

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт сильноточной электроники
Сибирского отделения Российской академии наук
(ИСЭ СО РАН)

На правах рукописи



Кизириди Павел Петрович

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ
В ПУШКАХ СО ВЗРЫВОЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ

Специальность 01.04.04 – физическая электроника

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук,
Озур Г.Е.

Томск – 2021

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Общие принципы генерирования низкоэнергетических сильноточных электронных пучков.....	15
1.1. Формирование плазменного анода.....	16
1.1.1. Формирование плазменного анода с помощью точечных источников плазмы.....	16
1.1.2. Формирование плазменного анода с помощью сильноточного отражательного разряда.....	21
1.2. Возбуждение взрывной эмиссии в плазмонаполненном диоде.....	24
1.3. Формирование и транспортировка низкоэнергетического сильноточного электронного пучка в плазмонаполненном диоде.....	30
1.3.1. Формирование пучка.....	30
1.3.2. Транспортировка пучка.....	34
1.4. О проблемах однородности НСЭП и стабильности работы широкоапертурных взрывоэмиссионных катодов.....	37
1.5. Выводы и постановка задач.....	40
Глава 2. Формирование плазменного анода с повышенной концентрацией заряженных частиц на периферии.....	42
2.1. Гибридный разряд на основе сильноточного отражательного разряда и вакуумных дуг.....	42
2.2. Комбинированный разряд на основе магнетронного и сильноточного отражательного разрядов.....	62
2.3. Импульсный индукционный высокочастотный разряд.....	73
2.4. Выводы по Главе 2.....	81
Глава 3. Улучшение стабильности работы широкоапертурных взрывоэмиссионных катодов.....	84
3.1. Широкоапертурный катод с резистивной развязкой эмиттеров.....	84

3.2. Катодный узел сильноточной электронной пушки с многоканальным инициированием эмиссии пробоем по поверхности диэлектрика.....	94
3.3. Выводы по Главе 3.....	102
Глава 4. Управление распределением плотности энергии низкоэнергетического сильноточного электронного пучка путём изменения конфигурации ведущего магнитного поля.....	104
4.1. Концентраторы магнитного поля.....	104
4.2. Использование постоянных магнитов для обработки массивных немагнитных металлических изделий.....	109
4.3. Выводы по Главе 4.....	119
Заключение.....	121
Список литературы.....	125
Приложение	141

ВВЕДЕНИЕ

Модификация поверхностных слоев материалов пучками заряженных частиц и потоками плазмы является одним из важных направлений развития науки и техники, которое с каждым годом находит всё больше областей применения и позволяет решать обширный круг задач в промышленности, сельском хозяйстве, медицине, экологии. Основными преимуществами пучково-плазменных технологий являются их разнообразие, высокая энергетическая эффективность и экологическая чистота.

Особое место среди методов поверхностной модификации занимают методы, основанные на использовании импульсных высокоинтенсивных пучков заряженных частиц, которые позволяют выделить практически всю энергию пучка в тонком поверхностном слое (от долей до десятков микрон), доводя его до плавления и частичного испарения. При этом происходит интенсивная очистка поверхности от нежелательных примесей, инородных включений, растворенных газов, и её полировка. Благодаря высоким скоростям нагрева и охлаждения (до 10^9 К/с) в поверхностном слое могут происходить такие структурно-фазовые превращения, которые не могут быть реализованы в стационарном режиме (например, формирование неравновесных поверхностных сплавов в системах «пленка-подложка», измельчение кристаллической структуры металлов и сплавов) [1–9].

Перечисленные эффекты позволяют улучшить многие функциональные свойства обрабатываемых изделий: коррозионную стойкость, износостойкость режущего инструмента, узлов трения и штампов, усталостную прочность, а также повысить электрическую прочность вакуумной изоляции в различных высоковольтных устройствах и генераторах мощного СВЧ излучения [10–15].

Среди большого количества установок, предназначенных для генерации интенсивных пучков заряженных частиц, следует выделить источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков (НСЭП). Использование сравнительно небольших (до 40 кВ) ускоряющих напряжений обеспечивает им целый ряд преимуществ по сравнению с источниками высокоэнергетических

электронных пучков и мощных ионных пучков, а также импульсными лазерами: рентгенобезопасность, простота обеспечения высоковольтной изоляции и, как следствие, лучшая надежность и относительно небольшая стоимость источника [15–17].

