварного шва расфокусированным электронным пучком.

Вопросы качества сварного соединения и разработка рекомендаций по электронно-лучевой сварке керамики с металлом рассмотрены в настоящем разделе.

В качестве металлической части соединения использовались титан, медь, нержавеющая сталь, никель, магний, тантал, ниобий и алюминий. Керамическая часть была представлена электротехническим фарфором, керамикой на основе талько-шамотной смеси, алюмооксидной керамикой марки ВК94-1.

Эксперименты проводились на установке (рисунок 5.61), оснащенной плазменным источником цилиндрического пучка электронов. В диапазоне ускоряющих напряжений 5–15 кВ источник электронов генерировал непрерывный электронный пучок с током до 100 мА. Магнитная фокусировка электронного пучка обеспечивала его сжатие в пятно диаметром до 3 мм и соответственно повышение удельной мощности, выделяемой на мишени, до 20 кВт/см².

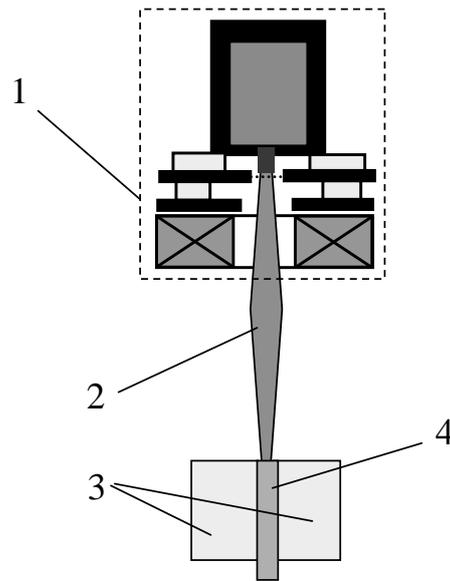


Рисунок 5.61 – Схема установки для проведения электронно-лучевой сварки. 1 – плазменный электронный источник, 2 – электронный пучок, 3 – керамика, 4 – металл.

Образцы свариваемой керамики представляли собой бруски размером 30×5×4мм. Керамические детали перед электронно-лучевой сваркой шлифовали так, чтобы размеры неровностей не превышали 0.5 мкм. Свариваемый узел представлял собой два керамических бруска с прослойкой из металла между ними. Сварной шов формировался в результате направления сфокусированного электронного пучка на область стыка керамик с металлической прослойкой. Процессу сварки предшествовал нагрев керамики в области стыка электронным пучком в отсутствие магнитной фокусировки, после чего пучок фокусировался на область стыка, и производилась собственно сварка. Скорость движения электронного пучка составляла 1 мм/мин. Сварка производилась при различной удельной мощно-

сти пучка. Качество сварного шва контролировалось измерением прочности на излом и исследованием шлифов в оптическом микроскопе и растровом электронном микроскопе Qvanta 200 3D dual beam, снабженном рентгеновским микроанализатором. В растровом микроскопе были измерены распределения концентрации элементов в направлении, перпендикулярном границе раздела металл-керамика.

Экспериментально были определены пригодные для сварки пары металл-керамика (таблица 5.7).

Таблица 5.7 – Совместимые пары металл – керамика.

Тип керамики	Металл	Остаточная атмосфера	Наличие соединения
Фарфор	магний, алюминий, титан	воздух, гелий	да
Фарфор	нержавеющая сталь, сталь 3	воздух, гелий	нет
ВК94-1	магний, алюминий, тантал, ниобий, титан	воздух, гелий	да
ВК94-1	никель, нержавеющая сталь, сталь 3, медь	воздух, гелий	нет
керамика на основе талькошамотной смеси (керамика)	титан, алюминий	воздух, гелий	да
керамика на основе талькошамотной смеси (керамика)	нержавеющая сталь, сталь 3, медь	воздух, гелий	нет

Наличие соединения определялось визуально, а также путем приложения небольших усилий направленных на изгиб двух сваренных деталей. Из данных, представленных в таблице 5.7, следует, что удастся получить соединение, не разрушающиеся при ручных манипуляциях, для следующих пар материалов: фарфор-магний, фарфор-алюминий, фарфор-титан, керамика-титан, керамика-алюминий, ВК94-1-магний, ВК94-1-алюминий, ВК94-1-тантал, ВК94-1-ниобий, ВК94-1-титан.

В качестве свариваемых материалов для дальнейшего исследования были выбраны один из наиболее распространенных типов технической керамики –

ВК94-1. Металлическая компонента состояла из алюминия, ввиду присутствия его в составе керамики, либо титана как одного из металлов, используемых в металлокерамических узлах в качестве припоя.

На рисунке 5.62 приведены микрофотографии сварных швов керамики с алюминием и титаном. Обращает на себя внимание резкое различие качества шва. Для сварочного шва с алюминием граница керамика-металл резко выражена, а структура металла – мелкозернистая, с размером зерна не более 5 мкм. Напротив, для случая сварки керамики с титаном граница раздела рыхлая, а структура титана претерпела заметные изменения. Она содержит крупные зерна размером более 25 мкм. В исходном состоянии размер зерна титана составлял не более 5 мкм.

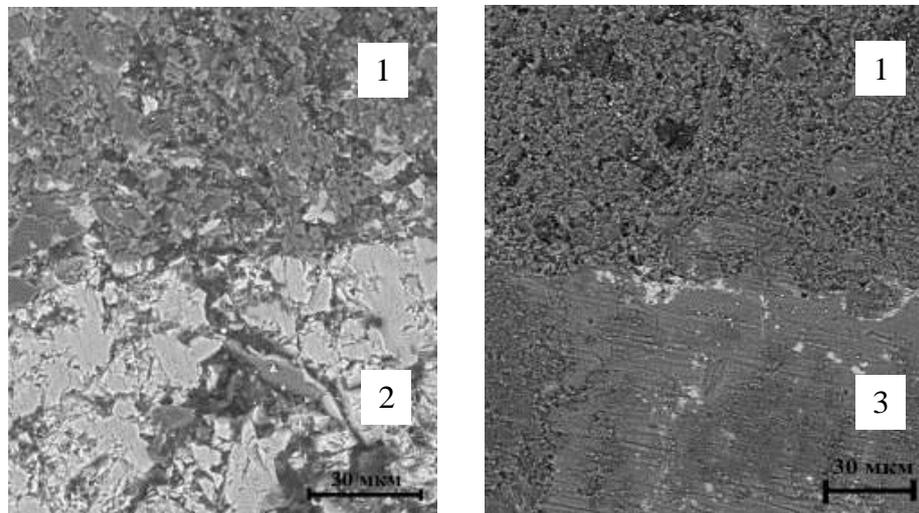


Рисунок 5.62 – Микрофотографии шлифов сварки керамики с различными металлами: 1 – керамика, 2 – алюминий, 3 – титан [251].

Исследование элементного состава (рисунки 5.63, 5.64) показало что, более резкие изменения концентрации металлов имеют место на границе титан-керамика по сравнению с системой керамика-алюминий. На первый взгляд эти результаты противоречат выводам, сделанным на основе анализа снимков (рисунок 5.62). Противоречие, однако, исчезает, если принять во внимание поперечный размер зонда рентгеновского микроанализатора, составляющий доли мкм. Иначе говоря, анализатор измеряет концентрацию элемента на границе конкретного зерна. Взгляд с этой точки зрения означает, что перемешивание материалов в систе-

ме керамика-титан менее вероятно, чем в системе керамика-алюминий, что и проявляется в различии толщин переходных слоев, составляющих ~ 2 мкм для титана и ~ 10 мкм для алюминия. В обоих случаях переходные области заметно превышают по размеру неровности на поверхности исходной керамики, что дает основания утверждать наличие сплавления, т.е. образование слоя, в котором керамика и металл перемешаны.

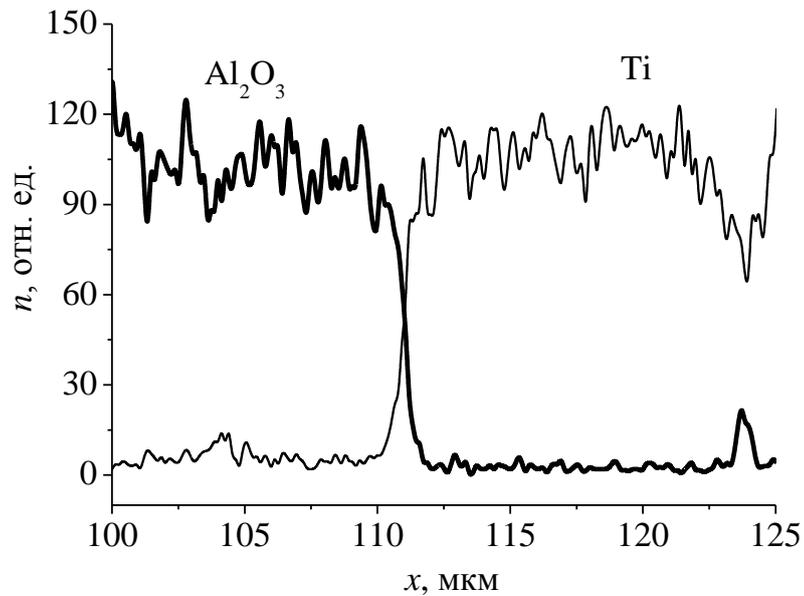


Рисунок 5.63 – Распределение концентрации n элементов на границе титан-керамика.

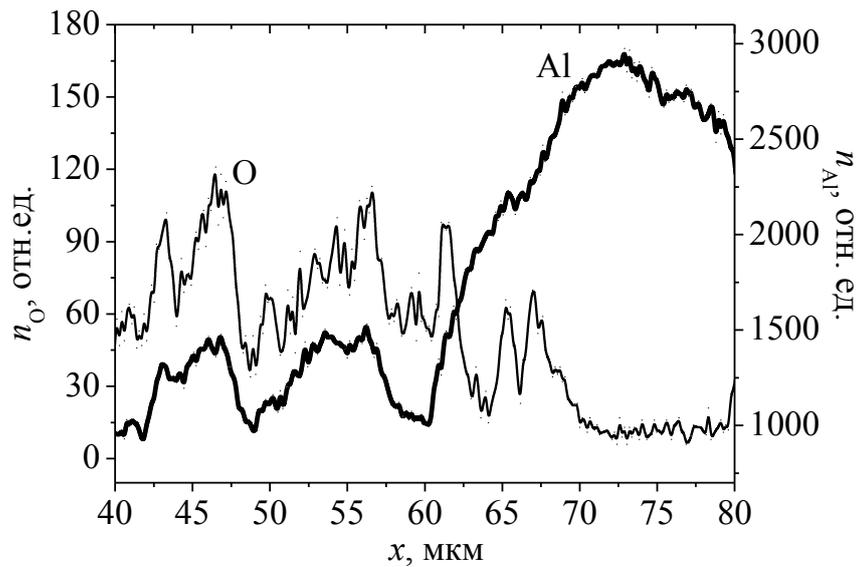
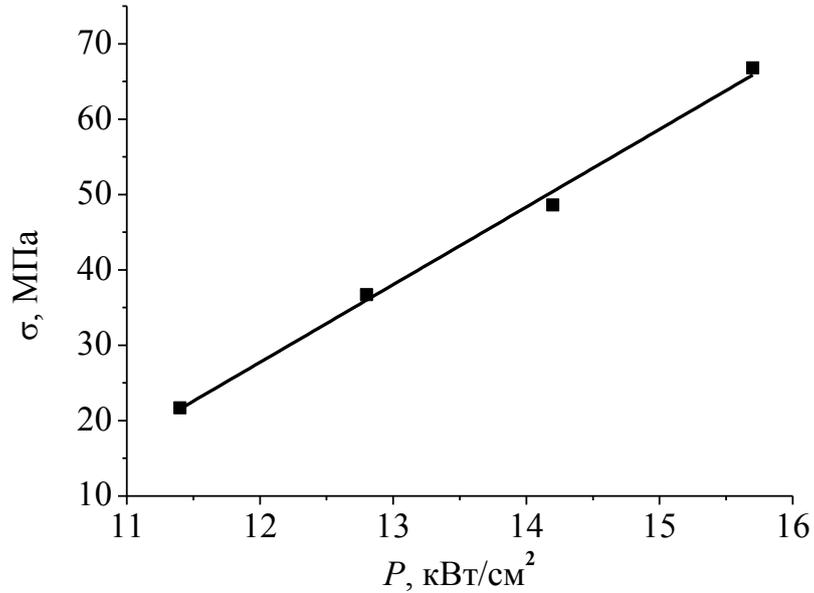
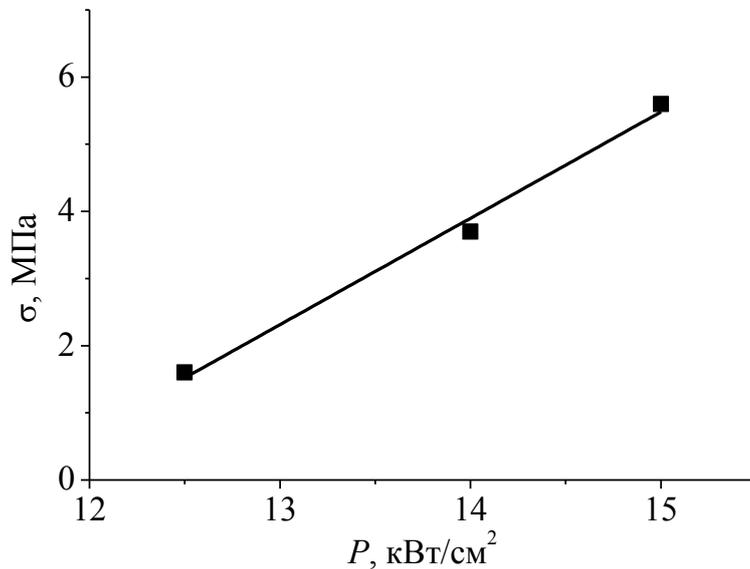


Рисунок 5.64 – Распределение концентрации n элементов на границе алюминий-керамика.

Значения прочности σ на излом для соединений керамики с алюминием и титаном заметно отличаются. В то же время для обоих сочетаний прочность возрастала с увеличением мощности пучка в интервале 10 – 16 кВт/см² (рисунок 5.65).



а)



б)

Рисунок 5.65 – Зависимость прочности σ шва на излом от удельной мощности P пучка для системы: а – керамика-алюминий, б – керамика-титан.

