В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, А.В. Медовник, Е.М. Окс, Ю.Г. Юшков

ФОРВАКУУМНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОНОВ

Издательство Томского университета 2014



Издание осуществлено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту № 14-08-07011, не подлежит продаже

Рецензенты:

член-корр. РАН *Н.В. Гаврилов,* д-р техн. наук *Н.Н. Коваль*

Бурдовицин В.А.

Б90 Форвакуумные плазменные источники электронов / В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, А.В. Медовник, Е.М. Окс, Ю.Г. Юшков. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2014. – 288 с.

ISBN 978-5-7511-2269-0

В монографии рассматривается одно из активно развиваемых в настоящее время направлений плазменной эмиссионной электроники, связанное с так называемыми форвакуумными плазменными источниками электронов. Отличительной особенностью этих устройств является возможность эффективной генерации стационарных и импульсных электронных пучков в ранее недоступной области повышенных давлений форвакуумного диапазона (1–100 Ра). Представленный в книге материал основан на результатах реализации научных проектов, поддержанных более чем 10 грантами РФФИ.

Для разработчиков источников электронов, а также специалистов, использующих электронные пучки для решения фундаментальных и прикладных задач.

УДК 621.384: 537.533 ББК 22

ISBN 978-5-7511-2269-0

© В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, А.В. Медовник, Е.М. Окс, Ю.Г. Юшков, 2014

введение

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

Как правило, плазменные источники электронов основаны на разрядных системах с ненакаливаемыми («холодными») катодами. Отсутствие электродов, нагретых до термоэмиссионных температур, делают такие источники электронов привлекательными для их применения в электронно-лучевых технологических процессах, сопровождающихся также заметным газоотделением (например, плавка, резка и сварка металлов). Другими важными преимуществами источников электронов с плазменным катодом являются способность к импульсной эмиссии и возможность формирования электронных пучков большого сечения.

Традиционная область давлений плазменных источников электронов лежит в пределах $10^{-2}-10^{-1}$ Ра. Расширение рабочего диапазона давлений в область более высоких давлений вплоть до форвакуумного диапазона 1–100 Ра представляется важной задачей. При столь высоких давлениях генерация электронных пучков с управляемыми параметрами не только упрощает системы вакуумной откачки (для создания форвакуума возможно использование только одной ступени механических средств откачки), но, что более важно, это существенно расширяет области применения электроннолучевых технологий. Отметим среди наиболее важных принципиальную возможность электронно-лучевой обработки диэлектриче-

ских материалов, в частности высокотемпературных керамик. Электронный пучок в форвакуумной области давлений также представляет интерес для плазмохимии, термообработки объектов и ряда других применений.

Задача получения электронных пучков в указанном диапазоне давлений может решаться с помощью устройств дифференциальной откачки, отделяющих область формирования пучка от области его распространения и использования. Это не всегда возможно, и, кроме того, такой подход заметно усложняет технологическую установку и, как правило, ограничивает ток электронного пучка.

Форвакуумный диапазон давлений достаточно успешно «освоен» электронными источниками на основе высоковольтного тлеющего разряда (BTP). Устройства такого типа основаны на получении электронного пучка в результате бомбардировки отрицательного электрода ускоренными ионами из плазмы ВТР. Электронные источники ВТР обеспечивают генерацию импульсных и непрерывных электронных пучков с энергией в десятки и сотни киловольт. Они отличаются конструктивной простотой, надежностью и обеспечивают высокий ресурс. Принципиальный недостаток электронных источников на основе ВТР состоит в том, что в ВТР область генерации ионно-эмиссионной плазмы и область ускорения электронов совмещены в одном межэлектродном промежутке. В этом случае на параметры электронного пучка оказывают сильное влияние давление и род рабочего газа, что существенно затрудняет возможность независимого регулирования тока электронного пучка и энергии электронов.

У плазменных источников электронов на основе разряда с холодным катодом проблемы «отравления» катода не существует. Однако для таких устройств переход в область более высоких давлений может быть реализован только при создании специальных условий, затрудняющих пробой ускоряющего промежутка при одновременной эффективной генерации эмиссионной плазмы. Обратим внимание на тот факт, что в форвакуумной области давлений практически невозможно обеспечить перепад давлений газа между разрядным и ускоряющим промежутками.

Несмотря на трудности перехода, проблема генерации электронных пучков плазменными источниками при повышенных давлениях газа вплоть до 100 Ра была успешно решена. Создан целый ряд так называемых форвакуумных плазменных источников электронов, обеспечивающих генерацию непрерывных и импульсных пучков различной конфигурации с энергией электронов до 20 kV, с мощностью пучка в несколько kW и с плотностью энергии пучка в импульсе до 10 J/cm².

Генерация электронных пучков на основе эмиссии из плазмы относится к научному направлению «Плазменная эмиссионная электроника». По данному направлению вышло несколько монографий [1–5]. В работах [4, 5] обсуждаются некоторые аспекты физики и техники генерации электронных пучков в области повышенных давлений форвакуумного диапазона. Однако за прошедшее с момента выхода этих монографий время в развитии форвакуумных плазменных источников электронов достигнут заметный прогресс как в понимании физических процессов эмиссии электронов из плазмы в области повышенных давлений, так и в возможностях принципиально новых применений электронных источников такого типа. Указанные обстоятельства обусловили целесообразность анализа и обобщения накопленного за последние годы обширного материала в данной области.

Настоящая монография посвящена именно форвакуумным плазменным источникам электронов, представляющим собой одно из быстрорастущих направлений современной плазменной эмиссионной электроники. В ней описаны особенности функционирования, приведены результаты разработки и применения таких источников электронов. Представленный в монографии материал представляет собой результаты исследований, проводимых на протяжении более 10 лет в лаборатории плазменной электроники кафедры физики Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР). Авторы монографии – сотрудники лаборатории, чья научно-исследовательская деятельность напрямую связана с разработкой, исследованием и применением форвакуумных плазменных источников электронов.

Монография состоит из четырех глав. Первая глава посвящена особенностям разрядных систем и эмиссии электронов из плазмы в форвакуумной области давлений. В форвакуумных плазменных источниках электронов используются тлеющий разряд с полым катодом и вакуумная дуга с катодным пятном. При этом дуговой разряд реализован только в импульсном режиме работы таких электронных источников. Особое внимание уделено анализу процессов влияния обратного потока ионов на условия зажигания разряда и эмиссионные свойства плазмы.

Во второй главе приведены результаты исследований, связанные с достижением максимальных параметров электронных источников с плазменным катодом в форвакуумной области давления. Это, прежде всего, методы повышения электрической прочности ускоряющего промежутка и достижения предельных рабочих давлений. В этой же главе рассмотрены вопросы формирования пучков большого сечения, а также особенности импульсного режима работы форвакуумных плазменных источников электронов; приведены параметры плазмы, генерируемой в области транспортировки электронного пучка и представлены результаты измерений установившегося «плавающего» потенциала изолированной мишени при ее обработке ускоренным электронным пучком.

Конструктивные схемы и параметры форвакуумных плазменных источников электронов описаны в третьей главе. Рассмотрены источники аксиально-симметричных электронных пучков, источники ленточных пучков, а также источники пучков большого сечения. Приведены параметры и характеристики этих устройств в непрерывном и импульсном режимах работы.

Четвертая глава посвящена применениям форвакуумных плазменных источников электронов, наиболее привлекательными из которых являются электронно-лучевая сварка, спекание и поверхностное упрочнение электрически непроводящих керамических материалов. В этой же главе приведены результаты применения этих источников в процессах плазменного анодирования и электроннолучевого распыления графита.

Настоящая монография может представлять интерес для разработчиков источников электронов, а также специалистов, использующих электронные пучки для решения фундаментальных и прикладных задач. Она также может быть полезна для студентов старших курсов, магистрантов и аспирантов высших технических учебных заведений, специализирующихся в областях вакуумной и плазменной электроники, генерации пучков заряженных частиц и их применениях.

Авторы признательны рецензентам член-корр. РАН Н.В. Гаврилову и д.т.н. Н.Н. Ковалю за внимательное прочтение рукописи и ценные замечания, которые существенно улучшили ее содержание.

Для авторов большая честь посвятить эту работу основателю на-

учного направления «Плазменная эмиссионная электроника», д.т.н., профессору, лауреату премии РСФСР в области науки и техники Юлию Ефимовичу Крейнделю.

Монографии по плазменным источникам электронов

1. Крейндель Ю.Е. Плазменные источники электронов / Ю.Е. Крейндель. – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.

2. *Бугаев С.П.* Электронные пучки большого сечения / С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.

3. Завьялов М.А. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов, Ю.Е. Крейндель, А.А. Новиков, Л.П. Шантурин. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 256 с.

4. Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е.М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 156 с. (пер. на англ. язык: Oks E.M. Plasma Cathode Electron Sources – Physics, Technology, Applications. – N.Y.: WILEY-VCH, 2006. – 172 р.).

5. Коваль Н.Н. Эмиссионная электроника. Сер. Электроника / Н.Н. Коваль, Е.М. Окс, Ю.С. Протасов, Н.Н. Семашко. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. – 596 с.

Глава 1

ГЕНЕРАЦИЯ ЭМИССИОННОЙ ПЛАЗМЫ В ФОРВАКУУМНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ

Под термином «плазменный катод» понимается «...электроразрядное устройство, формирующее плазму, с границы которой осуществляется эмиссия электронов». Генерация электронных пучков в источниках с плазменным катодом может осуществляться как со стационарной, так и с нестационарной эмиссионной плазменной границы. К плазменным источникам электронов с нестационарной эмиссионной границей относятся источники со взрывоэмиссионным катодом [1-3], а также устройства на основе так называемых «убегающих электронов» [4, 5]. Эмиссия электронов из нестационарных плазменных образований имеет ряд особенностей, главная из которых состоит в ограничении длительности генерации электронного пучка перекрытием высоковольтного межэлектродного промежутка движущейся плазмой. Как правило, характерные времена «закорачивания» плазмой межэлектродного промежутка не превышают единиц микросекунд. В устройствах для получения стационарных или квазистационарных (с длительностью импульса в десятки и сотни микросекунд) электронных пучков плазменная эмиссионная граница стабилизирована. В сущности, такое принципиальное различие в поведении плазменной эмиссионной поверхности обусловливает и различные подходы к созданию плазменных источников электронов. Поскольку настоящая монография посвящена генерации в форвакуумном диапазоне давлений непрерывных или квазинепрерывных электронных пучков, то здесь и далее будут представлены результаты исследований, имеющие отношение к плазменным источникам электронов с фиксированной эмиссионной границей.

1.1 Общие принципы и подходы к созданию форвакуумных плазменных источников электронов

Источник электронов с плазменным катодом включает в себя два основных узла: разрядную систему для генерации эмиссионной плазмы и систему формирования электронного пучка. Простейшая схема плазменного источника электронов представлена на рис. 1.1.



Рисунок 1.1 – Простейшая схема плазменного источника электронов.

Выбор той или иной разрядной системы для генерации плазмы обусловлен требуемыми эмиссионными параметрами: величиной плотности тока, размерами эмиссионной поверхности, однородностью распределения эмиссионных параметров и др. Как и для источников ионных пучков [6], в плазменных источниках электронов система формирования пучка не привязана к конкретному виду разряда, используемому в генераторе плазмы, а в большей степени связана с током и энергией электронного пучка. В зависимости от соотношения между плотностью плазмы, размером эмиссионного отверстия, напряженностью ускоряющего поля электроны могут эмитироваться как с «открытой» плазменной поверхности, так и через потенциальный барьер [7–10].

В предположении Максвелловского распределения энергетического спектра электронов в плазме плотность электронного тока j_e через потенциальный барьер определяется известным соотношением Больцмана

$$j_e = j_{ex} \exp\left[\frac{-e(\varphi_p - \varphi_{el})}{kT_e}\right], \qquad (1.1)$$

где φ_p и φ_{el} – потенциалы плазмы и эмиссионного электрода соответственно; $j_{ex} = \frac{e \cdot n_e \cdot v_e}{4}$ – плотность хаотического тока электронов из плазмы.

В случае эмиссии электронов с открытой плазменной поверхности плотность эмиссионного тока стремится к насыщению и достигает своего максимального значения, равного плотности хаотического тока электронов из плазмы.

При создании источников электронов с плазменным катодом необходимо одновременно решить две противоречивые задачи. С одной стороны, для достижения требуемой мощности электронного пучка и заданного тока электронов из плазмы необходимо обеспечение условий для эффективной генерации плазмы. С другой стороны, для формирования ускоренного пучка электронов требуется приложение высокого напряжения, и в ускоряющем промежутке вероятность дополнительной ионизации должна быть сведена к минимуму, иначе произойдет пробой ускоряющего промежутка. Для устранения этих противоречий применяют следующее методы:

1. Создают перепад давлений таким образом, чтобы в области генерации плазмы давление было на несколько порядков выше, чем в ускоряющем промежутке [11].

2. Используют разрядные системы с осцилляцией электронов, такие как разряд с полым катодом [12–13], разряды в скрещенных ExH полях [14].

3. Используют разрядные системы на основе вакуумного дугового разряда [15–16].

4. Уменьшают плотность тока источников широкоапертурных пучков [17].

Переход плазменных источников электронов в область форвакуумных давлений (1–100 Ра) обусловливает появление дополнительных особенностей функционирования этих устройств и накладывает ряд ограничений: в указанном диапазоне давлений практически невозможно создать перепад давлений между областями генерации плазмы и формирования электронного пучка;

 использование разрядных систем в скрещенных ExH полях затруднено из-за возможного проникновения рассеянного магнитного поля в ускоряющий промежуток и стимулирования его пробоя;

 на эмиссионные свойства плазмы и электрическую прочность ускоряющего промежутка заметное влияние оказывает обратный поток ионов из плазмы, генерируемой в области транспортировки ускоренного электронного пучка;

– к обратному ионному потоку из пучковой плазмы добавляется ионный поток из анодной плазмы паразитного высоковольтного тлеющего разряда (ВТР), ток которого при столь высоких давлениях становится соизмеримым с током ускоренного электронного пучка.

Перечисленные выше особенности функционирования форвакуумных плазменных источников электронов диктуют некоторые общие принципы их построения:

– генерация электронного пучка при практически одинаковом давлении во всех областях электронного источника возможна лишь при создании условий для эффективного образования плазмы в разрядной системе при одновременной минимизации ионизационных процессов в области ускорения электронов и формирования пучка. Этот принцип реализуется путем сочетания тлеющего разряда с полым катодом или дугового разряда с плоскопараллельным ускоряющим промежутком, электроды которого расположены на минимально возможном расстоянии друг от друга;

– для обеспечения высокой электрической прочности ускоряющего промежутка используют специальные конструктивные решения ускоряющей системы, затрудняющие Пашеновский пробой по так называемым «длинным путям» и ослабляющие влияние обратного ионного потока из пучковой плазмы и паразитного ВТР.

Ниже рассмотрим реализацию принципов построения разрядных систем для форвакуумных плазменных источников электронов на конкретных примерах.

1.2 Разрядные системы форвакуумных плазменных источников электронов

Глава 1

1.2.1 Тлеющий разряд с полым катодом

В форвакуумном плазменном источнике электронов формирование сфокусированных непрерывных электронных пучков в области повышенных давлений осуществляется при использовании тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом. Разряд с полым катодом достаточно подробно исследовался в работах А.С. Метеля [18]. Электродная схема полокатодной разрядной системы форвакуумного плазменного источника электронов представлена на рис. 1.2.



Рисунок 1.2 – Разрядная система плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом: 1 – полый катод, 2 – керамический изолятор, 3 – анод, 4 – эмиссионное окно.

Основными элементами разрядной системы электронного источника являются цилиндрический полый катод l, изготовленный из нержавеющей стали, диаметром 20 mm и длиной 45 mm, и плоский анод 3, выполненный также из нержавеющей стали с эмиссионным окном 4 диаметром 10 mm, перекрытым либо вольфрамовой сеткой с размерами ячейки $0,6 \times 0,6$ mm², и геометрической прозрачностью 50%, либо перфорированной танталовой металлической пластиной толщиной 1 mm, имеющей 30 эмиссионных отверстий диаметром от 0,7 до 1 mm. Электродная система смонтирована на керамическом изоляторе 2.

В источниках электронов с плазменным катодом для формирования пучков большого сечения используют два принципиальных подхода. Первый заключается в генерации плотной плазмы в удаленной от эмиссионного электрода области сравнительно малого размера с последующим расширением плазмы и формированием протяженной плазменной эмиссионной поверхности. Реализация этого подхода обеспечивается использованием вакуумной дуги или дугового контрагированного разряда [19–21].

Второй подход основан на генерации объемной плазмы непосредственно в области отбора электронов с последующим формированием электронного пучка требуемых размеров и необходимых форм поперечного сечения. Для этого случая в плазменных источниках электронов применяются те или иные разновидности тлеющего разряда с полым катодом [22–23]. Оба подхода к решению задачи генерации пучков большого сечения реализованы и в форвакуумных плазменных источниках электронов.

Разряд с протяженным полым катодом прямоугольной формы нашел применение в источнике ленточного электронного пучка (рис. 1.3).



Рисунок 1.3 – Схема форвакуумного плазменного источника ленточного электронного пучка: *1* – протяженный полый катод прямоугольной формы; *2* – плоский анод; *3* – ускоряющий электрод; *4* – эмиссионная щель, перекрытая сеткой.

Прямоугольный полый катод *l* (см. рис. 1.3) размером 300×80×40 mm обеспечивал поддержание стационарного разряда с

током до 1 А. Эмиссионная щель в аноде 2 (250×10) mm, задающая размер поперечного сечения электронного пучка, перекрывалась мелкоструктурной вольфрамовой сеткой 4. Внешний вид полокатодной разрядной системы источника ленточного электронного пучка представлен на рис. 1.4.



Рисунок 1.4 – Внешний вид источника электронов со стороны ускоряющего электрода.



В технологии импульсной поверхностной обработки материалов, как правило, требуются пучки большого сечения. Это приводит к

необходимости создания плазменных эмиттеров с большими площадями выходной апертуры анода. Для форвакуумных плазменных источников электронов на основе разряда с полым катодом, функционирующих в импульсном режиме, данная проблема была решена увеличением поперечных размеров катодной полости. Однако это привело к существенному нарушению однородности плазмы вблизи эмиссионной границы [24]. Для улучшения однородности в разрядную систему электронного источника было внесено конструктивное изменение в виде цилиндрической вставки, размещенной на оси полого катода (рис. 1.5). Определение оптимальной длины катодной вставки позволило получить радиальное распределение концентрации плазмы с неоднородностью, не превышающей 10 % [25].

1.2.2 Дуговой разряд

В электронных источниках с плазменным катодом величина тока пучка соизмерима со значением тока разряда, генерирующего плазму. Поэтому повышение эмиссионного тока обусловливает необходимость соответствующего увеличения тока разряда. В тлеющем разряде, как известно, плотность тока и полный ток ограничены некоторым предельным значением, приблизительно равным минимальному току образования и устойчивого существования катодного пятна. Ток диффузной формы тлеющего разряда можно повысить за счет увеличения площади поверхности катода. При этом целесообразно принудительно ограничивать ток на локальную область катода, так чтобы его плотность была ниже уровня возникновения катодного пятна. Такой подход может быть оправдан при решении задач, связанных с достижением конкретных параметров электронных пучков. Однако он не снимает принципиальную проблему ограничения тока разряда, а следовательно, и тока эмиссии в плазменных источниках электронов на основе тлеющего разряда.

Стремление к дальнейшему повышению тока электронного пучка и его плотности привело к необходимости использования в плазменных источниках электронов разрядов типа дугового. Поскольку разрядная система плазменного катода не должна иметь накаленных электродов, то в этих условиях для дугового разряда характерно существование на отрицательном электроде одного или нескольких катодных пятен. Катодное пятно дугового разряда обладает «неограниченной» эмиссионной способностью, и это обеспечивает возможность генерации в таких системах электронных пучков с экстремально высокими удельными и интегральными параметрами. Обратим внимание на тот факт, что достаточно большие величины порогового тока образования катодного пятна и минимального тока устойчивого горения стационарной вакуумной дуги (десятки ампер) обусловливают использование в плазменных источниках электронов только импульсного режима горения дугового разряда.

Электродная схема форвакуумного плазменного электронного источника на основе дугового разряда [26] представлена на рис. 1.6. Ячейка дугового разряда включает в себя стержневой катод l и полый цилиндрический анод 2. Диаметр катода, как правило, составляет единицы миллиметров для обеспечения фиксации катодного пятна в заданной точке. С этой же целью катод заключают в керамическую (непроводящую) трубку 3, которая ограничивает его рабочую область торцевой поверхностью. Исходя из угла разлета плазмы, эмитированной катодом ($\approx 60^{\circ}$), и учитывая необходимость обеспечения электрического разделения между катодом и анодом, высота полого анода выбиралась примерно равной диаметру выходной апертуры плазменного эмиттера. Катод и полый анод изготавливались из меди. Выходная апертура плазменного эмиттера перекрывалась мелкоструктурной сеткой из нержавеющей стали размерами $0,3 \times 0,3$ mm и геометрической прозрачностью 70 %.



Рисунок 1.6 – Форвакуумный плазменный электронный источник на основе дугового разряда со схемой для измерения оптического спектра плазмы дуги [26]: *1* – катод; *2* – анод; *3* – керамический изолятор; *4* – поджигающий электрод; *5* – импульсный блок питания разряда; *6* – экстрактор; *7* – капролоновый изолятор; *8* – высоковольтный блок питания; *9* – оптический зонд; *10* – оптоволокно; *11* – спектрометр.

Зажигание дугового разряда осуществлялось вспомогательным разрядом по поверхности керамики между катодом *1* и поджигающим электродом *4*, электрически соединенным с анодом через резистор, в так называемом режиме «triggerless» [27]. Горение дугового разряда обеспечивалось подачей формируемого блоком питания *5* импульсного напряжения между катодом и анодом. Давление в плазменном эмиттере регулировалось непосредственной подачей рабочего газа (аргон, воздух) в вакуумную камеру.

1.3 Влияние процессов в ускоряющем промежутке на зажигание разряда

1.3.1 Особенности зажигания разряда с полым катодом

Для разрядных систем плазменных источников электронов, в том числе и функционирующих в форвакуумном диапазоне давлений, напряжение зажигания самостоятельного разряда U_{ign} и напряжение его горения U_d отличается на порядок величины. Такая значительная разница в величинах U_{ign} и U_d существенно усложняет аппаратуру электропитания плазменных источников электронов и снижает ее эффективность. Именно поэтому практически во всех устройствах на основе разрядных систем низкого давления принимаются специальные меры для снижения напряжения зажигания и обеспечения устойчивого инициирования разряда при минимально возможных значениях U_{ign} .

В разряде с полым катодом протяженность разрядного промежутка определяется, по сути, размерами катодной полости и, что немаловажно, размерами ее выходной апертуры. Дело в том, что в случае малых (порядка единиц миллиметров) диаметров апертуры катодная полость оказывается экранированной от остальной части разрядного промежутка, и зажигание разряда возможно лишь в области «плоский торец полого катода – анод». Для этого могут потребоваться напряжения до 10 kV. Зажигание разряда при меньших напряжениях возможно при соблюдении условия, чтобы выходная апертура полости была достаточно большой. С другой стороны, эффективная осцилляция электронов в полости возможна при выпол-

нении условия $\frac{S_a}{S_c} \le \sqrt{\frac{m}{M}}$ [18], где S_a и S_c – площади выходной

апертуры и внутренней поверхности катодной полости, а т и М-

массы электрона и иона соответственно. Последнее соотношение означает, что, например, для ионов азота отношение $\frac{S_a}{S}$ должно

быть не более 5×10^{-3} . Таким образом, для инициирования и устойчивого существования разряда с полым катодом необходимо, чтобы площадь выходной апертуры катода была достаточно большой для проникновения электрического поля внутрь, но в то же время достаточно малой по сравнению со всей внутренней поверхностью катода. Увеличение же внутренней поверхности полости – не самое лучшее решение, так как для создания плотной плазмы целесообразнее использовать полости небольших размеров.

В существующих плазменных электронных источниках, использующих разрядные системы с полым катодом [28] и работающих при более низких давлениях, задача зажигания разряда решается либо комбинированием разряда с полым катодом с другими типами разряда, например пеннинговским или магнетронным [29], либо с помощью кратковременного напуска газа в катодную полость [30]. Последний способ стимулирует проникновение разрядной плазмы в полость, причем дальнейшее существование полокатодного разряда возможно и при рабочих давлениях без дополнительного напуска газа. Этот способ, однако, не всегда удобен хотя бы потому, что при случайном погасании разряда его повторное зажигание требует сложных манипуляций с инерционной системой напуска плазмообразующего газа.

Для реализации пеннинговского или магнетронного разрядов, предназначенных для создания у входной апертуры катодной полости плазмы достаточно высокой концентрации, требуются дополнительные электроды, а также достаточно сильное (~ 0,1 Т) магнитное поле. Как правило, это поле создается постоянными магнитами, требующими для сохранения магнитных свойств постоянного и эффективного охлаждения. Без сомнения, это усложняет конструкцию устройства и снижает его надежность. Кроме того, как уже отмечалось, в форвакуумной области давлений проникновение рассеянного магнитного поля в ускоряющий промежуток может стимулировать его пробой.

Иной способ инициирования и поддержания разряда с полым катодом при пониженных давлениях заключается в инжекции в полость электронов, произведенных в отдельном газоразрядном источнике [31–34]. Ключевым моментом в таком способе является напуск газа во вспомогательный источник, сообщающийся с основной разрядной камерой через достаточно малое эмиссионное отверстие. Благодаря этому удается создать перепад давлений между вспомогательной и основной разрядной системой, причем давление во вспомогательной системе оказывается достаточным для зажигания и существования самостоятельного разряда. Однако использование этого метода также усложняет конструкцию устройства и требует дополнительных источников питания.



Рисунок 1.7 – Напряжение зажигания U_{ign} разряда форвакуумного плазменного источника электронов как функция напряжения U_a на ускоряющем промежутке для различных давлений газа: I - 5 Pa; 2 - 5, 5 Pa; 3 - 6 Pa; 4 - 8 Pa.

Для форвакуумных плазменных источников электронов инициирование разряда может быть стимулировано «паразитным» слаботочным высоковольтным тлеющим разрядом (ВТР) устойчиво существующим в ускоряющем промежутке при повышенных давлениях форвакуумного диапазона. Технически такой способ осуществим за счет изменения последовательности подачи напряжений на электроды плазменного электронного источника. Подача вначале напряжения на ускоряющий промежуток приводит к возникновению высоковольтного тлеющего разряда (ВТР), формирующего слаботочный (несколько миллиампер) электронный пучок на мишень и соответственно обратный ионный поток в сторону эмиссионного электрода. Ионы этого потока, проникая в катодную полость через отверстие в эмиссионном электроде и входную апертуру полости, вызывают электронную эмиссию с ее стенок и таким образом способствуют зажиганию разряда при более низких напряжениях (рис. 1.7).



Рисунок 1.8 – Ионный ток I_i на катод в зависимости от ускоряющего напряжения U_a при различном расстоянии d анод – ускоряющий электрод: a - 5,5 сm (1 - 4 Pa; 2 - 5,5 Pa; 3 - 7 Pa); $\delta - 0,7$ сm (1 - 4 Pa; 2 - 5,5 Pa; 3 - 7 Pa) [35].

Величина тока ВТР в ускоряющем промежутке, а следовательно, и обратный поток ионов I_i возрастают как с повышением ускоряющего напряжения, так и с увеличением давления газа и протяженности промежутка (рис. 1.8) [35].

Зависимость этого тока от прозрачности эмиссионного окна (рис. 1.9) однозначно свидетельствует о том, что он является именно током ионов из ускоряющего промежутка.



Рисунок 1.9 – Величина обратного ионного тока в цепи катодной полости в зависимости от ускоряющего напряжения, при различной прозрачности эмиссионного электрода, при давлении в ускоряющем промежутке 4 Ра: l - 6,5%; 2 - 16% [35].

Влияние обратного ионного потока на зажигание разряда иллюстрируется результатами, представленными на рис. 1.10. Видно, что увеличение напряжения в ускоряющем промежутке приводит к зажиганию разряда в источнике электронов. Глава 1



Рисунок 1.10 – Зависимость тока разряда I_d (2) в электронном источнике от напряжения на ускоряющем промежутке (U_{ign} =500 V, p=4 Pa). Пунктиром показан ионный ток I_i (1) в цепи полого катода при U_{ign} =0 [35].



Рисунок 1.11 – Величина минимального проникающего ионного тока, инициирующая разряд в зависимости от рода газа и материала катодной полости: 1 – сталь; 2 – алюминий [35].

При этом решающее значение, определяющее величину минимального обратного тока ионов, инициирующих разряд, имеют материал катода и род рабочего газа (рис. 1.11).

Качественное объяснение полученных результатов может быть проведено с помощью простых соображений. Если выбрать в качестве условия зажигания самостоятельного разряда известное выражение [36]

$$\gamma \left(e^{\alpha d} - 1\right) = 1, \qquad (1.2)$$

где γ – коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии; α – коэффициент Таунсенда; d – эффективный путь электрона; то случай, когда при данных U_{ign} и p разряд не зажигается, может быть описан неравенством

$$\gamma \left(e^{\alpha d} - 1 \right) < 1. \tag{1.3}$$

Невозможно зажечь разряд вследствие недостаточного количества ионов, порождаемых одним электроном, до момента его выхода из полости и попадания на анод. Очевидно, что влияние ионов, поступающих в полость извне, может быть учтено введением в (1.2) дополнительного слагаемого:

$$\gamma_1 (e^{\alpha d} - 1) + \gamma_2 N_m = 1.$$
 (1.4)

Здесь N_m – минимальное количество дополнительных ионов в расчете на один вторичный электрон, при котором (1.4) имеет место. В силу различных энергий ионов коэффициенты γ_1 и γ_2 могут различаться. Выражение (1.4) указывает на пороговый характер зажигания разряда. Ясно, что до тех пор, пока количество N поступающих в разряд извне ионов меньше N_m , зажигание разряда невозможно. Влияние материала катода и рода газа учитывается величинами γ_1 и γ_2 . С увеличением этих коэффициентов зажигание разряда возможно при меньшем N_m , что и наблюдается экспериментально.

Для импульсного режима горения тлеющего разряда с полым катодом существенным параметром является время формирования разряда. При подаче прямоугольного импульса напряжения на разрядный промежуток можно выделить три характерные стадии процесса зажигания разряда (рис. 1.12): I – задержка между приложением импульса напряжения и появлением заметного тока разряда; 2 – нарастание тока разряда (фронт импульса тока). Участок 3 – стационарный ток разряда. Наряду с ожидаемым снижением времени t_d задержки до появления тока разряда при увеличении амплитуды импульса напряжения U_0 на промежутке катод – анод и (или) повышении давления p в вакуумной камере на время t_d оказывает также влияние величина напряжения на ускоряющем промежутке U_a . Повышение этого напряжения существенно снижает величину t_d (рис. 1.13). Ускоряющего напряжения U_a в несколько киловольт оказалось достаточно для практически полного исчезновения задержки (менее 0,5 µs) между моментом приложения напряжения на разрядном промежутке и появлением тока.



Рисунок 1.12 – Типичные осциллограммы импульсов напряжения на промежутке катод – анод (вверху, 1000 V/div) и тока разряда (внизу, 20 A/div), временная шкала 10 µs/div [37].



Рисунок 1.13 – Время t_d запаздывания зажигания разряда как функция ускоряющего напряжения для различных давлений p и напряжений U_0 : 1 - p = 16 Pa, $U_0 = 1200$ V; 2 - p = 16 Pa, $U_0 = 860$ V; 3 - p = 10 Pa, $U_0 = 860$ V [37].



Рисунок 1.14 – Полный обратный ток ионов как функция ускоряющего напряжения для различных давлений *p*: *l* – 16; *2* – 13,6; *3* – 11,1; *4* – 9,4; *5* – 8,2; *6* – 7,4 Ра [37].

Поскольку обратный ионный поток в отсутствие разрядного напряжения на электродах электронного источника возрастает с увеличением ускоряющего напряжения U_a и с повышением давления p(рис. 1.14), это дало основания для объяснения влияния ускоряющего напряжения на запаздывание зажигания разряда (см. рис. 1.13).

Среди возможных причин, определяющих длительность фронта импульса тока разряда, чаще всего указывается индуктивность электродной системы [38]. В то же время, как отмечалось еще Н.А. Капцовым [39], в ряде случаев не следует сбрасывать со счетов и время формирования разряда. На рис. 1.15 представлены зависимости времени τ_{max} нарастания тока разряда до максимального значения в зависимости от амплитуды U_0 импульса приложенного напряжения для различных давлений газа, которые свидетельствуют о снижении τ_m с ростом U_0 .



Рисунок 1.15 – Время нарастания тока до максимального значения t_{max} как функция амплитуды U_0 импульса напряжения для различных давлений: *1*, *4* – 10 Ра; *2*, *5* – 16 Ра; *3*, *6* – 20 Ра. *1*–3 – расчет; *4*–6 – эксперимент [40].

Эта зависимость не представляется вполне ожидаемой, поскольку с повышением U_0 возрастает и величина тока (рис. 1.16), т.е. ток дорастает до больших значений за меньшее время. Наконец, величина *t*_{max} заметно снижается по мере увеличения давления.



Рисунок 1.16 – Зависимость тока I_d разряда от амплитуды U₀ импульса напряжения [40].

Модельные преставления о влиянии ускоряющего напряжения на время запаздывания зажигания разряда с полым катодом в форвакуумном плазменном источнике электронов основаны на принципе последовательности процессов [40]. После подачи к электродам разрядной системы прямоугольного импульса напряжения в разрядном промежутке развивается переходной процесс, связанный с формированием плазмы в катодной полости и нарастанием разрядного тока до стационарного значения. В расчетной модели использовались следующие приемы и допущения [41]:

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

 Временной шаг выбирался таким, чтобы за один шаг ион перемещался на расстояние, равное протяженности одного элементарного слоя. – Развитие разряда начинается с появления у катода одного электрона. На своем пути к аноду этот электрон создает электронную лавину и ионы, распределенные по слоям. Причем в ионизации участвуют и вторичные электроны, прошедшие расстояния, достаточные для приобретения энергии, превышающей энергию ионизации.

 Распределение потенциала ф рассчитывается путем решения уравнения Пуассона с учетом положительного объемного заряда ионов

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} en \,, \tag{1.5}$$

где n – концентрация ионов; x – координата, отсчитываемая от катода; ε_0 – электрическая постоянная.

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

 Новый шаг учитывает ионизацию и образование электронных лавин этими ү-электронами. Перераспределение потенциала вновь учитывается решением уравнения Пуассона.

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

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



Рисунок 1.17 – Пояснение процедуры расчета: K и A – катод и анод соответственно; Δx – протяженность элементарного слоя [40].

Рисунок 1.17 иллюстрирует основные положения модели. Наличие полости в катоде было учтено введением коэффициента K<1 в выражение для числа актов ионизации N, производимых электроном в области, занятой плазмой:

$$N = \frac{U_d - \varphi_i}{W_i} \cdot K , \qquad (1.6)$$

где U_d – разрядное напряжение; φ_i – потенциал ионизации; W_i – потенциал образования ионно-электронной пары.



Рисунок 1.18 – Распределение потенциала в разрядном промежутке в различные моменты времени: *1* – 0 µs, *2* – 6,8 µs, *3* – 7,3 µs [40].

Кроме этого, учитывалось возрастание площади плазменной границы, с которой происходит эмиссия ионов по мере продвижения плазмы в катодную полость. На рис. 1.18 показано распределение потенциала в разрядном промежутке в различные моменты времени после появления электрона непосредственно у катода.

На рис. 1.19 представлены зависимости положения плазменной границы, тока и напряжения U_d на разрядном промежутке от времени. Напряжение вычислялось по формуле

$$U_d = U_0 - IR, \qquad (1.7)$$

где U_0 – амплитуда приложенного импульса напряжения; *I* – разрядный ток; *R* – сопротивление балластного резистора.



Обращает на себя внимание ряд обстоятельств:

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

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

С помощью разработанной программы были проведены расчеты времени нарастания разрядного тока в зависимости от амплитуды импульса напряжения для различных давлений газа в разрядном промежутке. Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов (см. рис. 1.15) указывает на совпадение характера зависимостей. Вместе с тем обнаруженный в эксперименте диапазон изменений времени нарастания, равно как и сами времена, значительно превышают расчетные величины. Столь значительные расхождения могут быть обусловлены простотой расчетной модели, не учитывающей, в частности, экранировку значительной части катодной полости до проникновения в нее плазмы [42], а также тем, что реальный импульс напряжения не является чисто прямоугольным и имеет затянутые фронты.

1.3.2 Особенности зажигания дугового разряда

В форвакуумном плазменном источнике электронов приложение ускоряющего напряжения U_a и возникающий при этом BTP оказывают влияние и на зажигание дугового разряда. Зависимость напряжения зажигания дуги U_i от ускоряющего напряжения представлена на рис. 1.20. По сравнению с разрядом с полым катодом [35] ускоряющее напряжение, определяющее ток ВТР, в меньшей степени влияет на величину U_i. Для разряда с полым катодом практически все ионы ВТР, проникающие в разрядную систему, попадают в катодную полость и, выбивая с ее поверхности дополнительные электроны, обусловливают, таким образом, существенное снижение напряжения зажигания разряда. В случае дугового разряда инициированию дуги способствует лишь небольшая доля ионов ВТР, перехватываемая торцевой поверхностью катода. Изменение давления остаточного газа также оказывает слабое влияние на зажигание дуги в форвакуумном плазменном источнике электронов. Так, повышение давления с 10⁻² до 3 Ра снижало напряжение зажигания дуги на величину не более 10 %.



Рисунок 1.20 – Зависимость напряжения *U_i* зажигания дугового разряда от ускоряющего напряжения при *p* = 10 Ра (воздух) [45].

В большей степени давление газа оказывает влияние на длительность τ_f переднего фронта импульса тока разряда. Под τ_f подразумевается время, за которое величина тока разряда I_d увеличивается от 0,1 до 0,9 от максимальной величины (рис. 1.21, *a*). Как показали эксперименты, длительность фронта импульса тока дуги сокращается приблизительно в два раза (рис. 1.21, *б*). Аналогичное влияние давления на скорость нарастания тока дуги описано в [43]. В этой работе при изменении давления с 10⁻³ до 10⁻² Ра длительность фронта импульса тока дуги сокращалась с 1 до 0,4 µs. Существенная разница времен нарастания тока может быть связана с геометрическими отличиями разрядных систем и особенностями источников питания.



Рисунок 1.21 – Осциллограмма тока разряда (*a*) и график зависимости времени фронта тока τ_f от тока разряда I_d при различных давлениях ($1 - 10^{-2}$ Pa; 2 - 3 Pa) [44].

Возможная причина указанного сокращения τ_f связана с увеличением скорости образования плазмы положительного столба за счет генерации ионов рабочего газа наряду с ионами металла.

33



Глава 1

Рисунок 1.22 – Осциллограммы напряжения на разрядном промежутке (1) и тока разряда (2) при р = 3 Ра, $U_0 = 600$ V [45].



Рисунок 1.23 – Зависимость времени запаздывания т₃ от напряжения U₀ на разрядном промежутке при различных давлениях (шкала времени задержки логарифмическая) [45].

На рис. 1.22 представлены осциллограммы напряжения на разрядном промежутке и тока разряда на начальном этапе развития дугового разряда. На рис. 1.23 представлен график зависимости времени запаздывания разряда τ_3 от напряжения U_0 , поданного на разрядный промежуток, при различных давлениях. Как следует из представленных зависимостей, увеличение давления и напряжения U_0 вызывает заметное снижение времени запаздывания τ_3 .

1.4 Параметры и характеристики разрядных систем для форвакуумных плазменных источников электронов

1.4.1 Разряд с полым катодом

Для тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом, используемого в форвакуумном плазменном источнике, в зависимости от давления газа возможны два типа вольт-амперных характеристик разряда (BAX) (рис. 1.24). При относительно низких давлениях наблюдается растущая BAX. Повышение давления приводит к уменьшению самой величины напряжения горения U_d , а также снижает крутизну вольт-амперной характеристики разряда.



Рисунок 1.24 – Вольт-амперные характеристики разряда с полым катодом при различных значениях давления остаточного газа (воздуха). I_d – ток разряда в амперах; U_p – напряжение горения разряда в вольтах. Значения давления: I - 1 Ра; 2 - 2,5 Ра; 3 - 4 Ра; 4 - 5,5 Ра; 5 - 8 Ра соответственно.

При давлении газа 6–6,5 Ра и выше напряжение горения достигает минимально возможного значения и перестает зависеть от тока разряда. Горизонтальный вид ВАХ, также как и минимальные значения напряжения горения, наиболее предпочтительны при создании плазменных источников электронов, поскольку параметры плазмы остаются стабильными при отборе электронов, повышается эффективность эмиттера, снижается тепловая нагрузка на электроды разрядной системы.

Зависимость напряжения горения разряда от давления имеет минимум (рис. 1.25). Немонотонный характер зависимости $U_d(p)$ позволяет выбрать оптимальное значение давления для достижения максимального тока разряда, а следовательно, и тока эмиссии электронов.



Рисунок 1.25 – Зависимость напряжения U_d горения разряда от давления при различных токах разряда: *I* – 100 mA; 2 – 300 mA, 3 – 700 mA соответственно.

Относительно высокие значения напряжения горения разряда в диапазоне давлений 1,3–3,3Ра являются, по-видимому, следствием того, что быстрые электроны покидают область разряда, не успев полностью растратить энергию в пределах полости. Снижение напряжения горения разряда при увеличении рабочего давления объ-
ясняется более эффективным использованием ионизационной способности быстрых электронов в пределах полого катода. При этом условие самостоятельности разряда выполняется при меньших значениях напряжения горения разряда.

Плазменные источники электронов должны удовлетворять комплексу требований, важнейшим из которых является равномерность распределения плотности электронного тока по поперечному сечению пучка. Проблема обеспечения однородности становится особенно острой при формировании пучков большого сечения, в частности ленточных. В связи с тем, что плотность электронного тока из плазмы напрямую связана с концентрацией плазмы, определяющее значение имеет решение проблемы получения однородной плазмы достаточных размеров. В то же время в условиях эмиссии электронов, особенно в области повышенных давлений, параметры плазмы могут изменяться, а следовательно, реакция плазмы на отбор электронов может проявляться в возникновении в ней неоднородностей.

Для получения электронного пучка ленточной конфигурации целесообразно использовать геометрию эмиссионной границы плазмы, соответствующей конфигурации и размерам поперечного сечения пучка. Наиболее выгодная с точки зрения достижения максимальной концентрации плазмы, а также эффективности эмиссии форма полого катода при этом имеет вид вытянутого в одном из направлений прямоугольного параллелепипеда. Разрядноэмиссионная схема ленточного электронного источника подробно описана в разд. 1.2.1. При этом максимальный размер полости, по сути, определяет ширину ленточного пучка, а неоднородность плазмы в большей степени проявляется в неоднородности пучка в этом же направлении.

Ниже представлены распределения концентрации плазмы по длине полости для различных разрядных токов, давлений рабочего газа и геометрий полости [46]. Анализ приведенных зависимостей позволяет выявить ряд закономерностей. Наиболее равномерные распределения имеют место при относительно широкой полости и низком давлении газа, что иллюстрирует рис. 1.26. Глава 1



Рисунок 1.26 – Распределение концентрации заряженных частиц по длине полости полого катода при давлении 4,7 Ра и разных токах разряда (ширина полости 40 mm) $1 - I_d = 100 \text{ mA}; 2 - I_d = 300 \text{ mA}; 3 - I_d = 500 \text{ mA}$ [46].



Рисунок 1.27 – Распределение концентрации заряженных частиц по длине полости полого катода при давлении 26,6 Ра и разных токах разряда (ширина полости 40 mm): $I - I_d = 100 \text{ mA}; \ 2 - I_d = 300 \text{ mA}; \ 3 - I_d = 500 \text{ mA}; \ 4 - I_d = 800 \text{ mA} [46].$

20



Рисунок 1.28 – Распределение концентрации заряженных частиц по длине полости полого катода при давлении 26,6 Ра и разных токах разряда (ширина полости 25 mm): $I - I_d = 100 \text{ mA}; \ 2 - I_d = 300 \text{ mA}; \ 3 - I_d = 500 \text{ mA}; \ 4 - I_d = 800 \text{ mA}$ [46].