Параметры пучка, генерируемого в данных источниках, определяются толщиной поверхностного слоя, в который должна быть введена энергия, достаточная для его плавления и частичного испарения. Во многих случаях эта толщина составляет доли–единицы микрон, что соответствует глубине пробега электронов с энергией 10–40 кэВ. Чтобы отвод тепла вглубь материала был несущественен, глубина диффузии тепла $x_T = (\lambda\tau/\rho c)^{1/2}$, выделяемого пучком в мишени, должна быть сопоставима с глубиной пробега электронов (λ – коэффициент теплопроводности облучаемого материала, ρ – его плотность, c – теплоемкость, τ – длительность импульса). Отсюда следует, что для подавляющего большинства материалов длительность пучка должна лежать в пределах 10^{-7} – 10^{-5} с, а плотность энергии, $w \approx 1$ – 10 Дж/см². При таких условиях средняя плотность тока пучка, j_e , должна составлять 10^2 – 10^3 А/см². Единственным видом электронной эмиссии, способным обеспечить такую плотность тока на большой площади, является взрывная эмиссия. Электронные пушки первых источников НСЭП включали в себя планарный вакуумный диод со взрывоэмиссионным катодом [18–26]. Сыграв свою положительную роль на первом этапе исследований, эти источники достаточно быстро исчерпали себя. К их основным недостаткам можно отнести: ограниченность длительности импульса (~100 нс); малый ресурс работы катода; большая неоднородность пучка в поперечном сечении.

Следующим этапом развития источников НСЭП стал переход от вакуумных диодов к плазмонаполненным диодам (ПНД). В конце 60-х годов прошлого века Плютто А.А. и коллегами была впервые предложена идея генерации сильноточных электронных пучков в плазмонаполненных системах [27]. Суть идеи состоит в том, что, в случае превышения тока питающего генератора над хаотическим электронным током плазмы, в ней образуется

двойной слой со значительным падением потенциала, в котором происходит ускорение электронов. Далее эта идея и направление в целом, развивались и изучались различными научными группами. Так, уже к середине 70-х годов прошлого века Иремашвили Д.В. и коллегами были созданы первые сильноточные электронные пушки «с холодным катодом и плазменным анодом» на напряжения 60–80 кВ и током до 40–50 кА [28, 29]. Большое количество работ по генерированию сильноточных электронных пучков в плазмонаполненных системах было выполнено и до сих пор выполняется в Институте сильноточной электроники СО РАН [30–35]. Выполненные в 70-х – 80-х годах работы ученых Харьковского государственного университета по исследованию так называемых «прямых разрядов» [36–38] также внесли значительный вклад в понимание процессов формирования сильноточных электронных пучков в ПНД: позволили установить основные закономерности поведения плазмы умеренной концентрации ($n \sim 10^{11} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$) в сильных импульсных электрических полях и показали важную роль двойных слоев. Впоследствии, результаты указанных работ стали фундаментом при разработке источников НСЭП, предназначенных для поверхностной модификации материалов. Значительного успеха в этом направлении удалось добиться группе Озура Г.Е., Проскуровского Д.И. и их коллегам [16, 17, 39]. В разработанных ими источниках НСЭП впервые была получена приемлемая однородность пучка, а так же уменьшено ускоряющее напряжение (40 кВ и менее), что закономерно привело к их достаточно широкому распространению, в том числе и за рубежом.

Вместе с тем, несмотря на значительный прогресс в области разработки и создания источников НСЭП, исследования и опыт эксплуатации данных источников показали ряд проблем, требующих решения, а именно:

- при достаточно однородных макро-распределениях анодной плазмы и эмиссионной катодной плазмы, распределение плотности энергии пучка на мишени имеет ярко выраженный максимум в центральной части, что обусловлено действием электрического и магнитного полей самого пучка в процессе транспортировки;

- существует необходимость улучшения стабильности эмиссионных характеристик катода и повышения ресурса его работы;

- разработанные (и уже ставшие традиционными) «схемы» генерирования НСЭП не всегда подходят для решения некоторых новых задач поверхностной модификации материалов.

Таким образом, **целью диссертационной работы** являлись поиск и разработка новых методов управления параметрами низкоэнергетических сильноточных электронных пучков, генерируемых в пушках со взрывоэмиссионным катодом.