Дальнейшее увеличение удельной мощности при сохранении скорости перемещения свариваемых деталей оказалось нецелесообразным из-за испарения как металла, так и керамики. Растущие зависимости, приведенные на рисунке 5.65, обусловлены, по-видимому, улучшением перемешивания свариваемых материалов с увеличением мощности пучка. Достигнутые при сварке с алюминием значения прочности приближаются к величинам, характерным для исходной керамики (80–100 МПа), в то время как для системы керамика-титан прочность на порядок ниже.

Исследование образцов после испытаний на механическую прочность позволило прийти к заключению о том, что разлом, как правило, происходил по границе раздела керамика – металл. Тот факт, что наилучшие результаты получены для системы алюмооксидная керамика – алюминий, по-видимому, не случаен и обусловлен присутствием алюминия в составе керамического материала.

Успешность применения электронного пучка для соединения керамических деталей с использованием металла в качестве связующего компонента позволила сделать следующий шаг, а именно перейти к непосредственной сварке металлической и керамической деталей.

С учетом ранее полученных результатов было предложено соединение алюмооксидной керамики ВК94-1 с титаном ВТ-5 с использованием алюминия в качестве связующего между ними материала [302]. Успешность такого подхода обусловлена хорошей смачиваемостью алюминием как керамики, так и титана.

В качестве соединяемых деталей использовались трубки длиной 30–40 мм изготовленные из алюмооксидной керамики и титана. Внешний диаметр алюминиевой трубки – 12 мм. Внешний диаметр трубки из титана составлял – 11 мм. Внутренний диаметр обеих трубчатых деталей – 9 мм. Между торцами двух свариваемых трубок размещалась прокладка из алюминия в виде диска диаметром 13 мм и толщиной 1 мм.

Перед пайкой все детали очищались и обезжиривались. Дополнительной обработки (шлифовки) поверхностей соединяемых деталей не проводилось. Очищенные и обезжиренные прижатые торцами друг к другу алюминиевая и титано-

вая трубки устанавливались во вращающее устройство. С целью предотвращения растрескивания производился прогрев образцов в течение 10 минут расфокусированным электронным пучком, энергия которого равномерно увеличивалась от 2 кэВ до 10 кэВ. Вид закрепленных в устройстве вращения образцов в процессе прогрева приведен на рисунок 5.66.

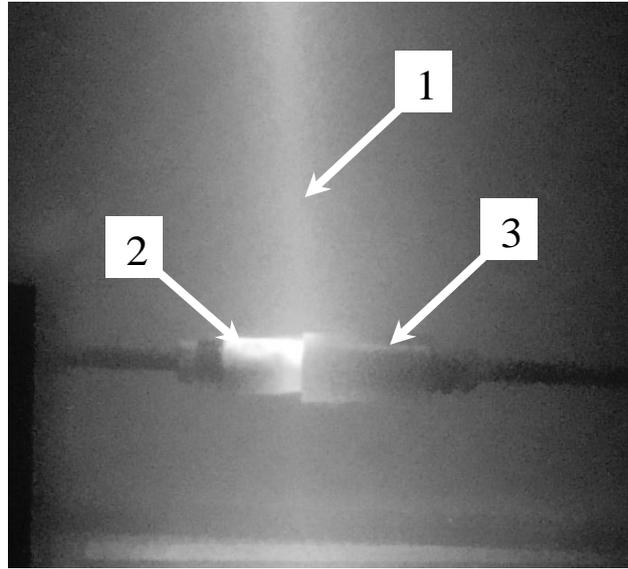


Рисунок 5.66 – Процесс нагрева свариваемых образцов. 1 – электронный пучок, 2 – керамическая трубка, 3 – металлическая трубка

После прогрева электронный пучок при неизменной энергии фокусировался на области стыка двух трубчатых деталей. По достижении плотности мощности 1000 Вт/см^2 происходило расплавление алюминиевой прокладки и при неизменной мощности происходил процесс пайки. Выдержка при постоянной мощности занимала от 10 до 16 минут, после чего в течение 10 минут мощность пучка плавно снижалась до минимального значения и спаянные детали остужались в вакууме в течение 10–15 минут. На рисунке 5.67 представлены соединяемые образцы до и после пайки.

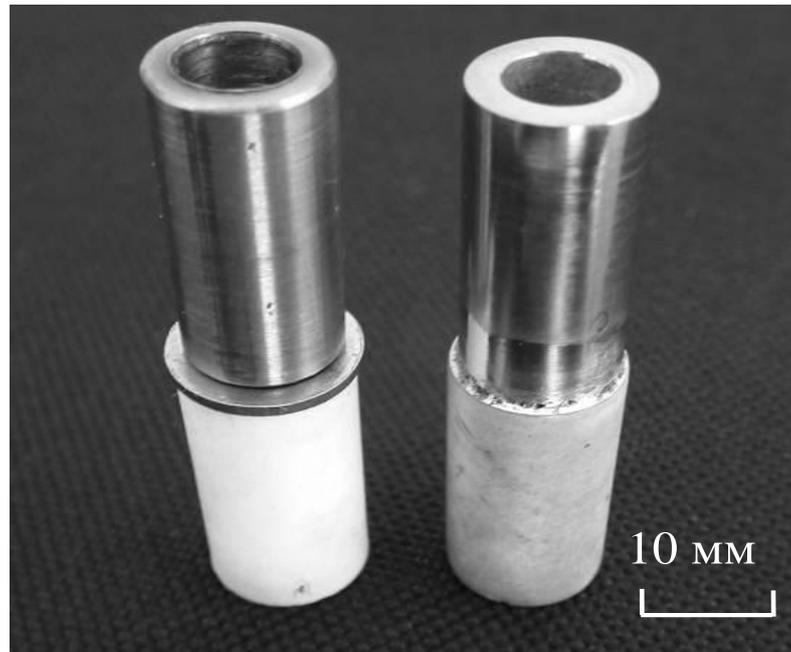


Рисунок 5.67 – Образцы до (слева) и после (справа) пайки: сверху титан VT-5, внизу керамика VK94-1.

Исследование полученных металлокерамических соединений методами растровой электронной микроскопии (рисунок 5.68) и рентгеноспектрального микроанализа (рисунок 5.69) выявили, что структура переходной зоны алюминий-керамика более резкая по сравнению с зоной алюминий-титан, что может свидетельствовать о частичном растворении титана в алюминии.

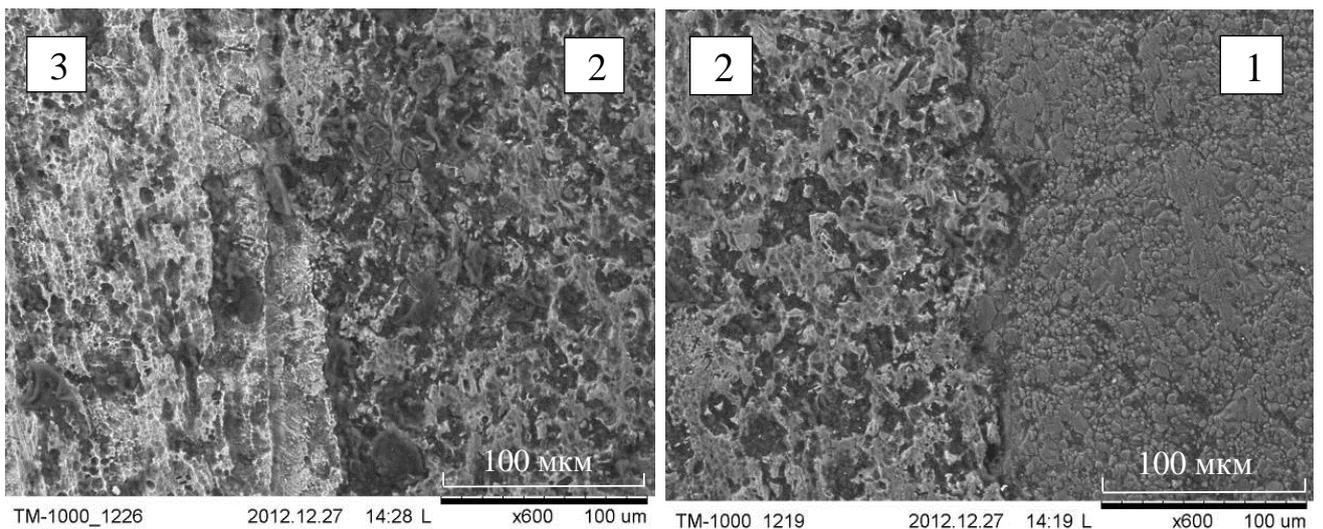


Рисунок 5.68 – Микрофотографии шлифов граничных областей соединения керамики с титаном через прослойку алюминия: 1 – керамика, 2 – алюминий, 3 – титан.

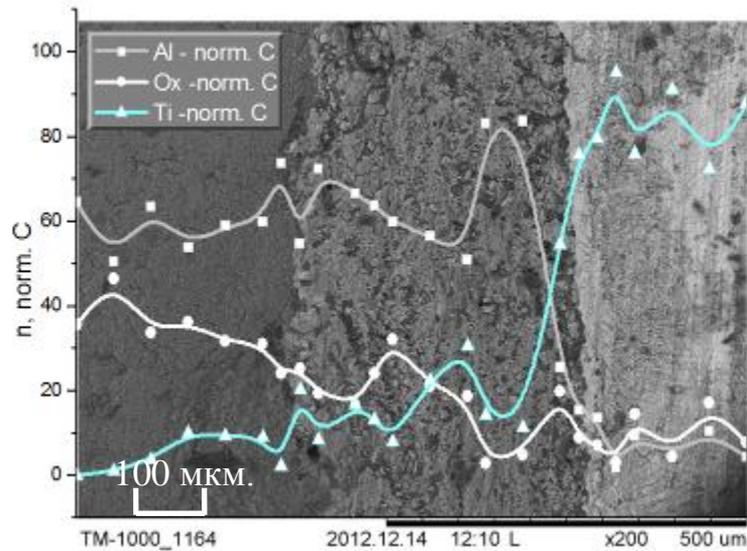


Рисунок 5.69 – Распределение концентрации n элементов на границе керамика-алюминий-титан

При испытаниях на термоциклирование четыре из шести испытываемых образцов сохранили свою герметичность, а в двух образцах появилась течь. Прочность на разрыв полученного соединения составила 8-20 МПа в зависимости от времени экспозиции при максимальной мощности пучка (таблица 5.8), причем разрыв происходил по алюминию.

Таблица 5.8 – Прочностные характеристики металлокерамических соединений

№ образца	Время экспозиции, мин	Предел прочности на разрыв, МПа
1	11	8
2	14	12
3	16	20

Несмотря на то, что указанные значения на порядок ниже прочности керамики, они могут оказаться достаточными для ряда металлокерамических узлов.

Особенностью данной технологии является тот факт, что для получения качественного соединения не требуется нагревать свариваемые изделия до экстремально высоких температур, и для образования качественного соединения достаточно прогреть детали до температуры плавления алюминия (660°C). Отсутствие

сильного нагрева соединяемых деталей позволяет свести к минимуму механические напряжения, возникающие как в керамике, так и в металле.

5.4 Получение керамических покрытий в форвакуумной области давлений

Способность форвакуумных плазменных источников эффективно обрабатывать диэлектрические материалы обусловила постановку вопроса о возможности электронно-лучевого испарения керамики с последующим синтезом керамических покрытий на поверхности различных материалов. Результаты исследования такой возможности представлены в настоящем разделе [303].

Эксперименты по испарению керамических мишеней (рисунок 5.70) проводились с использованием форвакуумного плазменного электронного источника цилиндрического пучка электронов.

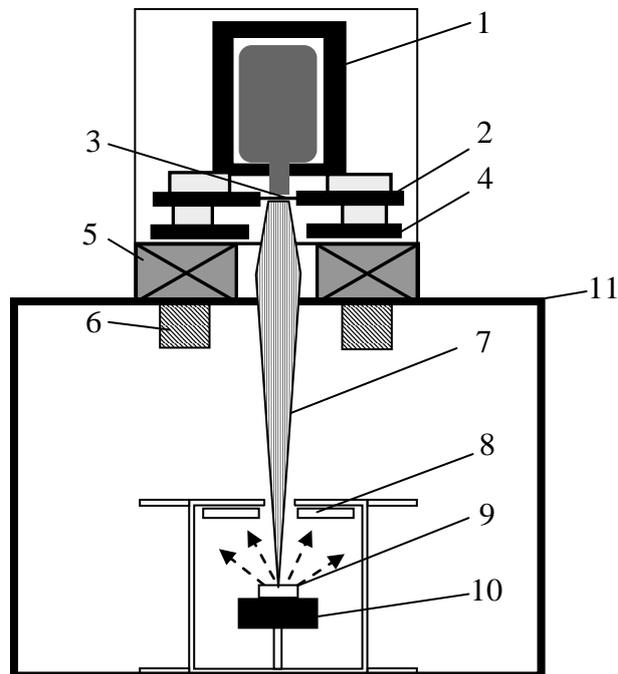


Рисунок 5.70 – Схема эксперимента. 1 – полый катод; 2 – анод; 3 – эмиссионный электрод (перфорированная пластина); 4 – ускоряющий электрод (экстрактор), 5 – фокусирующий соленоид; 6 – магнитная система отклонения; 7 – электронный пучок; 8 – стеклянные подложки; 9 – испаряемый образец; 10 – графитовый держатель, 11 – вакуумная камера

В качестве испаряемых мишеней использовались цилиндрические образцы алюмооксидной керамики марки ВК94-1 диаметром 8 и высотой 6 мм. Испаряемый образец размещался на графитовом держателе, установленном в закрытой прямоугольной полости с отверстием для прохождения электронного пучка. В верхней части полости имелась возможность установки стеклянных подложек, по толщине пленки на которых можно было судить о скорости осаждения. С целью предотвращения термомеханических напряжений нагрев образца осуществлялся в течение 10–15 минут плавным увеличением плотности мощности электронного пучка от 50 до 1000 Вт/см². Скорость испарения керамики оценивалась по измерению потери массы образца за время облучения. Постоянство плотности тока электронного пучка, приходящегося на облучаемый образец при различных рабочих давлениях газа в области транспортировки электронного пучка, обеспечивалось фиксацией диаметра пучка на поверхности образца соответствующим варьированием тока фокусирующей катушки. Измерение температуры поверхности испаряемой керамики осуществлялось инфракрасным пирометром RAYTEK 1МН с диапазоном измеряемых температур от 650–3000 °С.