Увеличение давления газа приводит к появлению максимумов концентрации плазмы на краях полости. Этот эффект усиливается с увеличением разрядного тока (рис. 1.27). Уменьшение ширины полости изменяет характер зависимости распределения от давления газа. В этом случае рост давления газа вызывает не только появление максимумов на краях, но и в большей степени возникновение широкого максимума в средней части полости (рис. 1.28). Как и в предыдущем случае, увеличение разрядного тока усиливает этот эффект.

Дальнейшее уменьшение ширины полости приводит к столь значительному «уплотнению» разряда в средней части, что краевых максимумов не наблюдается (рис. 1.29).



Рисунок 1.29 – Распределение концентрации заряженных частиц по длине полости полого катода при давлении 26,6 Ра и разных токах разряда (ширина полости 15 mm): $I - I_d = 100$ mA; $2 - I_d = 300$ mA; $3 - I_d = 500$ mA; $4 - I_d = 800$ mA [46].

Как отмечалось ранее [41], основными механизмами генерации ионов являются ионизация газа плазменными и быстрыми (вторичными, т.е. эмитированными стенками) электронами. При практическом отсутствии объемной рекомбинации потери заряженных частиц в плазме главным образом связаны с их уходом на электроды разрядной камеры. Резонно предположить, что максимумы на краях полости обусловлены наличием ее торцевых стенок, а точнее наличием эмитируемых ими вторичных электронов. При больших давлениях, когда длина свободного пробега электронов, по оценкам, составляет несколько сантиметров (например, для азота сечение ионизации $\sigma_{ie}=3\times10^{-20}$ m² при энергии порядка 600 V, следовательно, длина свободного пробега

 $\lambda_e = \frac{1}{n\sigma_{ie}} = 3 \cdot 10^{-2} \,\mathrm{m}$ при комнатной температуре и давлении

порядка 5 Ра [41]), ионизация нейтральных атомов этими электронами происходит в основном у края полости, тогда как при более низком давлении ионизация атомов газа этими вторичными электронами происходит по всей длине полости. Это обстоятельство объясняет более равномерное распределение плазмы в катодной полости при низких давлениях (см. рис. 1.26). При уменьшении ширины полости относительный вклад вторичных электронов, эмитированных торцевыми стенками, уменьшается вследствие уменьшения площади стенок. Это объясняет уменьшение высоты краевых максимумов концентрации (см. рис. 1.28, 1.29).

Максимумы в средней части узкой полости (см. рис. 1.28, 1.29) вероятнее всего обусловлены неравномерным распределением потенциала плазмы по длине полости. Как показали измерения плавающего потенциала, плазма в средней части полости имеет более высокий потенциал, чем у ее краев. Поскольку в исследуемом типе разряда плазма обладает положительным по отношению к аноду потенциалом [41], то большая его величина означает большую высоту потенциального барьера для электронов при уходе их на анод в средней части полости. Затруднение ухода электронов вызывает их накопление, что немедленно приводит к росту ионной концентрации в силу квазинейтральности плазмы. Рост концентрации плазмы уравновешивается уходом частиц из средней части как на стенки, так и к краям полости. Это и приводит к формированию стационарного распределения.

Повышение плотности эмиссионного тока возможно при увеличении концентрации эмитирующей плазмы вблизи эмиссионного отверстия. В работе [47] представлены данные экспериментов с источником цилиндрического пучка, которые показали, что такой результат может быть достигнут при одновременном уменьшении размеров эмиссионного окна в аноде и выходной апертуры катодной полости. Физическая причина этого состоит в увеличении отношения площади эмиссионного окна к площади области анода, на которую собирается электронный ток из катодной полости.

Экспериментально установлено, что при уменьшении ширины щели в апертуре катодной полости разряд испытывает существенную перестройку [48–49]. На фоне однородного по длине катодной апертуры разряда наблюдаются одно или несколько ярко светящихся локальных областей с повышенной плотностью плазмы (рис. 1.30). Причем положение этих областей может скачкообразно изменяться с течением времени.

41

Глава 1



Рисунок 1.30 – Свечение плазмы в щелевидной апертуре катодной полости. Ток разряда I_d = 400 mA, давление 6 Pa, размеры выходной апертуры катодной полости 7×300 mm² [48].

Увеличение разрядного тока приводит к расширению областей неоднородности плазмы, и при токах более 1 А неустойчивости и неоднородности наблюдались на всем протяжении апертуры катодной полости. Зондовые измерения подтвердили факт существования повышенной концентрации плазмы в неоднородных областях яркого свечения. Поскольку положение этих максимумов способно скачкообразно изменяться во время наблюдения, то в качестве меры, обеспечивающей фиксацию положения области повышенной концентрации плазмы, использовалось небольшое (~ 0,5 mm) увеличение ширины катодной апертуры в ее средней части. Это позволило более четко определить основные закономерности эффекта. Было установлено, что локальный максимум проявляется лишь при условии, что ширина катодной апертуры становится меньше некоторого значения, определяемого, в первую очередь, разрядным током (рис. 1.31).



а



Рисунок 1.31 – Распределение концентрации *n* плазмы в апертуре катодной полости для разных значений ширины щели: *1* – 13 mm; *2* – 11 mm; *3* – 9 mm; *4* – 8 mm. Ток разряда 400 mA (*a*); 800 mA (*b*), давление 6 Pa [48].

Увеличение разрядного тока приводило к возрастанию кон-

центрации за пределами области повышенной концентрации. При некоторых значениях разрядного тока локальный максимум концентрации становился практически незаметным. Яркое свечение в этом случае практически равномерно распространялось на всю длину катодной полости. Максимум становился менее выраженным при дальнейшем увеличении разрядного тока и давления газа (рис. 1.32).



Рисунок 1.32 – Распределение концентрации плазмы в апертуре катодной полости для различных давлений газа: *1* – 4,5 Ра; *2* – 9,5 Ра; *3* – 13 Ра. Ток разряда 200 mA, ширина щели 9 mm [50].

Уменьшение объема и соответственно площади стенок катодной полости приводило к тому, что пороговый разрядный ток, при котором исчезал локальный максимум, снижался (рис. 1.33).



Рисунок 1.33 – Распределение концентрации плазмы в апертуре катодной полости для различных токов разряда: I - 0,2 A; 2 - 0,4 A; 3 - 0,6 A; 4 - 1 A; 5 - 1,3 A. Высота полости равна: 60 mm (a), 44 mm (δ). Ширина щели 8 mm, давление 6 Ра [48].





Рисунок 1.34 – Зависимость разрядного тока I_d , при котором исчезает неоднородность, от ширины b щели для различных давлений: I - 10 Pa; 2 - 6 Pa; 3 - 4 Pa [48].



Рисунок 1.35 – Распределение концентрации плазмы в полости на глубине 5 mm при различных токах разряда: *1* – 0,2 A; *2* – 0,3 A; *3* – 0,4 A; *4* – 0,6 A [50].

Распределения концентрации плазмы, измеренные на различной глубине погружения зонда в полость (рис. 1.35, 1.36), свидетельствуют о том, что наиболее четко выраженный максимум имеет место в плоскости щелевидной апертуры.



Рисунок 1.36 – Распределение концентрации плазмы в полости на глубине 10 mm при различных токах разряда: *1* – 0,2 A; *2* – 0,3 A; *3* – 0,4 A; *4* – 0,6 A [50].

Сведения о наблюдении локального свечения в выходной апертуре протяженной катодной полости приводились в [23]. Авторы связывали это с контрагированием разряда и образованием двойного слоя, однако не привели экспериментальных результатов измерения падения потенциала. Известно, что двойной слой в апертуре катодной полости образуется при условии [18]

$$\frac{S_{\rm a}}{S_{\rm c}} < \sqrt{\frac{m}{M}} \,, \tag{1.8}$$

где S_a и S_c – площади апертуры и стенок полости соответственно, а *m* и M – массы электрона и иона. Выполненные нами оценки отношения S_a/S_c , соответствующие распределениям, приведенным на рис. 1.33 *а*, *б* равны 0,046 и 0,057. Эти величины на порядок превышают значения $\sqrt{m'_M}$ для азота, составляющего, в основном, атмосферу вакуумной камеры при напуске воздуха. Кроме того, проведенные измерения плавающего потенциала зонда не позволили обнаружить сколько-нибудь существенной разности потенциалов между областью повышенной концентрации и остальной плазмой. То есть во всех случаях имело место образование области повышенной

концентрации в условиях, когда критерий (1.8) образования двойно-

го слоя не выполнялся, и сам двойной слой отсутствовал. Как следует из результатов экспериментов, решающим параметром для появления области повышенной концентрации оказывается ширина щели. Это позволило предположить механизм возникновения области с повышенной концентрацией плазмы, базирующийся на представлении о самопроизвольном «стягивании» разряда в локальную область. Последовательность явлений может быть следующей. При малых разрядных токах и, следовательно, низких концентрациях плазмы щель в апертуре катодной полости оказывается перекрытой ионными слоями. Случайное отклонение от установившегося значения концентрации или потенциала плазмы, приводящее к уменьшению толщины ионных слоев, вызывает рост электронного тока в этой области, влекущий за собой повышение интенсивности ионизационных процессов и, следовательно, концентрации плазмы. Определенную роль может сыграть локальное повышение температуры T газа за счет джоулева нагрева и снижение концентрации n_a нейтральных молекул, способствующее разогреву электронного компонента плазмы. Указанные события приводят к дальнейшему уменьшению толщины ионных слоев. Процесс развивается лавинообразно и заканчивается формированием локальной области, обеспечивающей прохождение практически всего электронного тока. Увеличение разрядного тока вызывает возрастание концентрации плазмы и раскрытие ионных оболочек за пределами локальной области, что и вызывает изменение характера распределения концентрации плазмы по длине полости. Элементарные оценки толщины ионных слоев, соответствующие измеренным концентрациям плазмы, дают значения, сравнимые с шириной щели в апертуре полости (табл. 1.1). Это может служить дополнительным аргументом в пользу предлагаемого механизма. Очевидно также, что уменьшение площади стенок полости при сохранении разрядного тока означает возрастание концентрации плазмы, что и проявляется в снижении порогового тока (рис. 1.33).

для различных размеров полости и разрядных токов I_d			
Концентрация, 10 ¹⁶ m ⁻³	Толщина слоя, mm	I_d , mA	$S_{\rm a}/S_{\rm c}$
0,7	9,0	200	0,046
2,1	5,4	400	
5,3	3,6	600	
10	2,8	1000	
3,6	4,1	200	0,057
7,0	3,0	400	
9,3	2,8	600	
10,5	2,7	1000]

Tаблица 1.1 – Измеренная концентрация плазмы и оцененная толщина ионного слоя для различных размеров полости и разрядных токов I_d

1.4.2 Импульсный режим функционирования разряда с полым катодом

Переход в импульсный режим горения разряда с полым катодом обеспечивает возможность существенного повышения тока разряда без перехода в дугу. Типичные осциллограммы импульсов напряжения и тока разряда представлены на рис. 1.37.



Рисунок 1.37 – Характерные осциллограммы напряжения катод – анод (1) и тока разряда (2) (500 V/div; 10 A/div; 25 µs/div) [51].

Вольт-амперные характеристики тлеющего разряда с полым катодом в импульсном режиме представлены на рис. 1.38. Для разряда свойственна слаборастущая вольт-амперная характеристика. Величина напряжения горения в значительной степени определяется давлением газа. Рабочий диапазон токов разряда ограничен, с одной стороны, минимальным напряжением катод – анод, при котором обеспечивалось стабильное поддержание разряда, с другой – переходом в дуговой режим горения.



Рисунок 1.38 – Вольт-амперные характеристики разряда при различных давлениях *p*: *l* – 17 Pa; *2* – 20 Pa; *3* – 24 Pa. Длительность импульса тока разряда 100 µs [51].

Несмотря на возможность в импульсном режиме увеличить на порядок величины тока тлеющего разряда по сравнению с непрерывным режимом, существуют предельные значения токов, при превышении которых тлеющий разряд переходит в дуговую форму. Типичная осциллограмма перехода представлена на рис. 1.39.



Рисунок 1.40 – Зависимость времени перехода t от тока разряда I_d ; давление p=20 Ра; диаметр внутренней полости катода: l = 18 mm; 2 = 23 mm; 3 = 28 mm [52].

Время перехода *t* тлеющего разряда в дуговой для различных диаметров катодной полости оказывается тем меньше, чем меньше диаметр катодной полости (рис. 1.40, 1.41). При этом существует минимальный диаметр катодной полости, при котором наблюдается крайне неустойчивое горение тлеющего разряда и быстрый переход в дуговую форму. В работе [52] минимальный диаметр катодной полости составлял 10 mm. С увеличением тока разряда время перехода также сокращается.



Рисунок 1.41 – Зависимость времени t перехода в дугу от тока разряда I_d ; давление p=10 Ра; диаметр внутренней полости катода: 1 - 18 mm; 2 - 23 mm; 3 - 28 mm [52].

Приведенные результаты находят объяснение в рамках представлений о том, что основная причина перехода разряда в дуговой режим связана с зарядкой ионным потоком и последующим пробоем диэлектрических включений на катоде [53]. Катодное пятно образуется в месте максимальной плотности ионного тока при достижении некоторой критической напряженности поля $E_{\rm KP} \approx 10^6$ V/cm в диэлектрическом включении. При постоянной плотности тока j_i на катод процесс зарядки пленки описывается следующим соотношением [53]:

$$E(t) = j_i \cdot \frac{t}{\varepsilon} \cdot \varepsilon_0, \qquad (1.9)$$

53

что объясняет практически обратно пропорциональную зависимость предельного тока (тока перехода) от длительности импульса (времени перехода) тока разряда. Уменьшение диаметра катодной полости означает уменьшение площади ее поверхности, а следовательно, возрастание плотности тока j_i при неизменном разрядном токе. В соответствии с (1.9) это должно приводить к сокращению t, что и наблюдается в форвакуумных плазменных источниках электронов на основе тлеющего разряда.



Рисунок 1.42 – Зависимость времени *t* перехода в дугу от тока разряда I_d ; диаметр внутренней полости катода 28 mm; давление *p*: 1 - 6,3 Pa; 2 - 10 Pa; 3 - 20 Pa [52].

Давление газа в разрядном промежутке также оказывает влияние на время перехода тлеющего разряда в дуговой. При этом возрастание времени *t* с увеличением давления газа (рис. 1.42) означает, что присутствие газа препятствует накоплению заряда на поверхности диэлектрических включений. Возможных причин этого может быть две. Первая причина связана с рассеянием ионов на газовых молекулах, поскольку в используемом диапазоне давлений длина свободного пробега иона сравнима с толщиной слоя, отделяющего плазму от стенки катодной полости. Вторая причина обусловлена присутствием на поверхностях слоя адсорбированных молекул. Их наличие может препятствовать закреплению ионов и способствовать возрастанию времени накопления заряда.

Для форвакуумных источников электронов время перехода тлеющего разряда в дуговую форму значительно возрастает (или разряд за время импульса вовсе не переходил в дугу) после так называемой «тренировки разряда», в течение которой на разрядный промежуток подается подряд несколько тысяч импульсов. Изменение частоты подачи импульсов в пределах от 1 до 10 Hz приводит только к уменьшению общего времени тренировки. Факт уменьшения времени перехода тлеющего разряда в дуговую форму после тренировки хорошо согласуется с результатами, описанными в работе [38].

1.4.3 Дуговой разряд

В дуговой разрядной системе форвакуумного источника электронов в течение импульса тока дуги возможны два режима (стадии) горения дугового разряда, отличающихся напряжением горения дуги U_d (рис. 1.43). Начальная стадия тока разряда характеризуется более высоким напряжением горения. Переход от первой (начальной) стадии с напряжением U_{d1} ко второй с U_{d2} сопровождается заметным падением величины U_d .



Рисунок 1.43 – Осциллограммы импульсов напряжения горения (1) и тока разряда (2): при $I_d = 20$ A (a) и $I_d = 60$ A (δ) , p = 30 Ра (воздух) [54].



Рисунок 1.44 – Зависимости длительностей τ_1 (*I*) и τ_2 (*2*) от *a* – давления *P* (I_d = 30 A) и δ – тока разряда I_d (*P* = 30 Pa). Рабочий газ – воздух [54].

Моменты τ_1 и τ_2 , соответствующие началу и окончанию перехода разряда из одной стадии в другую (см. рис. 1.43), зависят от давления газа и тока разряда (рис. 1.44). С повышением давления и уменьшением тока разряда длительность первой стадии τ_1 и время $\tau_2-\tau_1$ перехода от первой стадии ко второй возрастают. В условиях эксперимента [54] при давлении выше 15 Ра и токе дуги менее 20 А переход в режим горения с меньшим напряжением не наблюдался, а при давлении газа ниже 10 Ра переход во второй режим горения происходил на фронте импульса при любых токах. При этом в обоих режимах напряжение горения разряда слабо изменялось с ростом тока дуги и давления газа.



Рисунок 1.45 – Оптический спектр излучения разряда: a - P = 50 Ра (стадия 1), $I_d = 60$ А; $\delta - P = 4$ Ра (стадия 2), $I_d = 60$ А. Рабочий газ – аргон + остаточная атмосфера [54].

В работе [55] было показано, что для дугового разряда, функционирующего при давлениях газа порядка 0,1 Ра, увеличение частоты повторения импульсов оказывало влияние на параметры дуговой плазмы. В частности, это приводило к уменьшению доли газовых ионов в плазме в результате более интенсивной десорбции газа с поверхности катода. Подобного влияния частоты повторения импульсов следовало бы ожидать и для дугового разряда при более высоких давлениях форвакуумного диапазона. Однако изменение частоты следования импульсов в диапазоне v = (0,2-25) p/s не влияло ни на длительность начальной стадии тока дуги, ни на время перехода в режим с малым напряжением горения.

Типичные оптические спектры свечения плазмы дугового разряда для двух режимов горения представлены на рис. 1.45. Видно, что для первого режима горения дуги интенсивность газовых спектральных линий превосходит интенсивность линий меди (рис. 1.45, *a*). Для другого крайнего случая (второй стадии горения дуги) в спектре свечения плазмы интенсивность линий материала катода в несколько раз превышает интенсивность спектральных линий N, O, Ar, соответствующих остаточной атмосфере (рис. 1.45, δ).

Треки катодного пятна для двух крайних режимов представлены на рис. 1.46. При давлении 50 Ра, соответствующем стадии 1 горения дуги (рис. 1.46, *a*), след катодного пятна занимает большую площадь, чем для стадии 2 (рис. 1.46, δ). Как видно из рис. 1.46, δ , соответствующего второму режиму горения дуги, катодные пятна оставляют на поверхности катода несколько треков, которые имеют относительно большую глубину с меньшей протяженностью.



Рисунок 1.46 – Треки катодных пятен при $I_d = 60 \text{ A}$, $\tau = 300 \text{ µs}$, 50 импульсов: a - P = 50 Pa (стадия 1); $\delta - P = 4 \text{ Pa}$ (стадия 2). Рабочий газ – воздух [54].

Режимы горения дугового разряда с различной величиной U_d могут быть связаны с процессами десорбции газа с поверхности катода в течение импульса тока дуги. При этом первая (начальная) стадия горения дуги обусловлена функционированием катодного пятна на «загрязненной» поверхности катода. По-видимому, первая стадия связана с формированием на поверхности катода пятен первого и, возможно, второго рода, тогда как на второй стадии горения дуги существуют только пятна второго рода. Большая величина напряжения в начальной стадии горения разряда, когда десорбция газа существенна, не согласуется с данными, представленными в монографии Др. Андерса (Лаборатория Беркли, США) [56], где указывается, что для пятен второго рода характерно более высокое напряжение горения. Однако более детальное изучение этого вопроса и прямая дискуссия с Др. Андерсом привели нас к совместному заключению о том, что величина и знак изменения напряжения при переходе от одного режима горения дуги к другому связаны с условиями эксперимента, главным образом с геометрией разрядного промежутка и параметрами дугового разряда. Тестовый эксперимент, специально проведенный Др. Андерсом в условиях, близких к описываемым в [54], показал, что при горении дуги на чистой металлической поверхности катода напряжение горения ниже, чем на поверхности с адсорбированными молекулами остаточного газа [57].

Литература к главе 1

1. *Месяц Г.А.* Взрывная электронная эмиссия / Г.А. Месяц. – М.: Изд-во физико-математической литературы, 2011. – 280 с.

2. Гунин А.В. Взрывоэмиссионный катод с большим временем жизни для генераторов мощного СВЧ-излучения / А.В. Гунин, В.Ф. Ландль, С.Д. Коровин и др. // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, вып. 22. – С. 84–94.

3. *Озур Г.Е.* Формирование узконаправленных низкоэнергетических высокоинтенсивных электронных пучков / Г.Е. Озур, С.А. Попов, В.Ф. Федущак // ЖТФ. – 2008. – Т. 78, № 7. – С. 103–110.

4. *Тарасенко В.Ф.* Двухкомпонентная структура импульса тока пучка убегающих электронов, генерируемого при пробое азота повышенного давления / В.Ф. Тарасенко, М.В. Ерофеев, М.И. Ломаев и др. // Физика плазмы. – 2012. – Т. 38, № 11. – С. 1001–1008.

5. *Тарасенко В.Ф.* Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков / В.Ф. Тарасенко, С.И. Яковленко // Успехи физических наук. – 2004. – Т. 174, № 9. – С. 953–971.

6. *The Physics* and Technology of Ion Sources / ed. Dr. I. – Brown: Second Revised and Extended Edition Wiley – VCH, 2004. – 380 p.

7. Жаринов А.В. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Терюканов // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 1. – С. 66–71.

8. Жаринов А.В. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Терюканов // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 687–693.

9. Галанский В.Л. Эмиссионные свойства анодной плазмы дугового контрагированного разряда низкого давления / В.Л. Галанский, Ю.Е. Крейндель, Е.М. Окс и др. // ЖТФ. – 1987. – Т. 57, вып. 5. – С. 877–882.

10. Галанский В.Л. Анализ эмиссионных свойств плазменного катода / В.Л. Галанский, Ю.Е. Крейндель, Е.М. Окс, А.Г. Рипп // ЖТФ. – 1987. – Т. 57, вып. 5. – С. 1518–1521.

11. Корнилов С.Ю. О параметрах электронного пучка пушки с плазменным эмиттером / С.Ю. Корнилов, Н.Г. Ремпе, А. Beniyash и др. // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39, № 19. – С. 1–8.

12. Goebel D.M. High current low pressure plasma cathode electron gun / D.M. Goebel, R.M. Watkings // Rev. Sci. Instrum. – 2000. – Vol. 71, № 2. – P. 388–398.

13. Гаврилов Н.В. Автоколебательный режим генерации электронного пучка в источнике с сетчатым плазменным эмиттером / Н.В. Гаврилов, А.С. Каменецких // ЖТФ. – 2013. – Т. 83, № 10. – С. 32–37.

14. Окс Е.М. Сильноточный магнетронный разряд в плазменном эмиттере электронов / Е.М. Окс, А.А. Чагин // ЖТФ. – 1988. – Т. 58, вып. 6. – С. 1191–1193.

15. Коваль Н.Н. Эффективное использование дуги низкого давления в сетчатом плазменном эмиттере электронов / Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейндель, Г.А. Месяц и др. // Письма в ЖТФ. – 1983. – Т. 9, вып. 9. – С. 568–572.

16. *Krokhmal A*. Electron beam generation in a diode with a gaseous plasma electron source I: Plasma source based on a hollow anode ignited by a multi-arc system / A. Krokhmal, J.Z. Gleizer, Ya.E. Krasik et al. // Journal of Applied Physics. – 2003. – Vol. 94(1). – P. 44–54.

17. *Koval N.N.* Broad beam electron guns with plasma cathodes / N.N. Koval, E.M. Oks, Yu.E. Kreindel et al. // Nucl. Instrum. Mathods in Phys. Research. – 1992. – Vol. A312. – P. 417–428.

18. *Метель А.С.* Расширение диапазона рабочих давлений тлеющего разряда с полым катодом / А.С. Метель // ЖТФ. – 1984. – Т. 54, №2. – С. 241–247.

19. 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. – Вып. 3. – С. 166–169.

20. Гаврилов Н.В. Высоковольтный электронный источник с плазменным эмиттером для формирования пучков большого сечения / Н.В. Гаврилов, Б.М. Ковальчук, Ю.Е. Крейндель и др. // Приборы и техника эксперимента. – 1981. – Вып. 3. – С. 152–154.

21. Oks E.M. Electron beam extraction from a broad beam vacuum arc metal plasma source / E.M. Oks, I.G. Brown // IEEE Trans. on Plasma Science. -1998. - Vol. 26, N_{2} 5. -P. 1562–1565.

22. *Крейндель Ю.Е.* Электронная пушка непрерывного действия с плазменным катодом большой площади / Ю.Е. Крейндель, В.Я. Мартенс, В.Я. Съедин, С.В. Гавринцев // Приборы и техника эксперимента. – 1982. – №4. – С. 178–180.

23. Гаврилов Н.В. Плазменный катод электронного ускорителя с большим сечением пучка / Н.В. Гаврилов, В.В. Осипов, О.А. Буреев, Д.Р. и др. // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31, вып. 3. – С. 72–78.

24. Кириченко В.И. Влияние геометрических размеров, материала катода и рода газа на область оптимальных давлений тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом / В.И. Кириченко, В.М. Ткаченко, Б.В. Тютюнник // ЖТФ. – 1976. – Т. 46, вып. 9. – С. 1857–1867.

25. Юшков Ю.Г. Распределение плотности тока по сечению импульсного электронного пучка в форвакууме / Ю.Г. Юшков, Е.М. Окс, А.В. Медовник, Ю.А. Бурачевский // Доклады ТУСУРа. – 2011. – № 2 (24), ч. 2. – С. 161–163.

26. *Казаков А.В.* Форвакуумный импульсный плазменный источник электронов на основе дугового разряда / А.В. Казаков, В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс // Приборы и техника эксперимента. – 2013. – Вып. 6. – С. 50–53.

27. Anders A. «Triggerless» triggering of vacuum arcs / A. Anders, I.G. Brown, R.A. MacGill, M.R. Dickinson // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1998. – Vol. 31, N_{2} 5. – P. 584–587.

28. Москалев Б.И. Разряд с полым катодом / Б.И. Москалев. – М.: Энергия, 1969. – 184 с.

29. Никулин С.П. Генерация однородной плазмы в тлеющих разрядах низкого давления / С.П. Никулин, С.В. Кулешов // ЖТФ. – 2000. – Т. 70, №4. – С. 18–23.

30. Белюк С.И. Исследование возможности расширения области давлений рабочего газа плазменного источника электронов / С.И. Белюк, Ю.Е. Крейндель, Н.Г. Ремпе / ЖТФ. – 1980. – Т. 50. – С. 203–205.

31. Крейндель Ю.Е. Исследование плазмы электронного эмиттера непрерывного действия с большой эмитирующей поверхностью / Ю.Е. Крейндель, В.Я. Мартенс, В.Я. Съедин // Источники электронов с плазменным эмиттером. – Новосибирск: Наука, 1983. – С. 25–33.

32. *Крейндель Ю.Е.* Электронная пушка непрерывного действия с плазменным катодом большой площади / Ю.Е. Крейндель, В.Я. Мартенс, В.Я. Съедин, С.В. Гавринцев // ПТЭ. – 1982. – №4. – С. 178–180.

33. Семенов А.П. Плазменный эмиттер на основе тлеющего разряда в электродной структуре сетчатого и пластинчатого катодов большой площади / А.П. Семенов, В.П. Нархинов // ПТЭ. – 1996. – №3. – С. 98–102.

34. *Визирь А.В.* Несамостоятельный тлеющий разряд с полым катодом для широкоапертурных ионных источников / А.В. Визирь, Е.М. Окс, П.М. Щанин, Г.Ю. Юшков // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, №6. – С. 27–31.

35. Жирков И.С. Инициирование разряда в плазменном источнике электронов с полым катодом / И.С. Жирков, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс, И.В. Осипов // ЖТФ. – 2006. – Т. 76, № 10. – С. 128–131.

36. Добрецов Л.Н. Эмиссионная электроника / Л.Н. Добрецов, М.В. Гомоюнова. – М.: Наука, 1966. – 564 с.

37. *Медовник А.В.* Временные характеристики импульсного источника электронов, функционирующего в форвакуумной области давлений / А.В. Медовник, Е.Э. Поздеев // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2010. – № 1, ч. 2. – С. 93–98.

38. *Королев Ю.Д.* Физика импульсного пробоя в газах / Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. – 224 с.

39. Капцов Н.А. Электроника / Н.А. Капцов. – М.: ГИТТЛ, 1956. – 241 с.

40. *Medovnik A.V.* Initial Stage of Discharge Development in Fore-Vacuum Plasma Electron Source / A.V. Medovnik, V.I. Gushenets, E.M. Oks, V.A. Burdovitsin // Изв. вузов. Физика. – 2007. – №9. Приложение. – С. 202–205.

41. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: учеб. руководство / Ю.П. Райзер. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 592 с.

42. *Крейндель М.Ю*. Параметры плазмы в отражательном разряде с полым катодом / М.Ю. Крейндель, И.В. Осипов, Н.Г. Ремпе // ЖТФ. – 1992. – Т. 62, № 10. – С. 165–169.

43. *Koval N.N.* The Effect of Gas on the Development of a Vaccum Arc with a Hollow Anode / N.N. Koval, Yu.E. Kreindel, V.S. Tolkachev, P.M. Schanin // IEEE Transactions on Electrical Insulation. – 1985. – Vol. EI-20, № 4. – P. 735–737.

44. *Казаков А.В.* Инициирование дугового разряда в форвакуумном плазменном источнике электронов / А.В. Казаков, А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – С. 112–116.

45. *Kazakov A.V., Medovnik A.V., Burdovitsin V.A., Oks E.M.* Special features of arc discharge in a plasma electron source at forevacuum pressure, Proc. of the XXVI Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Mumbai, India, 28th Sept. – 3rd Oct. 2014. – Vol. 2. P. 737–739.

46. Федоров М.В. Плазменный источник электронов для генерации пучка ленточной конфигурации в форвакуумном диапазоне давлений: дис. ... канд. техн. наук / М.В. Федоров. – Томск: ТУСУР, 2005.

47. *Burdovitsin V*. Hollow-Cathode Plasma Electron gun for Beam Generation at Fore-pump Gas Pressure / V. Burdovitsin, E. Oks // Rev. Sci. Instrum. – 1999. – Vol. 70, №7. – P. 2975–2978.

48. Бурдовицин В.А. Локализация плазмы в протяженном полом катоде плазменного источника ленточного электронного пучка / В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, Е.М. Окс, М.В. Федоров // ЖТФ. – 2006. – Т. 76, вып. 10. – С. 62–65.

49. 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», Томск, 4–7 мая 2006 г. – Томск: В-Спектр, 2006. – Ч. 1. – С. 318-321.

50. 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 // Изв. вузов. Физика. – 2007. – №6. – С. 3–9.

51. *Медовник А.В.* Плазменный источник электронов для генерации импульсных пучков в форвакуумной области давлений: дис. ... канд. техн. наук / А.В. Медовник. – Томск: ТУСУР, 2010.

52. Прохорова А.А. Определение рабочего диапазона параметров электронного источника с полым катодом в импульсном режиме / А.А. Прохорова, А.В. Медовник // XIII Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технологии». – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – Т. 3. – С. 79–80.

53. Бычков Ю.И. Инжекционная газовая электроника / Ю.И. Бычков, Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц и др. – Новосибирск: Наука, 1982. – 240 с.

54. Казаков А.В., Медовник А.В., Бурдовицин В.А., Окс Е.М. Особенности функционирования дугового разряда в форвакуумном плазменном источнике электронов // ЖТФ, 2015. Т. 85, вып. 2. С. 55–58.

55. *Yushkov G.U.* Effect of the pulse repetition rate on the composition and ion charge-state distribution of pulsed vacuum arcs / G.U. Yushkov, A. Anders // IEEE Transactions on Plasma science. -1998. - Vol. 26, No 2. - P. 220-226.

56. Anders A. Cathodic Arcs: From fractal spots to energetic condensation / A. Anders. – New York: Springer, 2008. – 558 p.

57. Anders A. Частное сообщение.

Глава 2

ОСОБЕННОСТИ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ИСТОЧНИКОВ С ПЛАЗМЕННЫМ КАТОДОМ В ФОРВАКУУМНОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ

Эмиссия электронов из плазмы имеет ряд особенностей, которые обусловливают принципы построения источников электронов с плазменным катодом, а именно:

 – различные механизмы выхода электронов из плазмы: через потенциальный барьер или с открытой плазменной поверхности;

 возможность перехода от одного механизма эмиссии к другому выбором геометрии разрядно-эмиссионной системы, варьированием параметрами разряда и плазмы, а также изменением величины ускоряющего электроны поля;

 существенное влияние эмиссии электронов на параметры разряда и плазмы, главным образом на потенциал плазмы.

Для плазменного катода, функционирующего в области повышенных давлений форвакуумного диапазона, отмеченные выше особенности проявляются в полной мере. Как уже отмечалось в гл. 1, принципиальным отличием процессов генерации электронов в форвакууме является заметное влияние так называемого обратного потока ионов на эмиссионные свойства плазмы и электрическую прочность ускоряющего промежутка. Этот поток включает в себя ионы из пучковой плазмы, а также ионы высоковольтного тлеющего разряда, возникающего в ускоряющем промежутке при подаче высокого напряжения.

О возможном влиянии ионизации газа в ускоряющем промежутке на положение эмиссионной поверхности плазмы и ее эмиссионные свойства указывалось ранее в [1, 2]. Однако в наиболее явном виде такое влияние проявилось при переходе электронных источников с плазменным катодом в форвакуумный диапазон рабочих давлений.

Общие принципы создания плазменных источников электронов и специфика функционирования таких устройств в форвакуумном

диапазоне по-разному проявляются в разрядных системах тлеющего разряда с полым катодом или дугового разряда. Определенные коррективы вносит и импульсный режим работы электронных источников. Именно поэтому дальнейшее рассмотрение особенностей функционирования электронных источников с плазменным катодом в форвакуумной области давлений, включая характеристики источников, влияние эмиссии электронов на параметры плазмы и разряда, вопросы электрической прочности ускоряющего промежутка, а также параметры пучковой плазмы, проведем для каждой из разрядных систем в отдельности.

2.1 Характеристики форвакуумных плазменных источников электронов

Для плазменного катода характерна зависимость формы и положения эмиссионной границы от концентрации плазмы, напряжения на ускоряющем промежутке, геометрии электродов разрядноэмиссионной системы, давления и рода газа и ряда других факторов [3, 4]. Смещение положения плазменной эмиссионной границы может кардинально изменить параметры и характеристики электронного источника. Кроме того, в случае эмиссии электронов плазма чрезвычайно чувствительна к потере электронов и реагирует на уход электронов повышением своего потенциала. При этом могут реализоваться условия, когда потенциал плазмы будет превышать потенциал ускоряющего электрода, что сделает невозможным ускорение электронов и формирование пучка [5]. Именно поэтому, в отличие от источников ионов [6], в плазменных источниках электронов принимаются специальные меры для стабилизации положения эмиссионной границы плазмы.

2.1.1 Источник аксиально-симметричного непрерывного электронного пучка на основе тлеющего разряда с полым катодом

Схематичное изображение форвакуумного плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом представлено на рис. 2.1. Параметры и характеристики тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом для форвакуумных плазменных источников электронов описаны в гл. 1 настоящей монографии (разд. 1.2.1 и 1.4.1). В источнике электронов эмиссионное отверстие выполнено в аноде разрядной системы. Для обеспечения возможности извлечения заряженных частиц эмиссионное отверстие перекрывают мелкоструктурной металлической сеткой или перфорированной пластиной. Выбор размера ячейки сетки или диаметра элементарного отверстия в пластине представляет собой результат компромисса между двумя взаимно противоречивыми условиями. С одной стороны, размер элементарной эмиссионной ячейки должен быть достаточно малым, чтобы стабилизировать плазменную границу и ограничить проникновение плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток. С другой – этот размер не может быть слишком малым из-за возможного перекрытия ионных слоев в элементарном эмиссионном отверстии. Если отверстие перекрыто ионными слоями, то эмиссия электронов из плазмы осуществляется через потенциальный барьер. Такая ситуация является наиболее устойчивой, но при этом заметно снижаются плотность эмиссионного тока и эффективность извлечения электронов из плазмы.



Рисунок 2.1 – Электронный источник на основе разряда с полым катодом для генерации пучка в форвакуумном диапазоне давлений [7]: *1* – полый катод; *2* – разрядная плазма; *3* – анод (эмиссионный электрод); *4* – эмиссионное отверстие; *5* – ускоряющий электрод (экстрактор); *6* – коллектор; *7* – изоляторы; *8* – электронный пучок.

Как уже отмечалось, эмиссия электронов из плазмы в условиях повышенных давлений сопровождается интенсивной ионизацией газа в ускоряющем промежутке и формированием обратного ионного потока [2, 8]. Приобретая энергию в ускоряющем поле, ионы бомбардируют эмиссионный электрод, подвергая его значительным тепловым нагрузкам. В сочетании с возможностью пробоя и кратковременного дугообразования эмиссионный электрод оказывается наиболее уязвимым элементом форвакуумного электронного источника, ограничивающим его ресурс. По этой причине мелкоструктурные проволочные сетки, обладающие высокой геометрической прозрачностью и обеспечивающие высокую (до 100%) эффективность извлечения электронов из плазмы, оказываются ограниченно пригодными для применения в качестве эмиссионного электрода форвакуумных плазменных источников.



Рисунок. 2.2 – Зависимость тока эмиссии I_e от тока разряда I_d при различных диаметрах элементарного отверстия в эмиссионном электроде [9] d: 1-0.6; 2-0.7; 3-0.8; 4-0.9;5-1 mm. U_a =7 kV, p=5,3 Pa, b=0,6 mm.

Для эмиссионного электрода, выполненного из перфорированной пластины, эффективность извлечения электронов, а также предельные значения рабочего давления, ускоряющего напряжения и эмиссионного тока оказываются зависящими от толщины пластины b, диаметра элементарного отверстия d и количества отверстий. Эмиссионные характеристики электронного источника (зависимость тока эмиссии от тока разряда) для различных значений d и b приведены на рис. 2.2 и 2.3 соответственно. Количество элементарных отверстий в перфорированном эмиссионном электроде оставалось неизменным.



Рисунок 2.3 – Зависимость тока эмиссии I_e от тока разряда I_d при различных толщинах диафрагмы [9]. Толщина b диафрагмы, mm: I - 0.4; 2 - 0.6; 3 - 1; 4 - 1.4; 5 - 2. U_a =7 kV, p=5,3 Pa, d=0,8 mm.

Семейства зависимостей, приведенных на рис. 2.2 и 2.3, обнаруживают следующие закономерности:

• зависимости тока эмиссии от тока разряда близки к линейным;

• крутизна эмиссионной характеристики увеличивается с ростом диаметра элементарного отверстия и уменьшается с возрастанием толщины перфорированной пластины.

Повышение рабочего давления также увеличивает крутизну эмиссионной характеристики электронного источника (рис. 2.4).



Рисунок 2.4 – Зависимость тока эмиссии от тока разряда при различных давлениях газа: I - 4 Pa; 2 - 5 Pa. U_a =7 kV, b=0,6 mm, d=0,9 mm [9].

Максимальное значение эффективности извлечения $\alpha = I_e/I_d$ составило величину 0,72 (см. рис. 2.2). Дальнейшее увеличение диаметра отверстий нецелесообразно, так как приводит к необходимости снижения давления либо ускоряющего напряжения в силу повышения вероятности пробоя.

Другой важной характеристикой плазменного электронного источника является его вольт-амперная характеристика (BAX) – зависимость тока эмиссии I_e от напряжения ускорения U_a . На вольтамперных характеристиках (рис. 2.5–2.7) присутствуют два характерных участка: начальный участок резкого роста и последующий участок плавного роста с увеличением ускоряющего напряжения. С увеличением диаметра отверстий d и повышением давления газа эмиссионный ток растет (см. рис. 2.5, 2.6), с ростом толщины b диафрагмы эмиссионный ток уменьшается (см. рис. 2.7).



Рисунок 2.5 – Зависимость тока эмиссии I_e от напряжения ускорения U_a при различных диаметрах d отверстий в перфорированной пластине, mm: 1 - 0.6; 2 - 0.7; 3 - 0.8; 4 - 0.9. I_d =0.5 A, p=5,3 Pa, b=0.6 mm [7].



Рисунок 2.6 – Зависимость тока эмиссии I_e от напряжения ускорения U_e при различных давлениях газа, Ра: I - 3; 2 - 5. $I_d=0,5$ A, b=0,6 мм, d=0,9 mm [7].



Рисунок 2.7 – Зависимость тока эмиссии от напряжения ускорения при различных толщинах b в перфорированной пластине, mm: 1 - 0,4; 2 - 0,6; 3 - 1; 4 - 2. I_d =0,5 A, p=5,3 Pa, d=0,8 mm.



Рисунок 2.8 – Зависимость тока эмиссии $I_e(1, 3)$ и тока пучка $I_b(2, 4)$ от ускоряющего напряжения U_a при использовании эмиссионной сетки с ячейкой 0,7 mm при различных давлениях газа: I, 2-5 Ра; 3, 4-11 Ра. $I_d = 500$ mA.

ВАХ электронного источника с перфорированной анодной диафрагмой отличается от аналогичной характеристики источника, в котором извлечение осуществляется через сетку. В последнем случае (рис. 2.8) второй участок ВАХ фактически является участком насыщения.



Рисунок 2.9 – Зависимость тока эмиссии I_e от диаметра d отверстий при различных толщинах эмиссионного электрода; 3 - 1; 4 - 2. $U_d = 7$ kV, $I_d = 1$ A, p = 5 Pa.

Для более детального представления о характере влияния геометрических размеров эмиссионного электрода (толщины диафрагмы b и диаметра элементарного отверстия d) на эмиссионный ток на рис. 2.9 и 2.10 приведены зависимости тока эмиссии от b и d. Как можно заметить, с увеличением диаметра элементарного отверстия наблюдается нелинейный рост тока эмиссии. При больших толщинах эмиссионного электрода ток эмиссии падает, причем крутизна этого спада также уменьшается по мере уменьшения диаметра эмиссионных отверстий. Влияние геометрической прозрачности анодной диафрагмы на эмиссионный ток наглядно иллюстрируется рис. 2.11, на котором представлены зависимости плотности тока эмиссии от диаметра элементарных отверстий. Плотность рассчитывалась как отношение эмиссионного тока к суммарной площади эмиссионных отверстий. Рост плотности эмиссионного тока указывает на наличие





Рисунок 2.10 – Зависимость тока эмиссии I_e от толщины b эмиссионного электрода при различных диаметрах отверстий, mm: l - 0,6; 2 - 0,7; 3 - 0,8; 4 - 0,9; 5 - 1. $U_a = 7$ kV, $I_d = 1$ A, p = 5,3 Pa.



Рисунок 2.11 – Зависимость плотности тока эмиссии j_e от диаметра d отверстий при различных толщинах эмиссионного электрода, mm: $l - 0,4; 2 - 0,6; 3 - 1; 4 - 2. U_a = 7 \text{ kV}, I_d = 1 \text{ A}, p = 5 \text{ Pa}.$
Увеличение количества отверстий от центра к периферии в результате увеличения диаметра D_e перфорированной области эмиссионного окна, в которой выполнены отверстия, также приводит к возрастанию эмиссионного тока (рис. 2.12). Однако при достижении определенной величины D_e рост эмиссионного тока резко замедляется. Это может свидетельствовать о неоднородном радиальном распределении плотности тока, являющемся следствием радиальной неоднородности распределения плотности плазмы вблизи эмиссионной границы.



Рисунок 2.12 – Зависимость тока эмиссии I_e от диаметра D_e перфорированной области анодного эмиссионного электрода. Ток разряда: I - 0,2; 2 - 0,4; 3 - 0,6; 4 - 0,8; 5 - 1 А.