Для достижения поставленной цели предполагалось решить следующие **задачи:**

- разработка новых методов формирования плазменного анода с максимумом концентрации заряженных частиц на периферии, что позволит улучшить однородность пучка в поперечном сечении;

- разработка и создание новых широкоапертурных взрывоэмиссионных катодов, обладающих более стабильными токовыми параметрами и высоким ресурсом работы;

- поиск методов управления распределением плотности энергии по сечению пучка для повышения его однородности с помощью изменения конфигурации ведущего магнитного поля в области мишени.

Научная новизна работы заключается в том, что:

1. Впервые на основе систематических исследований показана эффективность гибридного разряда, сочетающего сильноточный отражательный разряд с вакуумными дугами, как метода формирования плазменного анода с максимумом концентрации заряженных частиц на периферии плазменного столба. Использование такого плазменного анода позволяет значительно улучшить равномерность распределения плотности энергии по сечению сильноточного электронного пучка.

2. Разработан и успешно испытан широкоапертурный взрывоэмиссионный катод с резистивной развязкой эмиттеров, выполненный на основе объемных

резисторов, проволочные выводы которых используются в качестве эмиттеров. Продемонстрирована его устойчивая работа в сильноточном плазмонаполненном диоде. Для данного катода среднеквадратичный разброс плотности энергии пучка от импульса к импульсу, как правило, ниже, а скорость нарастания тока на переднем фронте импульса на 20–30% выше аналогичных величин, полученных в случае наиболее часто используемого многопроволочного медного катода.

3. Впервые предложен и реализован эффективный способ инициирования взрывной эмиссии с помощью встроенных в катод резистивно развязанных дуговых источников плазмы. Отличительной чертой способа является то, что и срабатывание источников плазмы, и ускорение электронов пучка к коллектору осуществляется одним и тем же высоковольтным импульсом. Средняя плотность эмиссионного тока катода, созданного по этому способу, примерно в 1,5–1,7 раза превосходит аналогичную величину, характерную для традиционной схемы пушки с плазменным анодом и многопроволочным медным взрывоэмиссионным катодом. Благодаря независимости инициирования взрывной эмиссии от величины зазора между катодом и анодом (коллектором) и наполняющей этот зазор среды, данный способ может успешно использоваться для генерирования сильноточных электронных пучков и без предварительного заполнения пространства между катодом и коллектором плазмой, т.е. в режиме вакуумного или газонаполненного диода.

4. Показана возможность управления распределением плотности энергии по сечению пучка с помощью ферромагнитных тел (концентраторов магнитного поля), располагаемых непосредственно за коллектором (мишенью) и стягивающих на себя силовые линии ведущего магнитного поля. Меняя размеры, форму концентраторов и магнитную проницаемость их материала, можно осуществлять необходимое перераспределение плотности энергии (тока) в поперечном сечении, а также фокусировку пучка. При этой фокусировке потерь тока пучка и энергии пучка в импульсе не наблюдалось, несмотря на значительный угловой разброс электронов, характерный для взрывоэмиссионных источников низкоэнергетических сильноточных электронных пучков.

Практическая ценность работы состоит в том, что:

1. Разработаны методы, улучшающие однородность распределения плотности энергии по сечению сильноточного электронного пучка, которые могут применяться как по отдельности, так и комбинироваться друг с другом в зависимости от условий и поставленных задач.

2. Создан широкоапертурный ($\sim 20 \text{ см}^2$ на настоящий момент) взрывоэмиссионный катод с резистивной развязкой металлических эмиттеров, обладающий более стабильными (от импульса к импульсу) параметрами и показывающий более продолжительную безотказную работу по сравнению с другими широкоапертурными взрывоэмиссионными катодами, используемыми в источниках низкоэнергетических сильноточных электронных пучков.

3. Возможность работы нового катодного узла сильноточной электронной пушки, включающего взрывоэмиссионный катод и встроенные в него резистивно развязанные дуговые источники плазмы, инициируемые пробоем по поверхности диэлектрика, в режиме вакуумного или газонаполненного диода позволяет существенно упростить конструкцию источника низкоэнергетических сильноточных электронных пучков и повысить его надежность.

4. Разработан и успешно применен в эксперименте метод, позволяющий осуществить эффективную обработку низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком массивных немагнитных металлических изделий, толщина которых сравнима или превосходит глубину проникновения силовых линий импульсного ведущего магнитного поля. Суть метода заключается в размещении на поверхности облучаемого изделия кольцевого или рамочного постоянного магнита. При этом направление силовых линий поля постоянного магнита внутри кольца (рамки) должно совпадать с направлением силовых линий импульсного ведущего магнитного поля.