Исследования микроструктуры и элементного состава пленки, образовавшейся на поверхности стеклянных образцов в результате испарения керамики, проводились на растровом электронном микроскопе ТМ-1000 (Hitachi, Япония), оснащенной системой энергодисперсионного микроанализа SwiftED (Bruker, Германия). Толщина тонких пленок (до 1 мкм) определялась с помощью интерференционного микроскопа МИИ-4 по стандартной методике. Для более толстых пленок использовался трехмерный бесконтактный профилометр (Micro Measure 3D Station) с диапазоном измерения до 80 мкм.

Экспериментальные зависимости скорости испарения облучаемого материала от параметров электронного источника и давления в вакуумной камере представлены на рисунки 5.71, 5.72.

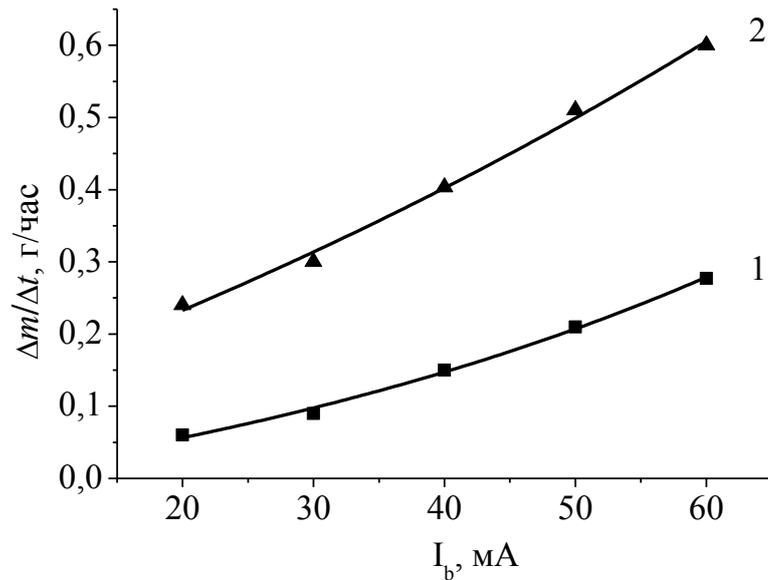


Рисунок 5.71 – Скорость уноса массы при электронно-лучевом испарении в зависимости от тока пучка. Ускоряющее напряжение 8 кВ, давление: 1 – 12 Па, 2 – 7 Па

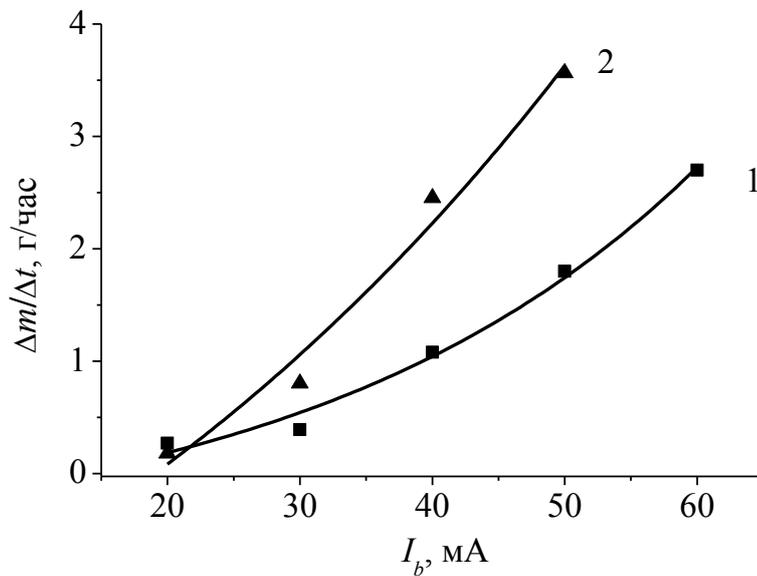


Рисунок 5.72 – Скорость уноса массы при электронно-лучевом испарении в зависимости от тока пучка. Ускоряющее напряжение 10 кВ, давление: 1 – 12 Па, 2 – 7 Па

Скорость испарения вполне ожидаемо повышается с ростом удельной мощности пучка, и, соответственно, с повышением температуры поверхности испаря-

емой керамики. При плотности мощности электронного пучка 1 кВт/см^2 скорость испарения керамики достигала 4 г/час . Повышение энергии электронов с 8 кэВ до 10 кэВ приводило к росту поверхностной температуры на $100\text{--}150^\circ\text{C}$, в то время как скорость испарения повышалась на порядок величины. Данный факт может быть связан с ростом площади расплавленной области, из которой происходит испарение материала. Электронно-лучевое испарение керамики позволяло сформировать однородное покрытие на всей поверхности подложки рисунок 5.63, а. Энергодисперсионный спектр покрытия (рисунок 5.74) показал наличие в его составе алюминия и кислорода с незначительным содержанием кремния как материала подложки. Предельная плотность мощности электронного пучка для получения однородного покрытия при испарении алюмооксидной керамики составила 1000 Вт/см^2 . Превышение указанной плотности мощности приводило к образованию брызг и осколков, осаждение которых на пленке способствовало нарушению ее однородности и растрескиванию, рисунок 5.73, б.

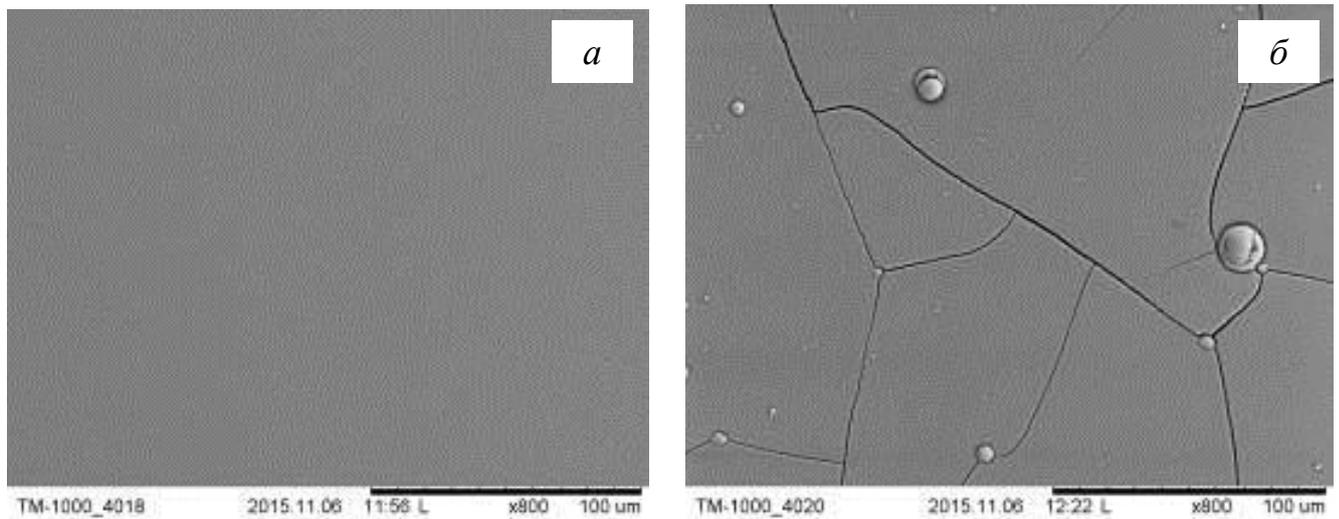


Рисунок 5.73 – Микрофотографии поверхности пленок полученных при различных плотностях мощности: а) – 800 Вт/см^2 , б) – 1050 Вт/см^2

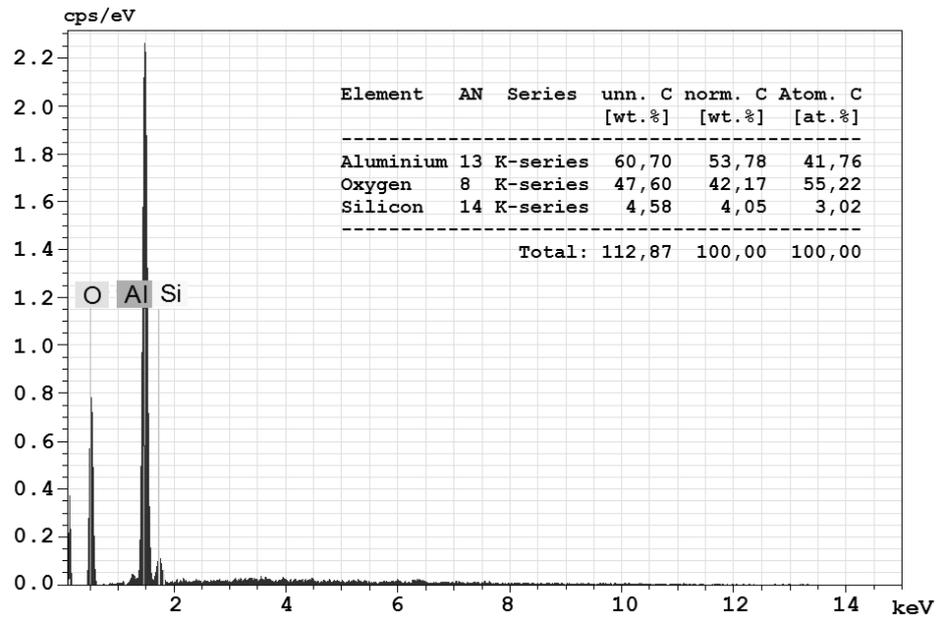


Рисунок 5.74 – Элементный состав пленки. Плотность мощности пучка 800 Вт/см^2 , время напыления 10 минут

Измерение толщины пленок осаждаемых на полусферической поверхности, в центре которой расположен испаряемый образец, позволило определить угловое распределение паров испаренного материала, рисунок 5.75. Основная масса испаренного материала осаждается достаточно равномерным слоем в телесном угле $\pi/2$. Изменение параметров электронного пучка и давления в вакуумной камере практически не влияло на вид распределения.

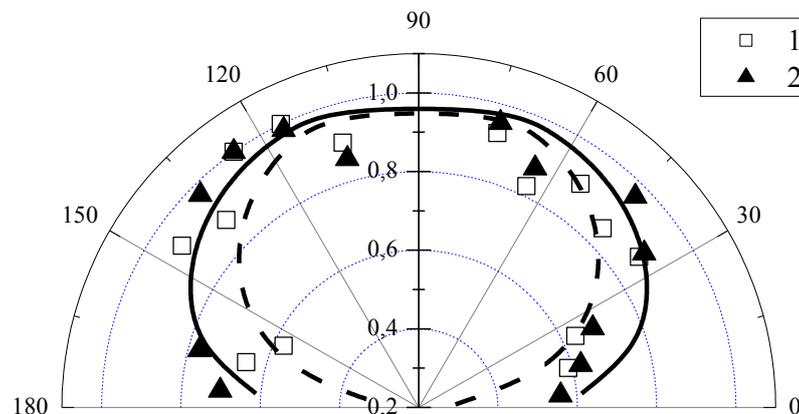


Рисунок 5.75 – Угловое распределение паров испаренного материала. 1 – плотность мощности 400 Вт/см^2 , давление 10 Па, 2 – плотность мощности 600 Вт/см^2 , давление 8 Па

Скорость роста пленок изменялась в пределах 0.03–0.1 мкм/мин и определялась главным образом плотностью мощности электронного пучка и давлением газа. Энергетическая эффективность процесса испарения при этом достигала $2.7 \cdot 10^{-6}$ г/Дж.

Таким образом, электронный пучок, генерируемый форвакуумным плазменным электронным источником, может быть эффективно использован для испарения керамики с последующим нанесением покрытий. При плотности мощности электронного пучка 1000 Вт/см^2 скорость испарения материала и скорость роста пленки достигает 4 г/час и 0.1 мкм/мин соответственно. Результаты проведенных исследований делают возможным создание эффективной электронно-лучевой технологии синтеза защитных и функциональных керамических покрытий на различных материалах.

Выводы по главе 5

1. Форвакуумные плазменные электронные источники позволяют эффективно обрабатывать диэлектрические материалы, в частности, различные типы керамик. Отсутствие необходимости принятия специальных мер по снятию отрицательного заряда с поверхности облучаемого диэлектрика делает электронно-лучевую обработку в форвакууме практически неотличимой от обработки металлов в традиционной области давлений.

2. Применение электронного пучка для электронно-лучевой сварки керамики, а также керамики с металлом позволяет создавать качественные сварные соединения без использования дополнительных операций металлизации и полировки свариваемых поверхностей. Качество сварного шва в значительной степени определяется режимами нагрева и охлаждения. Керамические детали небольших (не более 20 мм) размеров могут быть сварены при равномерном нагреве в течение не менее 10 мин и равномерном охлаждении в течение 30 мин. Сварка более крупных деталей может быть проведена с применением дополнительного расфо-

кусированного пучка, роль которого состоит в прогреве области, прилегающей к сварному шву.

3. Режимы электронно-лучевого спекания можно регулировать размер зерен в объеме оксидной керамики в достаточно широких пределах от 0.7 мкм до 24 мкм при сравнительно небольших отклонениях значений средней плотности от 97.3 % до 93.6 %. На компенсацию отрицательного заряда при облучении керамических материалов существенное влияние оказывают электропроводность и термоэлектронная эмиссия.

Заключение

1. Показано, что на предельное рабочее давление форвакуумных плазменных источников электронов существенное влияние оказывает ток высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) в ускоряющем промежутке, рассеяние электронного пучка на остаточном газе и нарушение электрической прочности ускоряющего промежутка. Эти факторы, в свою очередь, зависят от конфигурации электронного пучка, его параметров, величины магнитного поля в области транспортировки, а также рода рабочего газа. Определено ключевое влияние тока высоковольтного тлеющего разряда, возникающего в ускоряющем промежутке электронного источника, на возможность повышения предельного рабочего давления. Предложены конструктивные решения, обеспечившие снижение тока ВТР и позволившие повысить предельное рабочее давление электронного источника до рекордных 160 Па при работе на гелии и до 100 Па на воздухе.

2. Определены условия возникновения локальной неоднородности концентрации плазмы вблизи апертуры протяженной катодной полости. Указанная неоднородность возникает при превышении отношением площади стенок полости к площади выходной апертуры определенного значения, зависящего от давления и разрядного тока. Повышенное значение концентрации приводит к локальному уменьшению протяженности катодного слоя, перекрывающего выходную апертуру катодной полости, и в случае эмиссии – к извлечению практически всего тока пучка из указанной области. Ослабление неоднородности может быть осуществлено за счет формирования условий, когда ширина апертуры катодной полости превышает протяженность катодного слоя. К таким условиям относятся повышение концентрации плазмы за счет увеличения разрядного тока, уменьшение объема катодной полости, а также повышение концентрации плазмы в непосредственной близости к выходной апертуре за счет расположения дополнительного протяженного дополнительного анода.