Полученные экспериментальные результаты наглядно свидетельствуют о возможности извлечения электронов через эмиссионное окно, перекрытое перфорированным электродом, с достаточно высокой (до 70 %) эффективностью. Различия вольт-амперных характеристик электронного источника с сетчатым эмиссионным электродом и с перфорированным электродом, а также существование зависимости эмиссионного тока от параметров эмиссионного электрода свидетельствуют об отличиях в механизмах стабилизации плазменной границы и извлечения электронов в этих двух случаях. Наиболее очевидными причинами такого различия представляются меньшая по сравнению с сеткой прозрачность эмиссионного электрода, а также его структура, представляющая собой, по сути, совокупность эмиссионных каналов, в каждом из которых происходит стабилизация плазменной границы в результате проникновения плазмы на некоторую глубину [10, 11].

Стремление к уменьшению диаметра электронного пучка обусловливает необходимость извлечения электронов через одиночное эмиссионное отверстие. В диапазоне давлений 1–100 Ра при таком способе извлечения электронов появляются новые эффекты: увеличение диаметра одиночного эмиссионного отверстия d_e в относительно коротком эмиссионном электроде толщиной 1 mm приводит к возрастанию эмиссионного тока (рис. 2.13), однако при диаметрах более 1,8 mm получить пучок не удается из-за высоковольтного пробоя, обусловленного проникновением плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток (рис. 2.14) [12, 13]. В условиях эксперимента реально устойчивая работа электронного источника обеспечивается при диаметрах эмиссионного отверстия не более 1,8 mm.



Рисунок 2.13 – Ток пучка I_b как функция ускоряющего напряжения U_a для различных диаметров d_e одиночного эмиссионного отверстия в коротком эмиссионном канале протяженностью 1 mm и током разряда 700 mA: $I - d_e = 1,8$ mm; 2 - 1,6 mm, 3 - 1,2 mm.



Рисунок 2.14 – Фотография свечения плазмы при пробое в ускоряющем промежутке для короткого эмиссионного канала протяженностью 1 mm.



Рисунок 2.15 – Вольт-амперные характеристики плазменного источника электронов для различных давлений и толщине эмиссионного электрода 2 mm при диаметре одиночного эмиссионного отверстия $d_e = 1,5$ mm: $I - I_d = 200$ mA, p = 8 Pa; $2 - I_d = 400$ mA, p = 8 Pa; $3 - I_d = 200$ mA, p = 11 Pa; $4 - I_d = 400$ mA, p = 11 Pa.

Удлинение эмиссионного канала резко снижает эффективность извлечения электронов α (отношение тока пучка к току разряда). Так, например, для одиночного эмиссионного канала диаметром 1,5 mm при его толщине, большей 1,5 mm, величина α не превышала 5% [14]. Вольт-амперные характеристики источника для относительно длинного эмиссионного канала протяженностью 2 mm принимают вид, представленный на рис. 2.15.

Обращает на себя внимание то, что при повышении давления характеристики (рис. 2.15, кривые 3, 4) становятся не только более крутыми, но при достижении напряжением на ускоряющем промежутке некоторого порогового значения происходит пробой ускоряющего промежутка. Пробой сопровождается скачкообразным возрастанием тока в цепи питания ускоряющего промежутка, резким падением напряжения, исчезновением пучка и появлением яркого свечения в эмиссионном канале (рис. 2.16).



Рисунок 2.16 – Разряд в ускоряющем промежутке в случае протяженности эмиссионного канала более 2 mm.

В отличие от так называемого плазменного пробоя [13], наблюдающегося только при наличии разряда в системе с полым катодом, в данном случае такое состояние сохраняется и после прекращения разряда. Дополнительная информация может быть получена из сравнения соотношения между предельными значениями ускоряющего напряжения U_a и тока эмиссии I_e , при превышении которых происходит пробой, для эмиссионных электродов различной толщины (рис. 2.17). При малой протяженности эмиссионного канала увеличение ускоряющего напряжения приводит к возрастанию предельного тока пучка, при котором еще происходит ускорение электронов. Для относительно длинных каналов наблюдается обратная тенденция: чем больше напряжение на ускоряющем промежутке, тем меньше предельный ток.



Рисунок 2.17 – Характерные кривые, описывающие возникновение пробоя, при давлении 10 Ра: 1 – диаметр $d_e = 1$ mm, толщина b = 0,2 mm; 2 – диаметр $d_e = 1,5$ mm, толщина b = 4 mm.

Указанные отличия позволяют трактовать наблюдаемые эффекты следующим образом. В случае малой толщины электрода (и, соответственно, короткого эмиссионного канала) увеличение ускоряющего напряжения отодвигает плазменную границу и предотвращает проникновение разрядной плазмы в ускоряющий промежуток [13]. При большой толщине электрода и длинном канале приложение ускоряющего напряжения способно вызвать развитие ионизационных процессов в самом канале. Нарастание интенсивности этих процессов приводит к эффекту полого катода (ЭПК), которым для электродной системы ускоряющего промежутка является эмиссионный канал, находящийся под отрицательным потенциалом относительно ускоряющего электрода (экстрактора). Поступление электронов из основного разряда в канал в таком случае инициирует дополнительную ионизацию и способствует, таким образом, развитию ЭПК. В сущности, в данном случае в протяженном канале возбуждается разряд с внешней инжекцией электронов, достаточно подробно изученный в [15-18]. Рост тока основного разряда приводит к увеличению эмиссии электронов в эмиссионный канал и повышению вероятности развития ЭПК, что проявляется в снижении предельного значения U_a (см. рис. 2.15). Резкую зависимость от давления (см. рис. 2.15), можно объяснить, если иметь в виду, что при давлениях 1-15 Ра в ускоряющем промежутке присутствует паразитный высоковольтный тлеющий разряд, величина тока которого определяется в первую очередь давлением газа. Обратный ионный поток ВТР способен вызвать дополнительную вторичную эмиссию со стенок и соответственно дополнительную ионизацию в эмиссионном канале. После развития ЭПК в эмиссионном канале этот разряд способен самоподдерживаться, что и наблюдается в эксперименте. Таким образом, в диапазоне рабочих давлений, соответствующих форвакуумной области, увеличение сечения эмиссионного канала с целью обеспечения большей площади эмиссионной поверхности плазмы возможно лишь при использовании протяженного канала, что имеет свои ограничения. Эти ограничения вызваны, вопервых, снижением эмиссионного тока и, во-вторых, возможностью нарушения электрической прочности ускоряющего промежутка за счет развития эффекта полого катода в эмиссионном канале.

2.1.2 Источник широкоапертурного импульсного электронного пучка

Схематичное изображение форвакуумного плазменного источника широкоапертурного импульсного пучка электронов на основе разряда с полым катодом представлено на рис. 2.18. Параметры и характеристики импульсного тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом для форвакуумных плазменных источников электронов также описаны в гл. 1 настоящей монографии (разд. 1.2.2 и 1.4.2).

Как правило, при генерации широкоапертурных пучков в источниках электронов с плазменным катодом используется плоскопараллельный ускоряющий промежуток [19], который представляет собой систему сеток. При этом эффективность прохождения пучка определяется, прежде всего, прозрачностью экстракторной сетки. В импульсном форвакуумном источнике электронов [20] прозрачность сетки составляла 70%, таким образом, при прохождении пучка через экстракторную сетку теряется не менее 30% тока. Кроме потерь пучка, сетка еще и недолговечна и под влиянием нагрева от потока заряженных частиц нередко перегорает, что приводит к выходу электронного источника из строя и требует ее замены.



Рисунок 2.18 – Импульсный источник электронов: *1 – катодный фланец с цилиндрическим полым катодом; 2 –* катодная вставка; *3 –* изолятор катодной вставки; *4 –* анодная сетка; *5 –* анодный фланец; *6 –* изолятор разрядного промежутка; *7 –* ускоряющий электрод; *8 –* изолятор ускоряющего промежутка.

В так называемых многоапертурных системах извлечения [21], широко применяемых в ионных источниках, генерация пучков большого сечения осуществляется в результате сложения отдельных пучков, формируемых в элементарных ячейках ускорения, представляющих собой два или более электрода с соосными отверстиями. В таких системах потери пучка на электродах минимальны и обычно не превышают нескольких процентов. Как правило, такие системы эффективны лишь для одной определенной плотности тока пучка и величины ускоряющего напряжения. Варьирование этих параметров влечет за собой изменение положения плазменной эмиссионной границы и необходимость оптимизации геометрии ускоряющего промежутка для сохранения высокой эффективности токопрохождения. Перекрытие эмиссионного (плазменного) электрода многоапертурной системы мелкоструктурной сеткой стабилизирует положение эмиссионной плазменной границы и обеспечивает более широкий диапазон изменения параметров при формировании как ионных [22], так и электронных [23] пучков.



Рисунок 2.19 – Схема расчётной области ячейки многоапертурной системы: *l* – анодная сетка; *2* – плазма разряда; *3* – анодный электрод; *4* – ускоряющий электрод (экстрактор), *5* – коллектор.

Использование многоапертурной системы извлечения для генерации пучков большого сечения в форвакуумной области давлений представляется привлекательным. В связи с этим были проведены специальные исследования возможности применения такой системы извлечения в плазменном импульсном источнике электронов, функционирующем в форвакуумном диапазоне давлений. Для получения предварительных данных по работе многоапертурной системы для изготовления реальных образцов было произведено моделирование ускоряющей системы (рис. 2.19) на основе численных расчетов с применением программы KOBRA-3, разработанной П. Шпедтке (GSI, Германия) [24].



Рисунок 2.20 – Распределение потенциала и траекторий электронов для параметров: $L=25 \text{ mm}, U_a = 5 \text{ kV} (a); L=5 \text{ mm}, U_a = 5 \text{ kV} (b); L=5 \text{ mm}, U_a = 15 \text{ kV} (b).$

Результаты расчетов показали, что с точки зрения прохождения пучка через экстрактор оптимальным (минимальные потери тока)

является наименьшее возможное расстояние *L* между анодом (A) и экстрактором (Э) (рис. 2.20, *a* и δ), при этом значение ускоряющего напряжения U_a не оказывает существенного влияния на токопрохождение (рис. 2.20, δ и *в*).

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



Рисунок 2.21 – Распределение потенциала и траекторий для параметров: 5 kV, толщина анодного электрода 5 mm (*a*) и 2 mm (*б*).

Как показали расчеты, на поведение пучка также влияет толщина эмиссионного (анодного) электрода. При ее изменении меняется картина распределения потенциала вблизи эмиссионного электрода. Для увеличения токопрохождения следует использовать минимальную толщину эмиссионного электрода (рис. 2.21).

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

В ходе экспериментов было изготовлено несколько перфорированных электродов с отверстиями различного диаметра. Количество отверстий в аноде и экстракторе равнялось 211 (рис. 2.22). Первые эксперименты предполагали использование электродов (анода и экстрактора) с отверстиями диаметром 3 mm, который был выбран на основе результатов предварительного моделирования многоапертурной системы [25]. При этом анод представлял собой сборку из двух одинаковых перфорированных электродов, между которыми помещалась металлическая сетка для предотвращения «вываливания» плазмы через отверстия в электродах. В дальнейшем было изготовлено еще несколько экстракторов с диаметрами d_2 отверстий 4; 4,5; 5 и 5,5 mm, а также анодных электродов с диаметрами d_1 отверстий 3,5; 4; 4,5 и 5 mm.



Рисунок 2.22 – Сборный анодный электрод с диаметром отверстий d₁=5 mm.

Эксперименты по исследованию многоапертурной системы выполнялись в два этапа. Первая часть экспериментов заключалась в исследовании токопрохождения через систему извлечения, а второй частью экспериментов было исследование распределения плотности тока по сечению пучка. В обоих случаях необходимо было измерить зависимости характеристик пучка от таких параметров, как расстояние между анодом и экстрактором L, диаметры отверстий в аноде d_1 и экстракторе d_2 , величина ускоряющего напряжения U_a , рабочее давление в камере p, ток разряда I_d .

Исследование распределения плотности тока пучка предполагало измерение плотности тока в различных точках пространства дрейфа. Для этого был использован специальный зонд, закрепленный на системе, обеспечивающей перемещение в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Измерения распределения по сечению пучка проводились на расстояниях от экстрактора L в интервале от 60 до 230 mm. В перпендикулярной пучку плоскости зонд удалялся от оси пучка на расстояния, достаточные для оценки плотности тока по всему сечению пучка. Типичные осциллограммы, наблюдаемые в ходе экспериментов, приведены на рис. 2.23.



1 – ток разряда (5 A/div); 2 – ток эмиссии (5 A/div); 3 – напряжение, снимаемое с зонда (2 V/div); 4 – ток потерь (5 A/div). Временная шкала 10 µs/div.

Зависимости коэффициента токопрохождения (отношения тока I_b на коллектор к полному току I_e эмиссии) от ускоряющего напряжения при различных диаметрах отверстий экстрактора d_2 и двух давлениях приведены на рис. 2.24. Анализ приведенных зависимо-

стей показывает, что увеличение диаметра отверстий в экстракторе приводит к резкому увеличению токопрохождения. Данный результат полностью согласуется с выводами, полученными при моделировании системы извлечения. При увеличении диаметра отверстий в аноде происходит изменение эквипотенциальной картины поля в ускоряющем промежутке и, следовательно, изменение фокусного расстояния.

Кроме того, как видно из приведенного графика, большое влияние на токопрохождение оказывает ускоряющее напряжение. В то же время моделирование ускоряющего промежутка не выявило данной зависимости. Это можно объяснить тем, что при моделировании не учитывалось присутствие остаточной атмосферы. С увеличением кинетической энергии извлекаемых частиц ослабляется рассеяние на молекулах остаточной атмосферы, вследствие чего уменьшается расходимость пучка и, следовательно, снижаются потери на экстракторе.



Рисунок 2.24 – Зависимости коэффициента токопрохождения от ускоряющего напряжения для различных диаметров отверстий в экстракторе *d*₂: *I* – 3 mm; *2* – 4 mm; *3* – 4,5 mm; *4* – 5 mm. Расстояние анод – экстрактор – 7 mm, ток разряда – 15 A, давление – 4 Pa.



Рисунок 2.25 – Зависимости тока потерь электронов при прохождении ускоряющего промежутка от ускоряющего напряжения при различных расстояниях анод – экстрактор: *l* – 7 mm, *2* – 5 mm, *d*₁=*d*₂=3 mm, давление - 4 Ра.

На рис. 2.25 приведены результаты экспериментов в виде зависимостей тока потерь I_e - I_b электронов от ускоряющего напряжения при различном расстоянии анод – экстрактор. Из приведенных графиков следует, что экспериментальные данные хорошо совпадают с результатами моделирования: токопрохождение увеличивается с уменьшением расстояния анод – экстрактор. Это связано с тем, что на меньшем расстоянии от эмиссионной границы меньше проявляется увеличение диаметра пучка, а следовательно, снижаются потери на экстракторе.

Результаты исследования зависимости токопрохождения при различных диаметрах отверстий в аноде представлены на рис. 2.26. Как следует из полученных зависимостей, токопрохождение уменьшается с увеличением диаметра отверстий анода. По-видимому, это связано с увеличением диаметра элементарных пучков, и, поскольку их расходимость примерно постоянная величина, то при неизменном диаметре отверстий экстрактора увеличение диаметра элементарных отверстий в аноде приводит к большим потерям на экстракторе. Следует также отметить, что коэффициент токопрохождения (отношение тока на коллектор к полному току эмиссии) для анодных отверстий 3 и 3,5 mm превышает величину 95 % при ускоряющих напряжениях свыше 5 kV. Для анодных отверстий диаметром 4; 4,5 и 5 mm величина ускоряющего напряжения, при котором коэффициент токопрохождения превышает 95 % равна и kV соответственно.



Рисунок 2.26 – Зависимости коэффициента токопрохождения от ускоряющего напряжения при различных значениях диаметра отверстий в аноде d_1 (l - 3 mm; 2 - 3.5 mm; 3 - 4 mm; 4 - 4.5 mm; 5 - 5 mm). Давление - 4 Pa, $d_2 = 5.5$ mm, L = 4.5 mm.

Таким образом, при использовании многоапертурных систем с диаметром элементарных отверстий в анодном электроде от 3 до 5 mm при достижении ускоряющим напряжением значений выше определенной величины потери тока электронов на ускоряющем электроде составляют менее 5 % от общего тока электронов, прошедших через эти отверстия. Для отверстий меньшего диаметра при ускоряющих напряжениях свыше 7 kV потери пучка составляли менее 1 % и, по-видимому, были связаны не с осаждением пучка на искоряющем электроде, а с рассеянием электронов пучка на нейтралах газа в ускоряющем промежутке. Приведенный результат разительно отличает многоапертурные электронно-оптические системы ускорения от сеточных. Для последних коэффициент токопрохождения определяется величиной прозрачности сетки, которая из конструктивных соображений не может быть выше 70 %, что приводит к потере на ней не менее одной трети всех ускоренных электронов.

Для определения плотности тока пучка и равномерности ее распределения по сечению пучка был проведен ряд экспериментов, результаты которых приведены ниже. На рис. 2.27 показаны радиальные распределения плотности тока пучка в зависимости от расстояния экстрактор – зонд в диапазоне от 60 до 230 mm.

Анализ распределений (см. рис. 2.27) показывает, что полученный пучок имеет достаточно высокую равномерность (неравномерность 10% на диаметре пучка 4 сm), что является важной характеристикой, особенно если речь идет об использовании пучка для модификации поверхностных свойств различных материалов. При этом стоит отметить, что высокая равномерность пучка наблюдается не на одном конкретном расстоянии от экстрактора, а на совокупности расстояний. В ходе экспериментов высокая равномерность пучка наблюдалась на расстояниях от экстрактора в промежутке от 150 до 230 mm.



Рисунок 2.27 – Радиальные распределения плотности тока пучка в зависимости от расстояния экстрактор – зонд: 1 - 60 mm; 2 - 150 mm; 3 - 230 mm. $U_a = 8$ kV; L = 7 mm; диаметры отверстий: d_1 =3 mm, d_2 =5 mm; давление – 4 Ра.

Дальнейшие эксперименты по исследованию распределения плотности тока производились на оптимальном расстоянии от экстрактора, равном 170 mm. На рис. 2.28 представлены зависимости распределения плотности тока от ускоряющего напряжения для этого расстояния. Нужно отметить, что, начиная с 7 kV, распределение плотности тока перестает зависеть от ускоряющего напряжения. Сниженная величина плотности тока при ускоряющего напряжениях 3 и 4 kV объясняется довольно низким токопрохождением, что было показано ранее. При ускоряющих напряжениях от 7 kV и выше потери на экстракторе снижаются до нескольких процентов, и разница в плотности тока на приведенных распределениях незаметна. Размытость пучка на зависимостях, соответствующих напряжению 3 и 4 kV, можно объяснить низкой кинетической энергией электронов и, следовательно, сильным расхождением пучка в пространстве дрейфа.



Рисунок 2.28 – Зависимости радиального распределения плотности тока от ускоряющего напряжения: L = 7 mm, $d_1 = 3$ mm, $d_2 = 5$ mm, p = 4 Pa. I - 5 kV; 2 - 8 kV; 3 - 12 kV.

Сравнение распределений плотности тока пучка для различных систем экстракции позволяет сделать следующие выводы. Пучок, получаемый с использованием обычной сеточной системы извлечения, не обладает высокой равномерностью, а площадь его сечения с неравномерностью распределения плотности тока не более 10% составляет $3-5 \text{ cm}^2$, что примерно в 6 раз меньше соответствующего показателя для разработанной многоапертурной системы. Токопрохождение сеточной системы определяется геометрической прозрачностью сетки и составляет величину не более 75 %, в то время как токопрохождение многоапертурной системы в области рабочих параметров может превышать 95%.

Проведенный анализ данных по распределению плотности тока пучка говорит о возможности генерации в многоапертурной системе или системе из натянутых сеток достаточно равномерного по сечению пучка. Это положительно отличает использованные системы ускорения от обычных систем. При этом диаметр полученного пучка равняется 5–6 ст. Предельная достигнутая плотность тока пучка при токе разряда 40 A составляет величину порядка 400 mA/cm² при длительности импульса – 250 µs, ускоряющем напряжении – 15 kV, частоте повторения импульсов – 50 Hz, что соответствует величине 1,5 J/cm². Большой диаметр пучка и высокая равномерность плотности тока, полученные с использованием многоапертурной системы извлечения, позволят производить модификацию поверхности различных материалов, в том числе непроводящих.

2.1.3 Источник широкоапертурного импульсного пучка электронов на основе дугового разряда

Несмотря на ряд принципиальных преимуществ систем тлеющего разряда с полым катодом [20] (однородность и стабильность параметров плазмы, низкий уровень шумов), превышение током разряда некоторого порогового значения приводит к образованию катодного пятна и переходу в дуговой режим. При таком переходе катодное пятно возникает случайным образом в любой точке поверхности катодной полости, и процесс дугообразования резко нарушает однородность плазмы в полости, что приводит, в конечном счете к пробою ускоряющего промежутка. Кондиционирование («тренировка») электродов разрядной системы или укорочение длительности импульса обеспечивает некоторое увеличение тока диффузной формы разряда. Однако для многих применений импульсного электронного пучка, когда эффект воздействия определяется плотностью энергии в однократном импульсе, этого увеличения тока оказывается недостаточно. Проблема ограничения максимально возможного тока в импульсных плазменных источниках электронов на основе тлеющего разряда известна, и она традиционно решается заменой тлеющего разряда на дуговой [26]. Поскольку в этом случае обеспечивается принудительная локализация катодного пятна дуги в ограниченной области вдали от эмиссионной поверхности плазмы, то это существенно снижает влияние неустойчивостей, характерных для дугового разряда, на параметры электронного пучка. Аналогичный подход целесообразно использовать для дальнейшего повышения тока пучка и в электронных источниках, функционирующих в форвакуумной области давлений.



Рисунок 2.29 – Электронный источник и схема измерения параметров: 1 – катод; 2 – керамический изолятор; 3 – анод; 4 – экстрактор; 5 – фланец вакуумной камеры; 6 – капролоновый изолятор; 7 – поджигающий электрод; 8 – блок питания разряда; 9 – блок питания ускоряющего напряжения; 10 – зонд; 11 – металлический экран; 12 – пучок; 13 – цилиндр Фарадея [27].

Электродная система форвакуумного импульсного плазменного источника электронов (рис. 2.29) подробно описана в разд. 1.2.2. В

экспериментах параметры дугового разряда имели следующие пределы: ток дуги 30–60 А, длительность импульса тока 250 µs, частота повторения импульсов 1 Hz. Область рабочих давлений газа (воздуха) – 4–10 Ра. В электронном источнике импульсная система генерации эмиссионной плазмы сочеталась с постоянным ускоряющим напряжением U_a , которое регулировалось в пределах от 1 до 12 kV. Измерения токов разряда I_d , эмиссии I_e и пучка I_b осуществлялись с помощью трансформаторов тока (поясов Роговского).

Для измерений распределения плотности тока электронного пучка по его сечению использовался плоский зонд 10, помещенный в металлический заземленный экран 11. Посредством двухкоординатной системы реализовалась возможность перемещения зонда в радиальном направлении, а также вдоль оси пучка. При этом радиальная координата перемещения зонда *r* изменялась от оси пучка до 55 mm, а расстояние между экстрактором и зондом – от 135 до 225 mm.



Рисунок 2.30 – Осциллограммы импульсов тока разряда (1) и тока эмиссии электронов (2), $U_a = 12$ kV, p = 8 Pa [27].

Замена в форвакуумном плазменном источнике электронов тлеющего разряда на дуговой не оказала заметного влияния на стабильность и повторяемость параметров импульсного электронного пучка. Типичные осциллограммы тока разряда и тока эмиссии электронов представлены на рис. 2.30. Ток эмиссии достигает значений, близких к току разряда, что указывает на высокую эффективность извлечения.



Рисунок 2.31 – Вольт-амперные характеристики источника при различных токах разряда: *I* – 40 A; *2* – 50 A; *3* – 70 A. Давление газа (воздуха) 8 Ра, длительность импульса 250 µs [27].

Четко выраженный участок насыщения тока эмиссии на вольтамперных характеристиках электронного источника при токах разряда до 70 A (рис. 2.31) однозначно свидетельствует о незначительном вкладе в полный ток пучка вторичных электронов, выбитых из эмиссионной сетки обратным потоком ионов из области ускорения и транспортировки электронного пучка. Уменьшение давления газа практически не изменяет вида ВАХ, но приводит к снижению тока насыщения (рис. 2.32).

Важным параметром, характеризующим широкоапертурные пучки электронов, является радиальное распределение плотности тока. Для источника на основе дугового разряда замечено, что по мере распространения пучка его диаметр, измеренный на полувысоте, несколько уменьшается (рис. 2.33). Как указывалось ранее [20], такое уменьшение может быть вызвано искажением плоскопараллельной формы ускоряющего промежутка за счет пучковой плазмы, проникающей через экстракторную сетку в ускоряющий промежуток. Глава 2



длительность импульса 250 µs.



Рисунок 2.33 – Радиальные распределения плотности тока электронного пучка для различных расстояний экстрактор – зонд: 1 – 135 mm; 2 – 180 mm; 3 - 225 mm. Ток эмиссии 50 A, давление газа (воздуха) 4 Pa, $U_a = 10$ kV, длительность импульса 250 µs [27].

Ускоряющее напряжение в пределах от 4 до 10 kV практически не влияет на вид радиального распределения (рис. 2.34), что может быть отнесено к достоинствам описываемого источника.



Рисунок 2.34 – Радиальные распределения плотности тока электронного пучка для различных ускоряющих напряжений: I - 2 kV; 2 - 4 kV; 3 - 8 kV. Ток эмиссии 50 A, давление газа 4 Pa, расстояние анод – зонд 170 mm, длительность импульса 250 µs [27].

Испытания источника на достижение предельных параметров дали следующие результаты. При ускоряющем напряжении 12 kV и длительности импульса вплоть до 1 ms удавалось удерживать ток эмиссии на уровне 80 A. По нашим оценкам, полная энергия электронного пучка в однократном импульсе составляла 600 J, а усредненная по поверхности плотность энергия пучка достигала 10 J/cm². Эти параметры превосходят ранее достигнутые в аналогичном источнике на основе тлеющего разряда с полым катодом [20]. В источнике с тлеющим разрядом достичь устойчивой эмиссии при такой длительности импульса не удавалось из-за пробоя ускоряющего промежутка, инициируемого неконтролируемым образованием катодных пятен на стенках полости и, как следствие, «шнурованием» разряда с последующим проникновением плазмы в ускоряющий промежуток.

Глава 2

2.2 Влияние эмиссии электронов на параметры плазмы и разряда

2.2.1 Плазменно-эмиссионные системы на основе тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом для генерации сфокусированных электронных пучков

Несмотря на ограничения в использовании магнитного поля в разрядных системах форвакуумных плазменных источниках электронов из-за возможных пробоев ускоряющего промежутка, в ряде устройств [28] в катодной полости создавалось аксиальносимметричное магнитное поле (рис. 2.35).



Рисунок 2.35 – Электродная схема плазменного источника электронов с магнитным полем: *1* – полый катод; *2* – анод; *3* и *4* – металлокерамические изоляторы; *5* – ускоряющий электрод; *6* – эмиссионное отверстие; *7* – сетка; *8* – блок питания разряда; *9* – высоковольтный источник ускоряющего напряжения; *10* – базовый фланец.

Разрядная система электронного источника включает в себя медный полый катод *1* диаметром 5 ст и длиной 10 ст, а также выполненный из нержавеющей стали плоский анод 2. Эти электроды

установлены на металлокерамическом изоляторе 3. Другой металлокерамический изолятор 4 отделяет ускоряющий электрод 5 от анода 2. В аноде выполнено эмиссионное отверстие 6, которое перекрывалось мелкоструктурной вольфрамовой сеткой 7. Протяженность ускоряющего промежутка между анодом и экстрактором составляла 1– 2 ст. Напряжение на разрядный промежуток подавалось от блока питания 8 разряда (БПР). Напряжение на ускоряющем промежутке обеспечивалось высоковольтным выпрямителем (ВВ) 9. Магнитное поле создавалось внешним соленоидом (на рисунке не показан). Ток в соленоиде обеспечивался отдельным источником питания, а величина индукции магнитного поля варьировалась в пределах от нуля до нескольких десятков миллитесла.



Рисунок 2.36 – Зависимость напряжения горения разряда U_d от ускоряющего напряжения U_a для различных значений индукции магнитного поля: *1*, *3* – 0; *2*, *4* – 34 mT. Давление: *1*, *3* – 1 Ра, *2*, *4* – 6 Ра [28].

В исследуемом устройстве характер зависимости напряжения горения разряда от ускоряющего напряжения определялся главным образом давлением газа. В области давлений от 1 до 4 Ра наблюдается монотонный рост напряжения горения разряда при увеличении ускоряющего напряжения (рис. 2.36). Этот рост проявляется во всем диапазоне значений индукции магнитного поля вплоть до 34 mT. Однако по мере увеличения индукции магнитного поля этот рост ослабляется. При давлениях 5–7 Ра достаточно резкий рост напряжения горения имеет место только на начальном участке кривой при значениях ускоряющего напряжения 0,5–0,8 kV. Причем степень этого роста ослабляется при увеличении индукции аксиального магнитного поля. При ускоряющем напряжении более 1 kV напряжение горения разряда перестает зависеть от напряжения ускорения, и практически вся исследуемая зависимость представляет собой участок насыщения.

В области давлений свыше 10 Ра наблюдается обратная тенденция – монотонный рост напряжения горения при увеличении ускоряющего напряжения сменяется спадом, который становится более отчетливым по мере продвижения в область более высоких давлений (рис. 2.37).



Рисунок 2.37 – Зависимость напряжения горения разряда от ускоряющего напряжения при различных значениях индукции магнитного поля, mT: *I* – 0; *2* – 17; *3* – 34. Давление – 12 Ра.

Различный характер зависимости напряжения горения разряда U_d от ускоряющего напряжения U_a при изменении давления газа p может быть связан с существованием, по крайней мере, двух процессов, разнонаправленно влияющих на величину U_d , и изменением

степени их влияния при переходе от одной области *р* к другой. Один из процессов – это уход из плазмы в эмиссию быстрых электронов, ускоренных в катодном падении потенциала и не потерявших свою энергию в столкновениях. Как известно [29–30], именно быстрые электроны ответственны за эффективность ионизационных процессов в полости. На уход быстрых электронов разряд реагирует увеличением напряжения горения.

Как уже отмечалось, принципиальным отличием форвакуумных плазменных источников электронов является заметное влияние обратного ионного потока на параметры и характеристики таких устройств. Эти ионы образуются в ускоряющем промежутке и в пространстве дрейфа в результате ионизации газа электронным пучком. Бомбардируя стенки полого катода, ионы из обратного потока обеспечивают дополнительные γ -электроны и тем самым способствуют снижению напряжения горения разряда. Именно существование обратного ионного потока является тем альтернативным процессом, который компенсирует уход быстрых электронов из полого катода.

Таким образом, повышение напряжения горения разряда с увеличением ускоряющего напряжения в области низких давлений (рис. 2.36) может быть обусловлено уходом из плазмы быстрых электронов, которые не растратили всю свою энергию на ионизацию газа в катодной полости разрядной системы электронного источника. Наблюдаемая в эксперименте практическая независимость U_d от U_a в диапазоне p = 5-7 Ра, очевидно, связана со взаимной компенсацией влияния каждого из процессов на величину напряжения горения. При давлениях свыше 10 Ра роль обратного потока ионов становится определяющей в катодных процессах. Рост напряжения горения разряда не наблюдается даже при самых малых значениях ускоряющего напряжения. По мере увеличения ускоряющего напряжения имеет место спад напряжения горения. Это объясняется тем, что ионно-электронная эмиссия в значительной степени осуществляется за счет ионов, поступающих в область полого катода из ускоряющего промежутка. В результате условие самостоятельности разряда обеспечивается при более низких значениях разрядного напряжения. Наблюдаемое в экспериментах подавление роста напряжения горения при наложении аксиального магнитного поля объясняется тем, что магнитное поле, как и в отсутствие эмиссии, препятствует уходу у-электронов из полости и, в сущности, действие магнитного поля аналогично повышению давления.

Дополнительные аргументы в пользу предложенных механизмов были получены с помощью зондовых измерений. Для определения параметров плазмы разряда с полым катодом использовался одиночный ленгмюровский зонд. Схема зондовых измерений приведена на рис. 2.38. Напряжение на зонде задавалось относительно опорного электрода источником напряжения E1. В качестве опорного электрода выступал анод. Последовательно с зондом включался токоограничивающий резистор R, ток в цепи зонда измерялся прибором PA1, напряжение на зонде относительно анода – прибором PV1.



Рисунок 2.38 – Схема зондовых измерений для определения параметров плазмы в условиях эмиссии электронов: *I* – полый катод; *2* – зонд; *3* – анод; *4* – ускоряющий электрод.

Зонд представлял собой помещенный в плазму металлический электрод, открытая поверхность которого была ограничена керамическим изолятором. Для устранения влияния потока быстрых ионов из области ускорения на характеристики зонда в источник был установлен анод специальной конфигурации с системой отверстий диаметром 5 mm, перекрытых мелкоструктурной металлической сеткой с шагом 0,25 mm. Зонд размещался в прианодной области таким образом, чтобы его приемная поверхность располагалась напротив промежутка между отверстиями в аноде (рис. 2.39). Тем самым устранялась возможность попадания быстрых ионов на приемную поверхность зонда. Концентрация плазмы рассчитывалась по стандартной методике измерения тока насыщения на ионной ветви зондовой характеристики [31]. Результаты зондовых измерений приведены на рис. 2.40 и 2.41 [32].



Рисунок 2.39 – Зонд (*a*) и его расположение за эмиссионным электродом (*б*): *l* – металлический электрод; *2* – керамический изолятор; *3* – эмиссионный электрод; *4* – отверстия; *5* – расположение зонда.



Рисунок 2.40 – Зависимость концентрации плазмы *n* от тока разряда *I*_d для различных условий горения разряда: кривая *1* – электронная эмиссия отсутствует; кривая *2* – разряд в условиях электронной эмиссии. *U*_a = 5 kV, *p* = 6 Ра. Магнитное поле отсутствует.

На рис. 2.40 приведены зависимости концентрации плазмы от разрядного тока для двух режимов – режим, при котором электронная эмиссия отсутствует (кривая l), и режим, в котором к ускоряющему промежутку приложено напряжение U_a = 5 kV, т.е. имеет место эмиссия электронов (кривая 2). Возрастание концентрации плазмы в случае когда разряд горит в условиях эмиссии электронов, связано, по-видимому, с влиянием обратного ионного потока, формирующегося в результате ионизации газа электронами и поступающего из области ускоряющего промежутка. На рис. 2.41 показаны зависимости концентрации плазмы от ускоряющего напряжения для различных давлений газа – 4 и 8 Ра.



Рисунок 2.41 – Зависимость концентрации плазмы *n* от ускоряющего напряжения U_a при различных давлениях газа: *l* – 8 Ра; *2* – 4 Ра. Ток разряда – 500 mA. Магнитное поле отсутствует.

При относительно малых значениях ускоряющего напряжения (десятки – сотни вольт) значения концентрации плазмы практически одинаковы. По мере возрастания ускоряющего напряжения концентрация плазмы растет с увеличением давления, и при значениях ускоряющего напряжения выше 7 kV значения концентраций различаются в два раза при повышении давления от 4 до 8 Ра (рис. 2.41).

Рост ускоряющего напряжения приводит к возрастанию интенсивности обратного ионного потока.

Таким образом, влияние эмиссии электронов из разряда с полым катодом проявляется с помощью двух механизмов. Первый – уход в эмиссию быстрых γ -электронов, что приводит к затруднению поддержания разряда и, следовательно, к возрастанию разрядного напряжения. Второй механизм – поступление в разрядную область ионов из ускоряющего промежутка имеет следствием снижение напряжения разряда из-за облегчения его поддержания за счет появления дополнительных γ -электронов. Преобладание того или иного механизма определяется давлением газа в ускоряющем промежутке. При сравнительно низких давлениях преобладает уход быстрых электронов, в то время как при повышенных давлениях первостепенное значение имеет поступление в разрядную область ионов из ускоряющего промежутка.

2.2.2 Плазменно-эмиссионные системы на основе тлеющего разряда с протяженным полым катодом для генерации ленточных электронных пучков

Разряд с протяженным полым катодом прямоугольной формы нашел применение в форвакуумном плазменном источнике ленточного электронного пучка. В этом случае повышается вероятность возникновения неустойчивостей, вызывающих появление неоднородностей в распределении тока по сечению пучка. Как показано ниже, отмеченные неустойчивости обусловлены положительной обратной связью между плотностью тока ионов и концентрацией эмиссионной плазмы.

В отсутствие эмиссии электронов неоднородность концентрации плазмы по длине полости не превышает 5–10%, за исключением максимумов плотности на краях. В то же время извлекаемый при подаче ускоряющего напряжения электронный пучок существенно неоднороден и, как показывают визуальные наблюдения, оказывается состоящим из не менее чем десятка мелких пучков – «струй». Распределения линейной плотности тока J(x) на перемещаемый коллектор для различных условий представлены на рис. 2.42. Коллектор представлял собой молибденовую пластинку, располагаемую за коллиматором со щелью шириной 1 мм, ориентированной перпендикулярно пучку. Значительно меньшее количество максимумов, регистрируемое в эксперименте, обусловлено слиянием отдельных струй

в области измерения распределения тока электронного пучка. Снижение давления приводило к исчезновению неоднородностей в пучке. Неоднородности существенно ослаблялись и при уменьшении размеров ячейки сетки.



Рисунок 2.42 – Распределение электронного тока по ширине пучка для различных давлений *p*: 2, 3 – 4 Ра: 1 – 1 Ра и размеров ячейки сетки: 1, 2 – 0,8×0,8 mm², 3 – 0,4×0,4 mm² [33].

Для установления более четкой взаимосвязи между плотностью тока пучка и концентрацией эмитирующей плазмы был поставлен специальный эксперимент с использованием составной сетки. Средняя часть длиной 6 ст представляла собой сетку с ячейкой $0,8 \times 0,8$ mm, остальная часть – сетку с ячейкой $0,4 \times 0,4$ mm. Для измерения параметров плазмы в разрядный промежуток были введены через изолятор 25 одинаковых зондов. Влияние эмиссии электронов на распределение плотности плазмы в полости для данной ситуации иллюстрируется результатами, представленными на рис. 2.43. На рис. 2.44 приведены соответствующие распределения плотности тока J(x) по ширине пучка. Очевидным является факт, что в отсутствие эмиссии неоднородность концентрации плазмы по длине полости не превышает 20%. Эмиссия электронов приводит к возрастанию в несколько раз концентрации плазмы в средней части полости. Из



Рисунок 2.43 – Распределение плотности зондового тока по ширине полости для случая составной сетки при наличии (2) и в отсутствие эмиссии (1) [33].



Рисунок 2.44 – Распределение эмиссионного тока по ширине пучка для различных давлений: *I* – 4 Ра; *2* – 2,4 Ра, ускоряющее напряжение – 3 kV [33].

представленных результатов ясно просматривается совпадение положений максимума в распределении плотности тока электронного пучка и максимума плотности плазмы в полости. Отметим также то обстоятельство, что при понижении давления неоднородности в распределениях плотности тока пучка и концентрации плазмы сглаживаются.

На основании результатов экспериментов можно предположить следующий механизм усиления неравномерности в распределении тока эмиссии электронов. В начальной ситуации отбора электронов из плазмы неравномерность плотности тока обусловлена главным образом неоднородностью распределения концентрации плазмы в полости. На распределение плотности тока может оказать также влияние неоднородность эмиссионной сетки, а именно различная локальная кривизна и разброс размеров элементарной ячейки. Существенная в форвакуумной области давлений ионизация остаточного газа в ускоряющем промежутке и в области транспортировки электронного пучка приводит к появлению значительного обратного потока ионов. Поскольку скорость ионизации пропорциональна плотности электронного тока, то распределение плотности обратного потока ионов должно соответствовать исходному распределению плотности тока эмитированных плазмой электронов. Быстрые ионы, попадая в плазму и перезаряжаясь на газовых молекулах, приносят с собой положительный пространственный заряд, нейтрализуемый плазменными электронами. Результат проявляется в локальном усилении неоднородностей концентрации плазмы и соответствующем повышении неоднородностей эмиссионного тока. Возрастание плотности эмиссионного тока при увеличении концентрации плазмы обеспечивается также в результате увеличения площади открытой плазменной поверхности в пределах каждой ячейки анодной сетки за счет сужения слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от сетки. Таким образом, небольшое локальное изменение плотности плазмы приводит к непропорциональному увеличению локальной плотности тока эмиссии электронов. Связанный с электронным током обратный поток ионов обусловливает дальнейшее локальное повышение концентрации плазмы и соответствующее дальнейшее непропорциональное увеличение в этом месте плотности тока эмиссии электронов. Процесс положительной обратной связи достигает насыщения и рост концентрации плазмы прекращается, когда скорость образования медленных ионов уравновешивается их диффузионным уходом из области возмущения. Для количественной оценки возможности существования локального максимума в соответствии с вышеприведенным механизмом запишем уравнения баланса для медленных ионов, образующихся в катодной полости в результате перезарядки быстрых ионов, поступающих в плазму из ускоряющего промежутка. При этом образование ионов уравновешивается их уходом из области возмущения плазмы за счет диффузии. Схема процесса изображена на рис. 2.45.



Рисунок 2.45 – Схема процесса установления стационарного пространственного распределения концентрации плазмы.

В одномерном случае уравнение баланса выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{4}\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}n_n^2 Q_e Q_n d\exp\left(-Q_n n_n \lambda\right) \int_{-X_{sp}}^{X_{sp}} n(x)K(x)dx = D_i \frac{dn(x)}{dx}\Big|_{X_{sp}} \cdot \lambda, \quad (2.1)$$

где D_i – коэффициент диффузии; n(x) – концентрация плазмы в об-

ласти возмущения; $\pm X_{\text{кр}}$ – координаты границ области возмущения; $\frac{dn(x)}{dx}\Big|_{X_{\text{гр}}}$ – градиент концентрации на краю области возмущения;

 λ – глубина области возмущения, много большая длины свободного пробега перезаряжающихся ионов, что допускает использование одномерной модели, так как при этом перезаряжаются все быстрые ионы; K(x) – коэффициент, учитывающий изменение площади эмитирующей поверхности в пределах каждой ячейки; n_n – концентрация нейтралей; Q_e – эффективное сечение ионизации газа электронами; d – длина ускоряющего промежутка; Q_n – эффективное сечение перезарядки ионов.

В выражении (2.1) слева записано число ионов, рождающихся в единицу времени в слое плазмы глубиной λ и шириной $2X_{\text{кр}}$, а справа – число ионов, покидающих этот слой. Для учета изменения площади эмитирующей поверхности в левой части введен коэффициент K(x), смысл которого очевиден:

$$K(x) = \frac{h^2}{\left(h - 2 \cdot l_c(x)\right)^2}$$

где h – внутренний размер ячейки сетки; $l_c(x) = 2\sqrt{\varepsilon_0 U^{\frac{3}{2}} (n(x) \sqrt{ekT_e})^{-1}}$ – толщина ионного слоя, отделяющего плазму от сетки [3].

В проведенных расчетах предполагалось, что зависимость концентрации от координаты *x* в пределах локальной области имеет вид гауссовой функции. При этом, как следует из эксперимента, величина $X_{\rm kp}$ остается неизменной. Значение $\frac{dn(x)}{dx}\Big|_{x_{\rm sp}}$ определяется из усло-

вия равенства возмущенной *n* и невозмущенной n_0 концентраций при $x = X_{\text{кр.}}$


Рисунок 2.46 – Расчетные зависимости концентрации плазмы от координаты при различных давлениях: *I* – 4 Ра; *2* – 5,3 Ра; *3* – 6,6 Ра [33].



Рисунок 2.47 – Расчетные распределения плотности тока для различных давлений: l-4 Pa; 2-5,3 Pa; 3-6,6 Pa [33].

Представленные на рис. 2.46, 2.47 результаты расчета демонстрируют рост концентрации плазмы n(x) в области возмущения и соответствующей плотности эмиссионного тока J(x) с увеличением давления газа.

2,4 1,6 1,2 -0,004 0,000 0,004 0,000 0,004X, cm

Глава 2

110

Рисунок 2.48 – Расчетные распределения плотности тока для различных размеров ячейки сетки: *1* – 0,4 mm; *2* – 0,6 mm; *3* – 0,8 mm.