На защиту выносятся следующие **научные положения**:

1. Использование в сильноточной электронной пушке со взрывоэмиссионным катодом и плазменным анодом гибридного разряда, сочетающего сильноточный отражательный разряд с вакуумными дугами,

локализованными по окружности кольцевого анода, позволяет значительно улучшить однородность распределения плотности энергии по сечению пучка за счет увеличения концентрации заряженных частиц на периферии плазменного столба. В однородном ведущем магнитном поле при диаметре эмитирующей части катода 6,2 см диаметр области однородного (на уровне 0,9 от максимального значения) распределения плотности энергии составляет 4,5–5 см для случая плазменного анода на основе гибридного разряда и лишь 2,5–3 см для случая плазменного анода на основе сильноточного отражательного разряда.

2. В сильноточной электронной пушке с плазменным анодом применение резистивной развязки эмиттеров широкоапертурного взрывоэмиссионного катода позволяет равномерно распределить эмиссионные центры по его поверхности. Катод, выполненный на основе объемных резисторов (например, типа ТВО), проволочные выводы которых используются в качестве эмиттеров, обладает повышенной скоростью нарастания тока на переднем фронте импульса (в среднем на 20–30%), как правило, меньшим среднеквадратичным разбросом плотности энергии от импульса к импульсу и увеличенным (минимум в пять раз) ресурсом работы по сравнению с наиболее часто используемым многопроволочным медным катодом. Ключевым условием использования резистивной развязки эмиттеров в пушке с плазменным анодом является тщательная изоляция катодной подложки от контакта с анодной плазмой.

3. Катодный узел, сочетающий взрывоэмиссионный катод со встроенными в него резистивно развязанными дуговыми источниками плазмы, питание которого осуществляется от одного генератора высоковольтных импульсов, обеспечивающего как срабатывание источников плазмы, так и ускорение электронов пучка к коллектору, обладает улучшенными эмиссионными характеристиками. Средняя плотность эмиссионного тока данного узла примерно на 50–70% выше значений, достигаемых в пушке с плазменным анодом и традиционно используемым многопроволочным медным взрывоэмиссионным катодом. Созданный катодный узел может быть использован для генерирования

низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в режимах как вакуумного, так и газонаполненного диода.

4. При облучении немагнитных металлических мишеней управление распределением плотности энергии по сечению низкоэнергетического сильноточного электронного пучка, транспортируемого в импульсном ведущем магнитном поле, может осуществляться коррекцией этого поля в области мишени. В случае облучения тонкой мишени, это реализуется расположением непосредственно за ней ферромагнитных тел оптимальных размеров и форм, стягивающих на себя силовые линии ведущего магнитного поля. При облучении массивной мишени, толщина которой сравнима или превосходит глубину проникновения силовых линий импульсного ведущего магнитного поля, коррекция этого поля осуществляется размещением вблизи обрабатываемой поверхности мишени кольцевого или рамочного постоянного магнита, направление силовых линий которого внутри кольца (рамки) совпадает с направлением силовых линий импульсного ведущего магнитного поля.

Личный вклад автора состоит в подготовке и проведении экспериментальных исследований, анализе и систематизации полученных данных, выполнении численных расчетов и моделирования с помощью средств вычислительной техники. Автором самостоятельно выдвинуты защищаемые научные положения, сделаны выводы по работе. Обсуждение задач исследований, методов их решения, полученных результатов и выводов проводилось совместно с научным руководителем и соавторами, фамилии которых указаны в опубликованных по теме диссертации работах.

Публикации. Основные материалы диссертации опубликованы в 18 работах, из которых 8 статей в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК РФ, 9 полных текстов докладов в трудах Международных и Всероссийских конференций и симпозиумов, а также 1 статья в тематическом спецвыпуске журнала «Известия вузов. Физика». Автором совместно с коллегами получены патент РФ на изобретение и положительное решение по заявке на полезную модель.