3. Определены особенности формирования в форвакуумной области давлений ленточного электронного пучка с повышенной плотностью тока. Показано,

что наиболее оптимальным способом повышения плотности эмиссионного тока является использование катодной полости с различной шириной в поперечном сечении. Такая конструкция позволяет повысить концентрацию эмиссионной плазмы без нарушения однородности вдоль ее протяженного размера. Повышенное значение концентрации приводит к возрастанию в 1.5–2 раза плотности эмиссионного тока с сохранением однородности в его распределении.

4. Проведены исследования процессов образования пучковой плазмы, формируемой форвакуумным плазменным источником ленточного электронного пучка в условиях его транспортировки без сопровождающего магнитного поля. Определены условия зажигания в области транспортировки пучка пучково-плазменного разряда, позволяющего формировать плазменное образование типа «плазменного листа» с концентрацией порядка $\sim 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и температурой электронов 1 – 2,5 эВ. Достигнутые значения параметров и размеры плазмы позволяют использовать ее в технологиях поверхностной модификации плоских протяженных изделий.

5. Показано, что в форвакуумной области давлений возможна генерация электронных пучков с рекордными параметрами как цилиндрической, так и ленточной конфигурации в зависимости от геометрии разрядной и эмиссионной систем. На основе исследований созданы плазменные источники электронов на основе разряда с полым катодом для генерации электронных пучков различной конфигурации в широком диапазоне рабочих давлений – от 5 до 100 Па. Источник ленточного электронного пучка обеспечивает генерацию пучка с поперечным сечением $100 \times 4 \text{ мм}^2$, плотностью тока 200 мА/см^2 , энергией до 10 кэВ и неоднородностью распределения плотности тока по сечению пучка, не превышающей 15%. Источник сфокусированного электронного пучка создает пучок с минимальным диаметром от 0.5 мм и плотностью мощности до 10^5 Вт/см^2 .

6. Геометрия электродов ускоряющего промежутка решающим образом влияет на формирование электронных пучков в форвакуумной области давлений. Для генерации ленточных электронных пучков в отсутствие транспортирующего магнитного поля необходимо минимизировать расстояние между анодом и экс-

трактором ускоряющего промежутка, а ширину выходного окна в экстракторе установить в 1.5 раза больше ширины выходной щели в протяженном аноде. При формировании сфокусированного пучка дополнительным фактором обеспечивающим фокусировку пучка является кривизна эмиссионного электрода. Выпуклый в сторону катода эмиссионный электрод за счет изменения направления траекторий элементарных лучей, эмитируемых каждым эмиссионным отверстием в перфорированном электроде, позволяет получить сходящийся электронный пучок.

7. Показано, что в форвакуумной области давлений частичная нейтрализация заряда, приносимого электронами пучка на облучаемую поверхность изолированной мишени, происходит за счет ионов из плазмы, генерируемой электронным пучком по мере его распространения в вакуумной камере. Величина потенциала зависит от параметров электронного пучка, размеров облучаемой мишени и давления в вакуумной камере. Повышение давления, увеличение площади мишени по сравнению с площадью сечения электронного пучка, уменьшение тока и энергии электронов пучка приводят к снижению величины отрицательного потенциала.

8. Продемонстрирована возможность эффективного использования разработанных электронных источников для обработки диэлектрических (в частности, керамических) материалов. Определены режимы работы источника при его использовании в технологиях сварки керамики, керамики с металлом, спекания керамических материалов, испарения и нанесения керамических покрытий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Duhamel, R. F. Nonvacuum electron beam welding technique development and progress / R.F. Duhamel // *Welding Journal*. – 1965. – № 44(6). – P. 465–474.
2. Non Vacuum Electron Beam Welding of Light Sheet Metals and Steel Sheets / F. W. Bach [et al.] // *Welding in the World*. – 2003. – Vol. 47, № 3. – P. 4–10.
3. Салимов, Р. А. Мощные ускорители электронов для промышленного применения / Р. А. Салимов // *Успехи физических наук*. – 2000. – Т. 170, № 2. – С. 197–201.
4. Салимов, Р. А. Выпуск в атмосферу развернутого электронного пучка с током до 100 мА / Р. А. Салимов, Н. К. Куксанов, В. Г. Черепков // *Приборы и техника эксперимента*. – 1988. – № 4. – С. 20–22.
5. О параметрах электронного пучка пушки с плазменным эмиттером / С. Ю. Корнилов [и др.] // *Письма в ЖТФ*. – 2013. – Т. 39, № 19. – С. 1–8.
6. Крейндель, Ю. Е. Плазменные источники электронов / Ю. Е. Крейндель. – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.
7. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов [и др.]. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 256 с.
8. Источники электронов с плазменным эмиттером: Сборник статей / под ред. проф. Ю. Е. Крейнделя. – Новосибирск: Наука, 1983. – 120 с.
9. Щанин, П. М. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / П. М. Щанин. – Екатеринбург: УИФ Наука, 1993. – 152 с.
10. Известия ВУЗов «Физика» / Тематический выпуск «Плазменная эмиссионная электроника» / под ред. профессора П. М. Щанина. – 2001. – Т. 44., № 9. – 96 с.
11. Oks, E. M. Physics and technique of plasma electron sources / E. M. Oks // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1992. – Vol. 1. – P. 249–255.
12. Oks, E. M. Development of plasma cathode electron guns / E. M. Oks, P. M. Schanin // *Physics of Plasmas*. – 1999. – Vol. 7, № 5. – P. 1649–1654.

13. Current Status of the Plasma Emission Electronics: I. Basic Physical Processes / V. I. Gushenets [et al.] // *Laser and Particle Beams*. – 2003. – Vol. 21, № 2. – P. 123–138.
14. Current Status of the Plasma Emission Electronics: II. Hardware / A. S. Bugaev [et al.] // *Laser and Particle Beams*. – 2003. – Vol. 21, № 2. – P. 139–156.
15. Окс, Е. М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е. М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.
16. Форвакуумные плазменные источники электронов / В. А. Бурдовицин [и др.]. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2014. – 288 с.
17. Бурдовицин, В. А. Плазменные источники электронов на основе разряда с полым катодом для генерации непрерывных пучков в форвакуумном диапазоне давлений: дис. д-ра тех. наук: 01.04.04 / Бурдовицин Виктор Алексеевич. – Томск, 2005. – 223 с.
18. Расширение рабочего диапазона форвакуумных плазменных источников электронов в область более высоких давлений / В. А. Бурдовицин, А. К. Гореев, А. С. Климов и др. // *Журнал технической физики*. – 2012. – Т. 82, № 8. – С. 62–66.
19. Генерация стационарных электронных пучков форвакуумным плазменным источником в области давлений 100 Па / А. А. Зенин, А. С. Климов, В. А. Бурдовицин и др. // *Письма в ЖТФ*. – 2013. – Т. 39, № 10. – С. 9–14.
20. Features of functioning plasma electron source based on discharge with hollow cathode at high pressure / A. A. Zenin, A. S. Klimov, A.V. Kazakov и др. // *Известия ВУЗов. Физика*. – 2012. – Т. 55, № 12/3. – С. 220–222.
21. Климов, А. С. Особенности функционирования плазменного электронного источника при повышенных давлениях / А. С. Климов, А. С. Жигалкина, В. А. Бурдовицин // *Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники*. – 2011. – № 2 (24). – С. 157–160.
22. Зенин, А. А. Особенности функционирования форвакуумного источника электронов в области повышенных давлений / А. А. Зенин, А. С. Климов // *Восемнадцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых ВНКСФ-18*. – Красноярск : Изд-во АСФ России, 2012. – С. 264–265.

23. Зенин, А. А. Влияние геометрии ускоряющего промежутка на предельное рабочее давление плазменного источника электронов / А. А. Зенин, А. В. Казаков, А. С. Климов // Всероссийская научно-техническая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР–2012»: в 5 ч. – Томск : В-Спектр, 2012. – Ч. 2. – С. 133–135.

24. Зенин, А. А. Функционирование плазменного источника электронов при высоких давлениях / А. А. Зенин, А. С. Климов // VIII Международная научно-практическая конференции «Электронные средства и системы управления»: в 2 ч. – Томск : В-Спектр, 2012. – Ч. 1. – С. 114–117.

25. Особенности формирования сфокусированного пучка электронов форвакуумным плазменным источником при повышенных давлениях / Е. М. Окс, Ю. А. Бурачевский, А. С. Климов и др. // Успехи прикладной физики. – 2013. – Т. 1, № 1. – С. 60–64.

26. Золотухин, Д. Б. Параметры плазмы, создаваемой электронным пучком в форвакууме / Д. Б. Золотухин, А. С. Климов, А. А. Зенин // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2013. – № 4 (30). – С. 79–82.

27. Золотухин, Д. Б. Исследование распространения электронного пучка в газе форвакуумного диапазона давлений [Электронный ресурс] / Д. Б. Золотухин, А. А. Зенин, А. С. Климов // Сборник научных трудов X Международной конференции студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук» / под ред. Г. В. Ляминой, Е. А. Вайтулевич. – Томск : Изд-во Томского политехнического университета, 2013. – С. 74–76. Режим доступа : http://science-persp.tpu.ru/Previous%20Materials/Konf_2013.pdf. – С. 74–76. – PDF формат, версия 1.5. – Систем треб. Adobe Acrobat 6.0 и выше.

28. Особенности транспортировки электронного пучка, генерируемого плазменным источником в форвакуумной области давлений / А. А. Зенин, А. С. Климов, Д. Б. Золотухин и др. // Известия ВУЗов. Физика. – 2014. – Т. 57, № 3/3. – С. 136–140.

29. Гореев, А. К. О возможности повышения рабочего давления плазменных электронных источников / А. К. Гореев, А. С. Климов, В. А. Бурдовицин // Электронные средства и системы управления: Материалы докладов Международной научно-практической конференции. – Томск: В-Спектр, 2011: В 2 ч. – Ч. 1. – С. 50–53.

30. Особенности фокусировки электронного пучка плазменного источника в форвакуумном диапазоне давлений / А. А. Зенин, А. С. Климов, И. Ю. Бакеев и др. // Письма в ЖТФ. – 2016. – Т. 42, № 13. – С. 104–110.

31. Исследование зависимости диаметра электронного пучка от параметров форвакуумного электронного источника / А. С. Климов [и др.] // Электронные средства и системы управления: Материалы докладов XI Международной научно-практической конференции: в 2 ч. – Ч. 1. – Томск: В-Спектр, 2015. – С. 233–236.

32. Медведев, М. В. Исследование предельных возможностей фокусировки электронного пучка в форвакууме / М. В. Медведев, 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. 316–318.

33. Формирование сфокусированного электронного пучка плазменным источником в форвакуумном диапазоне давлений / И. Ю. Бакеев, А. С. Климов, Ю. А. Бурачевский и др. // Известия ВУЗов. Физика. – 2015. – Т. 58, № 9/2 – С. 44–49

34. Гречаный, В. Г. Тлеющий разряд с полым катодом при вакуумном режиме катодной полости / В. Г. Гречаный, А. С. Метель // Теплофизика высоких температур. – 1984. – Т. 22, № 3. – С. 444–448.

35. Москалев, Б. И. Разряд с полым катодом / Б. И. Москалев. – М.: «Энергия», 1969. – 184 с.

36. Белюк, С. И. Исследование возможности расширения области давлений рабочего газа плазменного источника электронов / С. И. Белюк, Ю. Е. Крейнделъ, Н. Г. Ремпе // ЖТФ. – 1980. – Т. 50, № 1. – С. 203–205.

37. Генерация электронных пучков в форвакуумной области давлений / Ю. А. Бурачевский [и др.] // Известия ВУЗов. Физика. – 2001. – № 9. – С. 85–89.

38. Пат. 2306683 Российская Федерация, МПК H05H1/00 (2006.01). Плазменный электронный источник / Бурдовицин В. А., Жирков И. С., Окс Е. М., Осипов И. В.; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2005140126/06; заявл. 21.12.2005, опубл. 20.09.2007, Бюл. № 26.

39. Груздев, В. А. Влияние ионизации газа в высоковольтном промежутке с плазменным катодом на положение эмитирующей поверхности плазмы / В. А. Груздев, Ю. Е. Крейнделъ, Ю. И. Ларин // Журнал технической физики. – 1973. – Т. 43, № 11. – С. 2318–2323.

40. Жирков, И. С. Плазменные источники электронов для генерации сфокусированных непрерывных электронных пучков в форвакуумной области давлений: дис. канд. тех. наук: 01.04.04 / Жирков Игорь Сергеевич. – Томск, 2008. – 119 с.

41. Инициирование разряда в плазменном источнике электронов с полым катодом / И. С. Жирков [и др.] // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76, № 10. – С. 128–131.

42. Новиков, А. А. Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой / А. А. Новиков. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 95 с.

43. Glow-discharge-created electron beams: Cathode materials, electron gun designs, and technological applications / J. J. Rocca [et al.] // J. Appl. Phys. – 1984. – № 56(3). – P. 790–797.

44. Гаврилов, Н. В. Импульсный источник электронов на основе несамостоятельного высоковольтного тлеющего разряда / Н. В. Гаврилов, Ю. Е. Крейнделъ, П. М. Щанин // Приборы и техника эксперимента. – 1984. – № 2. – С. 143–145.

45. Бобров, В. А. Исследование непрерывной генерации пучков электронов в газах среднего давления / В. А. Бобров, В. С. Войтешонок, А. И. Головин // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 83, № 8. – С. 121–126.

46. Пат. 116734 Российская Федерация, МПК H05H 5/00 (2006.01). Газоразрядный электронный источник / Бурдовицин В. А., Гореев А. К., Зенин А. А.,

Климов А. С., Окс Е. М.; 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. – 3 с.: ил.

47. Крейндель, Ю.Е. Электрический пробой промежутка между плазмой и положительным электродом / Ю. Е. Крейндель, В. А. Никитинский // ЖТФ. – 1971. – Т. 41, № 11. – С. 2378–2382.

48. Бурдовицин, В. А. Об электрической прочности ускоряющего промежутка плазменного источника электронов в форвакуумном диапазоне давлений / В. А. Бурдовицин, М. Н. Куземченко, Е. М. Окс // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, № 7. – С. 134–136.