Зависимость, приведенная на рис. 2.48, демонстрирует ослабление неоднородностей J(x) с уменьшением размера ячейки сетки.

Таким образом, расчеты, проведенные на основе предложенного физического механизма, качественно совпадают с экспериментальными результатами, что не только свидетельствует в пользу сделанных предположений, но и делает возможным их использование для анализа и прогнозирования параметров реального устройства.

2.2.3 Плазменно-эмиссионные системы на основе импульсного тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом для генерации пучков большого сечения

В импульсном режиме работы форвакуумного плазменного источника электронов важное значение приобретают нестационарные процессы. Поэтому параметры электронного пучка оказываются зависимыми от длительности импульса тока разряда. Типичные осциллограммы токов разряда, эмиссии, пучка и обратного тока ионов представлены на рис. 2.49. Ионный ток на эмиссионный электрод рассчитан по току, измеренному на коллектор, выполненный из медной фольги толщиной 1 mm и имеющий вид сектора круга (51,4°) радиусом 20 mm.



Рисунок 2.49 – Типичные осциллограммы токов: *I* – эмиссии *I*_a, (0,5 A/div); *2* – ионов (20 mA/div); *3* – разряда (4 A/div); *4* – пучка (0,2 A/div). Временная шкала 5 µs/div [34].



Рисунок 2.50 – Обратный ионный ток *I_i* как функция тока *I_b* электронного пучка для различных ускоряющих напряжений *U_a*: 14 kV (*I*, *3*), 10 kV (*2*) и давлений *p*: 8,2 Pa (*I*), 7,5 Pa (*2*, *3*) [35].

Глава 2



Рисунок 2.51 – Отношение ионного тока к току электронного пучка в зависимости от тока электронного пучка для различных ускоряющих напряжений и давлений: *I* – 10 kV; *2*, *3* – 14 kV; *I*, *3* – 7,4 Pa; *2* – 8,2 Pa [34].

Переход в импульсный режим предполагает заметное повышение тока разряда, а следовательно, и тока электронного пучка. По сравнению с непрерывным режимом функционирования электронного источника возрастает и величина обратного потока ионов. Как и в непрерывном режиме, для импульсного электронного пучка ток обратных ионов составляет заметную долю от тока электронного пучка, и его величина возрастает с увеличением тока пучка (рис. 2.50).

При фиксированном токе электронного пучка ионный ток слабо зависит от ускоряющего напряжения, но возрастает с повышением давления. По мере увеличения тока пучка степень возрастания обратного тока ионов замедляется. Как видно из результатов, представленных на рис. 2.51, отношение тока ионов к току пучка снижается с 10 до 4% при увеличении тока пучка с 0,2 до 4 А.

Обратим внимание на тот факт, что результаты аналогичных измерений для плазменных электронных источников, функционирующих в традиционной области давлений 0,01–0,1 Ра [2, 36], дали величины, не превышающие одного процента, т.е. на порядок ниже значений, полученных для форвакуумного диапазона.

Превышение ионным током известной величины $I_b \sqrt{m/M}$ требует указания источника ионов. Таким источником является плазма, образованная электронным пучком за ускоряющим электродом. В этой области ионы имеют возможность накапливаться, что в условиях ограниченной эмиссии катода и приводит к превышению ионного тока над указанной выше величиной [37].



Рисунок 2.52 – Распределение плотности тока электронного пучка. Ускоряющее напряжение – 10 kV, ток разряда – 40 A, давление – 10 Ра, длительность импульса – 250 µs [38].

Для плазменных источников электронов радиальное распределение плотности тока пучка обусловлено, в первую очередь, соответствующим распределением концентрации плазмы в области эмиссионной границы. Результаты измерений радиальных распределений плотности тока $j_e(r)$ электронного пучка и концентрации эмиссионной плазмы $n_e(r)$ представлены на рис. 2.52 и 2.53 соответственно. Сравнение этих распределений свидетельствует о неполной корреляции $n_e(r)$ с $j_e(r)$. Видно, что в отличие от концентрации эмиссионной плазмы, распределение плотности тока электронного пучка весьма неравномерно и несимметрично. Таким образом, неоднородность эмиссионного тока обусловлена не только неравномерностью 114

Глава 2

концентрации эмиссионной плазмы, но также и иными причинами. Одна из таких причин заключается в нарушении параллельности электродов ускоряющей системы. Это приводит к нарушению однородности ускоряющего поля и, как следствие, к неравномерности плотности тока электронной эмиссии.



Рисунок 2.53 – Концентрация плазмы вблизи эмиссионной поверхности. Ускоряющее напряжение – 10 kV, ток разряда – 40 A, давление – 10 Pa, длительность импульса – 250 µs [38].

Для обеспечения параллельности электродов была модернизирована конструкция анодного узла электронного источника. А именно, на одном из колец, между которыми зажимается сетка, был выполнен паз, а на втором кольце (ответной его части) – соответствующий выступ (рис. 2.54). Таким образом, обеспечивалось натяжение сеток при сжатии колец [38]. Как показали эксперименты, после изменения системы натяжения распределение плотности тока электронного пучка практически соответствует распределению плотности эмиссионной плазмы. Однако, как видно из зависимости (рис. 2.55), в центре пучка плотность тока оставалась заметно меньшей, чем на периферии пучка.



Рисунок 2.54 – Анодный электрод с системой принудительного натяжения анодной сетки [38].



Г, ШШ Рисунок 2.55 – Распределение плотности тока электронного пучка в модернизированной конструкции источника. Ускоряющее напряжение – 10 kV, ток разряда – 40 A, давление – 10 Pa, длительность импульса – 250 µs [38].

Для улучшения однородности плазмы была проведена серия экспериментов, в которых исследовалась зависимость распределения плотности тока от длины катодной вставки. Изменение ее длины *l* от нуля до максимального значения, соответствующего высоте катодной полости, вызывало изменение формы распределения плотности тока от колоколообразной до двугорбой с плотностью тока в центре, близкой к нулю. Экспериментально найденная оптимальная длина катодной вставки оказалась равной 65 mm. Соответствующее распределение плотности тока представлено на рис. 2.56.

Проведенные эксперименты дают основания для выделения двух основных причин неоднородности электронного пучка по его сечению. Первая связана с неоднородностью эмиссии электронов вследствие нарушения плоскопараллельности ускоряющего промежутка. Эта причина устраняется натяжением эмиссионной сетки. Вторая причина состоит в неоднородности самой эмиссионной плазмы. Неоднородность обусловлена особенностями разряда с полым катодом, содержащим цилиндрическую вставку. Оптимизация размеров этой вставки позволила улучшить однородность эмиссионной плазмы и обеспечить в сечении пучка диаметром 40 mm неоднородность, не превышающую 10 % при плотности тока 0,6 A/cm².



Рисунок 2.56 – Распределение плотности тока электронного пучка. Длина катодной вставки – оптимальная (*l* = 65 mm). Ускоряющее напряжение – 10 kV, ток разряда - 40 A, давление – 10 Ра, длительность импульса – 250 µs [38].

В заключении раздела следует обсудить вопрос влияния обратного потока ионов на формирование неоднородного распределения плотности тока по сечению электронного пучка. В отличие от непрерывного режима функционирования, где возникающая положительная обратная связь между обратным ионным потоком и распределением плотности тока пучка заметно усиливает в пучке неравномерность распределения i(r), в импульсном режиме работы источника такая связь выражена явно слабее. Если характерное время развития неустойчивости τ, определяющее установившееся распределение плотности тока электронного пучка, превышает длительность импульса тока, то положительная обратная связь между обратными ионами и электронным пучком не «успеет» привести к существенной неоднородности распределения плотности тока пучка. Очевидно, что развитие такой неустойчивости определяется временем движения наиболее медленных частиц – ионов. Величину т можно оценить как несколько времен пролета ионов. Принимая скорость движения ионов в области транспортировки пучка равной 10^5 cm/s (несколько электронвольт), характерный размер системы - 10 cm, получим, что характерное время движения иона составит 100 µs, что сравнимо по порядку величины с длительностью импульса электронного пучка.

2.3 Электрическая прочность ускоряющего промежутка форвакуумных плазменных источников электронов

Для форвакуумных плазменных электронных источников, функционирующих в диапазоне давлений 1–100 Ра, проблема сохранения электрической прочности ускоряющего промежутка представляется едва ли не основной. Указанная проблема изучалась в работах [13, 39–44]. Для плазменных источников электронов подвижность эмиссионной границы плазмы (в сущности, ее неустойчивость) является фактором, способствующим пробою ускоряющего промежутка. Как уже отмечалось [39], переход в форвакуумный диапазон давлений приводит к резкому возрастанию ионного потока, распространяющегося навстречу электронному пучку. Ускоренные до полного напряжения ионы, достигая эмиссионной границы плазмы, могут оказать влияние на ее устойчивость. Кроме этого, в результате ионной бомбардировки эмиссионного электрода с его поверхности эмитируются вторичные электроны. Между током вторичных электронов и током обратных ионов формируется положительная обратная связь, которая также не способствует повышению электрической прочности ускоряющего промежутка. И наконец, ионы, попадающие на эмиссионный электрод, способны заряжать микроскопические диэлектрические включения, пробой которых может способствовать образованию эмиссионных центров с последующим развитием катодных пятен и неизбежным пробоем ускоряющего промежутка.

2.3.1 Пробой межэлектродного промежутка

Начнем рассмотрение с уяснения возможности «традиционного» пробоя, обусловленного развитием дугового разряда между электродами ускоряющей системы. Известно, что даже в отсутствие напуска газа при минимально возможном давлении повышение напряжения между двумя электродами может привести к так называемому вакуумному пробою, связанному с образованием эмиссионных центров на отрицательном электроде. Критическим параметром является напряженность электрического поля вблизи микроострий либо диэлектрических включений, стимулирующая автоэлектронную эмиссию с катода. Напряжение пробоя существенно снижается при напуске газа в ускоряющий промежуток. Газовый пробой осуществляется в соответствии с законом Пашена. Однако применительно к плазменному электронному источнику пробой ускоряющего промежутка происходит при напряжениях, намного меньших, чем пробивное напряжение, определяемое по кривой Пашена. Такая ситуация, несомненно, связана с наличием дополнительного ионизатора - ускоренного электронного пучка, а также с подвижностью эмиссионной границы плазмы, которая при определенных условиях может перейти в неустойчивое состояние.

Для форвакуумных плазменных источников электронов к электронному пучку и нестационарности плазменной границы добавляется «паразитный» высоковольтный тлеющий разряд (ВТР). В области повышенных давлений ток ВТР становится сравнимым с током электронного пучка. Именно поэтому возникающий в ускоряющем промежутке обратный поток ионов, составляющий заметную величину тока ВТР, может оказать существенное влияние на электрическую прочность ускоряющего промежутка электронного источника.

Несмотря на очевидность физических причин, ограничивающих рабочее давление форвакуумных плазменных источников электро-

нов из-за пробоев ускоряющего промежутка, вопрос о величине предельного давления остается открытым. Результаты исследований, приведенные в настоящем разделе, дают основания для ответа на этот вопрос.

Эксперименты проводились с использованием плазменного электронного источника (рис. 2.57) на основе тлеющего разряда с полым катодом, специально созданного для генерации пучка в форвакуумной области давлений [45].



Рисунок 2.57 – Плазменный источник электронов: *I* – полый катод: 2 – анод; 3 – эмиссионное окно; 4 – ускоряющий электрод; 5 – электронный пучок; 6 – фокусирующая система; 7 – коллектор [45].

Конструктивное исполнение ускоряющего промежутка электронного источника затрудняло пробой по так называемым «длинным путям» и тем самым обеспечивало генерацию стационарного сфокусированного электронного пучка при повышенных давлениях. Эмиссионная плазма формировалась в разряде с полым катодом *1* диаметром 20 mm и длиной 55 mm. Плоский анод *2* содержал эмиссионное окно 3 диаметром 10 mm. Эмиссионное окно перекрыто тонкой (~ 1 mm) танталовой или молибденовой пластиной с отверстиями диаметром 0,7 mm. Ускоряющий промежуток образован эмиссионным электродом (внешней поверхностью анода 2) и заземленным ускоряющим электродом 4. Электронный пучок 5, сфокусированный магнитной системой 6, улавливался коллектором 7. За исключением перфорированной пластины все электроды электронного источника выполнены из нержавеющей стали. Источник электронов функционировал в непрерывном режиме при следующих основных параметрах: ток разряда – 0,05–0,3 A, ток пучка – до 0,2 A, ускоряющее напряжение – 5–20 kV, диаметр пучка на коллекторе 5– 10 mm.

В форвакуумном диапазоне практически невозможно создать перепад давлений между разрядным и ускоряющим промежутками, как это обычно делается в плазменных источниках электронов, функционирующих в традиционной для этих устройств области давлений 10^{-2} – 10^{-1} Ра [46]. Изобарический режим работы форвакуумных плазменных источников электронов также можно отнести к их основной специфике, напрямую влияющей на электрическую прочность ускоряющего промежутка. В экспериментах в качестве рабочих газов использовались воздух и гелий. Выбор воздуха во многом был обусловлен моделированием процессов практического применения форвакуумных плазменных источников электронов, тогда как использование гелия представлялось перспективным с точки зрения расширения рабочего диапазона давлений. Давление в электронном источнике регулировалось напуском газа непосредственно в вакуумную камеру и изменялось от единиц до сотни паскалей.

Эксперименты были направлены на достижение предельного рабочего давления форвакуумных плазменных источников электронов и проводились следующим образом. В рабочую камеру напускался газ до достижения определенного давления, после чего в плазменном источнике электронов между полым катодом l и анодом 2 зажигался разряд, обеспечивающий генерацию эмиссионной плазмы. Затем производился подъем напряжения U_a на ускоряющем промежутке и формирование электронного пучка. При достижении напряжением U_a некоторой критической величины наблюдался пробой ускоряющего промежутка. Пробой фиксировался по резкому падению напряжения и возрастанию тока I_e в цепи нагрузки высоковольтного выпрямителя, питающего ускоряющий промежуток. Момент пробоя также сопровождался исчезновением электронного пучка на коллекторе. В ряде экспериментов разрядное напряжение на электроды *l* и *2* не подавалось. В этом случае исследовалась электрическая прочность ускоряющего промежутка в так называемом «холодном» режиме (без электронного пучка).



Рисунок 2.58 – Вольт-амперные характеристики форвакуумного плазменного источника электронов для разных разрядных токов *I*_d: *I* – 0; *2* – 100; *3* – 200; *4* – 250; *5* – 300 mA и газов: *a* – воздух, *б* – гелий. Давление *p* = 10 Pa [44].

Типичные вольт-амперные характеристики электронного источника для воздуха и гелия приведены на рис. 2.58, *a* и 2.58, *б* соответственно.

Следует обратить внимание на тот факт, что даже в отсутствие тока разряда, а следовательно, и тока эмиссии из плазмы при подаче высокого напряжения в ускоряющем промежутке генерируется электронный пучок с заметным значением тока.



Рисунок 2.59 – Вольт-амперные характеристики для разных давлений: *I* – 6; *2* – 10; *3* – 20; *4* – 30 Ра. *I*_d = 200 mA, газ – гелий [44].

Зажигание разряда с полым катодом в электродной системе форвакуумного плазменного источника электронов естественным образом увеличивает ток пучка в промежутке, но снижает предельное ускоряющее напряжение, при котором еще наблюдается устойчивая работа электронного источника. Чем больше ток разряда, тем при меньшем ускоряющем напряжении наблюдаются пробои промежутка (см. рис. 2.58, *a*). Ожидаемым является также более высокая электрическая прочность и более устойчивая работа форвакуумного плазменного источника при замене воздуха на гелий (см. рис. 2.58, δ). Увеличение давления газа также ограничивает предельное значение напряжения на ускоряющем промежутке, а следовательно, и максимальную энергию электронного пучка (рис. 2.59). И в этом случае использование гелия в качестве рабочего газа предпочтительнее. Как видно из результатов, представленных на рис. 2.59, напуск гелия обеспечивает возможность устойчивой генерации электронного пучка в области более высоких давлений вплоть до 30 Ра.

Появление электронного пучка в ускоряющем промежутке в отсутствие эмитированных из плазмы электронов, очевидно, связано с зажиганием в промежутке высоковольтного тлеющего разряда (ВТР). В этом случае истинный ток эмиссии складывается с электронным током ВТР, образуя, таким образом, общий ток электронного пучка. Поскольку электроны ВТР выбиваются с внешней поверхности анода и далее ускоряются полным приложенным напряжением, они не отличаются от электронов, эмитированных из плазмы. Повышение давления приводит к значительному росту тока ВТР в промежутке (см. рис. 2.59) и соответственно к возрастанию электронного компонента ВТР в токе ускоренного электронного пучка. При определенных условиях доля электронов ВТР в пучке начинает превышать ток электронов, эмитированных плазмой. Несмотря на то, что и в этом случае в ускоряющем промежутке сохраняется высокое напряжение и формируется ускоренный электронный пучок, такой режим функционирования форвакуумного плазменного источника электронов следует считать нерабочим. Данное заключение основано на том, что доминирование ВТР компонента в электронном пучке затрудняет независимое от энергии регулирование тока пучка, который в данном случае в большей степени определяется условиями в ускоряющем промежутке, а не параметрами эмиссионной плазмы.

Таким образом, принципиальное ограничение рабочего диапазона давлений форвакуумного плазменного источника электронов состоит в доминировании доли ВТР в общем токе ускоренного электронного пучка. Такое условие может быть достигнуто в области давлений, в которой еще сохраняется электрическая прочность ускоряющего промежутка и формируется электронный пучок. Плавность перехода к ВТР при повышении рабочего давления размывает границу между режимами генерации электронного пучка за счет эмиссии электронов из плазмы или в результате ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода в условиях развитого ВТР. По-видимому, будет правильным разделение режимов генерации электронного пучка по преобладанию плазменного или ионно-эмиссионного компонентов в пучке.

Анализ поведения электронного источника в момент, предшест-

вующий пробою ускоряющего промежутка, не выявил принципиальных различий между случаями наличия и отсутствия разрядного тока, обусловливающего плазменный эмиссионный компонент в токе пучка. Всякий раз в момент времени, предшествующий пробою, наблюдался скачок тока в цепи источника питания ускоряющего промежутка без какого-либо влияния на разрядный промежуток. Это дало основания полагать, что пробой ускоряющего промежутка форвакуумного плазменного источника электронов связан с пучковой плазмой, образованной в области транспортировки электронного пучка, непосредственно прилегающей к ускоряющему электроду. В отличие от условий, рассмотренных в [47], когда пробой возникал в результате выхода плазмы через эмиссионное отверстие в ускоряющий промежуток, в данном случае имеет место пробой между пучковой плазмой и находящимся под отрицательным потенциалом эмиссионным электродом ускоряющего промежутка. Это, в свою очередь, означает, что в инициировании пробоя первостепенное значение имеют эффекты на поверхности этого электрода. Естественно полагать, что по мере возрастания давления газа и эмиссионного тока происходит увеличение напряженности Е поля вблизи поверхности электрода за счет повышения концентрации пучковой плазмы и приближения ее границы к эмиссионному электроду. Следствием этого становится появление центров эмиссии с последующим развитием катодных пятен и формированием дугового разряда.

Количественные оценки могут быть проведены с использованием следующих допущений. Для определения концентрации *n* пучковой плазмы воспользуемся уравнением баланса ионов

$$\sqrt{\frac{2kT_e}{M}} \cdot n = \sigma \cdot n_0 \cdot \frac{j_e \cdot D}{q} , \qquad (2.2)$$

где T_e – электронная температура плазмы; M – масса иона; σ – сечение ионизации газа электронами пучка; j_e – плотность тока пучка, n_0 – концентрация нейтральных молекул газа; D – характерный продольный размер плазмы, равный ее диаметру, при котором еще возможно одномерное приближение.

В форвакуумном диапазоне давлений *j*_e состоит из двух компонентов:

$$j_e = \alpha U_a + j_{pl}, \qquad (2.3)$$

где первое слагаемое соответствует ВТР, а второе обусловлено эмиссией электронов из плазмы разряда. Коэффициент α , учитывающий зависимость тока j_e от ускоряющего напряжения U_a , был определен экспериментально. В предположении одного знака зарядов в слое между пучковой плазмой и эмиссионным электродом его толщина d может быть оценена по известному соотношению [47]

$$d = \frac{\varepsilon_0^{\frac{1}{2}} U_a^{\frac{3}{4}}}{n^{\frac{1}{2}} (qkT_e)^{\frac{1}{4}}},$$
(2.4)

где *U* – падение потенциала на слое, равное в данном случае ускоряющему напряжению.

Делая замену $d = \frac{U_a}{E}$, выражая *n* из (2.2) и подставляя его в

(2.4), получаем после преобразований





Рисунок 2.60 – Напряжение U_b пробоя как функция тока I_e эмиссии из плазмы для разных давлений воздуха: *1*, 2 – 10 Ра; *3*, 4 – 20 Ра. *1*, 3 – эксперимент, 2, 4 – расчет.

Уравнение (2.5) может быть использовано для анализа зависимости напряжения U_b пробоя от давления и тока эмиссии из плазмы при условии задания значения критической напряженности поля E_{cr} , соответствующего образованию центров эмиссии на эмиссионном электроде. Понятно, что величина E_{cr} может быть задана лишь ориентировочно, тем не менее при $E = E_{cr} = 2 \times 10^4$ V/cm получается зависимость, неплохо согласующаяся с результатами эксперимента (рис. 2.60). Это дает дополнительные аргументы в пользу предлагаемого механизма пробоя.

Резонно предположить, что дальнейшее повышение рабочего давления форвакуумного плазменного электронного источника возможно при создании условий, снижающих напряженность поля на эмиссионном электроде. Это будет означать возможность повышения критического значения E_{cr} средней напряженности поля, а следовательно, и предельного ускоряющего напряжения U_b . Такое снижение тока ВТР было достигнуто модернизацией конфигурации электродов ускоряющего промежутка [48]. Схематическое изображение электродов модернизированной ускоряющей системы форвакуумного плазменного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом (более детально источник описан в [45]) представлено на рис. 2.61.



Рисунок 2.61 – Схема ускоряющего промежутка: *1* – перфорированный эмиссионный электрод; *2* – анод; *3* – ускоряющий электрод; *4* – изолятор [48, 49].

Эмиссионный электрод был выполнен из танталовой пластины толщиной 1 mm, перфорированной элементарными эмиссионными отверстиями диаметром 0,6 mm. В качестве рабочих газов использо-

вались воздух и гелий. Измерение давления производилось емкостным вакуумметром Pfeiffer active capacitive transmitter CMR 362. Принцип действия этого устройства позволяет утверждать независимость показаний от рода газа, что повышает достоверность измерения давления. Регистрируемыми величинами были напряжение U_a на ускоряющем промежутке, ток I_d разряда, ток I_b пучка на коллекторе. Коллектор представлял собой цилиндр Фарадея и располагался на расстоянии 70 mm от фокусирующей системы. Для снижения тока ВТР было выполнено сокращение протяженности межэлектродного расстояния с 04новременным уменьшением диаметра эмиссионного отверстия с 15 до 6 mm и с 20 до 8 mm соответственно.

Зависимость предельного тока разряда I_{dm} , превышение которого вызывает пробой ускоряющего промежутка, от ускоряющего напряжения U_a представлена на рис. 2.62.



Рисунок 2.62 – Предельный разрядный ток как функция ускоряющего напряжения: *I* – 100 Pa; *2* – 27 Pa. Воздух [48].



Рисунок 2.63 – Зависимость тока коллектора от ускоряющего напряжения для гелия (*a*), воздуха (*б*). 1,2 – 60 Ра; 3,4 – 100 Ра; 5,6 – 160 Ра. 1, 3, 5 – $I_d = 0$ mA; 2, 4, 6 – $I_d = 600$ mA. 1, 3, 5 – $I_d = 0$ mA; 2, 4 – $I_d = 200$ mA; 6 – $I_d = I_{dm}$, т.е. максимально допустимому при данном U_a [48].

б

Можно заметить, что характер зависимости $I_{dm}(U_a)$ определяется давлением газа. В области давлений 20-50 Ра І_{dm} растет с повышением U_a, а при больших давлениях – падает. Такое разное поведение зависимости I_{dm}(U_a), очевидно, обусловлено принципиально различными механизмами пробоя в разных диапазонах давлений. В области малых давлений реализуется так называемый «плазменный пробой», связанный с проникновением плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток [50]. При больших давлениях превалирует влияние на пробой обратного ионного потока, приводящего к образованию катодных пятен на эмиссионном электроде. Сдвиг давлений, в котором этот механизм наблюдается, в большую сторону по сравнению с результатами, изложенными в [50], связан, скорее всего, с модернизацией геометрии электродной системы, обеспечившей резкое снижение тока ВТР. Вольт-амперные характеристики форвакуумного плазменного источника электронов при работе на гелии и на воздухе приведены на рис. 2.63, а и б соответственно.

Необходимо отметить, что модернизация ускоряющей системы, обеспечившая, в конечном счете, столь существенное продвижение в область более высоких давлений, обусловила и некоторое снижение эффективности работы электронного источника. В данном случае для генерации определенного тока пучка требуется заметно больший ток разряда.

2.3.2 Пробой, обусловленный неустойчивостью плазменной границы

Как отмечалось выше, потеря электрической прочности ускоряющим промежутком плазменного электронного источника может произойти вследствие перемещения границы эмиссионной плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток. В силу неограниченной способности плазмы к эмиссии электронов их извлечение с открытой плазменной границы в стационарных и квазистационарных условиях невозможно. Устойчивую эмиссию можно обеспечить лишь в условиях стабилизации плазменной границы мелкоструктурной сеткой либо перфорированной пластиной. Указанная стабилизация обеспечивается известным условием [26]

$$l \approx \frac{h}{2}$$
, (2.6)

где *l* – толщина слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от эмиссионного электрода; *h* – размер ячейки сетки или диаметр отверстия в перфорированной пластине. Величина *l* определяется концентрацией и потенциалом плазмы по отношению к эмиссионному электроду, в роли которого в форвакуумных источниках выступает анод. Как показано в работе [51], этот потенциал зависит от условий ухода плазменных электронов на анод и от размеров анода. В плазменном электронном источнике следует учитывать и влияние ускоряющего электрода, поле которого может проникать в разрядную область в силу конечной прозрачности эмиссионного электрода. Пробой, возникающий как результат проникновения эмиссионной плазмы в ускоряющий промежуток, был условно назван «плазменным». Этот тип пробоя удавалось наблюдать при увеличении разрядного тока и поддержании заданного напряжения на ускоряющем промежутке. На рис. 2.64 представлены зависимости предельного разрядного тока I_{dm} от ускоряющего напряжения U_a. Как следует из представленных результатов, при больших ускоряющих напряжениях возрастает и разрядный ток I_{dm}, при котором происходит пробой. Обратим внимание на то, что оперировать понятием «предельный разрядный ток» можно только при неизменности условий, определяющих эмиссию электронов из плазмы.



Рисунок 2.64 – Предельный разрядный ток I_{dm} как функция ускоряющего напряжения U_c : 1, 2 – p = 14 Ра; 3, 4 – p = 15 Ра; 1, 3 – эксперимент; 2, 4 – расчет.

Расширение эмиссионной поверхности плазмы в результате увеличения количества элементарных отверстий в аноде также сдвигало ток I_{dm} в сторону больших значений (рис. 2.65). Увеличение диаметра эмиссионных отверстий понижало предельное давление газа, при котором происходил пробой при заданном ускоряющем напряжении (рис. 2.66). Аналогичная картина наблюдалась и при использовании эмиссионной сетки вместо перфорированного электрода.



Рисунок 2.65 – Зависимость предельного разрядного тока I_{dm} от ускоряющего напряжения U_e для различных количеств эмиссионных отверстий N (p = 8 Pa).

Представленная на рис. 2.67 зависимость предельного давления от размера ячейки h сходна по виду с кривыми, представленными на рис. 2.66. Проведенные эксперименты свидетельствуют в пользу того, что фактором, определяющим наступление пробоя в этом случае, является в первую очередь плотность эмиссионной плазмы.



Рисунок 2.66 – Зависимость предельного давления p_m от диаметра отверстий при различных толщинах диафрагмы ($U_a = 10$ kV, $I_d = 1$ A).



Рисунок 2.67 – Зависимость предельного давления *p_m* от размера ячейки *h* эмиссионной сетки для различных значений ускоряющего напряжения: *l* – 4; *2* – 7; *3* – 12 kV соответственно. Ток разряда – 500 mA, газ – остаточная атмосфера.

2.3.3 Механизм «плазменного» пробоя

Полученные результаты по так называемому «плазменному» пробою могут быть объяснены на основе модели, изложенной в [12]. Суть модели составляет предположение о том, что пробой ускоряющего промежутка наступает при проникновении в него плазмы из разрядной области. Прямые наблюдения подтверждают это предположение (рис. 2.68). Условий для такого проникновения два. Первое – уменьшение толщины прианодного слоя пространственного заряда, отделяющего разрядную плазму от анода, до величины, значительно меньшей размера эмиссионных отверстий. Второе условие состоит в том, что оцененное из закона «степени 3/2» расстояние плазма – ускоряющий электрод должно быть меньше протяженности ускоряющего промежутка.



Рисунок 2.68 – Проникновение плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток.

При выполнении этих условий возможно переключение разрядного тока с анода на ускоряющий электрод [52], сопровождающееся резким падением напряжения на ускоряющем промежутке, что и рассматривается нами как пробой. Основной причиной уменьшения толщины прианодного слоя является возрастание концентрации плазмы, как за счет увеличения разрядного тока, так и в результате поступления газовых ионов из ускоряющего промежутка с последующей их перезарядкой.

Учитывая в качестве основного механизма релаксации в плазме ионов из ускоряющего промежутка их перезарядку на газовых молекулах, а в качестве механизма ухода образовавшихся ионов – диффузию [53], а также принимая во внимание условие квазинейтральности плазмы и ограничиваясь одномерным случаем, получаем соотношение между концентрацией n(0) плазмы в области эмиссионного отверстия и плотностью j_i тока ионов из ускоряющего промежутка

$$n(o) = n_0 + \frac{3 j_i Q_i}{e Q_n} \sqrt{\frac{\pi M_i}{8 k T_i}},$$
(2.7)

где n_0 – концентрация плазмы в отсутствие ионного потока; Q_i – полное сечение взаимодействия медленного иона в плазме; Q_n – сечение перезарядки быстрого иона; M_i , T_i – масса иона и температура ионного компонента плазмы.

С учетом известных соотношений для плотности хаотического тока электронов из плазмы и выхода ионизации быстрыми электронами имеем

$$j_e = \frac{en(0)v}{4} = \frac{en(0)}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}},$$
 (2.8)

$$Z = n_n Q_e d , \qquad (2.9)$$

где j_e – плотность электронного тока с границы плазмы; v – средняя тепловая скорость плазменных электронов; T_e , m – температура электронной компоненты и масса электрона; Z – число ионов, образованных одним электроном в ускоряющем промежутке; n_n – концентрация нейтральных молекул в ускоряющем промежутке; Q_e – сечение ионизации газовых молекул быстрыми электронами; d – протяженность ускоряющего промежутка.

Тогда для плотности ионного тока можем записать

$$j_i = n_n Q_e d \frac{en(0)}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}.$$
 (2.10)

Подставляя (2.10) в (2.7) и разрешая полученное выражение относительно *n*(0), получаем

$$n(0) = n_0 \left(1 - n_n Q_e d \frac{3}{4} \frac{Q_i}{Q_n} \sqrt{\frac{MT_e}{mT_i}} \right)^{-1}.$$
 (2.11)

Определим толщину слоя, отделяющего плазму от сетки в пределах одной ячейки, исходя из представления о том, что в рабочем режиме электронного источника ток анода равен нулю. В этих условиях толщина l_l слоя равна

$$l_l = 2\sqrt{\varepsilon_0 U_l^{\frac{3}{2}} \left(n(0)\sqrt{ekT_e}\right)^{-1}}, \qquad (2.12)$$

где U_l – падение потенциала на слое, определяемое соотношением средних тепловых скоростей ионов и электронов плазмы.

Подставляя (2.11) в (2.12), получаем выражение, удобное для качественного анализа:

$$l_{l} = 2\sqrt{\varepsilon_{0}U_{l}^{3/2} \left(n_{0}\sqrt{ekT_{e}}\right)^{-1} \left(1 - \frac{3}{4}n_{n}Q_{e}d \frac{Q_{i}}{Q_{n}}\sqrt{\frac{MT_{e}}{mT_{i}}}\right)}.$$
 (2.13)

Если взять за критерий устойчивости плазменной границы примерное равенство $l_l \approx \beta h$ ($\beta < 1$) и учесть известное соотношение $p = n_n kT$, а также слабую зависимость U_l от давления, то становится ясной связь между p_m , h и d, т.е. увеличение давления p газа или расстояния d вызывает согласно (2.13) уменьшение толщины l_l слоя, и, следовательно, устойчивость плазменной границы может быть обеспечена при меньших размерах h ячейки сетки.

Для установления роли напряжения U_a на ускоряющем промежутке учтем влияние потенциала ускоряющего электрода на потенциал плазмы. Механизм этого влияния может быть двояким. С одной стороны, проникновение поля ускоряющего электрода в разрядный промежуток может изменять потенциал плазмы непосредственно. С другой стороны, рост потенциала ускоряющего электрода увеличивает площадь открытой плазменной границы и, следовательно, эмиссионный ток. В соответствии с [52] это приводит к возрастанию потенциала плазмы. С точки зрения качественного анализа оба механизма могут быть учтены введением в рассмотрение эффективной прозрачности D_e эмиссионного электрода. При этом потенциал плазмы полагается положительным по отношению к аноду, что подтверждается прямыми измерениями, проведенными с помощью эмиссионного зонда. Выражение для потенциала плазмы ϕ_p , полученное с учетом баланса токов, а также возможности проникновения поля ускоряющего электрода в эмиссионные отверстия, имеет вид [13]

$$\phi_p = \frac{kT_e}{e} \ln \left[\frac{S_a j_{ex} \left(1 + \xi \left(\exp(\frac{eD_e \phi_e}{kT_e}) \right) \right)}{I_d} \right], \quad (2.14)$$

где j_{ex} – плотность хаотического электронного тока в плазме; φ_e – потенциал ускоряющего электрода; D_e – прозрачность анодного электрода; S_a – площадь анода; ξ – отношение площадей эмиссии и анода.

Используя выражение (2.13) для толщины l_l прианодного слоя пространственного заряда и принимая в качестве условия проникновения плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток соотношение $l = \beta h$, получаем формулу, связывающую предельный разрядный ток с параметрами разрядно-эмиссионной системы, а также сортом и давлением газа:

$$I_{dm} = \frac{4}{\left(\beta h\right)^2} \left[\frac{\varepsilon_0 \phi_p^{3/2}}{\sqrt{ekT_e}} \left(1 - \frac{3}{4} n_n Q_e d \frac{Q_i}{Q_n} \sqrt{\frac{MT_e}{mT_i}} \right) \right] \left(0.4 \cdot e \cdot S_c \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} \right),$$
(2.15)

где n₀, n_n – соответственно концентрация плазмы в отсутствие обратного ионного потока и концентрация нейтралей в ускоряющем промежутке; Qe, Qi, Qn – сечение ионизации газовых молекул быстрыми электронами, полное сечение взаимодействия медленного иона в плазме, сечение перезарядки быстрого иона; M, T_i – масса иона и температура ионного компонента плазмы, d – протяженность ускоряющего промежутка, β<1 и определяется экспериментально, потенциал анода принят за нуль. Расчеты, проведенные согласно (2.14) и (2.15), представленные на рис. 2.64, удовлетворительно совпадают с экспериментальными результатами, что может рассматриваться как подтверждение правильности предложенной модели пробоя второго типа. Рост I_{dm} с увеличением числа отверстий в анодной диафрагме (рис. 2.65) также находит свое объяснение в рамках предложенной модели, поскольку согласно (2.14) увеличение прозрачности D_e ведет к росту ϕ_p , что в соответствии с (2.15) повышает I_{dm} .

2.3.4 Предельные параметры и пробой в импульсном режиме генерации электронного пучка

Ток электронного пучка в импульсе ограничен пробоем ускоряющего промежутка. Поскольку ток пучка регулируется разрядным током, то ограничение тока пучка обусловлено невозможностью дальнейшего увеличения разрядного тока. Заметим, что используемый в дальнейшем термин «максимальный ток пучка» весьма условен и может быть использован главным образом в качестве сравнительного параметра для различных условий эксперимента при постоянной площади эмиссионной поверхности плазмы. Очевидно, что масштабирование поперечных размеров эмиссионной поверхности приведет к соответствующему увеличению «максимального тока». Правильнее было бы рассматривать удельные параметры электронного пучка, например его плотность тока. Однако при масштабировании размеров пучка и этот параметр не остается неизменным.

Максимальный ток пучка *I*_{bm}, т.е. ток, при превышении которого происходит пробой, заметно возрастает с увеличением ускоряющего напряжения (рис. 2.69).

138



Рисунок 2.69 – Максимальный ток пучка I_{bm} (1, 2) и критический ток ионов I_{ic} (3, 4) как функции ускоряющего напряжения U_a при различных давлениях: 1, 3 – 8,2 Ра; 2, 4 – 13,6 Ра. Длительность импульса 35 µs [34].

На этом же рисунке представлена зависимость от ускоряющего напряжения критического обратного тока ионов I_{ic} , при достижении которого наблюдается пробой промежутка. Видно, что тенденции изменения I_{bm} и I_{ic} с ростом ускоряющего напряжения практически совпадают. Повышение давления газа слабо сказывается на величине максимального тока при ускоряющих напряжениях до 10 kV и снижает этот ток при больших напряжениях. Снижение I_{bm} наблюдаялось и при увеличении размера ячейки эмиссионной сетки. Представленные результаты свидетельствуют о возможности эффективного извлечения электронов из плазмы импульсного разряда в форвакуумном диапазоне давлений. Достигнутые в микросекундном диапазоне длительностей максимальные значения плотности эмиссионного тока (до 100 A/cm²) при ускоряющих напряжениях до 20 kV на порядок превышают аналогичные величины для непрерывных пучков.

Ранее для непрерывного режима работы форвакуумного плазменного электронного источника были описаны два типа пробоя: «плазменный», вызванный проникновением эмиссионной плазмы из разрядной области в ускоряющий промежуток, и «межэлектродный», обусловленный образованием и развитием катодного пятна на эмиссионном электроде. Анализ результатов проведенных экспериментов в импульсном режиме работы электронного источника, а именно, возрастания Ibm и Iic с увеличением ускоряющего напряжения (см. рис. 2.69), позволяет прийти к выводу о том, что в импульсном режиме в использованном диапазоне параметров эксперимента пробой по «плазменному» механизму является доминирующим. Характер зависимостей, приведенных на рис. 2.69, обусловлен тем, что увеличение ускоряющего напряжения препятствует проникновению эмиссионной плазмы в ускоряющий промежуток за счет увеличения протяженности слоя пространственного заряда, отделяющего эмиссионный электрод от плазмы [13]. По этой причине для наступления пробоя требуется более высокая плотность плазмы. Она же обеспечивает большие значения тока электронного пучка. Существенным отличием реализации пробоя в импульсном режиме оказывается возможность возрастания плотности эмиссионной плазмы в течение одного импульса. Наиболее вероятный механизм такого возрастания тока в плазменных катодах – ионная перезарядка [2]. Результаты измерений позволяют прийти к заключению о том, что возрастание плотности плазмы и ее выход в ускоряющий промежуток происходят раньше, чем возникнут условия для известного механизма пробоя диэлектрических включений [54], также заряжаемых обратным ионным потоком.

Концентрацию n в зависимости от координаты и времени найдем с использованием одномерной модели. Через плазменную границу из ускоряющего промежутка проникают ионы, которые в плазме испытывают резонансную перезарядку на нейтральных молекулах газа. После этого вновь образовавшиеся медленные ионы диффундируют в направлении оси x, перпендикулярной границе плазмы. Координата x отсчитывается от плоскости эмиссионного отверстия в сторону полого катода. Результирующая концентрация плазмы находится как сумма исходной концентрации n_0 и добавки n(x) за счет перезарядившихся ионов. Скорость генерации ионов за счет перезарядки убывает с ростом x по экспоненциальному закону. Это вытекает из экспоненциального спада плотности тока быстрых ионов при постоянстве сечений процессов, выводящих ионы из потока. С учетом этого предположения может быть записано уравнение непрерывности для плотности потока медленных ионов. Это уравнение после преобразований превращается в стандартное уравнение диффузии с рождением частиц [55]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{j_i}{e} \cdot Q_p \cdot n_n \cdot \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right), \qquad (2.16)$$

где D – коэффициент диффузии ионов; j_i – плотность тока быстрых ионов из ускоряющего промежутка; Q_p – сечение перезарядки быстрых ионов; n_n – концентрация нейтралей; λ – длина свободного пробега быстрых ионов.



Рисунок 2.70 – Относительное приращение концентрации плазмы $\Delta n/n_0$ как функция координаты *x* для разных моментов времени от начала импульса: 1 - 10 µs; 2 - 20 µs, 3 - 36 µs; 4 - 100 µs [34].

Уравнение (2.16) было решено численно для набора значений j_i и давлений p. Зависимости n(x) в разные моменты времени, а также зависимости n(t) для x=0 показаны на рис. 2.70 и 2.71 соответственно.



Рисунок 2.71 – Относительное приращение концентрации плазмы $\Delta n/n_0$ при *x* =0 как функция времени для: (*a*) разных плотностей ионных токов (*l* – 20 mA/cm²; *2* – 40 mA/cm²; *3* – 80 mA/cm²) и (*б*) давлений газа (*l* – 5 Pa; *2* – 10 Pa; *3* – 15 Pa) [34].

В вычислениях были использованы значения D и Q_p для азота, поскольку в качестве рабочего газа использовался воздух. Расчетные зависимости n(t) (рис. 2.71) показывают, что за времена, сравнимые с длительностью импульса, концентрация плазмы может возрасти в

несколько раз, обеспечив тем самым выполнение условий (2.6) и (2.12), а следовательно, и развитие пробоя.



Рисунок 2.72 – Время запаздывания пробоя τ_b как функция ускоряющего напряжения U_a для (*a*) различных токов пучка: I - 3 A; 2 - 4,8 A; 3 - 7 A, p = 8,9 Pa и (δ) давлений: I - 7,4 Pa; 2 - 8,9 Pa; 3 - 10,7 Pa. $I_b = 4,8$ A [35].

Для импульсных источников электронов интерес представляет не столько сама возможность наступления пробоя, сколько время, через которое наступит пробой ускоряющего промежутка. Поэтому были проведены измерения времени т_b задержки момента наступления пробоя ускоряющего промежутка относительно переднего фронта импульса эмиссионного тока. Цель указанных исследований состояла в установлении предельных значений длительности импульса тока пучка и его энергии в импульсе. Результаты, представленные на рис. 2.72, свидетельствуют о возрастании задержки момента наступления пробоя т_b с увеличением ускоряющего напряжения, в то время как при увеличении давления газа и эмиссионного тока т_b снижается. Эти результаты, прежде всего, указывают пути повышения энергии электронного пучка в одном импульсе. Выполненные измерения обратного ионного тока в зависимости от давления газа, ускоряющего напряжения и тока электронного пучка (см. рис. 2.50) дают основания для установления корреляции между временем τ_b и обратным ионным током.

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

– Разрядная область разбивалась на элементарные слои одинаковой протяженности. Полагалось, что ионы движутся с тепловыми скоростями. Количество слоев определялось из условия, чтобы за время дискретизации ион преодолел расстояние в один элементарный слой.

Плотность ионного тока *j_i* задавалась с учетом измеренных значений.

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

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

 Скорость *dn/dt* генерации медленных ионов оценивалась в соответствии с выражением

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j_i}{e} \cdot Q_p \cdot n_n \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right), \qquad (2.17)$$

где e – заряд электрона; Q_p – сечение перезарядки; n_n – концентрация нейтральных молекул; λ – средняя длина свободного пробега обратных ионов; x – координата, отсчитываемая от границы разрядной области.