Апробация результатов работы

Результаты работ докладывались и обсуждались на: 25-ом и 27-ом Международных Симпозиумах по разрядам и электрической изоляции в вакууме (*ISDEIV*) (Томск, Россия, 2012; Сучжоу, Китай, 2016); Международной конференции по потокам энергии и радиационным эффектам (*EFRE*) (Томск, Россия, 2014, 2016, 2018, 2020); Международной конференции по газоразрядной плазме и ее применениям (*GDP*) (Томск, Россия, 2013, 2015, 2019), 24-ой Всероссийской научной конференции студентов-физиков (Томск, Россия, 2018).

Достоверность и обоснованность результатов диссертационной работы подтверждаются систематическим характером исследований, использованием современных методов диагностики и обработки данных, воспроизводимостью результатов экспериментов, сопоставлением экспериментально полученных результатов и численных оценок, непротиворечивостью полученных результатов, а также реализацией научных положений и выводов в экспериментах по модификации поверхностных слоёв металлических материалов.

Диссертация состоит из настоящего введения, четырех глав, заключения и приложения с общим объемом 143 страницы, содержит 89 рисунков и 5 таблиц. Список цитируемой литературы включает 143 наименования.

Содержание диссертационной работы

В **первой главе**, представляющей собой литературный обзор, изложены принципы генерирования низкоэнергетического сильноточного электронного пучка в пушке с плазменным анодом и взрывоэмиссионным катодом. Рассмотрены основные процессы, протекающие в данной пушке: формирование плазменного анода, возбуждение взрывной эмиссии, формирование и транспортировка пучка. Особое внимание уделено вопросу однородности распределения плотности энергии по сечению НСЭП. На основе проведённого анализа литературы сформулированы задачи исследований.

Во **второй главе** представлены разработанные и исследованные нами методы формирования плазменного анода: гибридный разряд, сочетающий сильноточный отражательный разряд с вакуумными дугами; комбинированный

разряд, включающий сильноточный отражательный разряд и импульсный магнетронный разряд; импульсный индукционный высокочастотный разряд. Изложены особенности зажигания и функционирования перечисленных разрядов, исследованы их пространственная структура свечения и динамика. Для каждого из рассмотренных методов формирования плазменного анода измерены распределения концентрации заряженных частиц и плотности энергии по сечению плазменного столба и пучка, соответственно. По результатам исследований сделан выбор в пользу первого из вышеперечисленных разрядов.

В третьей главе приведены устройство и характеристики созданного нами взрывоэмиссионного катода с резистивной развязкой эмиттеров, изучены особенности работы данного катода под плазмой. Представлены результаты исследований интегрального свечения плазмы эмиссионных центров, скорости нарастания тока катода, распределения плотности энергии по сечению НСЭП, формируемого в плазмонаполненном диоде, и ресурса катода. Также в данной главе представлена схема нового катодного узла сильноточной электронной пушки, включающая взрывоэмиссионный катод и встроенные в него дуговые источники плазмы, инициируемые пробоем по поверхности диэлектрика. Приведены токовые характеристики нового катодного узла, а также распределения плотности энергии по сечению генерируемого пучка.

В четвертой главе исследованы методы управления сильноточным электронным пучком с помощью изменения конфигурации ведущего магнитного поля. Представлены результаты экспериментов по управлению распределением плотности энергии по сечению пучка с помощью концентраторов магнитного поля. Предложен и исследован метод, позволяющий осуществлять эффективную обработку сильноточным электронным пучком массивных немагнитных металлических изделий, толщина которых значительно превосходит глубину проникновения силовых линий импульсного ведущего магнитного поля. Суть метода заключается в расположении на поверхности мишени рамочного или кольцевого постоянного магнита, направление силовых линий магнитного поля которого внутри рамки/кольца совпадает с направлением силовых линий

ведущего поля. Представлены результаты применения данного метода в эксперименте, подкрепленные результатами численных расчетов.

В **заключении** сформулированы основные результаты исследований, выражены благодарности, указаны номера ссылок на научные работы соискателя.

Приложение содержит скан-копию патента РФ на изобретение и скан-копию положительного решения по заявке на полезную модель.

Описание экспериментальных установок, методик измерений и компьютерных расчётов, использованных при выполнении диссертационной работы, дается по ходу изложения оригинальных глав (Главы 2-4).