49. Panten, M. Diagnosis of high energy density electron beam welding machines with a new compact measuring equipment / M. Panten, F. Eichhorn, B. Spies // 4eme Collog. Int. Coudage etfision faisceau electrons et laser. –1988. – P. 53–60

50. Розенфельд, Л. Б. О некоторых ошибках, возникающих при измерении поперечных размеров тонких электронных пучков / Л. Б. Розенфельд, А. В. Суворин // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. – Т. 64, № 8. – С. 1594–1600.

51. Гершберг, А. Г. Электронный луч и потенциальный рельеф / А. Г. Гершберг – Л.: Энергоиздат, 1981. – 308 с.

52. Зуев, И. В. Об измерении диаметра электронного луча методом вращающегося зонда / И. В. Зуев, А. А. Углов // Физика и химия обработки материалов. – 1967. – № 5. – С. 110–112.

53. Назаренко, О. К. Измерение параметров мощных электронных пучков методом вращающегося зонда / О. К. Назаренко, В. Е. Локшин, К. С. Акопьянц // Электронная обработка материалов. – 1970. – № 1. – С. 87–90.

54. Корнилов, С. Ю. Получение остросфокусированных пучков в электронных пушках с плазменным катодом / С. Ю. Корнилов, И. В. Осипов, Н. Г. Ремпе // Приборы и техника эксперимента. – 2009. – № 3. – С.104–109.

55. Гаврилов, Н. В. Исследование энергетических спектров электронов и ионов в пучке универсального плазменного источника / Н. В. Гаврилов // Известия ВУЗов. Физика. – 1980. – № 3. – С. 124–126.

56. Experimental Investigation of Electron Energy Spectra in Collector Region of Moderate-Power Millimeter-Wave Gyrotron / D. V. Kas'yanenko [и др.] // ITG-Fachbericht Proceedings «Displays and Vacuum Electronics». – Berlin: VDE Verlag GMBH. – 2004. – № 183. – P. 81–86.

57. Мордасов, Н. Г. Диагностика трубчатого пучка релятивистских электронов по передаточной функции мишени-конвертера / Н. Г. Мордасов // ЖТФ. – 2003. – Т. 73, № 2. – С. 107–112.

58. Бронштейн, И. М. Вторичная электронная эмиссия / И. М. Бронштейн, Б. С. Фрайман. – М: «Наука». – 1969. – 408 с.

59. Математическое моделирование релаксации мощного электронного пучка в воздухе в сильном соленоидальном магнитном поле с учетом излучения / Б. В. Алексеев [и др.] // ТВТ. – 1982. – Т. 20, № 4. – С. 609–613.

60. Физическое и математическое моделирование транспортировки релятивистского пучка электронов / Б. В. Алексеев [и др.] // ТВТ. – 1981. – Т. 19, № 1. – С. 1–7.

61. Ловцов, А. С. Модель распространения концентрированного потока электронов в воздухе атмосферного давления [Электронный ресурс] / А. С. Ловцов // «Исследовано в России». – 2004. – № 7. – Режим доступа: <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2004/165.pdf>

62. Prudnikov, M. M. Рассеяние тонкого пучка быстрых электронов в газе / M. M. Prudnikov, V. P. Konovalov, V. G. Chicherin // ТВТ. – 1982. – Vol. 20, № 4. – С. 775–778.

63. Monte Carlo simulation of the electron beam scattering under gas mixtures environment in an HPSEM at low energy / O. Mansour [et al.] // Vacuum. – 2010. – № 84. – P. 458–463.

64. Форвакуумный плазменный источник импульсных электронных пучков / Ю. Г. Юшков [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2011. – № 1. – С. 1–4.

65. Особенности формирования узкофокусированных электронных пучков, генерируемых источником с плазменным катодом в форвакуумном диапазоне давлений / И. С. Жирков [и др.] // Журнал технической физики. – 2006. – Т. 76, № 6. – С. 106–110.

66. Monte Carlo simulation of the electron beam scattering under gas mixtures environment in an HPSEM at low energy / O. Mansour [et al.] // Vacuum. – 2010. – № 84. – P. 458–463.

67. Девятков, В. Н. Генерация и транспортировка сильноточечных низкоэнергетических электронных пучков в системе с газонаполненным диодом / В. Н. Девятков, Н. Н. Коваль, П. М. Щанин / ЖТФ. – 1998. – Т. 68, № 1. – С. 44–48.

68. SOI Structures Formed Using Line-Source Electron Beam Recrystallization / C. A. Moore [et al.] // MRS Proceedings. – 1987. – Vol. 107, № 1. – P. 207–212.

69. Cold Cathode Electron Beam Recrystallization of Soi Films / L. R. Thompson [et al.] // MRS Proceedings. – 1987. – Vol. 107, № 1. – P. 195–199.

70. Theoretical overview of the large-area plasma processing system (LAPPS) / W. Manheimer [et al.] // Plasma Sources Sci. & Technol. – 2000. – № 9. – P. 370–386.

71. Beam-generated plasmas for processing applications / R.A. Meger [et al.] // Physics of plasmas. – 2001. – Vol. 8, № 5. – P. 2558–2564.

72. Electron-beam-generated plasmas for materials processing/ S.G. Walton [et al.] // Surface & Coatings Technology. – 2004. – Vol. 186, № 1/2 – P. 40–46.

73. Бурдовицин, В. А. Параметры «плазменного листа», генерируемого ленточным электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений / В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс, М. В. Федоров // Известия ВУЗов. Физика. – 2004. – № 3. – С. 74–77.

74. Электронный источник с плазменным катодом для генерации ленточного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / В. А. Бурдовицин [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2003. – № 2. – С. 127–129.

75. Sintesis in a Beam-Plasma Discharge Driven by Electron Beam From the Fore-Pump Plasma Gun» / Burachevsky Yu. [et al.] // Proc. of 7th Int. Conf. on Electron Beam Technologies. – 2003. – P. 160 – 166.

76. Иванов, А. А. Неравновесная плазмохимия / А. А. Иванов, Т. К. Соболева. – М.: Атомиздат, 1978. – 264 с.

77. Березина, Г. П. Особенности развития пучково-плазменного разряда в газе высокого давления и перспективы его использования / Г. П. Березина, В. С. Ус // Прикладная физика. – 2011. – № 1. – С. 84–91.

78. Бугаев, С. П. Электронные пучки большого сечения / С. П. Бугаев, Ю. Е. Крейнфельд, П. М. Щанин. – М: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.

79. Федоров, В. И. Электронная пушка с выводом потока большого сечения в атмосферу / В. И. Федоров, Л. П. Шантурин // Приборы и техника эксперимента. – 1976. – № 1. – С. 153–155.

80. Шантурин, Л. П. Формирование широких однородных электронных пучков / Л. П. Шантурин, В. И. Федоров // Радиотехника и электроника. – 1980. – Т. 25, № 2. – С. 372–380.

81. Hant, W. Characteristics of large-area filamentary guns used for the e-beam stabilization of gas lasers / W. Hant // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1975. – Vol. 22, № 11. – P.1010–1016.

82. Григорьев, Ю. В. Импульсная электронная пушка с выпуском потока большого сечения в атмосферу / Ю. В. Григорьев, Л. П. Шантурин // Приборы и техника эксперимента, 1978. – № 2. – С. 187–189.

83. Импульсный ускоритель электронов с выводом пучка большого сечения в атмосферу / М. А. Аброян [и др.] // ПТЭ. – 1982. – № 5. – С. 28–30.

84. А. с. 746769 СССР, М. Кл.2 H01J 3/02. Плазменный источник электронов / Г. С. Казьмин, Н. Н. Коваль, Ю. Е. Крейнфельд, П. М. Щанин (СССР). – № 2590714/18–25; заявл. 15.03.78 ; опубл. 07.07.80, Бюл. № 25. – 3 с.: ил.

85. 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 ЖТФ. – 1990. – Т. 16, № 8.– С. 12–16.

86. Девятков, В. Н. Генерация и транспортировка сильноточных низкоэнергетических электронных пучков в системе с газонаполненным диодом / В. Н. Де-

вятков, Н. Н. Коваль, П. М. Щанин // Журнал технической физики. – 1998. – Т. 68, № 1. – С. 44–48.

87. 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, № 7. – P. 2449–2452.

88. Груздев, В. А. Катод типа металл-плазма-металл с большой эмитирующей поверхностью / В. А. Груздев, Ю. Е. Крейндель, В. Я Мартенс // Изв. АН СССР. Сер. Физ. – 1979. – Т. 43, № 9. – С. 1883–886.

89. New broad beam gas ion source for industrial application / N.V. Gavrilov [et al.] // J. Vac. Sci. Technol. A. – 1996. – Vol. 14. – P. 1050–1055.

90. Гаврилов, Н. В. Использование тлеющего разряда в магнитном поле для получения широких ионных пучков технологического применения / Н. В. Гаврилов, Д. Р. Емлин, С. П. Никулин // Известия ВУЗов. Физика. – 2001. – Т. 44, № 9. – С. 48–56.

91. Гаврилов, Н. В. Генерация однородной плазмы в тлеющем разряде с полым анодом и широкоапертурным полым катодом / Н. В. Гаврилов, Д. Р. Емлин, С. П. Никулин // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, № 12. – С. 83–88.

92. Никулин, С. П. Генерация однородной плазмы и широких ионных пучков в пеннинговской системе с неэквипотенциальным полым катодом / С. П. Никулин, Д. Ф. Чичигин, П. В. Третников // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, № 9. – С. 39–42.

93. Мартенс, В. Я. Управление распределением плотности тока по поверхности плазменного эмиттера большой площади / В. Я. Мартенс, Е. Ф. Шевченко // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 37, № 8. – С. 71–78.

94. Плазменный катод электронного ускорителя с большим сечением пучка / Н. В. Гаврилов [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31, № 3. – С. 72–78.

95. Высокочастотная генерация импульсных электронных пучков большого сечения / В. И. Гушенец [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1991. – Т. 17, № 23. – С. 26–29.

96. Gilmour, A. Pulsed metallic-plasma generator / A. Gilmour, D. L. Lockwood // Proceedings of the IEEE. – 1972. – Vol. 60, № 8. – P. 977–992.

97. Высоковольтный электронный источник с плазменным эмиттером для формирования пучков большого сечения / Н. В. Гаврилов // Приборы и техника эксперимента. – 1981. – № 3. – С. 152–154.

98. Плазменный электронный источник ленточного пучка для форвакуумного диапазона давлений / В. А. Бурдовицин [и др.] // Материалы 6-й международной конференции по модификации материалов пучками частиц и плазменными потоками. – Томск: Изд. дом «Курсив», 2002. – С. 57–60.

99. High current source of relativistic ribbon electron beam with small angle divergence / V. T. Astrelin [et al.] // 15th International Symposium on High Current Electronics. – Tomsk : IAO SB RAS, 2008. – P. 69–72.

100. Юшков, Ю. Г. Форвакуумный плазменный источник импульсных электронных пучков / Ю. Г. Юшков, В. А. Бурдовицин, А. В. Медовник // Приборы и техника эксперимента. – 2011. – № 2. – С. 85–88.

101. Intense Sheet Electron Beam Transport in a Uniform Solenoidal Magnetic Field / K. T. Nguyen [et al.] // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2009. – Vol. 56, № 5. – P. 744–752.

102. Климов, А. С. Локализация плазмы в протяженном полом катоде плазменного источника ленточного электронного пучка в форвакуумной области давлений / А.С. Климов, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс // Известия ВУЗов. Физика. – 2007. – № 6. – С. 3–10.

103. Бурдовицин, В. А. Локализация плазмы в протяженном полом катоде плазменного источника ленточного электронного пучка / В. А. Бурдовицин, А. С. Климов, Е. М. Окс // ЖТФ. – 2006. – Т. 76, № 10 – С. 62–65.

104. Климов, А. С. Повышение плотности эмиссионного тока в источнике ленточного электронного пучка / А. С. Климов, А. В. Медовник // Материалы докладов Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР–2006»: в 5 ч. – Томск : Изд-во «В-Спектр», 2006. – Ч. 1. – С. 318–321.

105. Klimov, A. Discharge localization in split aperture of extended hollow cathode / A. Klimov, V. Burdovitsin, Yu. Burachevsky // Изв. вузов. Физика. – 2006. – Т. 49, № 8 (Приложение). – С. 117–119.

106. Ribbon beam generation by plasma cathode electron source / V. A. Burdovitsin, Yu. A. Burachevsky, A.S. Klimov et al. // Electrotechnica & Electronica. – 2009. – Vol. 44, № 5-6. – P. 198–200.

107. Климов, А. С. Влияние геометрии протяженного полого катода на параметры разряда и эмиссионные характеристики источника ленточного электронного пучка / А. С. Климов, П. С. Степанов // Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технологии»: в 3 т. – Томск : Изд-во ТПУ, 2007. – Т. 3. – С. 60–62.

108. Использование разряда с неоднородным протяженным полым катодом для повышения плотности тока в форвакуумном плазменном источнике ленточного пучка электронов / А. С. Климов, Ю. А. Бурачевский, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс // ЖТФ. – 2008. – Т. 78, № 4. – С. 43–46.

109. Ribbon electron beam with increased current density generated by plasma gun based on discharge with extended non uniform hollow cathode / A.S. Klimov [et al.] // Изв. вузов. Физика. – 2007. – Т. 50, №9-2. – С. 110–114.

110. Климов, А. С. Полый катод сложной конфигурации в источнике ленточного электронного пучка / А. С. Климов // Материалы докладов 4-ой Международной научно-практической конференции «Электронные средства и системы управления. Опыт инновационного развития»: в 2 ч. – Томск: Изд-во «В-Спектр», 2007. – Ч. 2. – С 5–7.

111. Климов, А. С. Разряд с составным полым катодом и его применение в источнике ленточного электронного пучка / А. С. Климов, П. С. Степанов // Материалы докладов Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР–2007»: в 5 ч. – Томск: Изд-во «В-Спектр», 2007. – Ч. 1. – С. 252–255.

112. Климов, А. С. Тлеющий разряд с неоднородным полым катодом для форвакуумных плазменных источников электронов / А. С. Климов, Ю. А. Бура-

чевский, И. С. Жирков // Доклады ТУСУРа: в 2 ч. – Ч. 2. – 2008. – № 2 (18). – С. 53–58.

113. Burdovitsin, V. A. Fore-Pump Plasma Source of Ribbon Electron Beam with Raised Power Density and Some its Application / V. A. Burdovitsin, E. M. Oks, A. S. Klimov // 15th International Symposium on High Current Electronics: Proceedings. – Tomsk: Publishing house of the IAO SB RAS, 2008. – P. 26–28.