– Момент пробоя определялся по количеству временных шагов, за которые концентрация эмиссионной плазмы вблизи границы (x=0) достигала критического значения $n_{\rm kp}$, соответствующего условию $L_c=h/2$, где L_c – толщина слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от сетки в эмиссионном отверстии; h – параметр сетки. В свою очередь, для оценки толщины слоя использовалось выражение (2.12).

Концентрация *n*_{кр} определялась выражением

$$n_{\kappa p} = 16 \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0^2 \cdot U_c^3}{L_c^4 \cdot e \cdot k \cdot T_e}}.$$
(2.18)

Результаты расчета представлены на рис. 2.72, *а*. Как видно из рисунка, начальный участок достаточно хорошо описывается в рамках представленной модели. В то же время при достижении некоторого порогового ускоряющего напряжения, зависящего от j_i , расчетные и экспериментальные значения существенно расходятся. Это может означать появление нового механизма, не учтенного в рамках представленной модели. Одно из возможных объяснений может быть построено на учете слоя пространственного заряда, отделяющего эмиссионную плазму от ускоряющего электрода.

Таким образом, поток ионов из вторичной плазмы становится для форвакуумного электронного источника фактором, определяющим предельную энергию в импульсе. Принятие мер, способствующих снижению этого потока, позволит повысить плотность энергии пучка в импульсе до значений, достаточных для модификации поверхностей проводящих и непроводящих материалов.

2.4 Параметры пучковой плазмы, генерируемой в форвакуумной области давлений

Как отмечалось в разд. 2.1, электронные источники на основе тлеющего разряда с полым катодом могут быть реализованы в двух основных модификациях: источник аксиально-симметричного пучка
и источник ленточного пучка. Распространение электронного пучка в газе сопровождается ионизацией газа и образованием плазмы. Рассмотрение параметров пучковой плазмы проведем последовательно для каждой конфигурации пучка.

2.4.1 Генерация плазмы сфокусированным электронным пучком

Аксиально-симметричный электронный пучок может быть сфокусирован (рис. 2.73). Это обстоятельство вызывает особенности как в характере взаимодействия пучка с газом, так и в параметрах образуемой плазмы. Ниже представлены результаты, полученные с использованием аксиально-симметричного пучка. Электронный источник содержал магнитную фокусирующую систему. Это позволило изменять диаметр пучка в кроссовере от 0,5 до 3 mm.



Рисунок 2.73 – Фотография электронного пучка.

Как указывалось выше, в условиях эксперимента при повышенных давлениях электронный пучок способен генерировать плазму в пространстве распространения. Это обстоятельство требует более детального рассмотрения с двух точек зрения. Во-первых, взаимодействие пучка с плазмой способно влиять на параметры пучка [56]. Во-вторых, создаваемая пучком плазма может представлять собой объект использования, а значит, требует изучения. Для этого были проведены измерения параметров пучковой плазмы с использованием зондовых и оптических методов (рис. 2.74). Двойной электрический зонд 9 состоял из одинаковых вольфрамовых проволочек диаметром 0,2 mm и длиной 1 mm, расстояние между которыми составляло 14 mm [57]. Оба зонда были защищены экраном 5 от прямого попадания электронов пучка.



Рисунок 2.74 – Схема измерений параметров пучковой плазмы и пучково-плазменного разряда: *1* – электронный источник; *2* – вакуумная камера; *3* – электронный пучок; *4* – область пучково-плазменного разряда; *5* – защитный экран; *6* – коллиматор; *7* – световод, *8* – коллектор; *9* – двойной электрический зонд; *10* – спектрометр.

Для оптических исследований плазмы применялся спектрометр 10 компании Ocean Optics inc." USB 2000. Оптический сигнал на него подавался с помощью световода 7 специальной конструкции, позволяющей осуществлять вывод сигнала через вакуумное уплотнение непосредственно из рабочей камеры. Это дало возможность располагать входной оптический коллиматор 6 диаметром 2 mm в предполагаемом месте образования исследуемой плазмы и исключало засветку от обрабатываемой мишени.

Фотография свечения плазмы при распространении пучка представлена на рис. 2.75. В пучковой плазме наблюдаются три участка. Первый – участок фокусировки электронного пучка с характерным фиолетовым свечением. Второй – участок красно-белого свечения в районе кроссовера. Третий участок – область бледно-синего свечения за кроссовером. Второй участок наблюдается не всегда, а начиная с определенной плотности тока, зависящей, в свою очередь, от давления газа (рис. 2.76). Появление яркого свечения в области кроссовера сопровождается скачкообразным возрастанием концентрации и температуры плазмы (рис. 2.77 и 2.78).



Рисунок 2.75 – Свечение области транспортировки электронного пучка в форвакуумном диапазоне давлений.



Рисунок 2.76 – Плотность тока электронного пучка, необходимая для возникновения ППР, как функция ускоряющего напряжения для различных давлений газа: 1 – 2,5 Ра;



Рисунок 2.77 – Концентрация пучковой плазмы как функция тока пучка, давление 2,5 Ра, ускоряющее напряжение 5 kV: 1 – расчет; 2 – эксперимент.



Рисунок 2.78 – Зависимость температуры плазменных электронов от тока пучка, давление 2,5 Ра, ускоряющее напряжение 5 kV.

Одновременно с этим свечение плазмы в видимой области обогащается линиями с низким энергетическим порогом возбуждения (рис. 2.79), а энергетический спектр пучка расширяется (рис. 2.80). Диаметр пучка в фокальной плоскости также возрастает с увеличением тока пучка (рис. 2.81).

Попытка истолкования отмеченных фактов на основе представления о парных взаимодействиях электронов пучка с молекулами газа не приводит к успеху, поскольку уравнение баланса ионов в простейшем одномерном приближении может быть записано в виде

$$\frac{j_e}{e\lambda}\pi r_b^2 = 2\pi r N_i v , \qquad (2.19)$$

где j – плотность тока пучка; r – радиус пучка; λ – ионизационная длина свободного пробега электронов; n – концентрация ионов; v – тепловая скорость ионов.



Рисунок 2.79 – Спектр свечения в аргоне, давление 2,5 Ра, ускоряющее напряжение 5 kV a – фиолетовый: ток пучка 20 mA, δ – белое свечение: ток пучка 60 mA.



Рисунок 2.80 – Функции распределения электронов по энергии при давлении газа 3 Ра, ускоряющем напряжении 4,5 kV для различных токов пучка: *I* – 30 mA; *2* – 34 mA; *3* – 40 mA.



Рисунок 2.81 – Зависимость диаметра d_b пучка от его тока I_b . Давление газа 3 Ра. Ускоряющее напряжение 18 kV.

Полученная из уравнения (2.19) зависимость *n* от *j* является линейной (см. рис. 2.77). Резкое отличие экспериментальной зависимости от расчетной наряду с зависимостями, приведенными на рис. 2.78–2.81, указывает, по нашему мнению, на изменение характера взаимодействия электронного пучка с плазмой при достижении порогового значения тока пучка. Приведенные результаты позволили прийти к выводу о коллективном характере взаимодействия пучка с плазмой и возникновении плазменно-пучкового разряда (ППР) [59]. Наличие пороговой плотности тока следует из критерия, приведенного в [59]:

$$\omega \left(\frac{n_e}{N_i}\right)^{\frac{1}{3}} = 5 v_{en}, \qquad (2.20)$$

где ω – плазменная частота электронов плазмы; n_e и N_i – концентрация электронов в пучке и концентрация плазмы соответственно: v_{en} – частота столкновения плазменных электронов с нейтралами.

Для того чтобы воспользоваться этим критерием, рассмотрим токи ниже пороговых. Очевидно, что в этом случае ионизация газа электронным пучком происходит в результате парных столкновений, и в качестве уравнения баланса ионов может быть вновь использовано выражение (2.19):

$$N_i = \frac{4\pi r_b j_e}{e\lambda 2 \pi} \sqrt{\frac{\pi M}{8kT}} , \qquad (2.21)$$

где $\sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$ – тепловая скорость ионов.

Используя выражения для концентрации электронов в пучке $n = \frac{j_e}{e} \sqrt{\frac{m}{2eU}}$, плазменной частоты электронов $\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 \cdot N_i}{\varepsilon_0 \cdot m}}$, частоты столкновений плазменных электронов с нейтралами $V_{en} = \sigma_{en} \cdot \vartheta_{ep} \cdot N_a$ и подставляя их в критерий (2.20), после несложных преобразований получаем

$$j_{e} = 25\sqrt{2}v_{en}^{2}\varepsilon_{0} \left(\frac{kT}{\pi M}\right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{m^{2}\lambda}{r_{b}e^{2}}\right)^{\frac{1}{3}}U^{\frac{1}{3}}.$$
 (2.22)

Расчетные кривые (рис. 2.82) совпадают по форме с экспериментальными зависимостями, что также подтверждает появление ППР в условиях эксперимента. Выражение (2.22) позволяет проанализировать связь между j_e и параметрами эксперимента. В частности, пороговый ток возрастает с увеличением давления газа и ускоряющего напряжения [59].



Рисунок 2.82 – Расчетные зависимости пороговой плотности тока от ускоряющего напряжения для разных давлений газа: *I* – 1 Ра; *2* – 3 Ра; *3* – 5 Ра.

Представленные результаты показывают, что в исследованном диапазоне давлений существует ограничение на предельную плотность тока в электронном пучке из-за возникновения плазменнопучкового взаимодействия, приводящего к расширению энергетического спектра и дефокусировке пучка. С другой стороны, этот же эффект может быть использован для генерации плазмы, более плотной по сравнению со случаем парных взаимодействий.

2.4.2 Параметры «плазменного листа», создаваемого электронным пучком

Схематичное изображение эксперимента по измерению параметров плазмы, генерируемой ленточным электронным пучком, показано на рис. 2.83.



Электронный пучок имел непосредственно на выходе из эмиссионной щели сечение 10×250 mm². Для предотвращения «расплывания» пучка в экспериментах использовалось продольное магнитное поле (0,005-0,01 Т), совпадающее с направлением распространения пучка. Магнитное поле создавалось двумя катушками прямоугольного сечения, расположенными в вакуумной камере. В качестве рабочего газа был выбран аргон, напуск которого осуществлялся непосредственно в рабочую камеру. Распределение плотности тока электронного пучка по его сечению исследовалось с помощью малого коллектора с коллимирующим отверстием диаметром 3 mm. Коллектор был расположен на расстоянии 10 ст от плазменного электронного источника и мог перемещаться в плоскости, перпендикулярной направлению распространения электронного пучка. Для измерения параметров плазмы использовался двойной зонд, состоящий из двух идентичных одиночных цилиндрических вольфрамовых зондов диаметром и длиной 1 и 2 mm соответственно. Зонд устанавливался вместо коллектора и был ориентирован таким образом, чтобы электронный пучок не попадал на его принимающую поверхность.



Рисунок 2.84 – Распределение плотности пучка (*a*), плотности (б) и электронной температуры (*в*) плазмы в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка. Ток пучка 0,4 А; энергия 8 keV.

На рис. 2.84 представлено типичное распределение плотности электронного тока по сечению пучка (*a*), а также соответствующие ему распределения концентрации плазмы (δ) и температуры электронов (*в*). Отметим, что в условиях эксперимента электронная температура составляла величину $T_e = 2-4$ eV, и она практически не зависела от пространственной координаты (рис. 2.84, *в*). Для более детального изучения процессов, обусловливающих однородность параметров «плазменного листа», были проведены измерения концентрации плазмы вдоль оси *x* в средней части плазменного образования. В качестве внешних параметров были выбраны общий ток пучка, давление газа и индукция магнитного поля. Полученные результаты (рис. 2.85) свидетельствуют о том, что с увеличением давления газа концентрация плазмы возрастает. Аналогичный рост име-

ет место и при увеличении тока пучка. Усиление аксиального магнитного поля вызывает «обострение» распределения плотности плазмы.

Физическая модель, положенная в основу описания образования плазмы электронным пучком, содержит ряд допущений, справедливость которых обусловлена условиями эксперимента. Возникновение ионно-электронных пар происходит за счет ионизации нейтральных молекул быстрыми электронами. Коллективные явления незначительны в силу низкой плотности тока электронов в пучке. Уход заряженных частиц из области ионизации осуществляется посредством амбиполярной диффузии. Рекомбинация в объеме отсутствует. Поскольку результаты эксперимента свидетельствуют о высокой однородности пучка и плазмы в направлении оси y (см. рис. 2.83), то это позволяет использовать одномерную модель. В основу расчета положено уравнение непрерывности для потока ионов и электронов, имеющее в одномерном случае вид

$$\frac{dj}{dx} = S,$$
(2.23)

где *j* – плотность потока частиц плазмы; *S* – скорость генерации ионно-электронных пар;

$$S = \frac{j_b(x)}{e \cdot \lambda_{ei}},\tag{2.24}$$

где $j_b(x)$ – плотность тока пучка; λ_{ei} – средняя длина ионизации; *е* – заряд электрона.

Плотность потока частиц, покидающих плазму, рассчитывается по известному соотношению, описывающему процесс амбиполярной диффузии:

$$j = -D_{a\perp} \frac{dn}{dx}, \qquad (2.25)$$

где $D_{a\perp}$ – коэффициент амбиполярной диффузии, учитывающий влияние магнитного поля;

$$D_{a\perp} = \frac{D_{a0}}{1 + \frac{\lambda_i \cdot \lambda_e}{r_i \cdot r_e}},$$
(2.26)

где D_{a0} – коэффициент амбиполярной диффузии в отсутствие магнитного поля; λ_i , λ_e – длины свободного пробега ионов и электронов соответственно; r_i , r_e – радиусы циклотронного вращения для ионов и электронов соответственно.

Подставив все формулы в выражение (2.23), получим уравнение для расчета распределения концентрации заряженных частиц вдоль координаты *х*

$$\frac{d^2n}{dx^2} + \frac{j_b(x)}{\lambda_{e_i} \cdot e \cdot D_{a\perp}} = 0.$$
 (2.27)

В качестве первого граничного условия примем нулевое значение градиента концентрации плазмы $\frac{dn}{dx}$ в средней части плазменного образования. Другое граничное условие определяется из расчета концентрации плазмы *n* на границе плазма – слой по известному соотношению Бома

$$n = \frac{j_i}{0, 4 \cdot e \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k \cdot T_e}{M_i}}}.$$
(2.28)

Плотность тока ионов j_i была рассчитана из условия баланса ионов в предположении, что все рождающиеся ионы уходят на стенки в направлении оси x. В качестве функции $j_b(x)$ была взята экспериментальная зависимость, полученная в результате измерений плотности тока электронного пучка. Результаты расчета распределения концентрации плазмы вдоль координаты x представлены сплошными линиями на рис. 2.85.



б

Рисунок 2.85 – Экспериментальные *1–3, 7, 8* и расчетные *4–6, 9, 10* распределения концентрации плазмы для различных токов эмиссии *I*_e, давлений *p* аргона (*a*) и индукции *B* магнитного поля (*b*). *I*_e = 400 mA (*1, 2, 4, 5, 7–10*), 600 mA (*3, 6*); *p* = 6 Pa (*1, 3, 4, 6–10*), 9 Pa (*2, 5*); *B* = 5,4 mT (*1–7, 9*), 10,5 mT (*8, 10*).

Полученные результаты свидетельствуют о том, что пространственное распределение параметров плазмы определяется, главным образом, характером распределения плотности электронного тока в пучке. Вместе с тем сравнение рис. 2.85, *a* и 2.85, *б* указывает на значительную роль диффузионных процессов, приводящих к заметному «сглаживанию» распределения плотности плазмы. Предложенная модель в основном адекватно описывает происходящие процессы, о чем свидетельствует удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей. Вместе с тем расчет дает более резкую зависимость вида распределения от магнитного поля по сравнению с экспериментом. Возможные причины этого могут быть связаны, на наш взгляд, с необходимостью учета движения частиц не только поперек, но и вдоль магнитного поля.

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о том, что электронный пучок ленточной конфигурации, генерируемый плазменным источником электронов в форвакуумной области давлений, может быть эффективно использован для получения плоского однородного плазменного образования большой площади. Достигнутая в экспериментах концентрация плазмы достаточна для ее использования в технологиях синтеза пленок и модификации образцов, имеющих протяженные плоские поверхности.

Литература к главе 2

1. *Крейндель Ю.Е.* Электрический пробой промежутка между плазмой и положительным электродом / Ю.Е. Крейндель, В.А. Никитинский // ЖТФ. – 1971. – Т. 41, вып. 11. – С. 2378–2382.

2. Груздев В.А. Влияние ионизации газа в высоковольтном промежутке с плазменным катодом на положение эмиссионной поверхности плазмы / В.А. Груздев, Ю.Е. Крейндель, Ю.М. Ларин // ЖТФ. – 1973. – Т. 43, вып. 11. – С. 2318–2323.

3. *Крейндель Ю.Е.* Плазменные источники электронов / Ю.Е. Крейндель. – М.: Атомиздат, 1977.

4. 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.

5. Жаринов А.В. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Тюрюканов // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 1. – С. 66–71.

6. Семенов А.П. Пучки распыляющих ионов: получение и применение / А.П. Семенов. – Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 1999. – 207 с.

7. *Мытников А.В.* Источник электронов с плазменным катодом для генерации пучков в форвакуумном диапазоне давлений / А.В. Мытников, Е.М. Окс, А.А. Чагин // Приборы и техника эксперимента. – 1998. – Вып. 2. – С. 95–98.

8. *Медовник А.В.* Формирование импульсного электронного пучка в системе с плазменным катодом в форвакуумной области давлений / А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // Изв. вузов. Физика. – 2010. – №2. – С. 27–32.

9. Burdovitsin V. Development of hollow-cathode plasma electron gun for operation at forepump gas pressure / V. Burdovitsin, A. Mytnikov, E. Oks // IEEE Conference Record – Abstracts. 1999 IEEE International Conference on Plasma Science. 26th IEEE International Conference (Cat. № 99CH36297). IEEE. – 1999. – P. 221. – Piscataway, NJ, USA.

10. Груздев В.А. Исследование характеристик управления током плазменного эмиттера электронов слоем пространственного заряда в эмиссионном канале / В.А. Груздев, Н.Г. Ремпе // Источники электронов с плазменным эмиттером. – Новосибирск: Наука, 1983. – С. 14–20.

11. Галанский В.Л. Параметры плазмы в эмиссионном канале плазменного эмиттера / В.Л. Галанский, В.А. Груздев, В.И. Зеленский и др. // ЖТФ. – 1990. – Т. 60, вып. 4. – С. 168–170.

12. *Бурдовицин В.А.* О предельном рабочем давлении плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом / В.А. Бурдовицин, Ю.А. Бурачевский, А.В. Мытников, Е.М. Окс // ЖТФ. – 2001. – Т. 71, вып. 2. – С. 48–50.

13. *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, вып. 7. – С. 134–136.

14. Жирков И.С. О влиянии длины эмиссионного канала на характеристики плазменного источника электронов в форвакуумном диапазоне давлений / И.С. Жирков, А.Н. Сатин // Материалы 13-й Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Современная техника и технологии». – Томск, 2007. – Т. 3. – С. 48–50.

15. Визирь А.В. Несамостоятельный тлеющий разряд с полым катодом для источников широкоапертурных ионных пучков / А.В. Визирь, Е.М. Окс, П.М. Щанин, Г.Ю. Юшков // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, вып. 6. – С. 611–614.

16. Гаврилов Н.В. Характеристики ионного источника с плазменным катодом и многополюсной магнитной системой удержания быстрых электронов / Н.В. Гаврилов, А.С. Каменецких // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, вып. 9.

17. *Мартенс В.Я.* Инициирование объемного разряда низкого давления в плазменном источнике электронов с ленточным пучком / В.Я. Мартенс // ЖТФ. – 1999. – Т. 69, вып. 7.

18. Гаврилов Н.В. Расширение рабочего диапазона давлений газа и увеличение ресурса сетки плазменного катода в ионном источнике / Н.В. Гаврилов, А.С. Каменецких // ЖТФ. – 2007. – Т. 77, вып. 3 – С. 12–16.

19. *Medovnik A.V.* Initial Stage of Discharge Development in Fore-Vacuum Plasma Electron Source / A.V. Medovnik, V.I. Gushenets, E.M. Oks, V.A. Burdovitsin // Изв. вузов. Физика. Приложение. – 2007. – № 9. – С. 202–205.

20. *Юшков Ю.Г.* Форвакуумный плазменный источник импульсных электронных пучков / Ю.Г. Юшков, В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс // Приборы и техника эксперимента. – 2011. – №2. – С. 85-88.

21. *Batalin V.A.* Futher development of the E-MEVVA ion source / V.A. Batalin, A.A. Kolomiets, R.P. Kuibeda et al. // Review of Scientific Instruments. -2002. - Vol. 73, No 2. - P. 702-707.

22. Oks E.M. Generation of multiply-charged metal ions in vacuum arc plasmas / E.M. Oks // IEEE Transactions on Plasma Science. -2002. - T. 30, No 1. - P. 202-207.

23. *Burdovitsin V.A.* Fore-vacuum plasma-cathode electron sources / V.A. Burdovitsin, E.M. Oks // Laser and Particle Beams. – 2008. – T. 26, № 4. – P. 619-635.

24. *Spadtke P*. Numerical-simulation of ion beam related problems // Review of Scientific Instruments. – 1992. – Vol. 63, № 4 (Part II). – P. 2647-2651.

25. Малышкин А.А. Моделирование многоапертурной системы ускоряющего промежутка в импульсном форвакуумном источнике электронов / А.А. Малышкин, А.В. Медовник, Ю.Г. Юшков // Труды XVIII Международной научнопрактической конференции студентов и молодых ученых «Современные техника и технологии, СТТ–2012». – Томск, 2012. – С. 41-42.

26. Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е.М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.

27. Казаков А.В. Форвакуумный импульсный плазменный источник электронов на основе дугового разряда / А.В. Казаков, В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс // Приборы и техника эксперимента. – 2013. – № 6. – С. 50–53.

28. *Бурачевский Ю.А*. Генерация электронных пучков в форвакуумной области давлений / Ю.А. Бурачевский, В.А. Бурдовицин, М.Н. Куземченко и др. // Изв. вузов. Физика. – 2001. – Вып. 9. – С. 85–89.

29. Москалев Б.И. Разряд с полым катодом / Б.И. Москалев. – М.: Энергия, 1969.

30. *Бурдовицин В.А.* Аксиальное распределение параметров плазмы в катодной полости отражательного разряда / В.А. Бурдовицин, В.Л. Галанский, В.А. Груздев и др. // ЖТФ. – 1993. – Т. 63, вып. 1. – С. 184–189.

31. *Диагностика* плазмы / под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. – М.: Мир, 1967. – С. 102.

32. *Burdovitsin V.A.* Electron emission from discharge plasma in forevacuum conditions / V.A. Burdovitsin, D.G. Danilishin, A.V. Mytnikov, E.M. Oks // Proceedings of 12th Int. Symposium on High Current Electronics. – Tomsk, 2000. – P. 51–54.

33. *Бурдовицин В.А.* Особенности формирования однородного ленточного пучка электронов плазменным источником в форвакуумной области давлений / В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс, Ю.А. Бурачевский, М.В. Федоров // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, № 1. – С. 104–107.

34. *Медовник А.В.* Формирование импульсного электронного пучка в системе с плазменным катодом в форвакуумной области давлений / А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // Изв. вузов. Физика. – 2010. – №2. – С. 27–32.

35. Медовник А.В. Временные характеристики импульсного источника электронов, функционирующего в форвакуумной области давлений / А.В. Медовник, Е.Э. Поздеев // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2010. – № 1, ч. 2. – С. 93–98.

36. *Grigoryev S.V.* Investigation of Emission Increasing Effect at the Generation of Low-Energy Sub-Millisecond Electron Beam in the Diode with a Plasma Cathode / S.V. Grigoryev, N.N. Koval, V.N. Devjatkov et al. // Proc. Of 15th Int. Symp. On High Current Electronics. – Tomsk, Russia, 2008. – P. 29–32.

37. *Незлин М.В.* Динамика пучков в плазме / М.В. Незлин. – М.: Энергоиздат, 1982.

38. Юшков Ю.Г. Распределение плотности тока по сечению импульсного электронного пучка в форвакууме / Ю.Г. Юшков, Е.М. Окс, А.В. Медовник, Ю.А. Бурачевский // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2011. – № 2 (24), ч. 2, декабрь. – С. 161–163.

39. Груздев В.А. Влияние ионизации газа в высоковольтном промежутке с плазменным катодом на положение эмиссионной поверхности плазмы / В.А. Груздев, Ю.Е. Крейндель, Ю.М. Ларин // ЖТФ. – 1973. – Т. 43, вып. 11. – С. 2318–2323.

40. *Крейндель Ю.Е.* Электрический пробой промежутка между плазмой и положительным электродом / Ю.Е. Крейндель, В.А. Никитинский // ЖТФ. – 1971. – Т. 41, вып. 11. – С. 2378–2382.

41. *Белюк С.И.* Исследование возможности расширения области давлений рабочего газа плазменного источника электронов / С.И. Белюк, Ю.Е. Крейндель, Н.Г. Ремпе // ЖТФ. – 1980. – Т. 50. – С. 203–205.

42. *Бурдовицин В.А*. О предельном рабочем давлении плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом / В.А. Бурдовицин, Ю.А. Бурачевский, А.В. Мытников, Е.М. Окс // ЖТФ. – 2001. – Т. 71, вып. 2. – С. 48–50.

43. Бурдовицин В.А. Пробой ускоряющего промежутка плазменного источника электронов в форвакуумном диапазоне давлений // Вестник Томского государственного педагогического университета. Естественные и точные науки (спецвыпуск). – 2005. – Вып. 7(51). – С. 98–100.

44. *Бурдовицин В.А.* Расширение рабочего диапазона форвакуумных плазменных источников электронов в область более высоких давлений / В.А. Бурдовицин, А.К. Гореев, А.С. Климов и др. // ЖТФ. – 2012. – Т. 82, вып. 8. – С. 62– 66.

45. *Бурдовицин В.А.* Источник электронов с плазменным катодом для генерации сфокусированного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / В.А. Бурдовицин, И.С. Жирков, Е.М. Окс и др. // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 6. – С. 66–68.

46. Osipov I. A plasma-cathode electron source designed for Industrial use / I. Osipov, N. Rempe // Review of scientific instruments. -2000. - Vol. 71, No 3. - P. 1-4.

47. Завьялов М.А. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов, Ю.Е. Крейндель, А.А. Новиков, Л.П. Шантурин. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 256 с.

48. Зенин А.А. Генерация стационарных электронных пучков форвакуумным плазменным источником в области давлений 100 Па / А.А. Зенин, А.С. Климов, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // ЖТФ. – 2013. – Т. 39, № 10. – С. 9– 14.

49. *Burdovitsin V.A.* A Plasma-Cathode Electron Source for Focused-Beam Generation in the Fore-Pump Pressure Range / V.A. Burdovitsin, I.S. Zhirkov, E.M. Oks et al. // II Instruments and Experimental Techniques. -2005. - Vol. 48, N 6. - P. 761–763.

50. *Burdovitsin V.A.* Fore-vacuum plasma-cathode electron sources / V.A. Burdovitsin, E.M. Oks // II Laser and particle beams. – 2008. – Vol. 26, Iss. 04.

51. Никулин С.П. Условия существования положительно заряженной структуры в тлеющем разряде с осцилляцией электронов в магнитном поле // ЖТФ. – 1998. – Т. 68, №7. – С. 56–63.

52. *Жаринов А.В.* К теории электронных коллекторов в газовом разряде / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 681–686.

53. Груздев В.А. Особенности работы плазменных источников электронов при ионизации газа в ускоряющем промежутке / В.А. Груздев, Ю.Е. Крейндель // Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. – Новосибирск: Наука, 1976. – С. 130–140.

54. *Бычков Ю.И.* Инжекционная газовая электроника / Ю.И. Бычков, Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц и др. – Новосибирск: Наука, 1982. – 240 с.

55. Зельдович Я.Б. Элементы математической физики / Я.Б. Зельдович, А.Д. Мышкис. – М.: Наука, 1973. – 351 с.

56. *Молоковский С.И.* Интенсивные электронные и ионные пучки / С.И. Молоковский, А.Д. Сушков. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 303 с.

57. *Диагностика* плазмы / под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. – М.: Мир, 1967. – С. 102.

58. Иванов А.А. О зажигании пучково-плазменного разряда мощным электронным пучком в газе большой плотности / А.А. Иванов, В.И. Лейман // Физика плазмы. – 1977. – Т. 3, вып. 4. – С. 780–785.

59. Жирков И.С. Особенности формирования узкосфокусированных электронных пучков, генерируемых источником с плазменным катодом в форвакуумном диапазоне давлений / И.С. Жирков, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс, И.В. Осипов // ЖТФ. – 2006. – Т. 76, вып. 6. – С. 106–111.

Глава З

ФОРВАКУУМНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В форвакуумном диапазоне практически не удается создать сколь-нибудь заметный перепад давлений между областями генерации эмиссионной плазмы и формирования электронного пучка, характерный для плазменных источников электронов, традиционно функционирующих при более низких давлениях порядка 0,1 Ра. Поэтому в изобарическом режиме работы плазменных источников электронов решением взаимоисключающих проблем генерации плотной эмиссионной плазмы при одновременном сохранении высокой электрической прочности ускоряющего промежутка является сочетание разрядной системы, обеспечивающей эффективную генерацию плазмы, с плоскопараллельным ускоряющим промежутком минимально возможной протяженности. При этом специальные конструктивные решения узла ускоряющего промежутка [1] препятствуют возникновению пробоя по так называемым «длинным путям».

3.1 Источники аксиально-симметричных электронных пучков

Источники аксиально-симметричных электронных пучков предназначены для генерации сфокусированных пучков с высокой плотностью тока и яркостью. Конструктивные отличия источников таких электронных пучков, в том числе и форвакуумных плазменных источников, обусловлены, главным образом, областями их применения, которые, в свою очередь определяют параметры этих устройств. Так, одна из первых конструкций форвакуумного плазменного источника сфокусированных электронных пучков ФПИЭЛ-1 [2, 3] создавалась для получения максимально возможного тока пучка в условиях ограничения ускоряющего напряжения уровнем в 10– 15 kV, когда тормозное рентгеновское излучение практически полностью поглощается стенками вакуумной камеры. Схематичное изо-

бражение конструкции этого электронного источника и внешний вид представлены на рис. 3.1 и 3.2 соответственно.



Рисунок 3.1 – Конструктивная схема электронного источника ФПИЭЛ-1: *1* – цилиндрический полый катод; 2 – катодная рубашка охлаждения; 3 – катодная резьба; 4 – анод; 5 – капролоновые стойки; 6 – основной фланец; 7 – магнитная фокусирующая линза; 8 – экстрактор; 9, 10 – рубашка охлаждения; 11, 12 – крепление фокусирующей системы [2].



Рисунок 3.2 – Внешний вид электронного источника ФПИЭЛ-1 с блоком электрического питания.

Разрядно-эмиссионная система электронного источника включает в себя полый катод *1*, плоский анод *4* и экстрактор конусообразной формы 8 (см. рис. 3.1). Все электроды выполнены из нержавеющей стали и разделены стандартными керамическими изоляторами. Фокусирующая система (рис. 3.3) выполнена в виде отдельного конструкционного узла.

Охлаждение катодного и анодного электродов, а также узла магнитной фокусировки осуществляется проточной водой. Полый катод



Рисунок 3.3 – Внешний вид фокусирующей системы электронного источника ФПИЭЛ-1.

1 (см. рис. 3.1) имеет цилиндрическую полость диаметром Ø14 mm и высотой 50 mm с водяной рубашкой охлаждения 2 и резьбой для крепления вставок 3, позволяющих изменять расстояние катод – анод, а следовательно, и концентрацию и распределение разрядной плаз-МЫ вблизи эмиссионного отверстия. Ускорение электронов и первичное формирование пучка осуществляются в промежутке анод 4 – экстрактор 8. Экстрактор своим основанием прижат к рубашке охлаждения 9. Это обеспечивает отвод тепла, выделяющегося за счет попадания ускоренных электронов. Извлеченный электронный пучок фокусируется

магнитной линзой 7. Водяная рубашка 10 защищает фокусирующую систему от потока тепла, идущего с обрабатываемой мишени. Крепление фокусирующей системы к основному фланцу обеспечивает возможность изменения протяженности ускоряющего промежутка посредством соединительной резьбы на деталях 11, 12. Это необходимо на этапе настройки электронного источника.

Толщина корпуса источника, выполненного из стали 3 (2 mm), достаточна для защиты оператора установки от рентгеновского из-

лучения в области рабочих напряжений источника. В корпус встроены высоковольтный электрический ввод и ввод проточной воды. Охлаждение источника проточной водой предусматривает необходимость использования водяного сопротивления для электрической развязки от сети. Параметры источника представлены в табл. 3.1, а эмиссионные характеристики (зависимости тока пучка от тока разряда) показаны на рис. 3.4.

Таблица 3.1 – Эксплуатационные параметры электронного источника ФПИЭЛ-1

Режим работы	Непрерывный
Выходное напряжение источника питания разряда	До 1 kV
Ток разряда	До 0,6 А
Ускоряющее напряжение	До 15 kV
Ток пучка	До 300 mA
Диаметр пучка на расстоянии не более 30 cm от фокуси- рующей системы	3–7 mm
Максимально достигаемая мощность электронного пучка	3 kW
Рабочий газ	Остаточная атмосфера, гелий, воздух, метан, аргон и др.
Лавление рабочего газа	1–15 Pa



Рисунок 3.4 – Ток электронного пучка в зависимости от тока разряда для источника ФПИЭЛ-1: $I - U_a$ = 15 kV, прозрачность эмиссионного электрода 30%; $2 - U_a$ = 15 kV, прозрачность эмиссионного электрода 40%; $3 - U_a$ = 15 kV, прозрачность эмиссионного электрода 60%.

Из представленных на рис. 3.4 зависимостей следует, что по мере увеличения прозрачности эмиссионного электрода величина эффективности извлечения электронов (отношение эмиссионного тока к разрядному) возрастает. Однако при достижении некоторого критического значения тока разряда и соответственно концентрации плазмы в области эмиссионных отверстий, плазма проникала в ускоряющий промежуток, что приводило к переключению тока разряда на коллектор и резко повышало вероятность пробоя ускоряющего промежутка.

На рис. 3.5 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) электронного источника ФПИЭЛ-1.



Рисунок 3.5 – Вольт-амперные характеристики источника ФПИЭЛ-1 при прозрачности эмиссионного электрода 40%: $I - I_d = 0,3$ A; $2 - I_d = 0,63$ A; $3 - I_d = 0,85$ A.

На начальном участке ток пучка возрастает с повышением ускоряющего напряжения. Крутизна ВАХ увеличивается при больших токах разряда. При дальнейшем повышении ускоряющего напряжения ВАХ электронного источника стремится к насыщению.

Разработка следующей версии форвакуумного плазменного источника непрерывного пучка электронов (ФПИЭЛ-2) обусловливалась, прежде всего, необходимостью повышения ускоряющего напряжения. Технические решения поставленной задачи были реализованы в конструкции, схематичное изображение которой и внешний вид показаны на рис. 3.6–3.8.



Рисунок 3.6 – Конструкция электронного источника ФПИЭЛ-2: 1 – высоковольтный ввод воды; 2 – корпус источника; 3 – водяное сопротивление; 4 – полый катод; 5 – капролоновый фиксатор; 6 – анод; 7 – держатель анодный; 8 – экстрактор; 9, 12 – водяные рубашки охлаждения; 10 – основной фланец; 11 – фокусирующая система.



Рисунок 3.7 – Внешний вид источника ФПИЭЛ-2: a – вид спереди; δ – вид сзади; e – со снятой частью корпуса.



Рисунок 3.8 – Внешний вид электронного источника ФПИЭЛ-2 со снятой частью корпуса: a – со снятым анодом; δ – со снятым катодом.

б

Полый катод l (рис. 3.9) в данной конструкции представляет собой цилиндр \emptyset 16 mm и высотой 50 mm, окруженный водяной рубашкой 2 охлаждения. С целью снижения нижней границы диапазона рабочих давлений источника на «глухой» стенке полости предусмотрено крепление для пластин 3 из металлов, имеющих высокий коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии (например, Al, оксиды Al [4, 5] и т.д.), для этой же цели увеличен и диаметр полости по сравнению с предыдущей конструкцией. Кроме охлаждения самого анода 6, в источнике также охлаждается анодный держатель 7, что снижает возможную термическую нагрузку на керамический изолятор 9.



Рисунок 3.9 – Электродная схема электронного источника ФПИЭЛ-2: 1 – полый катод; 2 – водяная рубашка охлаждения катода; 3 – дополнительная металлическая пластина; 4 – рабочая часть анода; 5 – водяная рубашка охлаждения анода, 6 – анод; 7 – держатель анодный, 8 – водяная рубашка охлаждения держателя анодного; 9 – керамический высоковольтный изолятор.

Экстрактор 8 (см. рис. 3.6) значительно массивней и поэтому полностью экранирует высоковольтный изолятор от возможного попадания электронного пучка. Увеличение протяженности экстрактора позволило уменьшить пространство ускорения, что положительно сказалось на стабильности работы источника – частота высоковольтных межэлектродных пробоев резко уменьшилась. Общая схема фокусирующей системы практически не изменилась, имеются также две водяные рубашки охлаждения 9, 12 (см. рис. 3.6) и непосредственно сам фокусирующий соленоид в броне 11.

В корпус источника встроен высоковольтный электрический ввод, но в отличие от предыдущей конструкции необходимость охлаждения проточной водой электродов, находящихся под высоким потенциалом, обеспечивается наличием встроенного в источник водяного сопротивления 3 (см. рис. 3.6, 3.7).

Режим работы	Непрерывный
Выходное напряжение источника питания разряда	До 1 kV
Ток разряда	До 1 А
Ускоряющее напряжение	До 25 kV
Ток пучка	До 500 mA
Диаметр пучка на расстоянии не более 30 cm от фокуси- рующей системы	2–5 mm
Максимально достигаемая мощность электронного пучка	7 kW
Рабочий газ	Остаточная атмосфера, гелий, воздух, метан, аргон и др.
Давление рабочего газа	1–15 Pa

Таблица 3.2 – Эксплуатационные параметры электронного источника ФПИЭЛ-2

Эксплуатационные параметры (табл. 3.2) для источника ФПИЭЛ-2 отличаются от параметров источника ФПИЭЛ-1 (см. табл. 3.1) более высоким ускоряющим напряжением (25 kV против 15 kV), меньшим диаметром и большим током электронного пучка.

Форвакуумный плазменный источник электронов ФПИЭЛ-3 [6, 7] обеспечивает возможность генерации непрерывного электронного пучка при повышенных давлениях вплоть до 100 Ра. Конструктивная схема и внешний вид разработанного источника электронов представлены на рис. 3.10 и 3.11 соответственно.



Рисунок 3.10 – Конструктивная схема электронного источника ФПИЭЛ-3: 1 – полый катод; 2 – катодная вставка; 3 – анод; 4 – перфорированный электрод; 5 – высоковольтный изолятор ускоряющего промежутка; 6 – высоковольтный изолятор разрядного промежутка; 7 – ускоряющий электрод (экстрактор); 8 – капролоновый держатель; 9 – фокусирующая магнитная линза; 10 – фланец экстрактора; 11 – водяное сопротивление; 12 – высоковольтный ввод.

174

Глава З



Рисунок 3.11 – Внешний вид форвакуумного плазменного источника электронов ФПИЭЛ-3.

Конструктивно форвакуумный плазменный источник электронов выполнен в едином корпусе из стали толщиной 2 mm, служащей для защиты от рентгеновского излучения. В состав источника электронов входят полый катод, анод, экстрактор, фокусирующая система, система охлаждения. Полый катод выполнен из нержавеющей стали в виде полого цилиндра диаметром 15 mm и длиной 45 mm и имеет водяное охлаждение. Со стороны анода в полом катоде имеется катодная вставка, служащая для поддержания горения разряда даже при низком давлении. Для стыковки катода с анодом применяется стандартный высоковольтный изолятор разрядного промежутка.

Анод плазменного источника электронов выполнен из нержавеющей стали и имеет рубашку водяного охлаждения. Для стабилизации плазменной границы и предотвращения вываливания плазмы в ускоряющий промежуток используется перфорированный электрод (решетка), выполненный из пластины тантала толщиной 1 mm. Использование перфорированного электрода вместо вольфрамовых сеток позволяет повысить время работы источника электронов при возникновении пробоев в ускоряющем промежутке, так как зачастую во время пробоев вольфрамовая сетка прогорает. По всей рабочей площади перфорированного электрода сделаны отверстия диаметром 0,6 либо 0,75 mm в количестве 120 шт.: диаметр отверстий 0,75 mm применяется при давлениях до 30 Pa, при больших давлениях применяется решетка с диаметром отверстий 0,6 mm. Анод крепится к фланцу экстрактора через высоковольтный изолятор ускоряющего промежутка. Внешний вид разрядного промежутка представлен на рис. 3.12.



Рисунок 3.12 – Внешний вид разрядного промежутка источника электронов ФПИЭЛ-3.

Ускоряющий электрод (экстрактор) имеет форму усеченного конуса сложной формы и выполнен из нержавеющей стали. Экстрактор сделан съемным. Это позволяет оптимизировать геометрию ускоряющего промежутка для различных параметров электронного пучка. Так как источник электронов функционирует в непрерывном режиме, то для обеспечения оптимальной рабочей температуры и отвода лишнего тепла используется водяное охлаждение. Для охлаждения проточной водой элементов конструкции источника, находящихся под высоким потенциалом, конструкцией предусмотрено водяное сопротивление. Водяное сопротивление представляет собой силиконовую трубку длиной 3 m и внешним диаметром 10 mm, навитую по спирали в непроводящем капролоновом кожухе. Каждый виток трубки прокладывается дополнительным слоем изоляции. Водяное сопротивление находится в едином корпусе с источником электронов, что позволяет не только снизить утечки электрического тока по охлаждающей воде, но и обезопасить рабочий персонал от случайного контакта с водяными трубками, находящимися под высоким потенциалом.

Для фокусировки электронного пучка применяется электромагнитная система фокусировки. Фокусирующая катушка выполнена из медного провода, намотанного на каркас из нержавеющей стали.

Основные рабочие параметры форвакуумного плазменного источника электронов с модернизированной геометрией ускоряющего промежутка приведены в табл. 3.3.

Режим работы	Непрерывный
Выходное напряжение источника питания разряда	До 1 kV
Ток разряда	До 1 А
Ускоряющее напряжение	До 20 kV
Ток пучка	До 300 mA
Диаметр пучка на расстоянии не более 30 cm от фокуси- рующей системы	5–10 mm
Максимально достигаемая мощность электронного пучка	6 kW
Рабочий газ	Остаточная атмосфера, гелий, воздух, кислород, азот, аргон и др.
Давление рабочего газа	20–30 Ра – оптимальное, 100 Ра – максимальное

Таблица 3.3 – Эксплуатационные параметры электронного источника ФПИЭЛ-3

Как показало практическое применение источников, время их наработки на отказ при максимальных эксплуатационных параметрах составляет порядка восьми часов и основным элементом, подлежащим замене после указанного периода, является эмиссионная пластина. Модернизация конструкции узла формирования электронного пучка позволила производить замену эмиссионной пластины буквально за несколько минут. В сочетании с быстрым выходом на режим работы источника (откачка ведется только механическим насосом) это позволяет утверждать, что относительно низкий ресурс эмиссионной пластины не может служить серьезным препятствием для практического использования этих электронных источников. Обратим внимание на тот факт, что созданные форвакуумные источники в течение не менее восьми часов способны обеспечивать стабильные параметры электронного пучка в условиях форвакуума и сохраняют работоспособность при воздействии паров металлов и химически активных газов при недостижимых для других источников давлениях.

3.2 Источники ленточных электронных пучков

Для обработки поверхностей требуются пучки, захватывающие одновременно большую площадь обрабатываемых изделий, поэтому такие пучки должны обладать значительными размерами поперечного сечения. Пучки большого сечения также должны обладать достаточной плотностью тока (мощности), а следовательно, простая расфокусировка «тонкого» пучка [2, 6, 8, 9] не приведет к желаемому результату.

Ряд применений, например, проведение плазмохимических реакций, требуют создания конфигураций пучка, отличных от цилиндрической. Все эти обстоятельства привели к необходимости создания электронного источника ленточного пучка, функционирующего в форвакуумной области давлений [10, 11]. Однако достигнутой плотности тока пучка оказалось недостаточно для ряда применений. С целью решения данной проблемы была проведена модернизация источника электронов [12].