ГЛАВА 1. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ГЕНЕРИРОВАНИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В общих чертах получение низкоэнергетических сильноточных электронных пучков (НСЭП) в плазменном диоде (ПНД) можно описать следующим образом [15–17, 29, 40–42]. Сначала пространство между катодом и коллектором заполняется анодной плазмой умеренной концентрации ($n_a \approx 10^{12}–10^{13} \text{ см}^{-3}$), создать которую можно с помощью точечных источников (дуговых или искровых), либо путём объёмной ионизации рабочего газа (рис. 1.1). После этого на катод подается импульс ускоряющего напряжения с крутым фронтом. За счёт электрического поля, сосредоточенного в тонком (1–2 мм) прикатодном слое, и бомбардировки катода ионами анодной плазмы, ускоренными в прикатодном слое объёмного заряда, на катоде происходит возбуждение взрывной эмиссии. Эмитированные катодной плазмой электроны ускоряются в двойном слое между катодной и анодной плазмой и транспортируются через столб анодной плазмы к коллектору (облучаемому образцу). Для предотвращения пинчевания пучка вся система помещается в ведущее магнитное поле.

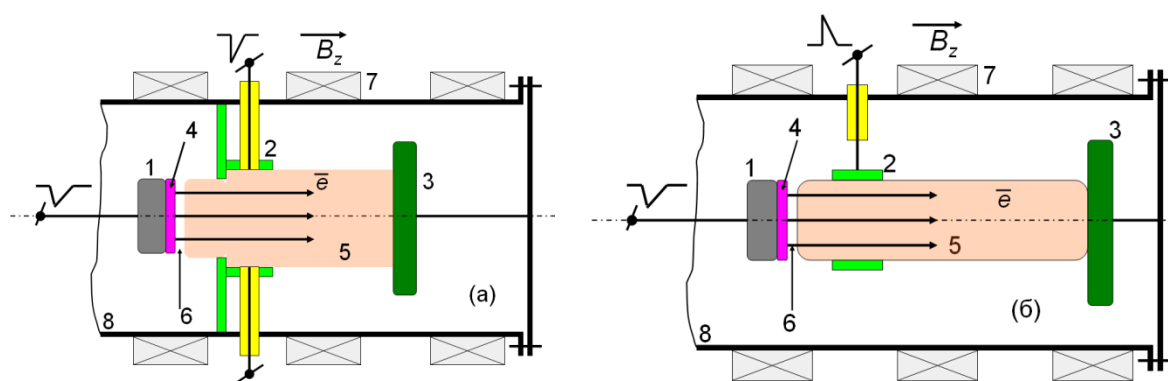


Рисунок 1.1. Типичные схемы сильноточных диодов с плазменным анодом: (а) – на основе дуговых источников; (б) – на основе сильноточного отражательного разряда. 1 – катод; 2 – анодный узел с дуговыми источниками плазмы для варианта (а) и анод отражательного разряда для варианта (б); 3 – коллектор; 4 – катодная плазма; 5 – анодная плазма; 6 – двойной слой; 7 – соленоид; 8 – корпус [15–17, 40–42]

1.1. Формирование плазменного анода

Из приведенного выше принципа формирования НСЭП в ПНД следует, что плазменный анод является одним из ключевых элементов сильноточной электронной пушки. Наиболее важными его параметрами являются концентрация ионов и её пространственное распределение, температура электронов плазмы, а также скорость её движения относительно катода.

Среди методов формирования плазменного анода можно выделить два основных. Первый из них основан на использовании точечных источников дуговой или искровой плазмы, к числу которых можно отнести торцевые пушки Бостика [40, 43, 44] (рис. 1.1а), коаксиальные плазменные инжекторы [45], многоискровые генераторы плазмы [46]. Второй метод заключается в ионизации рабочего и/или остаточного газа, которая может быть осуществлена, например, с помощью сильноточного отражательного (пеннинговского) разряда (рис. 1.1б).

Рассмотрим оба этих метода.

1.1.1. Формирование плазменного анода с помощью точечных источников плазмы

Торцевая пушка Бостика (рис. 1.2) является простейшим искровым (дуговым) источником плазмы и представляет собой два электрода, разделенных твердым диэлектриком. Если электроды пушки удлинить в сторону движения плазмы, то получится плазменный инжектор.