114. Климов, А. С. Форвакуумный плазменный источник ленточного электронного пучка с повышенной плотностью тока на основе разряда с протяженным полым катодом / А. С. Климов, В. А. Бурдовицин, Е. М. Окс // Труды III международного крейделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника». – Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2009. – С. 105–111.

115. Климов, А. С. О неоднородности распределения плотности плазмы в протяженном полом катоде / А. С. Климов // Электронные средства и системы управления: Доклады Международной научно-практической конференции: в 2 ч. – Ч. 2. – Томск: Издательство Института Оптики атмосферы СО РАН, 2005. – С. 34–36.

116. Гореев, А. К. Эмиссионные свойства плазмы разряда с полым катодом [Электронный ресурс] / А. К. Гореев, А. С. Климов, М. С. Воронинский // Труды VIII Международной конференции студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук»; под ред. Г.В. Ляминой, Е.А. Вайтулевич. – Электрон. текст. дан. (30 Мб). – Национальный Исследовательский Томский политехнический университет, 2011. – Режим доступа: http://science-persp.tpu.ru/Previous%20Materials/Konf_2011.pdf – С. 59–61.

117. Гаврилов, Н. В. Источники широких пучков ионов газов на основе тлеющих разрядов с осциллирующими электронами / Н. В. Гаврилов, Е. М. Окс // Proceedings of 6th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk: Publishing House of the IOA SB RAS, 2002. – P. 23–28.

118. Дуговые разряды низкого давления с полым катодом и их применение в генераторах плазмы и источниках заряженных частиц / Л. Г. Винтизенко [и др.] // Известия ВУЗов. Физика. – 2001. – Т. 44, № 9. – С. 28–35.

119. Devyatkov, V. N. Glow-Discharge-Based High-Current Pulsed Electron Source / V. N. Devyatkov, N. N. Koval, P. M. Schanin // Proceedings of 12th Symposium on High Current Electronics. Tomsk: Publishing House of the IOA SB RAS, 2000. – P. 126–129.

120. Чен, Ф. Диагностика плазмы / Ф. Чен; под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. – М.: Мир, 1967. – 515 с.

121. Swift, J. D. Electrical probes for plasma diagnostics / J. D. Swift, M. J. R. Schwar. – London: Pliffe books, 1970. – 334 pp.

122. Несамостоятельный тлеющий разряд с полым катодом для широкоапертурных ионных источников / А. В. Визирь [и др.] // Журнал технической физики. – 1997. – Т. 67, № 6. – С. 27–31.

123. Плазменный источник электронов ленточного пучка для форвакуумного диапазона / Бурачевский Ю.А. [и др.] // Proc. of 6 th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk: Publishing House of the IOA SB RAS, 2002. – P. 57–60.

124. Repetitively Pulsed CO₂ Laser Driven by an Electron Accelerator with a Gas-Discharge Plasma Cathode / V.V. Osipov [et al.] // Laser Physics. – 2006. – Vol. 16, № 1. – P. 64–78.

125. Метель, А. С. Расширение рабочего диапазона давлений тлеющего разряда с полым катодом / А. С. Метель // ЖТФ. – 1984. – Т. 54, № 2. – С. 241–247.

126. Левитский, С. М. Сборник задач и расчетов по физической электронике / С. М. Левитский. – Изд-во Киевского университета, 1964. – 212 с.

127. Райзер, Ю. П. Физика газового разряда: Учеб.руководство / Ю. П. Райзер; 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука. Гл. ред. Физ.-мат. лит., 1992. – 536 с.

128. Plasma Cathode Electron Gun for Surface Modification Technologies in Forevacuum Pressure Range / Burdovitsin V. A. [et al.] // Proc. of 5th Int. Conf. on Sur-

face Modification by Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk: Publishing House of the IOA SB RAS, 2000 – P. 143–146.

129. Самостоятельный тлеющий разряд низкого давления с полым катодом при токах в десятки ампер / И. В. Лопатин [и др.] // Физика плазмы. – 2012. – Т. 38, № 7. – С. 639–643.

130. Тихомиров, А. А. Прианодная область микроплазменного источника с острым анодом / А. А. Тихомиров, В. И. Сысун, В. А. Гостев // Прикладная физика. – 2008. – № 4. – С. 49–52.

131. Сысун, В. И. Распределение концентрации в микроплазменном источнике с малым анодом / В. И. Сысун, В. А. Гостев, А. А. Тихомиров // Материалы Всероссийской научной конференции по физике низкотемпературной плазмы ФНТП-2007. – Петрозаводск: Изд. ПетрГУ, 2007. – С. 109–110.

132. Источники электронов с плазменным эмиттером на основе отражательного разряда с полым катодом / В. Л. Галанский [и др.] // Известия ВУЗов. Физика. – 1992. – Т. 35, № 5. – С. 5–23.

133. Семенов, А. П. Характеристики отражательного разряда с коробчатой катодной полостью и эмиссионные свойства плазмы разряда / А. П. Семенов // Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77, № 2. – С. 131–135.

134. Москалев, Б. И. Особенности отрицательного свечения, расположенного внутри полого катода тлеющего разряда / Б. И. Москалев // ЖТФ. – 1988. – Т. 58, № 10. – С. 2056–2059.

135. Гаврилов, Н. В. Повышение эффективности ионного эмиттера на основе тлеющего разряда с осциллирующими электронами / Н. В. Гаврилов, Д. Р. Емлин // ЖТФ. – 2003. – Т. 73, № 9. – С. 107–112.

136. Аксиальное распределение параметров плазмы в катодной полости отражательного разряда / В. А. Бурдовицин [и др.] // ЖТФ. – 1993. – Т. 63, № 1. – С. 184–189.

137. Метель, А. С. Роль дополнительной ионизации газа осциллирующими электронами в области катодного падения тлеющего разряда с полым катодом / А.

С. Метель, А. И. Настюха // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 1976. – Т. 19, № 12. – С. 1884–1890.

138. Федоров, М. В. Распределение концентрации плазмы в протяженном полом катоде / М. В. Федоров // Материалы региональной научно-технической конференции «Научная сессия ТУСУР–2003»: в 3 ч. – Ч. 2. – Томск: Изд-во ТУСУР, 2003. – С. 62–64.

139. Генерация объемной плазмы на основе сильноточного газового разряда с внешней инжекцией электронов / А. В. Визирь [и др.] // Прикладная физика. – 2004. – № 6. – С. 115–119.

140. Харченко, И. Ф. Взаимодействие пучка электронов с плазмой в магнитном поле / Харченко И. Ф., Файнберг Я. Б., Корнилов Е. А. // ЖТФ. – 1961. – Т. 31, № 7. – С. 761–768.

141. Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой / Е. А. Корнилов [и др.] – Киев: Наукова думка, 1965. – 24 с.

142. Серов, А. А. Релаксация электронного пучка в неоднородной плазме стационарного пучково-плазменного разряда умеренно низкого давления / А. А. Серов // Физика плазмы. – 2009. – Т. 35, № 7. – С. 624–635.

143. Rath, J. K. Low temperature polycrystalline silicon: a review on deposition, physical properties and solar cell applications / J. K. Rath // Solar Energy Mater. Solar Cells. – 2003. – Vol. 76, № 4. – P. 431–487.

144. Gas-jet electron beam plasma chemical vapor deposition method for solar cell application / R.G. Sharafutdinov [et al.] // Solar Energy Mater. Solar Cells. – 2005. – Vol. 89, № 2/3. – P. 99–111.

145. Growth of microcrystalline silicon film by electron beam excited plasma chemical vapor deposition without hydrogen dilution / M. Imaizumi [et al.] // J. Vac. Sci. Technol. Ser. A. – 1998. – Vol. 16, № 5. – P. 3134–3137.

146. Гаврилов, Н. В. Влияние параметров электронного пучка и ионного потока на скорость плазменного азотирования аустенитной нержавеющей стали / Н. В. Гаврилов, А. И. Меньшаков // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82, № 3. – С. 88–93.

147. Генератор плазмы на основе несамостоятельного тлеющего разряда низкого давления с полым катодом большого объема / И. В. Лопатин [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2011. – № 1. – С. 151–156.

148. Воздействие плазменных струй слаботочного искрового разряда на микроорганизмы (на примере *Escherichia coli*) / Б. Б. Балданов [и др.] // Журнал технической физики. – 2015. – Т. 85, № 11. – С. 156–158.

149. Васильева, Т. М. Применение электронно-пучковой плазмы для синтеза оксидов титана с улучшенной биосовместимостью / Т. М. Васильева, И. В. Соколов // Горение и плазмохимия. – 2015. – Т. 13, № 2. – С. 134–140.

150. Hot-electron plasma by beam-plasma interaction / I. Alexeff [et al.] // Phys. Rev. Letters. – 1963. – Vol. 10, № 7. – P. 273–276.

151. Скибенко, Е. И. Физико-технические аспекты создания устройства магнито-плазменного разделения вещества на элементы и их изотопы на основе пучково-плазменного разряда / Е. И. Скибенко // Вопросы атомной науки и техники. – 2009. – № 6. – С. 67–85.

152. Тюньков, А. В. Мониторинг масс-зарядового состава пучковой плазмы модернизированным квадрупольным анализатором в форвакуумной области давлений / А. В. Тюньков, Ю. Г. Юшков, А. С. Климов // Прикладная физика. – 2016. – № 1. – С. 96–99.

153. Влияние тока электронного пучка на параметры создаваемой им плазмы / В. А. Конищев, А. С. Климов, А. А. Зенин и др. // Научная сессия ТУСУР–2014: Материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых: в 5 частях. – Ч. 2. – Томск: В-Спектр, 2014 – С. 117–120.

154. Конищев, В. А. Параметры плазмы генерируемой электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений [Электронный ресурс]: В. А. Конищев, А. С. Климов, А. А. Зенин // Труды XI Международной конференции студентов и молодых учёных «Перспективы развития фундаментальных наук; под ред. Е.А. Вайтулевич. – Электрон. текст. дан. (36.7 Мб). – Национальный Исследовательский

Томский политехнический университет, 2014. – Режим доступа: http://sciencepersp.tpu.ru/Previous%20Materials/Konf_2014.pdf – С. 102–104.

155. Меньшов, А. В. Исследование возможности получения пучково-плазменного разряда ленточным электронным пучком в форвакууме / А. В. Меньшов, А. С. Климов, А. А. Зенин // Сборник трудов XII Международной конференция студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук». – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2015. – С. 1512–1514.

156. Особенности генерации плазмы ленточным электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений / А. С. Климов [и др.] // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58, №9/2. – С. 161–166.

157. Мониторинг масс-зарядового состава пучковой плазмы при давлении до 10 Па / Д. Б. Золотухин, А. С. Климов, К. П. Савкин и др. // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – №9/3. – С. 106–110.

158. Климов, А. С. Исследование влияния геометрии ускоряющего промежутка на фокусировку ленточного электронного пучка в форвакууме / А. С. Климов, А. В. Меньшов, А. А. Зенин // Научная сессия ТУСУР–2015: материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск: В-Спектр, 2015: в 5 частях. – Ч. 2. – С. 310–312.

159. Климов, А. С. Особенности формирования и транспортировки ленточного электронного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / А. С. Климов, Е. М. Окс // Плазменная эмиссионная электроника. – Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН. – 2015. – С. 81–84.

160. Источник электронов с плазменным катодом для генерации сфокусированного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / И. С. Жирков [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 6. – С. 66–68.

161. Козлов, И. Г. Методы энергетического анализа электронных потоков / И. Г. Козлов. – М.: Атомиздат, 1971. – 190 с.

162. Lock, E. H. Experimental and theoretical evaluations of electron temperature in continuous electron beam generated plasmas / E. H. Lock, R. F. Fernsler, S. G. Walton // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2008. – № 17. – P. 025009.

163. Measurement and control of absolute nitrogen atom density in an electron-beam-excited plasma using vacuum ultraviolet absorption spectroscopy / T. Shigekazu [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2000. – Vol. 88, № 4. – P. 1756–1759.

164. Константинов, В. О. Исследование потоков газов, активированных в электронно-пучковой плазме / В. О. Константинов, С. Я. Хмель // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2007. – Т. 48, № 1. – С. 3–10.

165. Investigation of nitrogen atoms in low-pressure nitrogen plasmas using a compact electron-beam-excited plasma source / S. Tada [et al.] // *Jap. J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 41, Part 1, № 7A. – P. 4691–4695.

166. Probe diagnostic development for electron beam produced plasmas / D.D. Blackwell [et al.] // *J. Vac. Sci. Technol. Ser. A*. – 2001. – Vol. 19, Part 1, № 4. – P. 1330–1335.

167. Голант, В. Е. Основы физики плазмы / В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.

168. Камке, Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям / Э. Камке; пер. с нем. С. В. Фомина. – 4-е изд., испр. – Москва: Наука. Гл. ред. физико-мат. лит-ры, 1971. – 576 с.

169. Galonska, M. Charge sensitive evaluation and electron energy distributions of a vacuum arc plasma / M. Galonska, R. Hollinger, P. Spaedtke. // *Rev.Sci. Instrum.* – 2004. – Vol. 75, № 5. – P.1592–1594.

170. Исследование характеристик плазмы в несбалансированной магнетронной распылительной системе / А. А. Соловьев [и др.] // *Физика плазмы*. – 2009. – Т. 35, № 5. – 443 с.

171. Inverted time-of-flight spectrometer for mass-to-charge analysis of plasma / V. I. Gushenets [et al.] // *Rev. Sci. Instrum.* – 2014. – Vol. 85. – 02A738.

172. Inverse time-of-flight spectrometer for beam plasma research / Yu. G. Yushkov [et al.] // *Rev. Sci. Instrum.* – 2014. – Vol. 85. – 083306.

173. Pancheshnyi S. V. Population of nitrogen molecule electron states and structure of the fast ionization wave / S. V. Pancheshnyi, S. M. Starikovskaia, A. Yu. Starikovskii // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1999. – Vol. 32, № 17. – P. 2219–2227.

174. Иванов, А. А. О зажигании пучково-плазменного разряда мощным электронным пучком в газе большой плотности / А. А. Иванов, В. Г. Лейман // *Физика плазмы.* – 1977. – Т. 3, № 4. – С. 780–785.

175. Иванов, А. А. Электронные пучки в плазмохимии / А. А. Иванов, В. Г. Лейман; под ред. Б. М. Смирнова // *Химия плазмы.* – М.: Атомиздат, 1978. – № 5. – С. 176–221.