Рисунок 3.13 – Схема форвакуумного плазменного источника ленточных электронных пучков: 1 – полый катод; 2, 4 – изоляторы; 3 – анод; 5 – ускоряющий электрод; 6 – катодная вставка [13].



Рисунок 3.14 – Внешний вид источника электронов: *1* – протяженный полый катод; 2 – анод; 3 – ускоряющий электрод.

Модернизированный плазменный источник ленточного электронного пучка представляет собой трехэлектродную систему (рис. 3.13, 3.14), состоящую из прямоугольного полого катода *1* размером 280×75×40 mm, с возможностью изменения ширины выходной апертуры, плоского анода *3*, ускоряющего электрода *5*. Все электроды выполнены из нержавеющей стали и разделены капролоновыми изоляторами.

Существенным отличием данного источника от описанного в [10] является наличие катодной вставки 6 (см. рис. 3.13), роль которой заключается в повышении плотности плазмы вблизи границы отбора электронов, а следовательно, и в значительном увеличении плотности тока электронного пучка по сравнению с ранее достигнутыми. Вставка, схема которой показана на рис. 3.15, представляет собой два держателя *1* с протяженными отверстиями 4, служащими для закрепления нужного набора вкладышей 3 и изменения расстояния между ними.



Рисунок 3.15 – Вставка в полый катод: *1* – боковой держатель; *2* – стенка полого катода; *3* – вкладыши; *4* – крепежные отверстия.

Анодный узел разрядной системы плазменного источника электронов представляет собой прямоугольную рамку l (рис. 3.16) с водяной рубашкой охлаждения 2. В средней части анодной рамки l крепятся на винтах две полированные пластины 4 из нержавеющей стали с выполненной в центре эмиссионной щелью. Для фиксации положения плазменной границы окно в аноде перекрыто мелкоструктурной вольфрамовой сеткой 3 с размером ячейки 0,36 mm² и геометрической прозрачностью 50%, ширину окна можно изменять в пределах 5–15 mm. Внешний вид анодного узла показан на рис. 3.17.



Рисунок 3.16 – Анодный узел форвакуумного плазменного источника электронов: *l* – прямоугольная рамка; *2* – канал водяного охлаждения; *3* – эмиссионная сетка; *4* – полированные пластины.



Рисунок 3.17 – Анодный узел форвакуумного плазменного источника электронов.

Система ускорения форвакуумного плазменного источника электронов состоит из базового фланца *l* (рис. 3.18), на котором держится вся конструкция пушки, и пластинок экстрактора *2*, крепящихся с помощью шпилечного соединения *3*. Такая конструкция узла ускоряющего электрода позволяет легко изменять протяженность ускоряющего промежутка, что необходимо на этапе настройки электронного источника. Конструктивное исполнение системы ускорения пучка выполнено таким образом (рис. 3.19), чтобы предотвратить зажигание в ускоряющем промежутке разряда по так называе-
мым «длинным путям», и, таким образом, обеспечивает возможность ускорения электронов в форвакуумной области давлений.



Рисунок 3.18 – Ускоряющий электрод (экстрактор) форвакуумного плазменного источника электронов: *I* – базовый фланец; *2* – экстрактор, *3* – шпилечное соединение.



Рисунок 3.19 – Ускоряющий электрод (экстрактор) форвакуумного плазменного источника электронов.

Охлаждение полого катода и анода осуществляется проточной водой, для этого в конструкции данных элементов предусмотрены водяные рубашки. Капролоновые изоляторы служат одновременно для механического крепления электродов и их электрической изоляции. Ускоренный электронный пучок фокусируется при помощи магнитной фокусирующей системы.



Рисунок 3.20 – Вольт-амперные характеристики модернизированного источника для различных токов разряда I_d : $I - I_d = 0,2$ A; $2 - I_d = 0,4$ A. Давление 7 Ра.

Электрическое питание разрядного и ускоряющего промежутков осуществляется от двух стандартных нестабилизированных выпрямителей U_d и U_a (см. рис. 3.13). Источники электропитания обеспечивают в разряде ток до 1 А при выходном напряжении до 1,5 kV и ускоряющее напряжение до 10 kV. Вольт-амперные характеристики источника представлены на рис. 3.20. Вид характеристик – типичный для плазменных источников электронов [14]. Кривые имеют явно выраженную тенденцию к насыщению тока. На начальном этапе увеличение ускоряющего напряжения ведет к резкому росту эмиссионного тока, и при дальнейшем увеличении напряжения рост

тока пучка замедляется. Для форвакуумных плазменных источников электронов наличие участка насыщения на вольт-амперной характеристике является еще одним доказательством генерации ускоренного электронного пучка.

Эмиссионные характеристики источника, описывающие зависимость тока пучка от тока разряда, представлены на рис. 3.21 и 3.22. Обращает на себя внимание тот факт, что для катодной полости без вставок (см. рис. 3.15) при относительно больших значениях разрядного тока наблюдается отклонение от линейной связи между током пучка и током разряда, тогда как для составной полости зависимость I_b от I_d остается линейной во всем диапазоне изменений тока разряда. Превышение значения тока пучка над током разряда на начальном участке эмиссионных характеристик 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.



Рисунок 3.21 – Ток электронного пучка как функция тока разряда для источника с катодной полостью без вставок: $1 - U_a = 3 \text{ kV}$; $2 - U_a = 5 \text{ kV}$, давление 9 Ра.



Глава З

Рисунок 3.22 – Ток электронного пучка как функция тока разряда для источника с составной катодной полостью: $I - U_a = 3 \text{ kV}$; $2 - U_a = 5 \text{ kV}$, давление 9 Ра.



Рисунок 3.23 – Распределение плотности тока пучка. Ток разряда 0,7 А, ускоряющее напряжение 4 kV, давление 10 Ра.

Для повышения плотности тока в пучке было предпринято ограничение щелевидной апертуры в катодной полости. Это позволило получить пучок с поперечными размерами $100 \times 4 \text{ mm}^2$ и током до 0,8 А. Плотность тока достигает 200 mA/cm² при неоднородности распределения плотности тока по сечению пучка, не превышающей 10% (рис. 3.23). Рабочий газ (гелий, воздух, метан, аргон и др.) напускается непосредственно в вакуумную камеру, давление при этом можно менять от 5 до 15 Ра. Распространение электронного пучка в камере иллюстрирует рис. 3.24.



Рисунок 3.24 – Распространение ленточного электронного пучка в вакуумной камере, давление 8 Ра, ускоряющее напряжение 6 kV, ток пучка 200 mA.

Как показало практическое применение источника, время его наработки на отказ при максимальных эксплуатационных параметрах составляет порядка 10 ч, и основным элементом, влияющим на это время, является капролоновый изолятор между анодом и ускоряющим электродом, который в процессе работы источника перегревается. Источник способен обеспечивать стабильные параметры электронного пучка в условиях «грязного» вакуума. Он сохраняет работоспособность при воздействии паров металлов и химически активных газов при недостижимых для других источников давлениях.

<i>Таолица 5.4 – Эксплуа</i> тационные параметры ленточного электронного источника	
Режим работы	Непрерывный
Выходное напряжение источника питания разряда	До 1 kV
Ток разряда	До 1 А
Ускоряющее напряжение	До 10 kV
Ток пучка	До 0.8 А
Размеры пучка в поперечном сечении	$100 \times 4 \text{ mm}^2$
Максимально достигаемая мощность электронного пучка	5 kW
Плотность тока	До 200 mA/cm ²
Рабочий газ	Остаточная атмосфера, гелий, воздух, метан, аргон и др.
Давление рабочего газа	5–15 Pa

Параметры модернизированного источника электронов представлены в табл. 3.4.

Выбор максимального тока разряда в 1 А связан с необходимостью предотвращения перехода разряда в дуговую форму горения. Величина ускоряющего напряжения ограничивалась на уровне 10 kV для исключения возможности генерации интенсивного тормозного рентгеновского излучения в процессе работы источника. Сравнение достигнутых параметров с типичными параметрами плазменных источников электронов показывает, что эти параметры являются уникальными и для форвакуумного диапазона давлений ранее никем получены не были.

3.3 Источники импульсных широкоапертурных электронных пучков на основе тлеющего разряда с полым катодом

Создание форвакуумного плазменного источника электронов, предназначенного для работы в импульсном режиме, осуществлялось главным образом с целью достижения таких значений тока и длительности импульса электронного пучка, которые обеспечили бы возможность реализации ряда принципиально новых применений [15–17].

Конструктивно плазменный источник электронов (рис. 3.25) включает в себя выполненный из меди катодный фланец с закрепленным на нем полым цилиндрическим катодом *1* диаметром 93 mm и высотой 70 mm. На оси полости катода установлена медная

Таблица 3.4 – Эксплуатационные параметры ленточного электронного источника

цилиндрическая катодная вставка 2 диаметром 19 mm (рис. 3.26). Анодом разрядной системы служит электрод 5, представляющий собой сетку из нержавеющей стали с размером ячейки 0,6×0,6 mm и геометрической прозрачностью 70%. Сеточный анод 5 жестко закреплен на фланце 4. Плоскопараллельный ускоряющий промежуток образован двумя сетчатыми электродами: анодом 5 и экстрактором 7. Расстояние между этими электродами составляет 5-7 mm. Изоляторы 3 и 6 разрядного и высоковольтного промежутков выполнены из капролона. Диаметр и высота изоляторов равны соответственно 100 и 70 mm для разрядного и 146 и 40 mm для ускоряющего промежутков. Источник электронов размещался на вакуумной камере, откачиваемой механическим насосом до предельного (1-20 Pa) давления 1 Pa. Рабочее давление регулировалось подачей газа (аргона или воздуха) непосредственно в вакуумную камеру.



Рисунок 3.25 – Экспериментальный макет импульсного источника электронов: *1* – катодный фланец с цилиндрическим полым катодом; *2* – катодная вставка; *3* – изолятор разрядного промежутка; *4* – анодный фланец; *5* – анодная сетка; *6* – изолятор ускоряющего промежутка; *7* – сетка экстрактора [18].

188_



Рисунок 3.26 – Катодная вставка.



Рисунок 3.27 – Импульсный источник электронов.

Генерация импульсного электронного пучка с током до 120 A при токе разряда 150 A, длительностью импульса (регулируемая) от 10 до 1000 μ s и частотой повторения (0,1–50) Hz в источнике обеспечивалась сочетанием импульсного режима горения разряда с постоянным напряжением на ускоряющем промежутке величиной до 15 kV. Постоянно приложенное к ускоряющему промежутку напряжение не только обеспечивало генерацию практически моноэнергетичного электронного пучка, но и способствовало зажиганию разряда в полом катоде за счет обратного потока ионов, образованных в высоковольтном тлеющем разряде (ВТР), существующем в ускоряющем промежутке при относительно высоком давлении. На рис. 3.27 и 3.28 представлены сам источник электронов и полый катод с катодной вставкой.



Рисунок 3.28 – Полый катод с катодной вставкой.

Измерения импульсных параметров разряда и пучка осуществлялись стандартными методами, а именно: делителями напряжения, трансформаторами тока, цилиндром Фарадея. Типичные осциллограммы тока разряда и тока эмиссии электронов (полного тока пучка) представлены на рис. 3.29. Обратим внимание на достаточно высокую эффективность извлечения электронов из плазмы: ток пучка достигает значений, близких к току разряда (табл. 3.5).



Рисунок 3.29 – Характерные осциллограммы импульсов тока разряда (1) и тока эмиссии электронов (2). Ускоряющее напряжение – 10 kV, давление газа (воздуха) – 12 Ра [15].

Вольт-амперные характеристики электронного источника приведены на рис. 3.30. На характеристиках наблюдается четко выраженный участок насыщения тока, однозначно свидетельствующий о незначительном вкладе в полный ток пучка вторичных электронов, выбитых с эмиссионной сетки обратным потоком ионов из области ускорения и транспортировки электронного пучка. Несмотря на то, что вклад вторичных электронов может существенно увеличивать ток электронного пучка [19], такой режим работы плазменного источника не представляется эффективным. Это обусловлено тем фактом, что вторичные электроны формируют положительную обратную связь с первичным током пучка [20], существование которой обусловливает возникновение неустойчивости эмиссионного тока, приводящей к пробою ускоряющего промежутка.



Рисунок 3.30 – Вольт-амперные характеристики источника при токах разряда: *I* – 80 A; *2* – 60 A; *3* – 40 A. Давление газа (воздух) – 15 Pa [15].



Рисунок 3.31 – Распределение плотности тока электронного пучка. Ускоряющее напряжение – 10 kV, ток разряда – 40 A, давление – 10 Pa, длительность импульса – 250 µs [18].

Таблица 3.5 – Эксплуатационные параметры импульсного источника электронов на основе тлеющего разряда с полым катодом

Режим работы	Импульсный
Выходное напряжение источника питания разряда	До 4 kV
Ток разряда	До 150 А
Ускоряющее напряжение	До 15 kV
Ток пучка	До 120 А
Площадь сечения пучка с равномерностью 10%	$10-20 \text{ cm}^2$
Длительность импульса	20–1000 µs
Частота повторения импульсов	До 50 Hz
Плотность энергии в импульсе на мишени	До 10 J/cm ²
Максимально достигаемая мощность элек- тронного пучка	1 MW
Рабочий газ	Воздух, гелий, аргон и др.
Давление рабочего газа	1–20 Pa



Рисунок 3.32 – Общий вид экспериментальной установки: *1* – место расположения источника электронов; *2* – энергоблок; *3* – вакуумная камера.

Радиальные распределения плотности тока электронного пучка измерялись зондом-коллектором, который располагался на специально собранной трехкоординатной системе его перемещения. Типичные распределения представлены на рис. 3.31. Общий вид экспериментальной установки приведен на рис. 3.32.

3.4 Источники импульсных широкоапертурных электронных пучков на основе дугового разряда

Несмотря на ряд принципиальных преимуществ разрядных систем с полым катодом (однородность и стабильность параметров плазмы, низкий уровень шумов), превышение током разряда некоторого порогового значения приводит к образованию катодного пятна и переходу в дуговой режим. При таком переходе катодное пятно возникает случайным образом в любой точке поверхности катодной полости, и процесс дугообразования резко нарушает однородность плазмы в полости, что приводит, в конечном счете, к пробою ускоряющего промежутка. Кондиционирование («тренировка») электродов разрядной системы или укорочение длительности импульса обеспечивает некоторое увеличение тока диффузной формы разряда. Однако для ряда применений, в частности для спекания керамики, этого увеличения тока оказывается недостаточно. Проблема ограничения максимально возможного тока в импульсных плазменных источниках электронов на основе тлеющего разряда известна, и она традиционно решается заменой тлеющего разряда на дуговой [21]. Поскольку в этом случае обеспечивается принудительная локализация катодного пятна дуги в ограниченной области вдали от эмиссионной поверхности плазмы, то это существенно снижает влияние неустойчивостей, характерных для дугового разряда, на параметры электронного пучка. Аналогичный подход целесообразно использовать для дальнейшего повышения тока пучка и в импульсных электронных источниках, функционирующих в форвакуумной области давлений.

Форвакуумный импульсный плазменный источник электронов [22, 23] (рис. 3.33) включает в себя катод, представляющий собой медный стержень диаметром 5 mm, заключенный в керамическую трубку (рис. 3.34). Трубка ограничивает рабочую область катода его торцевой поверхностью и одновременно служит для его электрической изоляции. Анод (рис. 3.35), представляет собой полый цилиндр, в основании которого выполнено эмиссионное окно диаметром 90 mm, перекрытое мелкоструктурной сеткой $(0,3\times0,3 \text{ mm}^2)$. Ускоряющий промежуток образован плоской частью анода (рис. 3.35, δ) и сетчатым электродом-экстрактором (рис. 3.36), укрепленным на фланце вакуумной камеры. Анодная и экстракторная сетки выполнены из нержавеющей стали.



Рисунок 3.33 – Макет импульсный источника электронов на основе дугового разряда.



Рисунок 3.34 – Катод импульсного источника электронов на основе дугового разряда.



Рисунок 3.35 – Анод импульсного источника электронов на основе дугового разряда.

196

Глава З



Рисунок 3.36 – Экстрактор и высоковольтный изолятор импульсного источника электронов на основе дугового разряда.

Капролоновый изолятор (см. рис. 3.36) служит для электрического разделения анода и экстрактора. Источник электронов размещался на вакуумной камере, которая откачивалась механическим насосом. Рабочее давление p = 5-20 Ра регулировалось непосредственной подачей воздуха в камеру. Стабильное зажигание дуги осуществляется в так называемом режиме «triggerless» [24] вспомогательным разрядом по поверхности керамики между катодом и поджигающим электродом (рис. 3.37), электрически соединенным с анодом через резистор. Измерения токов разряда I_d , эмиссии I_e и пучка I_b производятся с помощью трансформаторов тока (поясов Роговского).



Рисунок 3.37 – Система поджига импульсного источника электронов на основе дугового разряда



Рисунок 3.38 – Осциллограммы импульсов тока разряда (1) и тока эмиссии электронов (2). Ускоряющее напряжение 12 kV, давление газа 8 Ра [22].

Осциллограммы тока разряда и тока эмиссии электронов представлены на рис. 3.38 и указывают на высокую эффективность извлечения, так как ток эмиссии достигает значений, близких к току разряда.



Рисунок 3.39 – Вольт-амперные характеристики источника при различных токах разряда: *I* – 40 A; *2* – 50 A; *3* – 70 A; *4* – 120 A. Давление газа 8 Ра, длительность импульса 0,25 µs [22].



Рисунок 3.40 – Радиальные распределения плотности тока электронного пучка для различных ускоряющих напряжений: *I* – 2 kV; *2* – 6 kV; *3* – 10 kV. Ток эмиссии 50 А. Давление газа 4 Ра, расстояние анод – зонд 170 mm, длительность импульса 250 µs [22].

Вольт-амперные характеристики источника представлены на рис. 3.39.

Вид радиального распределения плотности тока (рис. 3.40) практически не зависит от ускоряющего напряжения (в пределах 4-10 kV), что является одним из достоинств данного источника (табл. 3.6).

Таблица 3.6 – Эксплуатационные параметры импульсного источника электронов на основе дугового разряда

Режим работы	Импульсный
Выходное напряжение источника питания разряда	До 1 kV
Ток разряда	До 200 А
Ускоряющее напряжение	До 15 kV
Ток пучка	До 100 А
Площадь сечения пучка с равномерностью 10%	20–30 cm ²
Длительность импульса	20 –1000 μs
Частота повторения импульсов	До 50 Hz
Плотность энергии в импульсе на мишени	До 10 J/cm ²
Максимально достигаемая мощность элек- тронного пучка	1 MW
Рабочий газ	Воздух, гелий, аргон и др.
Давление рабочего газа	10 ⁻³ –20 Pa

Литература к главе 3

1. Пат. Российская Федерация, МПК Н05Н 1/00 (2006.01). Плазменный электронный источник / В.А. Бурдовицин, М.Н. Куземченко, Е.М. Окс; 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. – 4 с.: ил.

2. *Бурдовицин В.А.* Источник электронов с плазменным катодом для генерации сфокусированного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / В.А. Бурдовицин, И.С. Жирков, Е.М. Окс и др. // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 6. – С. 66–68.

3. Пат. Российская Федерация, МПК 7Н05Н 1/24, 5/00 (2006.01). Плазменный электронный источник / В.А. Бурдовицин, И.С. Жирков, Е.М. Окс, И.В. Осипов; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2002103649/06; заявл. 08.02.2002; опубл. 27.10.2003, Бюл. № 30. – 2 с.: ил.

4. *Таблицы* физических величин: справочник / под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.

5. Иванов И.В.Экспериментальное исследование режимов квазистационарного разряда низкого давления в скрещенных ЕхН полях в реактивных газах в системе с Аl катодом / И.В. Иванов, Д.В. Мозгрин, А.М. Снегирев и др. // Сборник трудов Научной сессии МИФИ–2007. Физика плазмы. – 2007. – Т. 4. – С. 101–102.

6. Зенин А.А. Генерация стационарных электронных пучков форвакуумным плазменным источником в области давлений 100 Па / А.А. Зенин, А.С. Климов, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // ЖТФ. – 2013. – Т. 39, № 10. – С. 9–14.

7. Пат. Российская Федерация, МПК H05H 5/00 (2006.01). Газоразрядный электронный источник / В.А. Бурдовицин, А.К. Гореев, А.А. Зенин, А.С. Климов, Е.М. Окс; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2011144541/07; заявл. 02.11.2011; опубл. 27.05.2012, Бюл. № 15. – 2 с.: ил.

8. *Бурачевский Ю.А*. Генерация электронных пучков в форвакуумной области давлений / Ю.А. Бурачевский, В.А. Бурдовицин, М.Н. Куземченко и др. // Изв. вузов. Физика. – 2001. – № 9. – С. 85–89.

9. Мытников А.В. Источник электронов с плазменным катодом для генерации пучков в форвакуумном диапазоне давлений / А.В. Мытников, Е.М. Окс, А.А. Чагин // Приборы и техника эксперимента. – 1998. – № 2. – С. 95–98.

10. Бурдовицин В.А. Электронный источник с плазменным катодом для генерации ленточного пучка в форвакуумном диапазоне давлений / В.А. Бурдовицин, Ю.А. Бурачевский, Е.М. Окс, М.В. Федоров // Приборы и техника эксперимента. – 2003. – №2. – С. 127–129.

11. Пат. Российская Федерация, МПК H01J0137/077 (2006.01). Плазменный электронный источник ленточного пучка / Е.М. Окс, М.В. Федоров; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2003108198/28 заявл. 24.03.2003; опубл. 20.06.2004.

12. Климов А.С. Использование разряда с неоднородным протяженным полым катодом для повышении плотности тока в форвакуумном плазменном источнике ленточного пучка электронов / А.С. Климов, В.А. Бурдовицин, Ю.А. Бурачевский, Е.М. Окс // ЖТФ. – 2008. – Т. 78, вып. 4. – С. 43–46.

13. 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 Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника». – Улан-Удэ, Россия, 2009. – Июнь. – С. 105–111.

14. *Крейндель Ю.Е.* Плазменные источники электронов / Ю.Е. Крейндель. – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.

15. Юшков Ю.Г. Форвакуумный плазменный источник импульсных электронных пучков / Ю.Г. Юшков, В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс // Приборы и техника эксперимента. – 2011. – № 2. – С. 85–88.

16. *Oks E.* Plasma electron source for the generation of wide-aperture pulsed beam at forevacuum pressures / E. Oks, V. Burdovitsin, A. Medovnik, Yu. Yushkov // Review of Scientific Instruments. – 2013. – Vol. 84, Iss 2. Article №: 023301.

17. Пат. Российская Федерация, МПК Н05Н 5/00 (2006.01). Форвакуумный плазменный электронный источник / Ю.Г. Юшков, А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2011107955/07; заявл. 01.03.2011; опубл. 20.08.2011, Бюл. № 23. – 2 с.: ил.

18. *Юшков Ю.Г.* Распределение плотности тока по сечению импульсного электронного пучка в форвакууме / Ю.Г. Юшков, Е.М. Окс, А.В. Медовник, Ю.А. Бурачевский // Доклады ТУСУРа. – 2011. – № 2 (24), ч. 2, декабрь. – С. 161–163.

19. Григорьев С.В. Эффект усиления эмиссии при генерации низкоэнергетического субмиллисекундного электронного пучка в диоде с сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы / С.В. Григорьев, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, А.Д. Тересов // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36, № 4. – С. 23–31.

20. *Медовник А.В.* Плазменный источник электронов для генерации импульсных пучков в форвакуумной области давлений: дис. ... канд. техн. наук. – Томск, ТУСУР, 2010.

21. Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е.М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ, 2005. – 216 с.

22. Казаков А.В. Форвакуумный импульсный плазменный источник электронов на основе дугового разряда / А.В. Казаков, В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс // Приборы и техника эксперимента. – 2013. – № 6. – С. 50–53.

23. Пат. Российская Федерация, МПК H05H 5/00 (2006.01). Форвакуумный источник импульсного электронного пучка / В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, А.В. Казаков, Е.М. Окс; заявитель и патентообладатель Федеральное Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – № 2013128695/07; заявл. 26.062012; опубл. 20.11.2013, Бюл. № 32. – 2 с.: ил.

24. Anders A. Triggerless' triggering of vacuum arcs / A. Anders, I.G. Brown, R.A. MacGill, M.R. Dickinson // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1998. – №5. – P. 584–587.

Глава 4

НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ФОРВАКУУМНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ

Сведения, представленные в предыдущих главах, характеризуют особенности поведения электронного пучка в форвакууме, которые, в свою очередь, определяют возможности его применения. Главная особенность состоит в формировании плазмы вдоль траектории пучка, т.е. электронный пучок может быть применен непосредственно для генерации плазмы с последующим ее использованием для различных операций. Вторая возможность связана с электроннолучевой обработкой диэлектрического объекта. При этом пучковая плазма играет роль проводника, обеспечивающего стекание электрического заряда в процессе обработки. Ниже приведены результаты, демонстрирующие обе заявленные возможности.

4.1 Анодирование и азотирование

Как указывалось в разд. 2.4, электронный пучок в форвакууме создает на пути распространения пучковую плазму, отличающуюся по своим свойствам от плазмы газового разряда. Основные отличия сводятся к следующему. Плазма содержит только газовые ионы, в то время как плазма электродных и даже безэлектродных ВЧ-разрядов имеет в своем составе ионы либо материала электродов, либо материала диэлектрических стенок контейнера, в котором создается плазма. Пучковая плазма имеет более резкую границу, определяемую, главным образом, границей пучка. Потенциалом плазмы можно сравнительно просто управлять, подавая потенциал на коллектор электронного пучка. Перечисленные особенности пучковой плазмы способствовали постановке задачи применения этой плазмы для синтеза оксидных и нитридных слоев на поверхности металла и полупроводника.

4.1.1 Экспериментальная установка и методика эксперимента

Получение оксидных слоев на поверхности кремния и алюминия [1] производилось на установке, схема которой представлена на рис. 4.1. Вакуумная камера откачивалась безмасляным форвакуумным спиральным насосом ISP-500C.



Рисунок 4.1 – Экспериментальная установка: *1* – вакуумная камера; *2* – плазменный источник электронов; *3* – электронный пучок; *4* – держатель образца; *5* – пучковая плазма; *6* – образец; *7* – полый катод; *8* – плазма разряда; *9* – коллектор.

Рабочее давление ~20 Ра обеспечивалось напуском кислорода. Плазменный источник электронов, описанный в гл. 3, создавал электронный пучок 3 с током 10–20 mA и энергией 2,5–5 keV в направлении коллектора. Распространяясь в газе, электронный пучок генерировал плазму. Эксперименты по использованию этой плазмы для оксидирования металла либо полупроводника не дали удовлетворительных результатов. С целью повышения концентрации плазмы перед обрабатываемым образцом была использована система, включающая в себя полый катод и держатель образца, служащий анодом. Указанные элементы располагались по обе стороны электронного пучка. Пучковая плазма обеспечивала плавное зажигание и поддер-

жание разряда между анодируемым образцом и полым катодом. Причем образец поддерживался под нулевым потенциалом, а отрицательный потенциал U_c подавался на катод. Одновременно производилась регистрация тока через образец и тока I_c в цепи полого катода. Для измерения параметров плазмы применялся зонд, располагаемый вблизи образца и экранированный от электронного пучка. Температура образца контролировалась с помощью термопары и при проведении процесса находилась в пределах 200–250 °C, что значительно ниже температур, наблюдаемых в системах плазменного анодирования, не использующих электронный пучок [2].

Слои окислов исследовались несколькими методами. С помощью оптического микроскопа МБС-10 с увеличением 14×7 и интерференционного микроскопа МИИ-4 проводился экспресс-анализ состояния поверхности. Показатели преломления пленок окислов определялись с помощью лазерного эллипсометра «Эллипс-2228СЭ». Измерения ИК-спектров проводились на спектрометре «Infralum FT-800». Измерение толщины пленок окислов осуществлялось по сколу пластины кремния и по шлифу поперечного сечения образца алюминия на сканирующем электронном микроскопе «Hitachi TM-1000» с максимальным увеличением 10 000. С помощью вторично-ионного масс-спектрометра (ВИМС) PHI-6300 исследовалось распределение кремния и кислорода по толщине пленки окисла. Травление осуществлялось ионами цезия с энергией 7 keV. Ток пучка ионов 40 nA. Угол падения пучка 60°. Размер растра 500 µm.

4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 4.2 представлены вольт-амперные характеристики разряда с полым катодом для разных токов электронного пучка. Как можно заметить, у разряда отсутствует пороговое напряжение зажигания, и приемлемые параметры плазмы достигаются при сравнительно небольших напряжениях. Несмотря на то, что в схеме, приведенной на рис. 4.1, анодом оказывается не только образец, но и коллектор пучка, а также стенки вакуумной камеры, реально практически весь (95%) разрядный ток протекал через образец. Подача отрицательного потенциала на полый катод не изменяла потенциала плазмы, который оставался на уровне нескольких вольт. Это означает, что электроны и отрицательные ионы кислорода попадали на анодируемый образец, преодолевая потенциальный барьер. Падение потенциала на слое окисла составляло, по-видимому, доли вольта. Наличие диэлектрических пленок на поверхности анодируемых образцов подтверждалось появлением интерференционной окраски, а также картинами скола (рис. 4.3).



Рисунок 4.2 – Ток полого катода I_c в зависимости от напряжения U_c , приложенного к полому катоду для разных токов электронного пучка I_c : I - 28 mA; 2 - 18 mA; 3 - 9 mA. Давление 20 Ра, энергия пучка 5 keV.



Рисунок 4.3 – Характерный вид скола пластины кремния с пленкой SiO₂ после двух часов анодирования. Давление 20 Ра, энергия пучка 5 keV; ток пучка 18 mA; напряжение, приложенное к полому катоду, 300 V.

Представленная на рис. 4.4 зависимость толщины d слоев окислов от времени t анодирования различна для кремния и алюминия. Для алюминия кривая после 45 min анодирования обнаруживала тенденцию к насыщению. Скорость роста окисла на кремнии практически постоянна. Эти различия, возможно, связаны с различием механизмов анодирования алюминия и кремния. Коэффициент диффузии кислорода в Al₂O₃ в 10 раз меньше, чем алюминия.



Рисунок 4.4 – Зависимость толщины *d* слоев окислов кремния (*1*) и алюминия (*2*) от времени *t* анодирования. Давление 20 Ра; энергия пучка 5 keV; ток пучка 18–20 mA; напряжение на полом катоде 300 V.

Это приводит к преимущественному движению ионов алюминия через растущую пленку окисла к границе раздела окисел – кислородная плазма [2]. Для SiO₂ имеет место стимулированный электрическим полем перенос отрицательных ионов кислорода к границе раздела SiO₂–Si [3]. Измеренные скорости роста и толщины слоев Al_2O_3 и SiO₂ заметно превышают аналогичные величины, полученные в системах постоянного тока, и сравнимы с результатами анодирования в плазме микроволнового и ВЧ-разрядов [2,3]. Полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа снимки поверхности образцов до и после анодирования свидетельствуют об отсутствии нарушения целостности оксидных слоев. ИК-спектры оксидных слоев (рис. 4.5) содержат экстремумы, характерные для колебательных степеней свободы в связях Si–O (1108 cm⁻¹) и Al–O (950 cm⁻¹). Соответствующие показатели преломления находились в интервалах 1,43–1,5 и 1,5–1,7. Приведенные цифры дают основания полагать, что выращенные слои близки по составу к SiO₂ и Al₂O₃ [4, 5] соответственно. Приведенные на рис. 4.6 зависимости тока вторичных ионов кремния и кислорода от глубины травления позволяют



Рисунок 4.5 – ИК-спектры слоев окислов кремния (*a*) и алюминия (*δ*). Толщина SiO₂ – 300 nm, Al₂O₃ – 200 nm.

Глава 4



Рисунок 4.6 – Зависимость тока I_i вторичных ионов Si⁺ (1) и O⁺ (2) от толщины d стравливаемого слоя.

качественно судить о наличии двух областей с разным процентным содержанием кремния и кислорода. Плавное изменение интенсивности электронного пучка в системе плазменного анодирования, содержащей полый катод, позволило получить сплошные бездефектные слои окислов кремния и алюминия. Скорости роста слоев составили 2,5–3 и 20–22 nm/min для алюминия и кремния соответственно. Наличие кислородного сигнала при больших d является, скорее всего, результатом присутствия следов кислорода в остаточной атмосфере установки ВИМС. Малые (менее 300 V) напряжения разряда обеспечили отсутствие загрязнений растущих пленок продуктами распыления электродов.

4.1.3 Азотирование кремния

В приведенной выше системе была предпринята попытка получения нитридных слоев на поверхности кремния путем азотирования. Использование той же схемы, что и при оксидировании, не принесло желаемых результатов. Диэлектрические слои удалось получить [6], размещая кремниевую пластину внутри катодной полости под ее потенциалом, как показано на рис. 4.7. Азотируемый образец 6 крепился на держателе 7. Его температура измерялась с помощью термопары 8. При азотировании вакуумная камера заполнялась смесью азота и аргона (в соотношении 50 на 50%) при общем давлении 14–16 Ра, после чего включался источник *I*, генерирующий электронный пучок 9 с энергией 3–5 keV и током 10–20 mA.



Рисунок 4.7 – Схема азотирования: *I* – плазменный источник электронов; *2* – вакуумная камера; *3* – полый катод; *4* – анод; *5* – коллектор; *6* – образец; *7* – держатель образца; *8* – термопара; *9* – электронный пучок; *10* – пучковая плазма; *11* – плазма тлеющего разряда полого катода.

Пучок электронов, распространяясь в камере, создавал столб пучковой плазмы 10 и улавливался коллектором 5. Подача напряжения U_C на промежуток катод 3 – анод 4 вызывала зажигание несамостоятельного тлеющего разряда с током ~200–300 mA. Величины ионного тока на образец I_S и полый катод I_C регистрировались миллиамперметрами. Длительность эксперимента составляла от 0,5 до 5 h. В отличие от рассмотренного выше оксидирования, в схеме, представленной на рис. 4.7, образец кремния находился по отношению к плазме под отрицательным потенциалом и, следовательно, подвергался бомбардировке положительными ионами азота.

Параметры плазмы вблизи поверхности образца исследовались с помощью зонда Ленгмюра. Исследование спектров свечения плазмы осуществлялось с помощью спектрометра «Ocean Optics-2000» в диапазоне длин волн 200–1100 nm. Разрешение по длинам волн со-

ставляло ~ 0,3 nm. Исследовалась область свечения непосредственно вблизи поверхности азотируемого образца. Измерение толщины пленок осуществлялось по сколу пластины кремния на сканирующем электронном микроскопе «Hitachi S-3400N» с максимальным увеличением 300 000. Измерения ИК-спектров полученных слоев проводились на спектрометре «Infralum FT-800». С помощью ожеспектрометра «Шхуна-2» проводилось исследование распределения элементов по толщине пленок, полученных в результате азотирования.



Рисунок 4.8 - Спектр свечения плазмы смеси азота и аргона.

В типичном спектре свечения плазмы разряда в смеси азота и аргона (рис. 4.8) линии аргона едва различимы на фоне линий, характерных для азота. Пример вида скола кремниевой пластины представлен на рис. 4.9. Время азотирования образца 3 h. Ток пучка электронов плазменного источника 10 mA. Напряжение между анодом и полым катодом 300 V. В процессе азотирования ток через образец снижался от 0,4 до 0,1 mA. Исследование сколов кремния с образовавшейся пленкой после различного времени азотирования показало, что при времени азотирования менее 2 h (при напряжении на образце 300 V) скорость роста пленки незначительна (~ 7-8 nm/min). Это, по-видимому, связано с тем, что в начале процесса азотирования происходит разрушение тонкой пленки окисла, образовавшейся на поверхности кремния в результате химической очистки и химической полировки кремниевой пластины, а также ее окисления на воздухе. В дальнейшем скорость роста пленки устанавливается на уровне 70-75 nm/min (рис. 4.10).



Рисунок 4.9 – Фотография скола кремния с указанием толщины поверхностной пленки.



Рисунок 4.10 – Зависимость толщины пленки от времени азотирования.

Распределение основных элементов по толщине пленки приведено на рис. 4.11. Значительное количество кислорода вынуждает прийти к выводу о том, что полученные пленки состоят из оксинитрида кремния.



Рисунок 4.11 – Распределение элементов по толщине пленки, полученной при азотировании кремния: *I* – Si; *2* – O; *3* – N.

В заключение следует отметить, что в условиях использования непрогреваемых вакуумных систем получение нитридных пленок без примеси окисла представляет собой сложную техническую задачу [7].

4.2 Синтез углеродных нанотрубок электронно-лучевым испарением графита

Среди лучевых методов синтеза углеродных нанообъектов наибольшее распространение получило лазерное испарение [8, 9]. Оно проводится, как правило, в среде инертного газа. Несмотря на то, что генерация электронного пучка сравнимой с лазерным лучом мощности представляет собой несравненно более простую задачу, электронно-лучевое испарение графита для синтеза наноструктур применяется значительно реже [10]. Возможная причина этого состоит в устоявшемся мнении о необходимости достаточно высокого давления (0,1–10 kPa) газа, при котором обычно получают углеродные наноструктуры лазерным испарением. Большинство существующих электронных источников оказывается неработоспособным при таких давлениях. Как отмечалось в предыдущих главах, форвакуумный плазменный электронный источник способен формировать электронный пучок в области давлений до 100 Pa. В связи с этим представляется естественным применить указанный источник для испарения графита с целью получения нанотрубок.



Рисунок 4.12- Схема эксперимента при электронно-лучевом испарении графита.

Все эксперименты были выполнены на вакуумной установке, оборудованной безмасляным механическим вакуумным насосом ISP-500C. Схема эксперимента представлена на рис. 4.12. Базовые элементы установки: электронный источник *1*, графитовая мишень *2*, расположенная на подставке *3*, подложка *4*, установленная в держателе *5*. Источник *1* формирует электронный пучок *6*, диаметр которого в плоскости мишени составляет 4 mm. Пучок *6*, бомбардируя мишень *2*, локально нагревает ее до температуры испарения, приблизительно 4000 К. Продукты испарения осаждаются на подложке *4*, формируя углеродный слой. Инертный газ (гелий в наших экспериментах) подавался непосредственно в вакуумную камеру 7. Для размещения катализатора была приготовлена мишень, представляющая собой графитовый тигель с внешними размерами 15×15×20 mm³, в котором последовательно располагались пластинки графита и никеля (рис. 4.13). Во время электронной бомбардировки верхняя графитовая пластина локально испарялась на первой минуте. Вслед за этим происходило совместное испарение углерода и катализатора. Для подачи отрицательного смещения на подложку использовался отдельный источник питания. Температура в следе луча на мишени во время испарения контролировалась по яркости свечения. Взвешивание мишени до и после облучения позволило измерить скорости испарения. Стеклянные и кремниевые пластины использовались как подложки. Толщины осажденных углеродных слоев измерялись с помощью оптического микроинтерферометра МИИ-4М. Исследование поверхности производилось в атомно-силовом микроскопе (ACM) «Solver HV». Спектры комбинационного рассеяния измерялись для слоев, осажденных на кремниевых подложках, с использованием спектрометра «Nicolet NXR 9650», оснащенного неодимовым лазером с длиной волны излучения 1,06 µm.



Рисунок 4.13 – Схема графитового тигля с катализатором: *I* – графитовый тигель; *2* – графитовая пластинка; *3* – металлический катализатор.



Рисунок 4.14 – Потеря массы Δm графитовой мишени как функция времени испарения т для различной мощности электронного пучка: 1 - 600 W; 2 - 800 W; 3 – 1000 W. Давление гелия 10 Ра.



Рисунок 4.15 – АСМ-изображение углеродной пленки, осажденной на стеклянную подложку.



Рисунок 4.16 – Спектры комбинационного рассеяния углеродных слоев, приготовленных с использованием никелевого катализатора (*a*) и без катализатора, но с подачей на подложку потенциала – 250 V (*б*).
Как показали эксперименты, зависимость скорости испарения графита от мощности электронного пучка имеет пороговый характер. Испарение не наблюдалось при уровне ниже 600 W. Скорость испарения фактически не зависела от времени и оставалась постоянной, по крайней мере, в течение первых шести минут (рис. 4.14). Скорость осаждения углеродных слоев составляла 0,5-1,0 µm/min при мощности электронного пучка 1 kW. ACM-изображения показали, что углеродный осадок состоит из чешуек с поперечными размерами 300-400 nm и толщиной 5-10 nm (рис. 4.15). Спектры комбинационного рассеяния углеродных слоев, приготовленных с использованием катализатора или с применением отрицательного смещения подложки (рис. 4.16), содержат характерные для одностенных углеродных трубок максимумы на частотах 1600 и 1280-1290 ст⁻¹, что соответствует G- и D-модам тангенциальных колебаний углеродных атомов [11]. В спектрах также присутствуют максимумы на частотах 170 и 250 cm⁻¹, соответствующие радиальным колебательным модам [12]. Это дает достаточно оснований для заключения о наличии одностенных углеродных нанотрубок в осажденных слоях.

4.3 Потенциал изолированной мишени при ее обработке электронным пучком в форвакуумной области давлений

Как указывалось во введении, одно из достоинств форвакуумных электронных источников состоит в возможности их применения для обработки диэлектрических материалов. Понятно, что такая обработка реализуется лишь при условии малого по сравнению с ускоряющим напряжением потенциала обрабатываемого объекта. С целью получения количественных результатов в работе [13] было предпринято прямое измерение указанного потенциала. Причем в качестве модели диэлектрического объекта была взята изолированная металлическая мишень. Основанием для такого решения послужило предположение, что в условиях повышенного давления газа вторично-эмиссионные свойства поверхности определяются, в основном, адсорбированным слоем газовых молекул.

4.3.1 Непрерывный пучок

На рис. 4.17 представлена схема эксперимента, предназначенного для измерения потенциала изолированной мишени при ее облучении непрерывным электронным пучком в области повышенных давлений. Плазменный источник 1 на основе разряда с полым катодом размещался на фланце вакуумной камеры 2. Электронный пучок 3, сжатый магнитной линзой 4, направлялся на изолированную мишень 5, потенциал которой измерялся вольтметром 6 и попадал на коллектор 7. С помощью отдельного выпрямителя на коллектор 7 можно было подавать напряжение смещения U_k . Энергия пучка во всех экспериментах составляла 3 keV. Распространяясь в остаточной атмосфере вакуумной камеры, электронный пучок создавал вдоль своей траектории плазму 8. Параллельно с измерениями потенциала мишени производились измерения плавающего потенциала одиночного зонда 9, размещенного в непосредственной близости от мишени.



Рисунок 4.17 – Схема эксперимента: 1 – электронный источник; 2 – вакуумная камера; 3 – электронный пучок; 4 – фокусирующая система; 5 – мишень; 6 – вольтметр; 7 – коллектор; 8 – плазма; 9 – зонд.

Мишень представляла собой вольфрамовый стержень (диаметром 2 mm и длиной 10 mm), установленный на непроводящей площадке. Выбор вольфрама в качестве материала мишени обусловлен высокой температурой плавления и низким значением коэффициента вторичной электронной эмиссии. В зону действия электронного пучка мишень подавалась посредством механизма перемещения, описание которого приведено ниже.

Для измерения потенциала плазмы использовался зонд, представляющий собой медную проволоку диаметром 0,5 mm, помещённую в керамический изолятор. Зонд располагался на 2 cm ниже границы электронного луча. Для защиты от попадания на активную область зонда электронов пучка использовался медный экран. Подача зонда в область действия пучка производилась также при помощи механизма перемещения. Конструкция зонда для измерения потенциала плазмы представлена на рис. 4.18.



Рисунок 4.18 – Конструкция зонда для измерения потенциала плазмы: *I* – медная проволока; *2* – керамический изолятор; *3* – защитный экран.

Проведенные исследования показали, что потенциал мишени определяется, главным образом, потенциалом U_k коллектора 7. Потенциал ϕ_t мишени прямо пропорционален потенциалу коллектора в интервале от -50 до +70 V и проявляет тенденцию к насыщению при

 $U_k < -50$ V (рис. 4.19). Потенциал φ_t изолированной мишени также заметно возрастает с увеличением давления (рис. 4.20). Возрастание тока I_b пучка слегка снижает потенциал φ_t (рис. 4.21)[14].