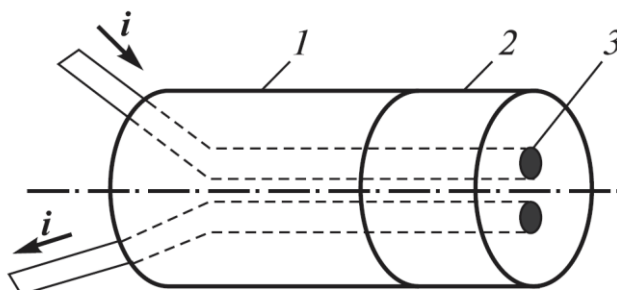


Рисунок 1.2. Конструкция плазменной пушки Бостика [43]. 1 – резиновый изолятор; 2 – керамический диск; 3 – проволочные электроды из титана. Зазор между электродами – 1,3 мм

Плазменные пушки (инжекторы) нашли широкое применение в большом количестве электрофизических устройств: вакуумных разрядниках, плазменных прерывателях тока, источниках пучков заряженных частиц [28–30, 40, 45, 47].

Инициирование разряда осуществляется, как правило, искровым пробоем по поверхности диэлектрика, присутствие которого снижает пробивное напряжение и ускоряет процесс пробоя [48]. В результате пробоя возникает плазма, состоящая из материалов электродов и диэлектрика, ионизованного десорбированного газа, а также рабочего газа, который при необходимости может подаваться для стабилизации инициирования и горения разряда. Образовавшуюся плазму часто называют эрозионной. При использовании в качестве диэлектрика легко испаряющегося материала (например, полиэтилена), удается получить весьма высокие концентрации (10^{13} – 10^{15} см⁻³) и скорости разлета плазмы (до 20×10^6 см/с) [49].

Процесс разлета плазмы из искровых (дуговых) источников обусловлен газодинамическим расширением под действием градиента давления и действием на плазменную перемычку магнитного давления протекающего тока, которая, как правило, определяет скорость переднего фронта плазмы. Одно из первых исследований на эту тему было выполнено В. Бостиком в середине прошлого века [43]. Для диагностики плазмы им использовались электрические (ленгмюровские) и магнитные зонды, электрооптический затвор на основе ячейки Керра, высокоскоростная осциллография. Число ионов за импульс менялось от 10^{15} до 10^{18} штук в зависимости от тока дуги (1–10 кА) и длительности импульса (0,1–0,5 мкс).

На рис. 1.3 показано схематичное изображение инжектируемого из торцевой пушки плазменного тора – плазмоида. Было установлено, что плазмоиды обладают собственным магнитным моментом, приобретаемым при протекании тока. При инъекции поперек магнитного поля поведение плазмоида становится весьма сложным: происходит его сплющивание и вытягивание вдоль силовых линий магнитного поля, а также вращение (рис. 1.4). При этом его движение представляет собой дрейф в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ полях

($E = - [\mathbf{v} \times \mathbf{H}]/c$ – напряженность электрического поля поляризации, вызванного движением плазмы в поперечном магнитном поле напряженностью \mathbf{H} ; \mathbf{v} – скорость движения плазмы). Согласно оценок и измерений, сделанных в [43], величина E составила порядка 50 В/см, а скорость плазмоида вдоль силовых линий магнитного поля достигала 2×10^7 см/с, а поперек – 3×10^6 см/с.

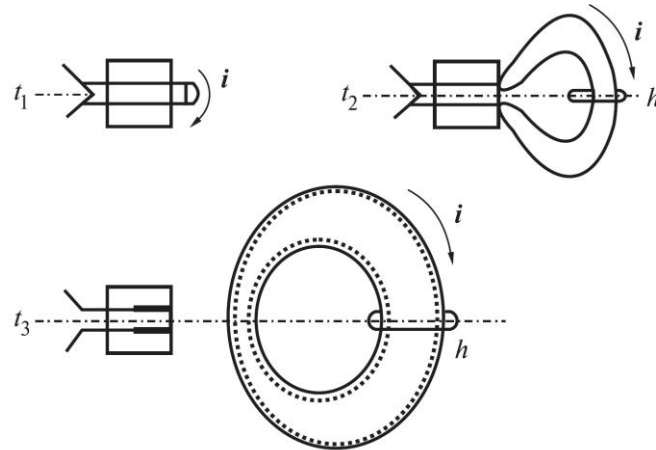


Рисунок 1.3 Схематичное изображение временной эволюции плазмоида [43]. Внешнее магнитное поле отсутствует