176. Исследование пучково-плазменного разряда в установках с различными параметрами / С. Г. Гордиенко [и др.] // *Физика плазмы.* – 1984. – Т. 10, № 5. – С. 1010–1013.

177. Попович, В. П. Пучково-плазменный разряд без магнитного поля / В. П. Попович, И. Ф. Харченко, Е. Г. Шустин // *Радиотехника и электроника.* – 1973. – Т. 18, № 3. – С. 649–651.

178. Месяц, Г. А. Эктоны. Часть 1 / Г. А. Месяц. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. – 184 с.

179. Broad beam electron guns with plasma cathodes / N.N. Koval [et al.] // *Nucl. Instrum. Methods in Phys. Research.* – 1992. – V. 321, No. 3. – P. 417–428.

180. 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.

181. Электронный ускоритель с большим сечением пучка / Г. С. Казьмин [и др.] // *Приборы и техника эксперимента.* – 1977. – № 4. – С. 19–20.

182. Назаров, Д. С. Генерация низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом / Д. С. Назаров, Г. Е. Озур, Д. И. Проскуровский // *Изв. ВУЗов. Физика.* – 1994. – № 3. – С. 100–114.

183. Goebel, D. M. High current low pressure plasma cathode electron gun / D. M. Goebel, R. M. Watkins // *Rev. Sci. Instrum.* – 2000. – Vol. 71, № 2. – P. 388–398.

184. Окс, Е. М. Генерирование сильнооточного трубчатого электронного пучка микросекундной длительности в источнике с плазменным катодом / Е. М. Окс, А. А. Чагин, П. М. Щанин // Журнал технической физики. – 1989. – Т. 59, № 10. – С. 188–191.
185. Ракитин, С. П. Некоторые результаты применения карбидов переходных металлов в качестве термоэммиттеров электронных устройств / С. П. Ракитин, В. С. Фоменко, В. Н. Падерно // Теплофизика высоких температур. – 1963. – Т. 1. – № 1. – С. 145–148.
186. Моргулис, Н. Д. Современные термоэлектронные катоды / Н. Д. Моргулис // УФН, 1954. – № 53. – С. 501–543
187. Гордеев, В. Ф. Термоэмиссионные дуговые катоды / В. Ф. Гордеев, А. В. Пустогаров. – М.: Энергоиздат, 1988. – 192 с.
188. Структура и механические свойства металла вне вакуумной электроннолучевой наплавки до и после термической обработки / И. М. Полетика [и др.] // Упрочняющие технологии и покрытия. – 2008. – № 4. – С. 44–53.
189. Переpletчиков, Е. Ф. Плазменно-порошковая наплавка режущего инструмента / Е. Ф. Переpletчиков, И. А. Рябцев // Сварочное производство. – 2008. – № 11. – С. 28–31.
190. Teplykh, A. M. Boride Coatings Structure and Properties, Produced by Atmospheric Electron-Beam Cladding / A. M. Teplykh, M. G. Golkovskiy, A. A. Bataev // Advanced Materials Research. – 2011. – Vol. 287–290. – P. 26–31.
191. 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.
192. Intense sheet electron beam transport in a uniform solenoidal magnetic field / K. T. Nguyen [et al.] // IEEE Trans. Electron Devices. – 2009. – Vol. 56, № 5. – P. 744–752.
193. Buneman, O. Stability of crossed-field electron beams / O. Buneman, R. H. Levy, L. M. Shin // J. Appl. Phys. – 1966. – Vol. 37, № 8. – P. 3203–3222.

194. Levy, R. H. Computer experiments on low-density electron beams / R. H. Levy, R. W. Hockney // *Phys. Fluids*. – 1968. – Vol. 11, № 4. – P. 766–771.
195. Ying, H. Investigation of the diocotron instability of an infinitely wide sheet electron beam by using the macroscopic cold-fluid model theory / H. Ying, R. Cun-Jun // *Chin. Phys. B*. – 2011. – Vol. 20, № 10. – P. 101–104.
196. Panda, P. C. Analysis of Sheet Electron Beam Transport Under Uniform Magnetic Field / P. C. Panda, V. Srivastava, A. Vohra // *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE*. – 2013. – Vol. 41, № 3. – P. 461–469.
197. Пат. 156057 Российская Федерация, МПК H01J 37/00 (2006.01). Форвакуумный плазменный электронный источник ленточного пучка / Климов А.С., Бурдовицин В.А., Зенин А.А., Окс Е.М.; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2015114499/07; заявл. 17.04.2015, опубл. 27.10.2015 Бюл. № 30.
198. Формирование ленточного электронного пучка форвакуумным плазменным источником электронов / А. С. Климов [и др.] // *Прикладная физика*. – 2015. – № 1. – С. 35–39.
199. Алямовский, И. В. Электронные пучки и электронные пушки / И. В. Алямовский. – М.: Советское радио, 1966. – 231 с.
200. Spaedtke, P. КОBRA3-a Code for the Calculation of Space Charge Influenced Trajectories in 3 Dimensions / P. Spaedtke, S. – Darmstadt: GSI, 1989. - 76 p.
201. Физика и технология источников ионов / Под ред. Я. Брауна: Пер. с англ. – М.: Мир, 1998. – 496 с.
202. Introduction to Numerical Analysis / J. Stoer, R. Bulirsch; translated by R. Bartels, W. Gautschi and C. Witzgall. – 2nd ed. – Berlin: Springer-Verlag, 1973. – 672 p.
203. Филачев, А. М. Проблемы электронно-лучевой обработки диэлектриков / А. М. Филачев, Б. И. Фукс // *Прикладная физика*. – 1996. – № 3. – С. 39–46.

204. Complex investigations of effects of charging a polymer resist (PMMA) during electron lithography / E. I. Rau [et al.] // Russian Microelectronics. – 2013. – Vol. 42, № 2. – P. 89–98.

205. Ольшанский, Н. А. Сварка в машиностроении: Справочник. В 4-х т. / Н. А. Ольшанский, К. И. Зайцев. – М.: Машиностроение, 1978 – Т. 2. – 462 с., ил.

206. Борисов, С. С. Вычисления распределений по глубине энергии и заряда выделенных при облучении мишени электронным пучком в приближении дискретных потерь / С. С. Борисов, Е. А. Грачев, С. И. Зайцев // Прикладная физика. – 2007. – № 1. – С. 50–55.

207. Отклонение электронного пучка, вызванное зарядкой диэлектрических пленок на проводящей подложке / М. А. Князев [и др.] // XVIII Российский симпозиум по растровой электронной микроскопии и аналитическим методам исследования твердых тел. Сборник материалов конференции. – Черниголовка: ИПТМ РАН Черногловка, 2013. – С. 116.

208. Особенности формирования наночастиц серебра в фототерморелактивных стеклах при электронном облучении / А. И. Игнатьев [и др.] // Журнал технической физики. – 2011. – Т. 81, № 5. – С. 75–80.

209. 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.

210. 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 томах. – Т. 3. – Томск: Изд-во ТПУ, 2008. – С. 66-68.

211. Климов, А. С. О механизме установления потенциала электронного коллектора в форвакуумном диапазоне давлений / А. С. Климов, А. К. Гореев // Сборник трудов XVI Международной научно-практической конференции студен-

тов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технологии»: в 3 т. – Т. 3 – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2010. – С. 35–36.

212. Мартенс, В. Я. Потенциал изолированного электрода в системе плазма-электронный поток / В. Я. Мартенс // ЖТФ. – 1996. – Т. 66, № 6. – С. 70–76.

213. Narrow Focusing Electron Beam Production by Plasma Cathode Gun at Fore-Pump Pressure Range / V. Burdovitsin [et al.] // Proc. 13th International symposium on high current electronics – Tomsk: Publishing House of the IOA SB RAS, 2004. – P. 68–69.

214. Рыкалин, Н. Н. Основы электронно-лучевой обработки материалов. – М.: Машиностроение, 1978. – 239 с.

215. Jeffus, L. Welding: principles and applications / L. Jeffus. – New York: Cengage Learning, 2011. – 972 pp.

216. Назаренко, О. К. Электронно-лучевая сварка / О. К. Назаренко, Е. И. Истомина, В. Е. Локшин. – Харьков: Машиностроение, 1985. – 127 с.

217. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник / Н. Н. Рыкалин [и др.] – М.: Машиностроение, 1985. – 496 с.: ил.

218. Шиллер, З. Электронно-лучевая технология / З. Шиллер, У. Гайзиг, З. Панцер. – М.: Энергия, 1980. – 528 с.

219. Белюк, С. И. Промышленное применение электронных источников с плазменным эмиттером / С. И. Белюк, И. В. Осипов, Н. Г. Ремпе // Известия вузов. Физика. – 2001. – Т. 44. – №. 9. – С. 77-84.

220. Опыт применения пушек с плазменным катодом для электронно-лучевой сварки тепловыделяющих элементов атомных станций / В. И. Васильков [и др.] // Автоматическая сварка. – 2002. - № 6(591). – С. 38–40.

221. Rempe, N. A plasma-cathode electron source design for industrial use / N. Rempe, I. Osipov // Review of Scientific Instruments. – 2000. – Vol. 71, № 4. – P. 1638.

222. Оборудование для электронно-лучевых технологических процессов / С. Ю. Корнилов [и др.] // Приборы. – 2007. – № 6. – С. 8–12.

223. 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 Sci. Technol.* – 2010. – № 19. – P. 055003.

224. Гореев, А. К. Электронно-лучевая сварка керамики с металлом / А. К. Гореев, А. С. Климов, М. С. Воронинский // Научная сессия ТУСУР–2011: Материалы Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых: в 6 ч. – Ч. 2. – Томск: В-Спектр, 2011. – С. 76–78.

225. Зенин, А. А. Электронно-лучевая технология получения металлокерамических соединений / А. А. Зенин, А. С. Климов // «Современные материалы, техника и технология». Международная научно-практическая конференция. – Курск: ЮЗГУ, 2011. – С. 153–156.

226. Казаков, А. В. Форвакуумный технологический комплекс плавки, сварки и модификации поверхности диэлектрических материалов / А. В. Казаков, А. А. Зенин, А. С. Климов // Труды XVII Международная научно-практическая конференция студентов и молодых ученых «Современные техника и технологии». – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2012. – С. 25–26.

227. Казаков, А. В. Получение вакуумно-плотного соединения пары алюмооксидной керамики с металлом с применением форвакуумного источника электронов / А. В. Казаков, А. А. Зенин, А. С. Климов // Сборник докладов V Всероссийской конференции молодых ученых «Материаловедение, технологии и экология в 3-м тысячелетии». – Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2012. – С. 43–46.

228. 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.

229. Климов, А. С. Моделирование теплового поля в керамическом материале при облучении электронным пучком / А. С. Климов, В. В. Каранский, Ю. Г. Юшков // Электронные средства и системы управления: Материалы докладов IX Международной научно-практической конференции: в 2 ч. – Ч. 1. – Томск: В-Спектр, 2013. – С. 106–109.

230. Electron beam sintering of ceramics / A. S. Klimov [et al.] // *Electrotechnica & Electronica*. – 2014. – Vol. 49, № 5-6. – P. 315–318.

231. Каранский, В. В. Особенности электронно-лучевого воздействия на SiC керамику в форвакуумном диапазоне давлений / В. В. Каранский, А. С. Климов, А. А. Зенин // *Перспективы развития фундаментальных наук: сборник трудов XII Международной конференция студентов и молодых ученых*. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2015. – С. 1496–1496.

232. Медведев, М. В. Исследование возможности равномерного электронно-лучевого спекания керамических компактов с использованием вращающего устройства / М. В. Медведев, А. С. Климов, А. В. Казаков // *Перспективы развития фундаментальных наук: сборник трудов XII Международной конференция студентов и молодых ученых*. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2015. – С. 1509–1511.

233. 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.

234. 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.

235. 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.

236. Зенин, А. А. Особенности получения металлокерамических соединений с применением форвакуумных плазменных источников электронов / А. А. Зенин, А. П. Андрейчик, А. С. Климов // *Современные материалы, техника и технологии*. – 2016. – № 1(4). – С. 66–71.

237. Sintering of Alumina Ceramics Using Plasma Electron Source / A. A. Zenin, A. S. Klimov, A. V. Kazakov [et al.] // Изв. ВУЗов. Физика. – 2012. – №12/3. – С. 216–219.

238. Электронный пучок в форвакууме – инструмент для обработки керамики / Е. М. Окс, В. А. Бурдовицин, А. С. Климов и др. // Beam Technologies and Laser Application: Proceedings of the seven international scientific and technical conference. – SPb.: Publishing house SPbSPU, 2013. – P. 287–293.

239. Гореев, А. К. Двухлучевая система сварки тонкостенных непроводящих материалов / А. К. Гореев, А. С. Климов // Материалы докладов Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР – 2010»: в 5 ч. – Ч. 2. – Томск: В-Спектр, 2010. – С. 17–20.

240. Климов, А. С. Обработка керамических материалов электронным пучком в форвакуумном диапазоне давлений / А. С. Климов, Л. А. Меньщиков, А. К. Гореев // Материалы докладов Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР – 2009»: в 5 ч. – Ч. 1. – Томск: Изд-во «В-Спектр», 2009. – С. 30–33.

241. Бурдовицин, В. А. Электронно-лучевая обработка диэлектриков плазменным источником электронов в форвакуумной области давлений / В. А. Бурдовицин, А. С. Климов, Е. М. Окс // Электронные средства и системы управления: Материалы молодежной пятой научно-практической конференции. – Томск: В-Спектр, 2008. – С. 185–188.

242. Барков, А. В. Электронно-лучевая обработка диэлектриков / А. В. Барков, А. С. Климов // Материалы докладов Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Научная сессия ТУСУР – 2008»: в 5 ч. – Ч. 1. – Томск: Изд-во «В-Спектр», 2008. – С. 220–222.

243. Features of Ceramic Material Welding by Ribbon Electron Beam under Fore-Vacuum Pressure / V. A. Burdovitsin, E. M. Oks, A. S. Klimov at al. // 10th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma

Flows: Proceedings. – Tomsk: Publishing House of the IOA SB RAS, 2010. – P. 239–242.

244. Electron beam processing of dielectrics by fore-pump plasma cathode electron source / V. A. Burdovitsin, A. S. Klimov, E. M. Oks et al. // *Electrotechnica & Electronica*. – 2009. – Vol. 44, № 5-6. – P. 195–197.