Рисунок 4.19 – Зависимость потенциала мишени φ_i от потенциала коллектора *U_k*. Ускоряющее напряжение 3 kV, ток пучка 400 mA.



Рисунок 4.20 – Зависимость потенциала изолированной мишени φ_t от давления *р* для токов пучка *I_b*: *1* – 380 mA; *2* – 550 mA. Ускоряющее напряжение 3 kV. *a* – коллектор заземлен; *б* – коллектор под плавающим потенциалом.



Рисунок 4.21 – Зависимость потенциала изолированной мишени ф_t от тока пучка *I*_b для различных давлений p: 1 - 4 Ра; 2 - 6 Ра. a - коллектор заземлен; $\delta - коллектор$ под плавающим потенциалом. Ускоряющее напряжение 3 kV.

221

Измеренные значения потенциала изолированной мишени оказались по абсолютной величине значительно меньше ускоряющего напряжения, которое во всех экспериментах составляло 3 kV. Очевидно, что такие значения потенциала изолированной мишени не могут оказать сколь-нибудь заметного влияния на траекторию ускоренных электронов, воздействующих на мишень. Плавающий потенциал φ_f зонда 9 (см. рис. 4.17) на 3–4 V превышал потенциал мишени. Определенная по зондовой характеристике электронная температура составила 1–2 eV. Это дало основание оценить потенциал плазмы как $\varphi_p = \varphi_f + (2-3)kT_e$, т.е. потенциал мишени был ниже потенциала плазмы не более чем на 10 V.

4.3.2 Импульсный пучок

Для измерений потенциала мишени в импульсном режиме использовалась схема, представленная на рис. 4.22 [15]. Отличие от эксперимента, описанного выше, состояло в том, что коллектор пучка выполнял одновременно роль мишени. Генерация пучка осуществлялась источником, принципиально не отличающимся от источника, создающего непрерывный пучок. Основные элементы источника перечислены в подписи к рис. 4.22. На ускоряющий промежуток анод 2 – ускоряющий электрод 7 подавалось постоянное напряжение U_a. Импульсный режим горения разряда обеспечивался искусственной формирующей линией PFN с внутренним сопротивлением 55 Ω. Длительность импульса тока разряда составляла 36 µs, частота повторения импульсов – 1 Hz. Амплитуда тока разряда (5-20 A) регулировалась изменением величины постоянного напряжения U_d, заряжающего формирующую линию. В качестве коммутирующего элемента использовался тиратрон ТГИ1-500/16, управляемый генератором импульсов ГИ-1. Потенциал φ_k коллектора 8 измерялся с помощью резистивного делителя HVP-15HF, размещенного снаружи вакуумной камеры и подключенного к осциллографу «Tektronix TDS 2004В». Для измерения тока пучка коллектор 8 подключался к резистору сопротивлением 0,5 Ω, сигнал с которого также подавался на осциллограф. Ток эмиссии Ie измерялся в цепи питания ускоряющего промежутка, а ток пучка *I*_b – в цепи коллектора 8. Плоский измерительный электрод 9 размером 70×70 mm² служил для оценки концентрации пучковой плазмы.



Рисунок 4.22 – Схема измерения потенциала мишени: *1* – полый катод; *2* – анод; *3* – эмиссионное отверстие; *4* – ускоряющий электрод; *5* – фокусирующая система; *6* – плазма; *7* – пучок; *8* – коллектор электронов, *9* – зонд. G – генератор импульсов, T – тиратрон, PFN – формирующая линия.

На рис. 4.23 показана зависимость тока І_b коллектора электронного пучка от его потенциала ϕ_k при замене резистивного делителя отдельным источником смещения. Как и следовало ожидать, при увеличении положительного смещения наблюдается рост тока, что обусловлено собиранием на коллектор электронов плазмы. Отрицательная ветвь характеристики содержит участок насыщения, на котором полный ток остается электронным. Это отражает собою тот факт, что ионов пучковой плазмы недостаточно для полной компенсации заряда, приносимого на коллектор электронным пучком. Вольт-амперная характеристика измерительного электрода (рис. 4.24) содержит четко выраженный участок насыщения на ионной ветви. При этом, как видно из рис. 4.24, величина тока насыщения, а следовательно, и соответствующая ионному току плотность плазмы, в случае изолированного коллектора примерно в два раза выше, чем при заземленном коллекторе. Анализ типичных осциллограмм потенциала изолированного коллектора, а также импульсов токов разряда, эмиссии, измерительного электрода, приведенных на рис. 4.25, позволяет отметить ряд обстоятельств:

1) формы импульсов разрядного тока I_d и тока I_e в цепи питания ускоряющего промежутка практически одинаковы;

2) ток на ионной ветви измерительного электрода, находящегося под отрицательным потенциалом по отношению к стенкам вакуумной камеры, нарастает в течение ~10 µs, оставаясь затем неизменным до окончания импульса.

Потенциал коллектора испытывает резкий скачок в первую микросекунду до 2–3 kV, а затем – плавный спад в 1,5–2 раза. Отмеченное поведение потенциала коллектора указывает на то, что механизм компенсации электронного заряда коллектора обусловлен процессами, протекающими в течение достаточно продолжительного (несколько микросекунд) времени. Установившееся к концу импульса значение потенциала ϕ_k изолированного коллектора возрастает с увеличением тока пучка и с уменьшением площади коллектора (рис. 4.26). Обратим внимание, что при переходе в непрерывный режим работы электронного источника, когда требуемая мощность



Рисунок 4.23 – Ток коллектора I_b как функция потенциала коллектора $\phi_k. (U_a=10 \text{ kV}; P=8 \text{ Pa}; S_c=500 \text{ cm}^2).$



Рисунок 4.24 – Зависимость тока I_p измерительного электрода от напряжения смещения U_p для заземленного (1) и изолированного (2) коллектора $(U_a=10 \text{ kV}; P=8 \text{ Pa}; I_a=2,2 \text{ A}; S_c=500 \text{ cm}^2).$



Рисунок 4.25 – Типичные осциллограммы токов I_a эмиссии I - 2 A/div; I_d разряда 3 - 4 A/div; I_p измерительного электрода 4 - 5 mA/div и потенциала φ_k изолированного коллектора 2 - 1000 V/div (5 µs/div; U_a =10 kV; P=8 Pa; S_c =500 cm²).

Глава 4



Рисунок 4.26 – Потенциал ϕ_k изолированного коллектора как функция тока I_e эмиссии для различной площади S_c коллектора: I, 3 - 250 cm²; 2 - 500 cm²; 4 - 300 cm²; I, 2 - 3ксперимент; 3, 4 -расчет (U_a =10 kV; P=8 Pa).

пучка достигается при существенно меньшем токе, абсолютные значения плавающего потенциала оказывались еще меньшими, чем в импульсном режиме. Специально проведенный тестовый эксперимент показал, что понижение давления до уровня 10^{-2} Ра, которое является традиционным для функционирования плазменных источников электронов, немедленно приводило к понижению потенциала изолированного коллектора до величины напряжения, ускоряющего электроны.

4.3.3 Потенциал диэлектрической мишени

С помощью описанной выше экспериментальной методики удалось установить основные закономерности процесса формирования потенциала изолированной металлической мишени при облучении электронным пучком. Сформулированные модельные представления с большой вероятностью могут быть применены к случаю диэлектрической мишени. В то же время вопрос об абсолютном значении потенциала поверхности диэлектрика остается открытым. Для ответа на него были предприняты измерения [16], суть которых изложена ниже. Поскольку прямые измерения потенциала на поверхности диэлектрика, облучаемого электронным пучком, практически невозможны, то в цитируемой работе этот потенциал определялся по двум косвенным методикам: по методу «конденсатора» и по результатам измерения энергии вторичных электронов, выбитых с поверхности диэлектрика.



Рисунок 4.27 - Схема измерений потенциала коллектора методом «конденсатора».

Сущность метода «конденсатора» состоит в восстановлении потенциала на поверхности путем интегрирования измеренного тока зарядки и разрядки диэлектрика в переходных процессах при воздействии импульсного электронного пучка. Схема измерений представлена на рис. 4.27. Электронный источник *I* размещался на

Глава 4

фланце вакуумной камеры 2. Электронный пучок 3, сфокусированный магнитной линзой 4, попадал на диэлектрическую пластину 5, размещенную на металлическом держателе 6, заземленном через измерительный резистор 7. В течение времени зарядки поверхности диэлектрической пластины электронным пучком 3 по резистору 7 протекает электрический ток, приносящий на держатель 6 заряд, равный заряду на диэлектрической пластине и противоположный ему по знаку. На рис. 4.28 представлена типичная осциллограмма сигнала I с резистора. На этой осциллограмме четко различимы участки накопления и исчезновения заряда. Интегрирование зависимости I(t) позволяет восстановить заряд Q(t), накапливаемый в диэлектрике. При известной емкости структуры это дает возможность рассчитать потенциал поверхности диэлектрика.



Рисунок 4.28 – Осциллограмма тока в керамическом образце при импульсном электронном облучении ($U_a = 5 \text{ kV}$; $j_0 = 1 \text{ A/cm}^2$; L = 1 mm, длительность импульса 125 µs).

Определение емкости было произведено путем сравнения потенциала, измеренного по энергии вторичных электронов, и по восстановлению Q(t). Метод тестировался на изолированном металлическом коллекторе. Как видно из осциллограмм, представленных на рис. 4.29, потенциалы, измеренные двумя способами, удовлетворительно совпадают. Как указывалось выше, второй метод, примененный в [16] для определения поверхностного потенциала керамической мишени по энергии вторичных электронов, состоял в измерении энергии вторичных электронов. Для этих измерений применялся электромагнитный анализатор. Использование электростатического анализатора оказалось нецелесообразным из-за возможности возникновения разряда между электродами электростатического анализатора. Схема измерений приведена на рис. 4.30. Импульсный электронный пучок 1 бомбардирует мишень 2. Вторичные электроны 3, пройдя диафрагму 4, попадают в магнитный энергоанализатор 5, сигнал U, с которого регистрируется осциллографом. Характеристика энергоанализатора, т.е. зависимость тока коллектора от тока магнитной отклоняющей системы, представляла собой кривую с максимумом. Измерения осуществлялись по положению максимума этой характеристики. Калибровка энергоанализатора производилась при использовании металлической изолированной мишени. Замена металлической мишени на диэлектрическую при сохранении взаимного расположения деталей позволяла произвести измерения энергии вторичных электронов и в этом случае. Для наблюдения за поведением заряда, инжектированного в диэлектрик, металлическая мишень 2 (см. рис. 4.30) располагалась перпендикулярно электронному пучку и закрывалась пластиной алюмооксидной керамики ВК100. Измерение сигнала ф с резистора в этом случае позволяло оценивать заряд, накапливаемый в диэлектрике. Сравнение обоих методов определения потенциала диэлектрической поверхности показало удовлетворительное совпадение, что может рассматриваться в качестве аргумента для обоснования достоверности полученных результатов. В дальнейшем будут представлены результаты измерения потенциала, полученные на основе использования обоих методов.

Результаты измерений показали, что так же, как и для изолированной металлической мишени [17], абсолютная величина отрицательного потенциала на непроводящей керамической мишени возрастает с повышением тока пучка и ускоряющего напряжения источника (рис. 4.31, 4.32, *a*). В то же время, в отличие от изолированной металлической мишени, для керамики не обнаружено зависимости измеряемого потенциала от площади мишени. Обратим также внимание на тот факт, что в равных условиях электронно-лучевого воздействия керамика приобретает больший отрицательный потенциал по сравнению с потенциалом изолированной металлической мишени. 230_



Рисунок 4.29 – Измеренный I и восстановленный 2 потенциал φ верхней обкладки $(U_a = 5 \text{ kV}; j_0 = 1 \text{ A/cm}^2; L = 1 \text{ mm}, длительность импульса 125 µs).$



Рисунок 4.30 – Схема измерений энергии вторичных электронов с помощью магнитного энергоанализатора (1 – электронный пучок; 2 – диэлектрическая мишень; 3 – вторичные электроны; 4 – диафрагма; 5 – магнитный анализатор)



Рисунок 4.31 – Зависимость потенциала φ изолированного металлического коллектора (*I*) и диэлектрической пластины (*2*) от ускоряющего напряжения U_a (τ =225 µs; *p*= 4 Pa; *I_e*=2 A).



Рисунок 4.32 – Зависимость потенциала диэлектрической пластины от тока I_e пучка (*a*) и давления *p* газа. U_a =13 kV; p=4 Pa (*a*); U_a =10 kV; I_e =2 A (δ).

Увеличение давления газа снижает абсолютное значение отрицательного потенциала поверхности диэлектрической мишени (рис. 4.32, б). С этой точки зрения задача дальнейшего расширения рабочего диапазона давлений в область более высоких значений для форвакуумных плазменных источников электронов представляется актуальной. Однако уже при достигнутых рабочих давлениях установившийся потенциал непроводящей керамической мишени не превышает 10 % от величины ускоряющего напряжения.

4.3.4 Механизм установления потенциала изолированной мишени

Количественные оценки наблюдаемых зависимостей могут быть проведены на основе следующих простых соображений [17]. Пусть n₀ – концентрация плазмы, создаваемой электронным пучком при заземленном коллекторе. Очевидно, что эта величина зависит от тока пучка. Как показали наши предыдущие исследования, эта зависимость слабее линейной [18]. Положим $n_0 = \beta p I_b^{\alpha}$, где β – постоянный для заданного давления газа коэффициент, а α меньше единицы. В случае изолированного коллектора или диэлектрической мишени облучаемая поверхность приобретает отрицательный потенциал ф. Между плазмой и поверхностью формируется слой пространственного заряда, падение напряжения на котором практически равно ф. По сути дела система облучаемая поверхность - стенка вакуумной камеры становится разрядным промежутком. Ускоренные в слое ионы, попадая на коллектор, выбивают из него электроны. Вклад в электронный поток с коллектора может вносить и вторичная электрон-электронная эмиссия, а также упруго отраженные электроны пучка. Однако, как следует из калориметрических измерений, практически вся энергия электронного пучка высаживается на коллекторе. Поэтому доля упруго отраженных от коллектора электронов пучка пренебрежимо мала. Эмитируемые поверхностью коллектора электроны набирают энергию в слое и затем растрачивают ее на ионизацию и возбуждение газовых молекул, поддерживая тем самым необходимую концентрацию *п* плазмы. Базовым соотношением может служить равенство нулю полного тока на облучаемую поверхность:

$$I_{i} - I_{b} + I_{\gamma b} + I_{\gamma i} = 0, (4.1)$$

где I_i, I_b, I_{γb}, I_{γi} – токи ионов из плазмы, электронов пучка, электрон-

но-электронной эмиссии, а также ионно-электронной эмиссии соответственно. Слагаемые левой части (4.1) могут быть представлены следующим образом:

$$I_i = en_{\Sigma}v_iS_t,$$

где n_{Σ} – полная концентрация плазмы; v_i – скорость ионов; S_t – площадь мишени;

$$I_{\gamma b} = \gamma_e I_b, \qquad I_{\gamma i} = \gamma_i I_i,$$

где γ_e , γ_i — коэффициент электронно-электронной и ионноэлектронной эмиссии. Подставляя эти величины в (4.1), получаем

$$(1 + \gamma_i) e n_{\Sigma} v_i S_t = (1 - \gamma_e) I_b.$$
 (4.2)

Полагаем $n_{\Sigma} = n_0 + n$, где n – концентрация плазмы, создаваемой за счет разряда между облучаемой поверхностью и стенкой камеры. Для оценки n сделаем допущение о том, что электроны, возникшие вследствие электрон-электронной и ион-электронной эмиссии, полностью растрачивают энергию, приобретенную в слое, на ионизацию газа. Тогда величина n может быть найдена из соотношения баланса

$$\frac{I_{\gamma b} + I_{\gamma i}}{e} \cdot \frac{\varphi}{W_i} = n v_i S_p, \qquad (4.3)$$

где W_i – энергия (в потенциальных единицах), затрачиваемая на образование одной ион-электронной пары; S_p – площадь поверхности плазмы, с которой она теряет ионы. Подставляя в (4.3) выражения токов и разрешая его относительно *n*, получаем

$$n = \frac{\varphi \, \gamma_e I_b}{e v_i (W_i S_p - \gamma_i S_i \phi)}.$$
(4.4)

Используя (4.4) для подстановки в (4.2) и разрешая его относительно ϕ , получаем выражение, удобное для анализа:

$$\varphi = \frac{W_i S_p}{\frac{\gamma_e I_b}{ev_i} \cdot \frac{1}{\frac{(1-\gamma_e)I_b}{(1+\gamma_i)ev_i S_t} - \beta_p I_b^{\alpha}} + \gamma_i S_t}.$$
 (4.5)

Расчетные кривые представлены на рис. 4.26 при следующих значениях параметров:

$$W_i = 36 \text{ V}; S_p = 0.5 \text{ m}^2; \gamma_e = 0.1; \gamma_i = 0.1; v_i = 2.9 \cdot 10^3 \text{ m/s};$$

 $\beta = 6.8 \cdot 10^{15} \text{ Pa}^{-1} \cdot \text{m}^{-3} \text{A}^{-0.5}; \alpha = 0.5.$

Абсолютные значения потенциала φ удовлетворительно совпадают с экспериментальными значениями, несмотря на простоту модели. Формула (4.5) правильно описывает наблюдаемые зависимости φ от тока пучка и площади S_c коллектора. Вместе с тем расчет дает более сильную, чем в эксперименте, зависимость φ от S_t . Наблюдаемое в эксперименте более высокое абсолютное значение отрицательного потенциала диэлектрической поверхности по отношению к потенциалу изолированной металлической мишени может быть объяснено как результат меньшей площади S_t мишени. В случае изолированной металлической мишени приемной поверхностью для ионов является вся поверхность мишени, тогда как для диэлектрической мишени эта поверхность ограничена поперечным сечением пучка.

4.4 Электронно-лучевая сварка

Измерения потенциала изолированной металлической и диэлектрической мишеней, представленные в разд. 4.3, показали, что в условиях форвакуума наблюдается практически полная компенсация отрицательного электронного заряда, приносимого пучком на мишень. Величина потенциала облучаемой мишени оказывается намного ниже ускоряющего напряжения, что позволяет проводить непосредственную электронно-лучевую обработку диэлектрических материалов [16, 19]. Особенности электронно-лучевой сварки и пайки изложены в данном разделе.

4.4.1 Сварка керамики

При работе плазменного источника электронов в форвакуумной области давлений воздействие ускоренного ленточного электронного пучка на кварц приводило к локальному плавлению материала в зоне воздействия пучка. Визуальные наблюдения при этом не обнаружили какого-либо отклонения траектории электронного пучка (рис. 4.33).



Рисунок 4.33 – Воздействие ленточного электронного пучка на кварцевую пластинку. Ускоряющее напряжение 4 kV; ток пучка 300 mA; давление 8 Ра.

Облучение керамических объектов электронным пучком производилось в вакуумном объеме, откачиваемом механическим насосом AB3-20. Для формирования пучка использовался описанный выше электронный источник на основе разряда с полым катодом. Схема, приведенная на рис. 4.34, позволяет составить представление о технике эксперимента.





Режимы нагрева и остывания подбирались так, чтобы избежать растрескивания керамики. Для изучения строения переплавленной области производились наблюдения в оптическом JJ-«Optics Digital Lab» и растровом электронном «Hitachi TM-1000» микроскопах. Для измерений размеров переплавленной области изготавливались шлифы.

В экспериментах использовались керамические детали, изготовленные из керамики типа ВК94-1, ВК95-1 (табл. 4.1). Этот тип керамики наиболее распространен в электротехнике и электронике.

Тип керамики	Состав керамики, мас.%					
	Al ₂ O ₃	SiO ₂	Cr ₂ O ₃	MnO	CaO	
ВК94-1	94,4	2,76	0,49	2,35	-	
ВК95-1	95,3	3,2	-	1,2	0,3	

Таблица 4.1 – Состав керамики [20]

При плотности мощности электронного пучка 1,5–2 kW/cm² происходило плавление керамики (рис. 4.35).



Рисунок 4.35 – Фотография шлифа переплавленной области керамики ВК95-1.



Рисунок 4.36 – Зависимость глубины проплава от времени для разных керамик: *I* – ВК94-1; *2* – ВК95-1. Удельная мощность 2 kW/cm².

Глава 4



Рисунок 4.37 – Отношение глубины *h* к диаметру *d* проплава от времени для различных типов керамик: *l* – BK94-1; *2* – BK95-1. Удельная мощность пучка 2 kW/cm².



Рисунок 4.38 – Зависимость глубины *h* проплава от мощности *P* пучка для различных типов керамик: *l* – BK94-1; *2* – BK95-1. Длительность *t* облучения 30 s.

Приведенные на рис. 4.36 графики свидетельствуют о том, что глубина h проплава возрастает с увеличением времени облучения образца. Одновременно возрастает и отношение глубины h проплавленной области к ее диаметру d (рис. 4.37). Величина h возрастает и с повышением мощности пучка (рис. 4.38). Причем для двух типов керамик эти зависимости различаются. Для материала ВК94-1 глубины проплавления заметно выше при одинаковых значениях времени облучения и удельной мощности пучка. Однако с повышением мощности глубина проплава для материала ВК95-1 растет быстрее. Эти обстоятельства могут найти объяснение, если учесть различие в теплопроводности, поскольку известно, что по мере увеличения в керамике доли Al₂O₃ теплопроводность растет [21].



Рисунок 4.39 – Поперечное сечение области электронно-лучевого воздействия на алюмооксидную керамику. Диаметр пучка 3 mm, удельная мощность 17 kW/cm². Длительность облучения: *a* – 4 min; *б* – 8 min.

По оценке светящейся области плазмы, диаметр пучка составлял 5 mm. Диаметр *d* во всех случаях был больше диаметра пучка и увеличивался в процессе облучения, так что отношение h/d всегда было меньше единицы. Увеличение удельной мощности свыше 15 kW/cm² с целью получения «кинжального проплавления» приводило к испарению материала с образованием незаполняемых лунок (рис. 4.39, *a*) [22], которые при увеличении длительности облучения превращались в сквозные отверстия (рис. 4.39, *б*).

С целью определения возможности получения глубокого проплавления, т.е. выполнения условия h/d>1, была предпринята попытка моделирования процесса нагрева керамики под воздействием электронного пучка. Задача решалась в осесимметричном варианте для электронного пучка круглого сечения. Предполагалось, что граница пучка резкая, а его энергия равномерно распределена по сечению. Электронный пучок рассматривался как поверхностный источник тепла, что допустимо вследствие малой по сравнению с размерами области проплавления глубины пробега электронов, которая для энергий 5–10 keV не превышает нескольких микрометров [23]. Теплообмен с окружающей средой не учитывался.

В этом случае нестационарное уравнение теплопроводности может быть записано в виде

$$\frac{\partial T(r,z,t)}{\partial t} = \frac{\lambda}{C_{v}\rho_{m}} \times \left(\frac{\partial^{2}T(r,z,t)}{\partial r^{2}} + \frac{1}{r}\frac{\partial T(r,z,t)}{\partial r} + \frac{\partial^{2}T(r,z,t)}{\partial z^{2}}\right) + \frac{E_{s}(r,z,t)}{C_{v}\rho_{m}}, (4.6)$$

где λ , C_{ν} , ρ – теплопроводность, объемная теплоемкость, плотность керамики соответственно; r и Z – радиус и толщина облучаемого образца.

Энергия Е_s источника тепла представляется в виде

$$E_{s}(r,z,t) = E_{b}(r,z,t) - E_{ph}(r,z,t), \qquad (4.7)$$

где $E_b(r, z, t)$ – энергия, приносимая пучком; $E_{ph}(r, z, t)$ – энергия, затрачиваемая на фазовые переходы. В свою очередь Е_{рh} может быть представлена выражением

$$E_{ph}(r, z, t) = L_m \cdot \beta(T(r, z, t) - T_m) + L_v \cdot \beta(T(r, z, t) - T_v), \quad (4.8)$$

где L_m , L_v , T_m , T_v – скрытая теплота и температура плавления (*m*) и испарения (*v*) соответственно [24].

Функция β ($T - T_{ph}$) равняется нулю для всех $T \neq T_{ph}$ и единице при $T = T_{ph}$. Математически она реализуется с использованием фильтрующего свойства δ -функции Дирака.

Пространственно-временное распределение поглощенной энергии электронного пучка определяется выражением

$$E_{b}(r,z,t) = \begin{cases} \frac{U_{a}j_{0}}{\Delta} \cdot t, & r \leq d_{b} / 2 \cup z = 0; \\ 0, & r > d_{b} / 2 \cap z > 0, \end{cases}$$
(4.9)

где U_a – ускоряющее напряжение; j – плотность тока в пучке; Δ – толщина слоя, в котором выделяется энергия; d_b – диаметр пучка.

Начальное условие имеет вид

$$T(r,z,0) = 20 \,^{\circ}\mathrm{C},$$
 (4.10)

а граничные условия

$$\frac{\partial T(r,z,t)}{\partial r}\Big|_{r=0} = 0, \quad \frac{\partial T(r,z,t)}{\partial r}\Big|_{r=R} = 0,$$

$$\frac{\partial T(r,z,t)}{\partial z}\Big|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial T(r,z,t)}{\partial z}\Big|_{z=Z} = 0$$
(4.11)

вытекают из симметричности задачи и отсутствия теплообмена с окружающей средой.

Таким образом, уравнение (4.6) с начальным и граничными условиями (4.10) и (4.11) представляют нестационарную осесимметричную задачу теплопроводности в цилиндре конечных размеров с плоским поверхностным источником. Аналитическое решение такой задачи невозможно из-за наличия функции β в выражении (4.8), поэтому решение производилось численно методом конечных разностей [25]. Реализация алгоритма расчета разностной схемы выполнена с помощью математического пакета Mathematica.



Рисунок 4.40 – Расчетное распределение температуры в алюмооксидной керамике по глубине *z* на оси системы (*r*=0) для моментов времени 20 s (*1*), 30 s (2) и 60 s (3). Уровни *A* и *B* соответствуют температурам плавления и испарения. Диаметр электронного пучка 4 mm; мощность 700 W.

Константы, необходимые для расчетов, взяты из [26]. Результаты расчетов могут быть представлены в виде изменяющейся со временем поверхности T(r,z). Сечения этой поверхности T(z, r = 0) и T(r, z = 0) для алюмооксидной керамики представлены на рис. 4.40, 4.41.

Как видно, область повышенных температур сосредоточена в тонком приповерхностном слое и слабо расширяется с увеличением времени облучения, в то время как максимальная температура заметно растет. Высокие температуры в поверхностном слое указывают на возможность испарения и уноса вещества. В эксперименте, проведенном при тех же, что в расчетах, параметрах пучка, заметного уноса вещества не наблюдалось. Это может означать, что при температурах, близких к температуре испарения, становятся существенными потери энергии за счет теплообмена с окружающей средой, и температура поверхности снижается. В то же время расчетные значения размеров расплавленной области удовлетворительно согласуются с экспериментом. На рис. 4.42, 4.43 представлены расчетные и экспериментальные величины h и h/d в зависимости от времени облучения, построенные на основе анализа изотерм, соответствующих температуре плавления материала.



Рисунок 4.41 – Расчетное распределение температуры в алюмооксидной керамике по радиусу *r* на поверхности (*z*=0) для моментов времени 20 s (*1*), 30 s (*2*) и 60 s (*3*). Уровни *A* и *B* соответствуют температурам плавления и испарения. Диаметр электронного пучка 4 mm; мощность 700 W.

Сравнение показывает совпадение не только тенденций, но и абсолютных значений измеренных и расчетных величин. Следует заметить, что при всех режимах облучения расчетные значения h/d оказываются меньше единицы, что соответствует эксперименту.

Полученные результаты дают основания для заключения о том, что при электронно-лучевой обработке керамики невозможно добиться глубокого проплавления без уноса вещества. Этот результат, по-видимому, обусловлен тепловыми свойствами керамического материала.

244



Рисунок 4.42 – Временная зависимость глубины проплавления керамики: *1*, 2 – эксперимент; *3*, *4* – расчет; *1*, *3* – оксид алюминия; *2*, *4* – фарфор.



Рисунок 4.43 – Временная зависимость отношения глубины к диаметру проплавления керамики: *1*, *2* – эксперимент; *3*, *4* – расчет; *1*, *3* – оксид алюминия; *2*, *4* – фарфор.





Рисунок 4.44 – Микрошлифы керамик: a – ВК94-1, P_{yz} =1,5 kW/cm², t =20 s; δ – ВК95-1, P_{yz} =1,6 kW/cm², t =20 s. l – исходный материал; 2 – переплавленная область.



Рисунок 4.45 – Процесс сварки керамических трубок из ВК94-1: *а*, *б* – подготовленные и состыкованные образцы; *в* – процесс нагрева электронным пучком; *г* – образцы после сварки.

По микрофотографиям поверхности образцов до и после обработки [15] (рис. 4.44) оценивалась их пористость. В исходной керамике ВК94-1 плотность пор размером 15–20 µm составляла 180±20 mm⁻², тогда как в переплавленной области она снижалась до $25\pm5 \text{ mm}^{-2}$. В то же время на границе переплавленного и исходного материала наблюдаются крупные поры. После электронно-лучевой обработки с оплавлением керамики происходит обострение рентгеновских дифракционных пиков, что может свидетельствовать об укрупнении областей с кристаллической структурой. Этот эффект противоположен наблюдавшемуся в [27] измельчению структуры керамики при импульсной обработке, и различие, вероятнее всего, связано с различием времени охлаждения расплавленного материала, которое в описываемых экспериментах составляло 10–15 min, а в [27] измерялось единицами микросекунд.

Облучение керамических трубок непрерывным электронным пучком позволило осуществить их сварку, последовательность операций представлена на рис. 4.45, *а*–*г*.

Очищенные и обезжиренные (рис. 4.45, *a*) прижатые друг к другу образцы (рис. 4.45, *б*) закреплялись на механизме вращения и помещались в вакуумную камеру. Камера откачивалась до давления 8–10 Ра, после чего включался электронный источник (рис. 4.45, *в*). С целью предотвращения растрескивания производился прогрев керамических образцов в течение 10 min расфокусированным электронным пучком, энергия которого равномерно увеличивалась от 2 keV до максимального значения. Область, прилегающая к стыку образцов, разогревалась до ярко-красного свечения. После этого след пучка сводился в пятно диаметром 5 mm и производилась сварка, режимы которой приведены в табл. 4.2.

BK94-1	Ток пучка, А/ напряжение, kV	Bpeмя, min	Ток фокуси- ровки луча, mA	Скорость пе- ремещения луча по шву, mm/s
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
BK95-1	Ток пучка, А/ напряжение, kV	Bpeмя, min	Ток фокуси- ровки луча, mA	Скорость пе- ремещения луча по шву, mm/s
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

Таблица 4.2 – Режимы сварки изделий из алюмооксидной керамики

По окончании сварки пучок вновь расфокусировался, и его энергия плавно снижалась в течение 30 min. После выключения источника сваренные образцы выдерживались в вакууме в течение 10 min и затем извлекались из камеры. Оптимальные режимы сварки представлены в табл. 4.2.

При использовании различных вариантов закрепления образцов осуществлялась сварка керамических деталей разных форм и размеров. Примеры сварки труб приведены на рис. 4.46–4.48.



a 6

В

Рисунок 4.46 – Образец керамики на основе талько-шамотной смеси, сваренный пучком с удельной мощностью *P*_{уд}=660 W/cm²: *a* – начальные образцы; *б* – процесс охлаждения; *в* – сварной образец.

Сваренные образцы были испытаны на устойчивость к термоциклированию. Для этого они помещались в печь и нагревались от 20 до 900 °C за 2,5 h. Затем осуществлялся цикл, включающий в себя: выдержку при 900 °C в течение 20 min, охлаждение на металлической плите до 20 °C, помещение в печь при температуре 600 °C, нагрев до 900 °C за 1 h. Плоские и трубчатые образцы обоих типов керамик выдержали десять циклов «нагрев – охлаждение» без появления трещин в сварном шве.

Рисунок 4.47 – Керамические трубки, сваренные под углом 90°.





Рисунок 4.48 – Результат электронно-лучевой сварки: *а* – кремний; *б* – трубки из керамики ВК94-1.

Для керамики ВК94-1 прочность сваренных образцов составила (66±5) МРа, в то время как для исходного материала эта величина равнялась (136±11) МРа. Разрушение происходило, как правило, по границе между переплавленной областью и исходным материалом. Трубчатое сварное соединение позволяло производить откачку до 10⁻³ Ра, что свидетельствует о вакуумной плотности сварного соединения.

4.4.2 Металло-керамическое соединение

Успешное применение электронно-лучевой сварки керамических изделий обусловило и возможность сварки керамики с металлом [28, 29]. При этом перепады температур, возникающие из-за низкой теплопроводности керамики в области сварного шва с металлом, удается понизить, используя предварительный прогрев керамики расфокусированным электронным пучком [30].

Эксперименты по электронно-лучевой сварке металла с керамикой проводили на установке, оснащенной источником электронов с плазменным эмиттером (рис. 4.34). Процессу сварки металла с керамикой предшествовал нагрев керамики в области стыка электронным пучком в отсутствие магнитной фокусировки. После предварительного нагрева керамики пучок фокусировали на область стыка и проводили собственно сварку. В экспериментах использовали алюмооксидную керамику ВК94-1, поверхность которой предварительно подвергали шлифовке так, чтобы размеры неровностей на поверхности не превышали 1-2 µm. В качестве металлического компонента сварного соединения были выбраны алюминий и титан. Образцы керамики представляли собой бруски размером 30×5×4 mm. Сварной шов формировался в результате перемещения свариваемых деталей со скоростью 1 mm/min. Сварку проводили при различной удельной мощности пучка. Качество сварного шва контролировали измерением прочности на излом и исследованием шлифов в оптическом микроскопе и растровом электронном микроскопе «Qvanta 200 3D dual beam», снабженном рентгеновским микроанализатором. С помошью микроанализатора были измерены распределения концентрации элементов в направлении, перпендикулярном границе раздела металл – керамика.

На рис. 4.49 приведены микрофотографии сварных швов керамики с алюминием и титаном.



Рисунок 4.49 – Микрофотографии шлифов сварки керамики с металлами: *а* – керамика – алюминий; *б* – керамика – титан. *l* – керамика; *2* – алюминий; *3* – титан.

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 µm. Напротив, для случая сварки керамики с титаном граница раздела рыхлая, а структура титана претерпела заметные изменения – она содержит крупные зерна размером более 25 µm. В исходном состоянии размер зерна титана составлял не более 5 мкм. Измеренные по интенсивности рентгеновских линий K_{α} распределения элементов в сварных швах представлены на рис. 4.50, 4.51. Более резкие изменения нения концентрации металлов имеют место на границе титан – керамика по сравнению с системой керамика – алюминий.

Казалось бы этот результат противоречит выводам, сделанным на основе анализа рис. 4.49. Противоречие, однако, снимается, если принять во внимание поперечный размер зонда рентгеновского микроанализатора, составляющий доли микрометра. Отметим, что анализатор измеряет концентрацию элемента на границе конкретного зерна. Взгляд с этой точки зрения означает, что перемешивание материалов в системе керамика – титан менее вероятно, чем в системе керамика – алюминий, что и проявляется в различии толщин переходных слоев, составляющих ~ 2 µm для титана и ~ 10 µm для алюминия. В обоих случаях переходные области заметно превышают по размеру неровности на поверхности исходной керамики, что дает основания утверждать о наличии сплавления, т.е. образовании слоя, в котором керамика и металл перемешаны. Значения прочности на излом для соеди-

нений керамики с алюминием и титаном заметно отличаются. В то же время для обоих сочетаний прочность возрастала с увеличением мощности пучка в интервале 10–16 kW/cm² (рис. 4.52) [28].



Рисунок 4.50 – Распределение концентрации *n* элементов на границе титан – керамика.



Рисунок 4.51 – Распределение концентрации *п* элементов на границе алюминий – керамика.


Рисунок 4.52 – Зависимость прочности шва керамика – алюминий на излом от удельной мощности пучка.



мощности пучка.

253

Дальнейшее увеличение удельной мощности при сохранении скорости перемещения свариваемых деталей оказалось нецелесообразным из-за испарения как металла, так и керамики. Рост прочностных зависимостей, приведенных на рис. 4.52–4.53, обусловлен, по нашему мнению, улучшением перемешивания свариваемых материалов с увеличением мощности пучка. Достигнутые при сварке с алюминием значения прочности приближаются к величинам, характерным для исходной керамики (80–100 MPa), 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.

4.5 Электронно-лучевое спекание

Конструкционные керамики на основе оксида циркония и композиции на его основе обладают целым комплексом полезных физических свойств, а именно высокой прочностью и трещиностойкостью, химической стабильностью, низкой теплопроводностью, высокой пластичностью и ионной проводимостью при высоких температурах, биологической совместимостью и т.д. Это определяет широкое применение данного материала в различных областях промышленности в качестве твердых электролитов, сенсоров кислорода, инструментальной и конструкционной керамики, а также в медицине в качестве заменителей костной ткани при протезировании. Требования к функциональным свойствам керамик такого типа определяются сферой их применения и условиями эксплуатации. В зависимости от метода синтеза используемых для изготовления керамики порошков, их дисперсности и морфологических особенностей, способов компактирования и спекания можно получать материалы с различным сочетанием физико-механических свойств.

Технология создания керамических материалов состоит из изготовления порошков, предварительного компактирования (прессовки) заготовок и последующего спекания. Традиционно используются микронные порошки технической чистоты, механическое компактирование и термическое спекание. Получение керамики с улучшенными эксплуатационными характеристиками возможно при использовании наноразмерных порошков, использовании особых методов предварительного компактирования [31], а также применении новых технологий спекания (в ВЧ- и СВЧ-полях, метод электроимпульсного спекания (Spark Plasma Sintering, SPS), лазерное спекание и др.) [32, 33].

В существующих технологиях электронно-лучевого спекания используются электронные пучки с энергией в несколько MeV [34], несомненным преимуществом использования пучков столь высоких энергий оказывается отсутствие проблемы накопления заряда на облучаемом объекте. В то же время электроны с такими энергиями вносят заметные радиационные повреждения в материал, что может оказаться нежелательным из-за влияния на дефектную субструктуру и свойства керамики. Нельзя не отметить чрезвычайную дороговизну оборудования для генерации электронных пучков с энергиями в несколько мегаэлектронвольт.

Использование для генерации электронного пучка источника с плазменным катодом, функционирующим в форвакууме, т.е. в диапазоне давлений 10–30 Ра, позволяет решить проблему накопления заряда на поверхности облучаемого объекта [16, 19]. Как следствие, это предотвращает торможение пучка и обеспечивает передачу энергии от пучка объекту. Именно этот фактор и обеспечил возможность электронно-лучевой обработки керамических материалов (нагрев, пайка, сварка, поверхностное оплавление) [19, 28, 35].

Рассмотрению процесса электронно-лучевого спекания керамических компактов на основе оксида циркония посвящен данный раздел.

Образцы керамики для спекания из диоксида циркония (YSZ) в виде таблеток диаметром 15 mm и толщиной 3 mm были изготовлены методом холодного статического и ультразвукового (УЗ) прессования [36] из нанопорошка диоксида циркония, стабилизированного в высокотемпературной модификации добавкой оксида иттрия (TZ-3YS, TOSOH, Япония). Давление прессования составляло от 240 до 800 MPa при мощности УЗ-воздействия от 0 до 4 kW.

Исследования фазового состава, проведённые методами рентгенофазового анализа на установке XRD-7000 (Shimadzu, Япония), показали, что исходный материал (нанопорошок диоксида циркония, спрессованный в модельные образцы при различных давлениях) находится в высокотемпературной (тетрагональной) модификации. Размер областей когерентного рассеяния (средний размер кристаллитов) составляет около 0,05 µm. Данные согласуются с результатами электронной микроскопии, проведённой на микроскопе JSM-7500FA (JEOL, Япония), согласно которым выбранный для исследований порошок состоит из сегментов полых сфер размером до 0,4 µm и толщиной стенок до 0,05 µm.

Образцы прессовок устанавливали в держателе вакуумной камеры, которая откачивалась до остаточного давления 5–10 Ра, после чего подвергали двустороннему [37] либо одностороннему [38] электронному облучению (рис. 4.54).



Рисунок 4.54 – Схема эксперимента по электронно-лучевому спеканию керамики: *1* – эмиссионная плазма; *2* – фокусирующая система; *3* – электронный пучок; *4* – спекаемый образец; *5* – вакуумная камера; *6* – держатель образца.

В экспериментах использовались форвакуумные плазменные источники стационарных электронных пучков на основе разряда с полым катодом [39], обеспечивающие в диапазоне давлений 5–20 Ра при ускоряющем напряжении 10–11 kV ток электронного пучка до 200 mA. Мощность пучков плавно увеличивали от нуля до максимального значения в течение 70–80 min путем подъема ускоряющего напряжения, увеличения тока пучка и фокусировки. Длительность выдержки при максимальной мощности пучков варьировали в экспериментах от 20 до 60 min, после чего мощность пучков плавно снижали до нуля в течение 30 min. Затем следовало остывание образцов в вакууме в течение 10 min, после чего спечённые образцы керамики извлекали для дальнейших исследований. Измерение температуры во время спекания проводилось пирометром RAYTEK 1МН с диапазоном измеряемых температур 650–3000 °С. С учётом мощности пучка на различных стадиях его воздействия на спекаемый образец, а также продолжительности этого воздействия оценивалась интегральная энергия ЭЛС.

В исследованиях обнаружено, что керамические таблетки толщиной 3 mm под воздействием одностороннего облучения деформируются (становятся вогнутыми) [38] вследствие более интенсивной усадки с облучаемой стороны. Исследование зёренной структуры на поверхности поперечного скола такой керамики с растровой электронной микроскопии помошью позволило определить, что слой образца, прилегающий к облучаемой стороне, обладает более плотной (практически беспористой) структурой по сравнению с областями, расположенными на удалении от поверхности облучения. При этом спекание в прилегающих к поверхности облучения областях (рис. 4.55) сопровождается ростом зёрен до размеров порядка 10 µm, а по мере удаления от поверхности облучения наблюдается монотонное увеличение остаточной пористости И снижение размера зерна в консолидированной структуре. На удалении 3 mm от поверхности облучения (рис. 4.56) пористость спечённых образцов составляет около 43 %, размер пор достигает 2 µm, а средний размер зёрен не превышает 0,6 µm; при этом даже на максимальном удалении от поверхности облучения наблюдается образование межзёренных связей, сравнимых по прочности с самими зёрнами.



Рисунок 4.55 – Микрофотография области, прилегающей к облучаемой стороне образца: *a* – увеличение в 10 000 раз, *б* – увеличение в 1 000 раз.



Рисунок 4.56 – Микрофотография области, противоположной облучаемой стороне: *а* – увеличение в 10 000 раз; *б* – увеличение в 1 000 раз.

Управление неравномерностью свойств спечённых под действием электронного облучения образцов может быть использовано для получения функционально-градиентных керамических материалов с плавно изменяющейся по объёму пористостью и масштабностью структурных элементов (зёрен и пор).



Рисунок 4.57 – Рентгенограмма керамики, спечённой электронным пучком.



Рисунок 4.58 – Изображения поверхностной зёренной структуры керамики, спечённой методом ЭЛС при различных выдержках из образцов, компактированных методом УЗ-прессования при различной мощности: a - t=0 min, W=0 kW; b - t=0 min, W=4 kW; e - t=20 min, W=0 kW; e - t=20 min, W=0 kW; e - t=20 min, W=2 kW.

Использование второго электронного пучка для спекания компактов позволяет получить керамические структуры с равномерным распределением плотности по объему. Во всем диапазоне условий спекания образцов из диоксида циркония (YSZ) удалось избежать плавления и рекристаллизации. Рентгенофазовый анализ керамики, полученной во всех режимах спекания, показал, что она полностью состоит из тетрагональной модификации диоксида циркония; следы низкотемпературной модификации отсутствуют (рис. 4.57).

Для керамики YSZ [37] было обнаружено экстремальное влияние режимов УЗ-прессования на размер её зерна. Существует оптимальное значение мощности УЗ-воздействия и давления прессования, при которых после спекания изделий в стандартных условиях (в атмосферной печи при температуре 1500 °C) наблюдается формирование мелкозернистой структуры с приемлемым для конструкционного применения значением остаточной пористости.