245. Особенности зарядовой нейтрализации карбида кремния при спекании электронным пучком в форвакуумной области давлений / А. С. Климов [и др.] // *Письма в ЖТФ*. – 2015. – Т. 41, № 15. – С. 69–74.

246. Electron Beam Sintering of Zirconia Ceramics / V. Burdovitsin, A. Zenin, A. Klimov et al. // *Advanced Materials Research*. – 2014. – Vol. 872. – P. 150–156.

247. Зенин, А. А. Электронно-лучевая пайка алюмооксидной керамики с металлом с применением форвакуумного плазменного источника электронов / А. А. Зенин, А. С. Климов // *Доклады томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники* – 2013. – Т. 2, № 1(27). – С. 10–13.

248. Климов, А. С. Тепловые процессы при спекании керамики с использованием плазменного электронного источника / А. С. Климов, А. А. Зенин, А. С. Жигалкина // *Изв. вузов. Физика*. – 2014. – №3/3. – С. 176–181.

249. Саврук, Е. В. Модификация поверхности Mn-Zn-феррита пучком низкоэнергетических электронов / Е. В. Саврук, С. В. Смирнов, А. С. Климов // *Доклады томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники*. – 2012. – Т. 2, 2(26). – С. 172–174.

250. 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 – 2(26). – С. 186–189.

251. Электронно-лучевая сварка керамики с металлом с использованием форвакуумного плазменного источника электронов / А. К. Гореев, В. А. Бурдовитин, А.С. Климов, Е. М. Окс // *Перспективные материалы*. – 2012. – №3. – С. 77–80.

252. 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 ЖТФ. – 2009. – Т. 35, № 11. – С. 61–66.

253. Electron beam oxidizing of metal and semiconductor surfaces, based on fore-pump plasma source / Yu. A. Burachevsky [et al.] // Electrotechnica & Electronica. – 2009. – Vol. 44, № 5-6. – P. 193–194.

254. Пат. 2434726 Российская Федерация, МПК В23К15/04. Способ электронно-лучевой сварки керамических деталей / Бурдовицин В. А., Климов А. С., Окс Е. М., Медовник А. В.; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2009129422/02; заявл. 30.07.2009, опубл. 27.11.2011, Бюл. № 33.

255. Electron beam treatment of ceramics / E. Oks, V. Burdovitsin, A. Klimov et al. // Beam Technologies and Laser Application: Proceedings of the six international scientific and technical conference. Saint-Petersburg: Publishing house SPbSPU, 2009. – P. 249–254.

256. Rice, R. W. Welding of ceramics / NAVAL RESEARCH LAB WASHINGTON DC, 1970. – № NRL-7085.

257. Электронно-лучевая обработка керамики / А. В. Медовник, А. С. Климов, Е. М. Окс и др. // Физика и химия обработки материалов. – 2010. – № 3. – С. 39–44.

258. Особенности плавления керамики под воздействием электронного пучка / Е. В. Скробов, В. А. Бурдовицин, А. С. Климов и др. // Физика и химия обработки материалов. – 2011. – № 5. – С. 10–14.

259. Коваль, Н. Н. Наноструктурирование поверхности металлокерамических и керамических материалов при импульсной электронно-пучковой обработке / Н. Н. Коваль, Ю. Ф. Иванов // Известия ВУЗов. Физика. – 2008. – № 5. – С. 60–70.

260. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ / Д. Гоулдстейн [и др.]; под ред. Д. Гоулдстейна. – М.: Мир. – 1984. – Т. 1. – 303 с.
261. Самарский, А. А. Вычислительная теплопередача / А. А. Самарский, П. Н. Вабишевич. – М.: Едиториал УРСС, 2003. – 784 с.
262. Кикоин, И. К. Таблицы физических величин / И. К. Кикоин. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
263. Яманов, С. А. Химия и радиоматериалы: Учебное пособие / С. А. Яманов. – Высшая школа, 1970. – 400 с.
264. Самарский, А. А. Методы решения сеточных уравнений / А. А. Самарский, Е. С. Николаев. – Москва: Наука, 1978. – 592 с.
265. Шевченко, В. Я. Техническая керамика / В. Я. Шевченко, С. М. Бариннов. – М.: Наука, 1993. – 187 с.
266. Anisimov, A. G. Conditions of powder synthesis and sintering using an electric-pulse method / A. G. Anisimov, V. I. Mali // Proc. IV International Scientific-practical conf. Research, Development and Applications of High Technologies in Industry. – 2007. – Vol. 10. – P. 83-87.
267. Field-Assisted Sintering Technology/ Spark Plasma Sintering: Mechanisms, Materials, and Technology / O. Guillon [et al.] // Advanced Engineering Materials. – WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim. – 2014. – Vol. 16. – №. 7. – P. 830-849.
268. Sintering and densification of nanocrystalline ceramic oxide powders: a review / Chaim P. R. [et al.] // Advances in Applied Ceramics. – 2008. – Vol. 107, № 3. – P. 159–169.
269. Yang, D. Enhanced Sintering Rate of Zirconia (3Y-TZP) Through the Effect of a Weak dc Electric Field on Grain Growth / D. Yang, R. Raj, H. Conrad // J. Am. Ceram. Soc. – 2010. – Vol. 93, № 10. – P. 2935-2937.
270. Direct laser sintering of silica sand / Y. Tang [et al.] // Materials and Design. – 2003. – № 24(8). – P. 623-629.
271. Пат. 2162457 Российская Федерация, МПК С04В35/468, С04В35/64. Способ изготовления полупроводниковой керамики на основе титаната бария / В.

Г. Зарапин, Л. В. Васильева, В. Г. Лугин, Башкиров Л. А., Жарский И.М. - № 99110819/03, заявл. 13.05.1999, опубл. 27.01.2001, Бюл. № 3.

272. Анненков, Ю. М. Технология получения оксидной нанокерамики методами высокоинтенсивного воздействия / Ю. М. Анненков, А. С. Ивашутенко // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2011. – Т. 54, № 1/2. – С. 37–39.

273. О возможности спекания циркониевой керамики пучком низкоэнергетических электронов / С. А. Гынгазов [и др.] // Известия вузов. Физика. – 2011. – Т. 54, № 1/3. – С. 355–358.

274. Лыков, А. В. Теория теплопроводности / А. В. Лыков. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.

275. Хасанов, О. Л. Методы компактирования и консолидации наноструктурных материалов и изделий / О. Л. Хасанов, Э. С. Двилис, З. Г. Бикбаева – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 212 с.

276. Пат. 2516532 Российская Федерация, МПК H01G 4/12 (2006.01). Способ спекания изделий из диэлектрической керамики / Бурдовицин В.А., Зенин А. А., Климов А.С., Окс Е.М.; заявитель и патентообладатель Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР). - 2012147494/07; заявл. 07.11.2012; опубл. 20.05.2014, Бюл. № 14.

277. Пат. 148124 Российская Федерация, МПК С04В 35/64 (2006.01). Держатель образцов для электронно-лучевого спекания непроводящей керамики / Климов А.С., Зенин А.А., Окс Е.М.; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. - № 2014126025/03; заявл. 26.06.2014, опубл. 27.11.2014, Бюл. № 33.

278. Пат. 158153 Российская Федерация, МПК С04В 35/64 (2006.01), H01J 37/20 (2006.01). Приспособление для размещения спекаемых компактов / Климов А.С., Зенин А.А., Окс Е.М.; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального

образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. - № 2015120904/03; заявл. 1.06.2015, опубл. 20.12.2015, Бюл. № 35.

279. Пат. 159299 Российская Федерация, МПК H01G 4/12 (2006.01), C23C 14/00 (2006.01). Приспособление для размещения спекаемого компакта / Климов А. С., Зенин А. А., Окс Е. М.; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2014147948/07; заявл. 27.11.2014, опубл. 10.02.2016, Бюл. № 4.

280. Казаков А. В. Электронно-лучевой синтез диоксидциркониевой керамики / А. В. Казаков, А. С. Климов, А. А. Зенин. // Доклады ТУСУРа. – 2012. – Т. 2, № 26. – С. 186–189.

281. Lower sintering temperature of nanostructured dense ceramics compacted from dry nanopowders using powerful ultrasonic action / O. Khasanov [et al.] // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2011. - Vol. 18. – P. 082004.

282. Потенциал диэлектрической мишени при ее облучении импульсным электронным пучком в форвакуумной области давлений / В. А. Бурдовицин [и др.] // ЖТФ. – 2012. – Т. 82. – № 10. – С. 103–108.

283. S3D Evolution Overview [электронный ресурс] // Smart Imaging Technologies. – 2002–2013. Режим доступа: <http://smartimtech.com/modeling/evolution.htm> (дата обращения: 21.02.16)

284. Всероссийский интеллектуальный форум – олимпиада по нанотехнологиям: Лекции [электронный ресурс] // Нанотехнологическое сообщество «Нанометр». – 2006–2016. Режим доступа: <http://www.nanometer.ru/lecture.html> (дата обращения: 21.02.16)

285. Watari, K. High Thermal Conductivity Non-Oxide Ceramics / K. Watari // J. Ceram. Soc. Jpn. – 2001. – Vol. 109, № 1265. – P. 7–16.

286. Jang, B. K. Influence of microstructure on the thermophysical properties of sintered SiC ceramics / B. K. Jang, Y. Sakka // Journal of Alloys and Compounds. – 2008. – Т. 463. – №. 1. – С. 493–497.

287. Riedel, R. Handbook of Ceramic Hard Materials Riedel R. / R. Riedel. – Wiley: VCH, 2000. – P. 683.
288. Добрецов, Л. Н. Эмиссионная электроника / Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова – М.: Наука, 1966. – 564 с.
289. Стильбанс, Л. С. Физика полупроводников / Л. С. Стильбанс. – М.: Советское радио, 1967. – 451 с.
290. Harris, G. L. Properties of silicon carbide / G. L. Harris // United Kingdom: IEEE, 1995. – № 13. – 282 pp.
291. Sintering of oxide and carbide ceramics by electron beam at forevacuum pressure / E. S. Dvilis [et al.] // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. — 2016. — Vol. 116, № 012029. – 6 pp.
292. Технология тонких пленок: справочник в 2-х т. / под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга.; пер. с англ. М. И. Елинсона, Г. Г. Смолко. – М.: Советское радио, 1977. – Т. 1 – 664 с.
293. Бачин, В. А. Диффузионная сварка стекла и керамики с металлами / В. А. Бачин. – М.: Машиностроение, 1986. – 184 с.: ил.
294. Преснов В. А., Основы техники и физики спая / В. А. Преснов, Ю. Б. Новодворский, М. П. Якубеня // Томск: Изд. Томского университета. – 1961. – 337 с.
295. Люшинский, А. В. Диффузионная сварка разнородных материалов / А. В. Люшинский – М.: Академия, 2006. – 208 с.
296. Левин, А. М. Конструкционные материалы и герметики в вакуумном приборостроении / А. М. Левин. – М.: Машиностроение, 1986. – 60 с.
297. Макаркин, А. Я. Способ соединения керамики с металлами без вжигания металлических порошков / А. Я. Макаркин, И. И. Метелкин // Труды конференции по электронной технике. – 1966. – № 1. – С. 165–172.
298. Степанов, В. В. Плазменная металлизация керамики УФ-46 молибденом / В. В. Степанов, М. М. Эрмантраум // Электронная техника. Сер. 10. – 1969. – № 6 (31). – С. 3–9.

299. Герасимова, Л. Ф. Метод металлизации керамических изделий водным раствором солей тяжелых металлов / Л. Ф. Герасимова, В. М. Торжевская // Электронная техника. Сер. 10. – 1966. – № 7. – С. 20–204.

300. Метелкин, И. И. О пайке керамики активными металлами / И. И. Метелкин, А. Е. Шмелев // Физика и химия обработки материалов. – 1972. – № 4. – С. 90–92.

301. Николаев, Г. А. Сварка в машиностроении. Справочник в 4-х т. / Г. А. Николаев. – М.: Машиностроение, 1979. – Т. 2. – 504 с.

302. Пат. 2515722 Российская Федерация, МПК В23К 1/005 (2006.01), В23К 1/19 (2006.01), В23К 103/18 (2006.01). Способ изготовления трубчатого соединения алюмооксидной керамики с металлом / Бурдовицин В. А., Зенин А. А., Климов А. С., Окс Е. М.; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2012125918/02 (040000); заявл. 21.06.2012, опубл. 27.12.2013, Бюл. № 36.

303. Электронно-лучевое испарение керамики в форвакуумном диапазоне давлений / А. С. Климов [и др.] // Прикладная физика. – 2016. – № 3. – С. 40–44.

ПРИЛОЖЕНИЕ



北京实力源科技开发有限责任公司

注册地址：北京市丰台区科学城工商联科技大厦 22B04 邮编：100070

电话：0086-10-83865036 传真：0086-10-83865286

网址：WWW.POWERTECH.COM.CN

CONFIRMATION OF USE

Beijing, China, October, 2013.

To whom it may concern

This letter is to confirm that the Fore-Vacuum Plasma Cathode Electron Source developed by research group of Physics department of the Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics including

Prof. Efim Oks , group leader

Prof. Viktor Burdovitsin

Associated Professor Yuri Burachevsky

Associated Professor Alexander Klimov

PhD Student Alexey Zenin

was installed and put in operation at Beijing Powertech Technology Co., Ltd., People Republic of China and now it is using for R&D program of electron beam evaporation and thin film deposition.

General Manager

Liu Yang



厂址：北京市丰台区白盆窑村南 558 号 (100160)

电话：0086-10-83865036 83865086

传真：0086-10-83865286

网址：www.powertech.com.cn



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 e-mail: office@tetacom.ru
ИНН 7017292040 КПП 701401001

№ 286 от 19.08.2016

Акт

Об использовании результатов диссертационной работы.

Настоящим актом подтверждается, что результаты научных исследований по генерации, формированию и транспортировке электронного пучка в форвакуумной области давлений, полученные в диссертационной работе старшего научного сотрудника Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники Климова Александра Сергеевича «Генерация электронных пучков в форвакуумной области давлений на основе плазменно-эмиссионных разрядных систем с полым катодом», представляемой на соискание ученой степени доктора технических наук используются в ООО «НПК ТЭТа» при выполнении комплексного проекта «Создание производства нового поколения электронно-лучевого оборудования на основе различных эмиссионных систем для сварки, пайки, обработки поверхностей и аддитивных технологий» шифр 2015-218-07-018, реализуемого в соответствии с Постановлением Правительства Российской Федерации № 218 от 9 апреля 2010 года.

Директор



Рау А.Г.