Образцы керамики YSZ после спекания методом ЭЛС имеют среднюю плотность 95 % от теоретического значения (максимальное значение плотности достигало 97,3 %). После спекания поверхность образцов керамики ровная, глянцевая. Микроскопическое исследование свободной поверхности образцов подтвердило обнаруженную ранее тенденцию к уменьшению размеров зерна керамики, полученной с применением метода УЗ-прессования (рис. 4.58). При этом спекание в максимальных режимах облучения образцов, полученных в процессе прессования при максимальном значении мощности, позволило дополнительно уменьшить средний размер поверхностных зёрен с 2,4 до 0,7 µm.

Высокое качество поверхности образцов керамики YSZ, спечённых методом ЭЛС, позволило провести методом индентирования анализ их микротвёрдости и упругопластических характеристик. В частности, средняя поверхностная микротвёрдость для этих образцов керамики составила величину 13,71 Hv; максимальное значение микротвёрдости 15,94 Hv обнаружено на образце, изготовленном при мощности УЗ-воздействия 2 kW и продолжительности ЭЛС 20 min. Относительная доля упругой составляющей работы деформации определена в диапазоне от 48 до 55 %; коэффициент текучести составил от 1,52 до 1,83 %. Глубина погружения индентора (четырёхгранного алмазного наконечника Виккерса) при нагрузке индентирования 2000 mN составила величину до 3,5 µm.

Анализ поперечного скола образцов YSZ (рис. 4.59) обнаружил

равномерную мелкозернистую структуру с минимальной остаточной пористостью. При этом средние величины зерна керамики и её плотности имеют вполне устойчивую корреляцию (рис. 4.60), характерную для обычного спекания. Режимами ЭЛС можно регулировать размер зёрен в объёме керамики в достаточно широких пределах от 0,7 до 24 µm при сравнительно небольших отклонениях значений средней плотности от 97,3 до 93,6 %. Примечательно, что величина зёрен и плотность керамики имеют экстремальную зависимость, которая проявляется не только от режимов УЗ-прессования, но и от режимов ЭЛ-воздействия. В частности, зависимость плотности образцов от интегральной энергии их спекания методом ЭЛС проявляет максимум в области значений 6–10 МЈ (рис. 4.61). Аналогичная зависимость наблюдается и для среднего размера зерна в объёме спечённых образцов.



Рисунок 4.59 – Изображения внутренней зёренной структуры керамики, спечённой при различных значениях энергии ЭЛС: *a* – 8,4 MJ; *б* – 5,5 MJ.

Глава 4



Рисунок 4.60 – Зависимость среднего размера *d* зерна от плотности р керамики, спечённой методом ЭЛС в различных режимах.



Рисунок 4.61 – Зависимость среднего размера *d* зерна (1) и плотности ρ керамики (2) от энергии *W* ЭЛС.

Следует отметить ещё одну особенность структуры керамики, спечённой методом ЭЛС. На поверхности всех изученных образцов в процессе ЭЛС образуется явно выраженный и имеющий достаточно чёткие границы слой толщиной около 11 µm, имеющий менее плотную и более мелкозернистую структуру, чем структура внутреннего объёма (рис. 4.62). Возникновение такого слоя может быть связано с накоплением заряда частиц порошкового тела, взаимное сближение которых в процессе дальнейшего стекания ограничено кулоновским отталкиванием. При этом следов расслоения или откола такого слоя не обнаруживается.



Рисунок 4.62 – Изображения поверхностной пористой структуры на сколе керамики YSZ, спечённой методом ЭЛС: на правом рисунке обозначен линейный размер X пористого слоя.

Кроме того, сравнение размера указанного слоя с глубиной индентирования при измерении упругопластических свойств и твёрдости показывает, что его прочностные свойства сравнимы со свойствами беспористой основы.

4.6 Импульсная обработка керамических материалов

Интенсивное развитие техники генерации широкоапертурных электронных пучков (электронных пучков большого сечения) связано с перспективностью их использования для обработки поверхностей с большой площадью. Такая обработка пучками в вакууме и остаточной атмосфере различных газов используется в радиационных технологиях [40, 41], термической обработке различных материалов [42–47], нанесении покрытий [48–50].

Привлекательность и эффективность применения широкоапер-

турных форвакуумных электронных источников в технологических приложениях обусловлена достижением в этих источниках необходимых параметров самого пучка. К таким параметрам следует, прежде всего, отнести энергию электронов, полный ток пучка и плотность тока в нем, а также однородность распределения плотности тока по его сечению.

При обработке мишени импульсным электронным пучком с относительно небольшой скважностью импульсов результат воздействия во многом определяется достигнутой плотностью энергии пучка в импульсе. Поскольку неоднородность распределения плотности тока по сечению электронного пучка приведет к неравномерной обработке поверхности мишени, изучение методов для достижения однородного распределения плотности тока в пучке в форвакуумных плазменных источниках представляется важной задачей. Уникальная возможность электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов требует проведения дополнительных исследований по изучению этого процесса. Прежде всего, необходимо определить и обеспечить оптимальные параметры импульсного электронного источника, необходимые и достаточные для эффективной и высокопроизводительной обработки этих материалов.

Из предыдущих работ по электронно-лучевой обработке диэлектрических поверхностей [15, 19], выполненных с использованием непрерывных и импульсных форвакуумных электронных пучков, следует, что поверхностный заряд, вносимый пучком на поверхность, эффективно «снимается» вторичной плазмой пучка. Изучение поведения отрицательного потенциала на поверхности в зависимости от тока пучка, длительности и частоты следования импульсов, энергии электронов и давления газа позволило определить и оптимизировать параметры импульсного форвакуумного электронного источника, применяемого для обработки диэлектриков и, в частности, для керамики.

Однако одной реализации возможности обработки поверхности диэлектриков импульсным форвакуумным электронным пучком недостаточно для обоснования технологических достоинств этого метода. Важно экспериментально показать, что такая обработка позволяет целенаправленно изменять свойства поверхности, и тем самым обосновать перспективность использования таких пучков для процесса обработки диэлектрических материалов, наиболее перспективной из которых является керамика. Импульсная электронно-лучевая модификация материалов обусловлена быстрым нагревом и охлаждением тонкого поверхностного слоя обучаемой пучком мишени. Поэтому при обработке металлов импульсным электронным пучком удается достичь существенного улучшения твердости и коррозионной стойкости поверхности [51, 52]. До последнего времени номенклатура материалов, подвергающихся импульсной электронно-лучевой обработке, ограничивалась металлами, сплавами и другими материалами с заметной электрической проводимостью. Расширение области промышленного применения материалов с малой электропроводностью, прежде всего высокотемпературных керамики, обусловливает необходимостью качественного улучшения их поверхностных свойств. Использование импульсных электронных пучков представляется одним из наиболее привлекательных методов решения этих задач.

В литературе приводятся сведения об успешном применении импульсных ионных [53] и электронных [52] пучков для модификации поверхности керамики. Достигнутый для импульсных форвакуумных источников уровень плотности энергии электронов в импульсе порядка 10 J/cm² оказывается более чем достаточным для поверхностной модификации керамики. Поскольку, как было показано в предыдущей главе, в форвакуумном диапазоне давлений при облучении непроводящей мишени импульсными электронными пучками установившийся плавающий потенциал мишени не превышает десятой доли от величины ускоряющего напряжения [15], то это открывает возможность непосредственной импульсной обработки керамических материалов электронным пучком с фиксированной энергией.

Эксперименты проводились с использованием плазменного источника электронов на основе разряда с полым катодом, созданного для работы в форвакуумной области давлений [54]. Электронный источник обеспечивал генерацию цилиндрического пучка с эмиссионной поверхности диаметром 5 сm. Фокусировка магнитным полем обеспечивала плотность тока пучка вплоть до 20 A/cm². Хотя схема питания и конструкция электронного источника обеспечивали регулировку длительности импульса и частоты повторения в широких диапазонах: (10–1000) µs и (0,1–50) Hz, соответственно в данных экспериментах использовались импульсы с длительностью порядка 50 µs при частоте их следования в единицы герц. Такой режим обработки не приводил к раскалыванию керамики из-за резкого нагрева и позволял легко изменять количество импульсов, число которых варьировалось от 50 до 500. Ускоряющее напряжение электронного источника поддерживалось постоянным и равным 15 kV. Плотность энергии пучка в импульсе, таким образом, могла превышать 10 J/cm². Давление остаточного газа (воздуха) составляло (8–10) Ра. При таких параметрах электронного пучка и величине остаточного давления установившийся за время импульса плавающий потенциал изолированной мишени хотя и оставался отрицательным, но по своей абсолютной величине не превышал (1-2) kV, что составляло (10–15) % от величины ускоряющего напряжения.

В качестве тестируемого объекта были выбраны пластины толщиной 1 мм из керамики BK95-1 на основе оксида алюминия. Морфология поверхности изучалась с помощью трехмерного бесконтактного профилометра Micro Measure 3D Station. Твердость измерялась микротвердомером Виккерса ZHV1-М. Сканирующий электронный микроскоп «Hitachi TM1000», а также оптические микроскопы MБС-10 и «JJ-Optics Digital Lab» были использованы для определения толщины модифицированного слоя.



Рисунок 4.63 – Поперечный скол керамики, обработанной электронным пучком. Плотность энергии в импульсе - 10 J/cm², общее количество импульсов - 300. Как показали предварительные эксперименты, обработка керамических пластин даже в режиме одиночных импульсов с плотностью энергии выше 10 J/cm² приводила к растрескиванию пластин из-за возникающих термических напряжений. В связи с этим был выбран частотно-периодический режим облучения (1 Hz), в котором плотность энергии в импульсе 10 J/cm² была определена как максимально допустимая. Результатом облучения керамики электронным пучком стало образование в приповерхностной области слоя со структурой, отличной от структуры исходного материала [55] (рис. 4.63).

Толщина этого модифицированного слоя возрастала с увеличением числа импульсов (рис. 4.64). Совокупность предварительных экспериментов дает основание утверждать, что толщина этого слоя увеличивается при увеличении ускоряющего напряжения, длительности импульса, частоты их следования и плотности тока в фокусе. При мощности в пучке ниже определенного значения слой исчезает. Указанные результаты позволяют идентифицировать этот слой как область плавления керамики при воздействии импульсного электронного пучка.



Рисунок 4.64 – Толщина переплавленного слоя керамики как функция числа импульсов: *I* – расчет (см. далее); *2* – эксперимент. Плотность энергии в импульсе 10 J/cm².

Модифицированная поверхность керамики заметно сглаживалась (рис. 4.65), что может указывать на оплавление острых пиков. Еще один результат состоит в повышении твердости приповерхностного слоя (рис. 4.66). Этот результат не относится к категории неожиданных, поскольку аналогичный эффект наблюдался, например, в работе [27] и объяснялся структурно-фазовыми изменениями при плавлении и последующей кристаллизации. Но поскольку плавление поверхностного слоя протекает за времена, много меньшие периода следования импульсов, то возрастание толщины модифицированного слоя с увеличением числа импульсов требует объяснения. С этой целью было проведено моделирование тепловых процессов в керамике при воздействии на ее поверхность ускоренного электронного пучка [55].



Рисунок 4.65 – Профилограммы поверхности керамики до (*a*) и после (б) облучения. Плотность энергии в импульсе – 10 J/cm², число импульсов - 100.

При проведении моделирования представлялось целесообразным оценить характер распределения температуры в облучаемом образце как для одиночного импульса, так и для серии импульсов. Задача решалась в одномерном приближении с учетом следующих допущений: импульс электронного тока имеет прямоугольную форму; энергия электронов соответствует ускоряющему напряжению. Результаты расчетов дали основания утверждать, что за время между импульсами, равное 1 s, температура выравнивается по всему объему облучаемого образца, если его толщина порядка 1 mm. От импульса к импульсу эта температура возрастает на единицы градусов. Таким образом, для каждого последующего импульса повышается уровень, от которого рассчитывается распределение температуры. Это обстоятельство и вызывает возрастание толщины переплавленной области.



Рисунок 4.66 – Распределение микротвердости *H* по глубине *x* образца. Плотность энергии в импульсе – 10 J/cm², число импульсов – 100.

На рис. 4.67 приведены рассчитанные температурные профили, которые устанавливаются после 100 и 500 импульсов соответственно. На каждой из кривых четко выделяются два участка, из которых левый описывает расплавленную, а правый – нерасплавленную область. Указанное обстоятельство дало возможность построить зависимость толщины расплавленной области от числа импульсов (кривая *l* на рис. 4.67). Можно заметить, что характер расчетной зависимости неплохо согласуется с экспериментальными результатами.



Рисунок 4.67 – Пространственное распределение температуры к концу последнего импульса при их числе 100 (1) и 500 (2). Плотность энергии в импульсах одинаковая и равна 10 J/cm².

Для исследования структурных преобразований при импульсном электронном облучении [56] были взяты образцы керамики М7 (массовый состав: Al₂O₃ – 94 %, 6 % (Fe₂O₃ не более 0,08 %, CaCO₃, SiO₂, связка: парафин, воск), плотность 3,5 g/cm³), имевшие форму дисков диаметром 25 и толщиной 3 mm. В экспериментах реализовалось два режима облучения, отличающихся частотой повторения импульсов тока пучка *f*. В первом случае величина *f* была 1 puls/s, во втором – 10 puls/s. Выбор для второго случая столь продолжительного временного промежутка между импульсами был связан с необходимостью обеспечения условий полного остывания обрабатываемого керамического образца в промежутке между импульсами тока пучка.

Для исследования морфологии поверхности анализировались данные сканирующей электронной микроскопии, полученные в Наноцентре Национального исследовательского Томского политехнического университета с помощью растрового электронного микроскопа высокого разрешения JSM-7500FA (JEOL), причем одновременно, с помощью приставки энергодисперсионного элементного анализа, проводилась оценка поверхностной сегрегации после электронно-лучевой обработки. Испарение керамики в процессе обработки импульсным электронным пучком изучалось взвешиванием образцов на аналитических весах до и после облучения.

В табл. 4.3 приведены результаты взвешивания керамических образцов до и после обработки различным числом импульсов (ток разряда - 50 A, ток эмиссии – 50 A, ускоряющее напряжение – 10 kV, давление – 4 Pa). Как можно заметить, при числе импульсов, равном 10, с периодом следования 1 s, уноса материала не наблюдается. Большее число импульсов облучения вызывает заметное снижение массы образца. Вместе с тем при увеличении периода следования импульсов до 60 s унос материала не зафиксирован даже при 100 импульсах облучения. Результаты измерения уноса массы керамики при частоте следования импульсов 1 Hz представлены в табл. 4.4.

№ образ- ца	Период следования импульсов, s	Масса исходная, g	Масса по- сле 10 им- пульсов, g	Масса после 30 импуль- сов, g	Масса после 100 импуль- сов, g							
1	1	4,125			4,080							
2	1	4,330	4,330									
3	60	4,240			4,240							
4	1	4.340		4.330								

Таблица 4.3 – Результаты измерения массы керамических образцов до и после облучения. Ток эмиссии – 50 А, ускоряющее напряжение – 10 kV, давление – 4 Ра

Таблица 4.4 – Унос массы керамических образцов в зависимости от числа импульсов при частоте их следования 1 Hz

Число импульсов	10	30	100
Унос массы, мд	0	10	45

Отсутствие уноса массы даже при 100 импульсах облучения при частоте следования импульсов ниже 1 pulse/min подтверждает сделанный на основании расчетов в работе [55] вывод о решающей роли температуры всего образца, которая возрастает с увеличением числа импульсов пучка. Начиная с некоторого импульса поверхностный слой керамики успевает прогреться до температуры, превышающей температуру испарения, что и вызывает унос вещества. Снимки, выполненные в растровом микроскопе, позволяют проследить эволюцию поверхности керамики. Структура исходной поверхности керамики (рис. 4.68) состоит из преимущественно равноосных зёрен размером от 0,5 до 7 µm и содержит полости, обеспечивающие остаточную пористость до 10 %. Облучение исследуемого материала электронным пучком при числе импульсов, равном 10, при частоте следования их 1 Hz не приводит к уносу материала керамики за счет испарения, но существенным образом изменяет вид поверхности. Она представляет собой застывший после расплавления слой (рис. 4.69). Причем на поверхности этого слоя обнаруживаются чешуйки размером порядка 100 мкм (рис. 4.69, а). Рассмотрение поверхности образцов при большем увеличении (рис. 4.69, б) позволяет заметить в этих чешуйках существование плотно упакованных областей размером в единицы микрометров. Это дает основания к предположению о рекристаллизации после плавления исходных кристаллитов.



Рисунок 4.68 – Поверхность исходной керамики. Увеличение: $a - 200; \ 6 - 10 \ 000 \ pas.$



a



б Рисунок 4.69 – Поверхность керамики, обработанной 10 импульсами. Плотность энергии в импульсе - 10 J/cm². Частота следования импульсов – 1 Hz. Увеличение: *a* – 50; *δ* – 5 000 раз.

274_____

Глава 4



Рисунок 4.70 – Поверхность керамики, обработанной 100 импульсами. Плотность энергии в импульсе - 10 J/cm². Частота следования импульсов – 1 Hz. Увеличение: *a* – 200; *б* – 25 000 раз.

На поверхности образцов, подвергнутых облучению ста импульсами (рис. 4.70, а), наблюдаются два типа участков, на одних из которых переплавленный слой присутствует, а на других этот слой удален. Переплавленный слой плотно упакован вытянутыми элементами (рис. 4.70, б) длиной (0,5-1,5) µm и поперечным размером (0,1-0,2) µm. Эти участки, по-видимому, ответственны за повышение микротвердости обработанных образцов. Аналогичная структура обнаруживается и на поперечном сколе облученных образцов (рис. 4.71), что дает основания к выводу о том, что кристаллиты вытянуты в направлении, перпендикулярном поверхности. Обратим внимание на тот факт, что в [27] характерные размеры кристаллитов, образованных при обработке керамики импульсным электронным пучком, определены как (40-50) nm. Если не принимать во внимание недостаточную точность используемого в этом случае экспериментального оборудования, то остается предположить, что такое расхождение связано с различным составом обрабатываемых керамик.



Рисунок 4.71 – Скол поверхностной области керамики. Количество импульсов - 100. Частота повторения импульсов - 1 Нz. Ток эмиссии – 50 А; ускоряющее напряжение – 10 kV; давление – 6 Ра.

На рис. 4.72 представлены спектры характеристического излучения исходной (a) и обработанной (δ) электронным пучком керамики. Приведенные спектры позволяют выявить существенное снижение интенсивности пика кремния (пик – 1,74 keV) и кальция (пик - 3,7 keV) в облученной керамике по сравнению с исходной. Энергодисперсионный элементный анализ исследуемой керамики до и после электронно-лучевой обработки также подтверждает эффект поверхностной сегрегации примесей - оксидов кремния и кальция, присутствующих в исходных образцах в количестве до 1 ат.%. После электронно-лучевой обработки в рекристаллизованном слое наблюдается существенное снижение содержания диоксида кремния вплоть до неразличимых методом значений. Указанный эффект может быть объяснен первоочередным испарением этих примесей при плавлении керамики под воздействием электронного пучка.



Рисунок 4.72 – Спектры характеристического рентгеновского излучения исходной (*a*) и обработанной (*б*) керамики. Количество импульсов - 100. Частота повторения импульсов - 1 Hz. Ток эмиссии – 50 A, ускоряющее напряжение – 10 kV, давление – 6 Pa, плотность энергии в импульсе – 3 J/cm².

Результаты проведенных исследований показали технические возможности импульсной электронно-лучевой модификации поверхности непроводящих материалов, в том числе и различных керамик. Использование для этих целей форвакуумных плазменных источников электронов обеспечивает энергетическую эффективность воздействия на диэлектрики, при которой отражение быстрых электронов пучка несущественно. Сопоставление экспериментальных и расчетных зависимостей указывает на целесообразность достижения необходимого эффекта воздействия в «многоимпульсном» режиме облучения с плотностью энергии в импульсе, не превышающей 10 J/cm². Такой режим позволяет избежать механического разрушения образца, наблюдаемого из-за возникающих термических напряжений в случае одиночных импульсов с высокой плотностью энергии. Достигаемое значение температуры в приповерхностной области облучаемого объекта повышается по мере набора импульсов. В зависимости от выбранных параметров электронного пучка кривая распределения температуры по глубине к концу импульса оказывается либо монотонно спадающей, либо содержащей участки постоянной температуры, соответствующие фазовым переходам. Увеличение энергии в импульсе приводит не к возрастанию толщины расплавленной области, а к более резкому повышению температуры и, как следствие, к уносу вещества за счет испарения. Указанное обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что для увеличения глубины модифицированной области предпочтительнее использовать увеличение количества импульсов, а не повышение энергии пучка в импульсе.

Литература к главе 4

1. *Бурачевский Ю.А.* Анодирование алюминия и кремния в плазме несамостоятельного тлеющего разряда / Ю.А. Бурачевский, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // Прикладная физика. – 2011. – Вып. 2. – С. 23–26.

2. *Пархутик В.П*. Плазменное анодирование: Физика, техника, применение в микроэлектронике / В.П. Пархутик, В.А. Лабунов. – Минск: Навука і техніка, 1990. – 280 с.

3. *Hess D.W.* Plasma-assicted oxidation, anodization, and nitridation of silicon // IBM Journal of Research and Development. – 1999. – Vol. 43, №1/2. – P. 127–145.

4. Васильев В.В. Плазмохимическое осаждение пленок диоксида и нитрида кремния для пассивации поверхности КРТ / В.В. Васильев, А.В. Войцеховский, Ф.Н. Дудьцев и др. // Прикладная физика. – 2007. – № 5. – С. 62–66.

5. *Kuzik L.A.* Effect of a noble metal coating on a naturalaluminum oxide film / L.A. Kuzik, V.A. Yakovlev // Thin Solid Films. – 1999. – №340. – P. 288–291.

6. *Burachevsky Yu.A.* Parameters of electron beam and hollow cathode discharge plasmas at fore-pump pressure for silicon nitride films growth / Yu.A. Burachevsky, D.B. Zolotukhin, V.A. Burdovitsin, M.V. Fedorov // Electrotechnica & Electronica. – Bulgaria: Publisher CEEC, 2012 – Vol. 47, № 5–6. – P. 188–191.

7. *Burdovitsin V.A.* Silicon Nitride and Oxynitride Films Prepared by Ion Beam Reactive Sputtering // Thin Solid Films. – 1983. – Vol. 105. – P. 197.

8. Nanoscience. Nanotechnologies and nanophysics / Ed. C. Dupas, P. Houdy, M. Lahmani. – Berlin-Heidelberg: Springer-Verlag, 2007. – P. 300–313.

9. Козлов Г.И. Синтез одностенных углеродных нанотрубок в расширяющемся парогазовом потоке продуктов лазерной абляции графита с катализатором / Г.И. Козлов, И.Г. Ассовский // ЖТФ. – 2003. – Т. 73, № 11. – С. 76–82.

10. Косаковская З.Я. Нанонитевидные углеродные структуры / З.Я. Косаковская, Л.А. Чернозатонский, Е.А. Федоров // Письма в ЖЭТФ. – 1992. – Т. 56, № 1. – С. 26–30.

11. *Елецкий А.В.* Углеродные нанотрубки и их эмиссионные свойства / А.В. Елецкий, Б.М. Смирнов // УФН. – 1995. – Т. 165, № 9. – С. 977–1009.

12. Dresselhaus M.S. Raman Spectroscopy of Carbon Nanotubes / M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, R. Saito, A. Jorio // Physics Reports. – 2005. – Vol. 409. – P. 47–99.

13. *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.

14. Климов А.С. О возможности применения электронного пучка для обработки диэлектрических материалов // Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современные техника и технологии», 24–28 марта 2008 г.: сб. трудов: в 3 т. – Т. 3. – Томск: Изд-во ТПУ, 2008. – С. 66–68.

15. *Медовник А.В.* Электронно-лучевая обработка керамики / А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, Е.М. Окс // Физика и химия обработки материалов. – 2010. – № 3. – С. 39–44.

16. *Бурдовицин В.А*. Потенциал диэлектрической мишени при ее облучении импульсным электронным пучком в форвакуумной области давлений / В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс и др. // ЖТФ. – 2012. – Т. 82, № 10. – С. 103–108.

17. *Burdovitsin V.A.* 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. – Vol. 19. – P. 055003.

18. *Бурдовицин В.А.* Параметры «плазменного листа», генерируемого ленточным электронным пучком в форвакуумной области давлений / В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс, М.В. Федоров // Изв. вузов. Физика. – 2004. – №3. – С. 74–77.

19. *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, вып. 11. – С. 61–66.

20. Балкевич В.Л. Техническая керамика: учеб. пособие для втузов. – 2-е изд., перераб. и доп. / В.Л. Балкевич. – М.: Стройиздат, 1984. – 256 с.

21. *Батыгин В.Н.* Вакуумно-плотная керамика и ее спаи с металлами / В.Н. Батыгин, И.И. Метелкин, А.М. Решетников. – М.: Энергия, 1973. – 409 с.

22. Скробов Е.В. Особенности плавления керамики под воздействием электронного пучка / Е.В. Скробов, В.А. Бурдовицин, А.К. Гореев и др. // Физика и химия обработки материалов. – 2011. – №5. – С. 10–14.

23. *Рыкалин Н.Н.* Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов / Н.Н. Рыкалин, А.А. Углов, И.В. Зуев, А.Н. Кокора. – М.: Машиностроение, 1985. – 496 с.

24. Wu D. Numerical study on modification of ceramic coatings by high-intensity pulsed ion beam / D. Wu, C. Liu, X.P. Zhu, M.K. Lei / Vacuum. – 2009. – Vol. 83, N 1. – P. 198–200.

25. *Самарский А.А.* Вычислительная теплопередача / А.А. Самарский, П.Н. Вабишевич. – М.: Едиториал УРСС, 2003. – 784 с.

26. *Таблицы* физических величин / ред. И.К. Кикоин. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.

27. Коваль Н.Н. Наноструктурирование поверхности металлокерамических и керамических материалов при импульсной электронно-пучковой обработке / Н.Н. Коваль, Ю.Ф. Иванов // Изв. вузов. Физика. – 2008. – Т. 51, № 5. – С. 60-70.

28. Гореев А.К. Электронно-лучевая сварка керамики с металлом с использованием форвакуумного плазменного источника электронов / А.К. Гореев, В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, Е.М. Окс // Перспективные материалы. – 2012. – №3. – С. 77–80.

29. Зенин А.А. Электронно-лучевая пайка алюмооксидной керамики с металлом с применением форвакуумного плазменного источника электронов / А.А. Зенин, А.С. Климов // Доклады ТУСУРа. – 2013. – Т. 1(27), ч. 1. – С. 10–13.

30. *Burdovitsin V.A.* Features of Ceramic Material Welding by Ribbon Electron Beam under Fore-vacuum Pressure / V.A. Burdovitsin, E.M. Oks, A.S. Klimov, A.K. Goreev // Proceedings of 10th Conference on Modification of Materials with Particle beams and Plasma Flows. – Tomsk, Russia, 2010. – P. 239–242.

31. Осипов В.В. Оптическая Nd₃+Y₂O₃ керамика из нанопорошков, спрессованных статическим давлением с ультразвуковым воздействием / В.В. Осипов, О.Л. Хасанов, В.А. Шитов и др. // Российские нанотехнологии. – 2008. – Т. 3, № 7–8. – С. 474–480.

32. *Sun Chen-Nan*. Electron Beam Sintering of Zirconium Diboride / Chen-Nan Sun, C. Gupta Mool, M.B. Karen // Journal of the American Ceramic Society. – 2010. – Vol. 93, № 9. – P. 2484–2486.

33. Шишковский И.В. Лазерный синтез огнеупорной керамики из порошков АІ и ZrO₂ / И.В. Шишковский, В.И. Щербаков, А.Л. Петров // Физика и химия обработки материалов. – 2001. – № 3. – С. 45–48.

34. Анненков Ю.М. Технология получения оксидной нанокерамики методами высокоинтенсивного воздействия / Ю.М. Анненков, А.С. Ивашутенко // Изв. вузов. Физика. – 2011. – № 1–2. – С. 37–39.

35. *Burdovitsin V.A.* Electron beam treatment of non-conducting materials by a fore-pump-pressure plasma-cathode electron beam source / V.A. Burdovitsin, A.S. Klimov, A.V. Medovnik, E.M. Oks // Plasma Sources Science and Techno-logy. – 2010. – Vol. 19, № 5. – P. 20–26.

36. Хасанов О.Л. Ультразвуковая обработка наноструктурных порошков для изготовления циркониевой технической керамики / О.Л. Хасанов, Ю.П. Похолков, В.М. Соколов и др. // Перспективные материалы. – 2000. – № 1. – С. 50–55.

37. *Burdovitsin V*. Electron Beam Sintering of Zirconia Ceramics / V. Burdovitsin, E. Dvilis, A. Zenin et al. // Advanced Materials Research. – 2014. – Vol. 872. – P. 150–156.

38. *Казаков А.В.* Электронно-лучевой синтез диоксидциркониевой керамики / А.В. Казаков, А.С. Климов, А.А. Зенин // Доклады ТУСУРа. – 2012. – Т. 2(26), ч. 2. – С. 186–189.

39. Burdovitsin V.A. Fore-vacuum plasma-cathode electron sources / V.A. Burdovitsin, E.M. Oks // Laser and particle beams. -2008. - Vol. 26, N = 4. - P. 619-635.

40. *Рябухин Ю.С.* Ускоренные пучки и их применение / Ю.С. Рябухин, А.В. Шальнов. – М.: Атомиздат, 1980. - 280 с.

41. Алимов А.С. Компактный линейный ускоритель электронов для радиационных технологий / А.С. Алимов, Б.С. Ишханов, В.И. Шведунов // Вестник Московского университета. Сер. 3. Физика, Астрономия. – 2008. – № 4. – С. 28-30.

42. Коваль Н.Н. Установка для обработки поверхности металлов электронным пучком / Н.Н. Коваль, В.Н. Девятков, П.М. Щанин и др. // Приборы и техника эксперимента. – 2005. - №1. - С. 135–140.

43. Горшков О.А. Поверхностное термоупрочнение металлов концентрированным пучком электронов низких энергий в воздухе атмосферного давления / О.А. Горшков, Р.Н. Ризаханов // Изв. Российской академии наук. Энергетика. -2004. - № 1. - С. 137-142.

44. *Кульментьева О.П.* Влияние импульсной плазменной обработки и обработки сильноточным пучком электронов на структуру и свойства покрытий на основе никеля / О.П. Кульментьева, А.Д. Погребняк // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2008. - № 6. - С. 35-56.

45. Архипов А.В. Исследование интенсивных импульсных электронных пучков большого сечения / А.В. Архипов, В.Г. Ковалев, М.В. Мишин и др. // Изв. вузов. Радиофизика. – 2004. – Т. 47, № 5-6. – С. 471-479.

46. Полетика И.М. Формирование упрочняющих покрытий методом наплавки в пучке релятивистских электронов / И.М. Полетика, М.Г. Голковский,

М.Д. Борисов и др. // Физика и химия обработки материалов. – 2005. – № 5. – С. 29-41.

47. Колубаев Е.А. Модифицирование структуры поверхностного слоя конструкционной стали ударным ультразвуковым и импульсным электроннолучевым воздействиями / Е.А. Колубаев, О.В. Сизова, А.И. Толмачев и др. // Физическая мезомеханика. – 2004. – Т. 7, № 2 (спец.). – С. 165–168.

48. *Ахмадеев Ю.Х.* Азотирование технического чистого титана в тлеющем разряде с полым катодом / Ю.Х. Ахмадеев, И.М. Гончаренко, Ю.Ф. Иванов и др. // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31, № 13. – С. 24-30.

49. Полетика И.М. Создание упрочняющих покрытий электронно-лучевой наплавкой и последующей импульсной обработкой электронным пучком / И.М. Полетика, С.Ф. Гнюсов, М.Г. Голковский и др. // Упрочняющие технологии и покрытия. – 2011. – № 1. – С. 15-22.

50. Абзалова Г.И. Нанесение равномерных по толщине покрытий на большие поверхности методом электронно-лучевого испарения в вакууме / Г.И. Абзалова, Р.С. Сабиров, А.В. Михайлов // Оптический журнал. – 2005. – Т. 72, № 10. – С. 76-78.

51. *Proskurovsky D.I.* Application of Low-Energy, High-Current Electron Beams for Surface Modification of Materials / D.I. Proskurovsky, V.P. Rotstein, G.E. Ozur // Proc. of 11th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. – Prague, Czech Rep., 1996. – Vol. 1. – P. 259-262.

52. *Proskurovsky D.I.* Use of Low-Energy, High-Current Electron Beams for Surface Treatment of Materials / D.I. Proskurovsky, V.P. Rotstein, G.E. Ozur // Surface and Coatings Technology. – 1997. – Vol. 96, № 1. – P. 117-122.

53. Salvadori M.C. On the electrical conductivity of Ti-implanted alumina / M.C. Salvadori, F.S. Teixeira, M. Cattani et al. // Journal of Applied Physics. - 2012. - Vol. 111, $N_{\rm P}$ 6. - P. 063714 (6).

54. *Медовник А.В.* Формирование импульсного электронного пучка в системе с плазменным катодом в форвакуумной области давлений / А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53, №2. – С. 27–32.

55. Бурдовицин В.А. Модификация поверхности керамики импульсным электронным пучком, генерируемым форвакуумным плазменным источником / В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс, Е.В. Скробов, Ю.Г. Юшков // Перспективные материалы. – 2011. – № 6. – С. 77–82.

56. Бурдовицин В.А. Структура поверхности алюмооксидной керамики при облучении импульсным электронным пучком / В.А. Бурдовицин, Э.С. Двилис, А.В. Медовник и др. // ЖТФ. – 2013. – Т. 83, вып. 1. – С. 117–120.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Под форвакуумом подразумевается область давлений, достигаемая при использовании только одной степени механических средств откачки. К форвакуумным плазменным источникам электронов относятся устройства, обеспечивающие отбор электронов из плазмы, формирование и ускорение электронов пучка в области повышенных давлений форвакуумного диапазона. Переход плазменных источников электронов в область форвакуумных давлений (1-100 Ра) обусловливает появление дополнительных особенностей функционирования этих устройств и накладывает ряд ограничений. Отметим в первую очередь изобарический режим работы форвакуумных плазменных источников электронов, при котором давление в разрядном и ускоряющем промежутках практически одинаково. В форвакуумных плазменных источниках электронов использование разрядных систем в скрещенных ЕхН полях затруднено из-за более заметного влияния рассеянного магнитного поля на электрическую прочность ускоряющего промежутка. Именно поэтому в этих устройствах для генерации эмиссионной плазмы используется тлеющий разряд с полым катодом и дуговой разряд с катодным пятном. Разряд с полым катодом реализован в импульсном и непрерывном режимах, тогда как дуговой разряд - только в импульсном режиме. Высоковольтный тлеющий разряд (ВТР), возникающий в ускоряющем промежутке форвакуумного источника электронов, способствует зажиганию плазмообразующего разряда в электронном источнике. Заметное влияние тока ВТР на напряжение зажигания наблюдалось для тлеющего разряда с полым катодом. При использовании дугового разряда это влияние существенно ниже. Для тлеющего разряда с цилиндрическим полым катодом, используемого в форвакуумном плазменном источнике при относительно низких давлениях, наблюдается растущая вольт-амперная характеристика. Повышение давления приводит к уменьшению самой величины напряжения горения, а также снижает крутизну ВАХ. В дуговой разрядной системе форвакуумного источника электронов в течение импульса тока дуги возможны два режима (стадии) горения дугового разряда, отличающихся напряжением горения дуги. Начальная стадия тока разряда характеризуется более высоким напряжением горения. Переход от первой (начальной) стадии ко второй сопровождается заметным падением величины напряжения горения. При этом в плазме доминируют ионы материала катода.

Для плазменного катода, функционирующего в области повышенных давлений форвакуумного диапазона, специфика отбора электронов из плазмы (возможность эмиссии электронов как с открытой поверхности плазмы, так и через потенциальный барьер, а также влияние эмиссии электронов на параметры плазмы и разряда) проявляется в полной мере. По сравнению с традиционными источниками электронов с плазменным катодом, функционирующими в области давлений до 0,1 Ра, для форвакуумных плазменных источников на эмиссионные свойства плазмы и электрическую прочность ускоряющего промежутка заметное влияние оказывает обратный поток ионов из плазмы, генерируемой в области транспортировки ускоренного электронного пучка. К обратному ионному потоку из пучковой плазмы добавляется ионный поток из анодной плазмы паразитного высоковольтного тлеющего разряда (ВТР), ток которого при столь высоких давлениях становится соизмеримым с током ускоренного электронного пучка. Именно поэтому максимальные значения тока электронного пучка и величины ускоряющего напряжения, а также достижение предельного рабочего давления форвакуумных плазменных источников электронов связаны с реализацией условий, снижающих ток ВТР.

Использование специальных технических решений электродной системы ускоряющего промежутка обеспечило возможность эффективной генерации электронных пучков при максимальных давлениях 100 Ра (воздух) и 140 Ра (гелий). На основе проведенных исследований в форвакуумной области давлений особенностей горения разряда, эмиссии электронов из плазмы, а также процессов формирования, ускорения и транспортировки электронных пучков созданы плазменные источники электронов, обеспечивающие генерацию непрерывных и импульсных электронных пучков различной конфигурации поперечного сечения. При ускоряющем напряжении 15–20 kV

мощность электронного пучка в этих устройствах составляет единицы киловатт, а плотность энергии в импульсе достигает 10 J/cm². Такой уровень выходных параметров форвакуумных плазменных источников электронов обеспечивает возможность их эффективного использования в технологических процессах электронно-лучевой обработки материалов. Специально проведенные измерения плавающего потенциала изолированной мишени при ее обработке в форвакуумной области давлений показали, что, несмотря на высокую энергию электронов, величина плавающего потенциала близка к нулю. Это открывает возможность непосредственной электронно-лучевой обработки диэлектрических материалов, в первую очередь высокотемпературных керамик.

С использованием форвакуумных плазменных источников электронов успешно реализованы электронно-лучевая сварка керамических и металлокерамических изделий, спекание керамических порошков, а также упрочнение поверхностных свойств керамики при импульсном воздействии электронного пучка. Кроме этого, электронные источники такого типа применялись для анодирования и азотирования поверхностей различных материалов и для синтеза углеродных нанотрубок электронно-лучевым испарением графита.

ОГЛ	АВЛ	ЕНИЕ
-----	-----	------

	8
 1.1 Общие принципы и подходы к созданию форвакуумных 	
плазменных источников электронов	9
1.2 Разрядные системы форвакуумных плазменных источников электронов	12
1.2.1 Тлеющий разряд с полым катодом	12
1.2.2 Дуговой разряд	15
1.3 Влияние процессов в ускоряющем промежутке	
на зажигание разряда	17
1.3.1 Особенности зажигания разряда с полым катодом	17
1.3.2 Особенности зажигания дугового разряда	31
1.4 Параметры и характеристики разрядных систем	
для форвакуумных плазменных источников электронов	35
1.4.1 Разряд с полым катодом	35
1.4.2 Импульсный режим функционирования разряда	
с полым катодом	49
1.4.3 Дуговой разряд	54
Литература к главе 1	58
ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИИ	63
2.1 Характеристики форвакуумных плазменных источников электронов	64
2.1.1 Источник аксиально-симметричного непрерывного	
электронного пучка на основе тлеющего разряла с полым	
······································	~ •
католом	64
катодом	64 78
катодом 2.1.2 Источник широкоапертурного импульсного электронного пучка 2.1.3 Источник широкоапертурного импульсного пучка электронов на осно	64 78 ве
катодом 2.1.2 Источник широкоапертурного импульсного электронного пучка 2.1.3 Источник широкоапертурного импульсного пучка электронов на осно дугового разряда	64 78 ве 90
катодом 2.1.2 Источник широкоапертурного импульсного электронного пучка 2.1.3 Источник широкоапертурного импульсного пучка электронов на осно дугового разряда 2.2 Влияние эмиссии электронов на параметры плазмы	64 78 ве 90
катодом 2.1.2 Источник широкоапертурного импульсного электронного пучка 2.1.3 Источник широкоапертурного импульсного пучка электронов на осно дугового разряда 2.2 Влияние эмиссии электронов на параметры плазмы и разряда	64 78 ве 90 96
 катодом	64 78 ве 90 96
 катодом	64 78 ве 90 96
 катодом	64 78 Be 90 96
 катодом	64 78 ве 90 96
 катодом	64 78 Be 90 96
 катодом	64 78 Be 90 96 96
 катодом	64 78 Be 90 96 96
 катодом	90 90 96 96
 катодом	64 78 Be 90 96 96 96
 катодом	64 78 ве 90 96 96 10
 катодом	64 78 Be 90 96 96 10

2.3.1 Пробой межэлектродного промежутка	118
2.3.2 Пробой, обусловленный неустойчивостью плазменной границы	129
2.3.3 Механизм «плазменного» пробоя	133
2.3.4 Предельные параметры и пробой в импульсном режиме генерации	
электронного пучка	137
2.4 Параметры пучковой плазмы, генерируемой в форвакуумной	
области давлений	144
2.4.1 Генерация плазмы сфокусированным электронным пучком	145
2.4.2 Параметры «плазменного листа», создаваемого электронным пучком	154
Литература к главе 2	159
Глава 3 ФОРВАКУУМНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ	
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ	164
3.1 Источники аксиально-симметричных электронных пучков	
3.2 Источники ленточных электронных пучков	.177
3.3 Источники импульсных широкоапертурных электронных пучков	
на основе тлеющего разряла с полым католом	186
3 4 Источники импульсных широкоапертурных электронных пучков на основе	
лугового разряла	193
Дугодого разряда Питература к главе 3	199
Глава 4. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ФОРВАКУУМНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ	
ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ	202
4.1 Анодирование и азотирование	202
4.1.1 Экспериментальная установка и методика эксперимента	
1 2 1	203
4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204
4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение 4.1.3 Азотирование кремния	203 204 208
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение 4.1.3 Азотирование кремния 4.2 Синтез углеродных нанотрубок электронно-лучевым испарением графита 	203 204 208 212
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение 4.1.3 Азотирование кремния 4.2 Синтез углеродных нанотрубок электронно-лучевым испарением графита 4.3 Потенциал изолированной мишени при ее обработке 	203 204 208 212
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение 4.1.3 Азотирование кремния 4.2 Синтез углеродных нанотрубок электронно-лучевым испарением графита 4.3 Потенциал изолированной мишени при ее обработке электронным пучком в форвакуумной области давлений	203 204 208 212 217
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение 4.1.3 Азотирование кремния	203 204 208 212 217 217
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204 208 212 217 218 222
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204 208 212 217 217 218 222 226
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204 208 212 217 217 218 222 226 232
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204 208 212 217 218 222 226 232 234
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204 208 212 217 218 222 226 232 234 235
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204 208 212 217 218 222 226 232 234 235 250
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204 208 212 217 218 222 226 232 232 235 250 254
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204 208 212 217 218 222 226 232 234 235 250 254 254
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204 208 212 217 218 222 226 232 234 235 250 254 263 254
 4.1.2 Результаты экспериментов и их обсуждение	203 204 212 212 217 218 222 226 232 234 235 250 254 263 277

Научное издание

БУРДОВИЦИН Виктор Алексеевич КЛИМОВ Александр Сергеевич МЕДОВНИК Александр Владимирович ОКС Ефим Михайлович ЮШКОВ Юрий Георгиевич

ФОРВАКУУМНЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ЭЛЕКТРОНОВ

Редактор В.Г. Лихачева Компьютерная вёрстка Г.П. Орлова Художник обложки В.С. Куприянов Корректоры Н.А. Сидорова, О.И. Дятлова

Подписано в печать 09.07.2014 г. Формат 60х84¹/₁₆. Бумага офсетная №1. Печать офсетная. Гарнитура «Таймс». Усл. печ. л. 16,8; уч.-изд. л. 16,6. Тираж 250 экз. Заказ 421.

ООО «Издательство ТГУ», 634029, г. Томск, ул. Никитина, 4 ООО «Интегральный переплет», 634040, г. Томск, ул. Высоцкого, 28, стр. 1