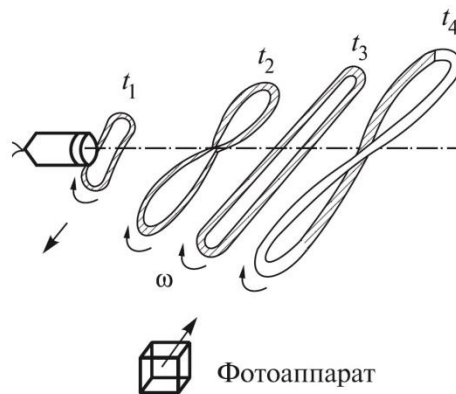


Рисунок 1.4. Схема движения плазмоида поперек силовых линий магнитного поля [43]

Несмотря на всю сложность движения и взаимодействия плазмоидов между собой, с их помощью можно образовать квазиоднородное облако плазмы (рис. 1.5) необходимое для функционирования сильноточной электронной пушки.

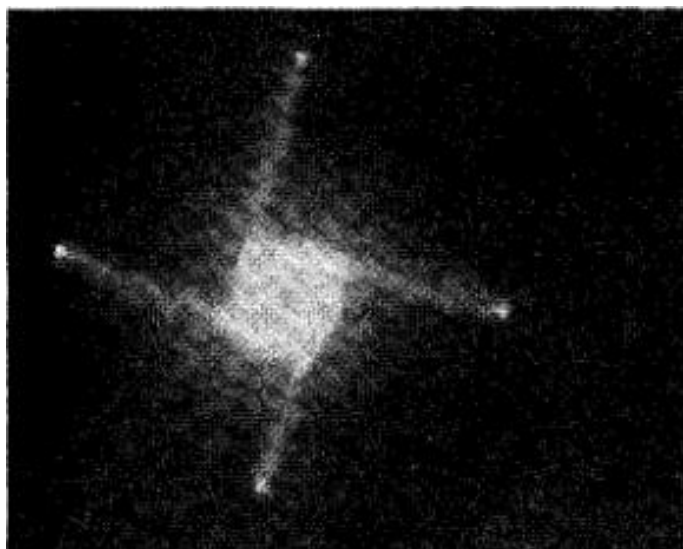


Рисунок 1.5 Образование плазменного облака из четырех плазмоидов [43]. Ток разряда – 2,5 кА, внешнее магнитное поле – 0,4 Тл. Давление остаточных газов 0,1 Па

В [40, 44, 50] было проведено исследование распределения плотности ионного тока насыщения и других параметров плазменного анода, который формировался 12-ю искровыми (дуговыми) источниками, представляющими собой резисторы ТВО с ошлифованными до углеграфитового сердечника торцами. Резисторы были расположены по окружности заземленного анодного электрода (рис. 1.1а), диаметр которого составлял 3,4 или 7 см.

После подачи аperiodического импульса напряжения происходил пробой между углеграфитовыми сердечниками и заземленным электродом по поверхности керамической оболочки резистора. Стабильное параллельное срабатывание всех источников плазмы (в техническом вакууме) происходило при напряжении 6–7 кВ. Амплитуда тока варьировалась в пределах 0,4–4 кА, длительность – 1–5 мкс. Времяпролетные измерения показали, что скорость разлёта плазмы при отсутствии внешнего магнитного поля составляет порядка 5×10^6 см/с. Если внешнее магнитное поле присутствовало, то скорость вдоль силовых линий составляет около 7×10^6 см/с, а поперёк – 2×10^6 см/с. Полученные результаты хорошо согласуются с [43].

Также авторами [40, 44, 50] была показана принципиальная возможность создания квазиоднородного плазменного столба (рис. 1.6 и рис. 1.7) при инжекции плазмы поперёк силовых линий ведущего магнитного поля.

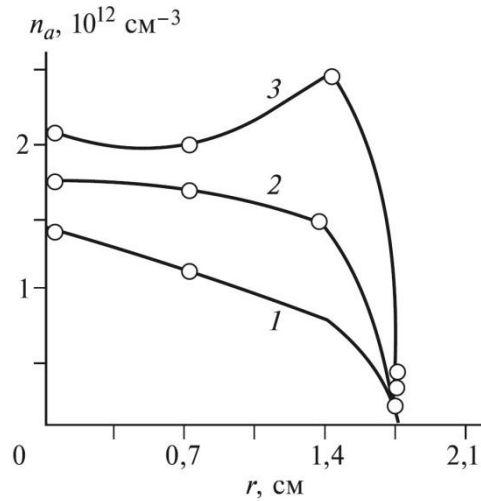


Рисунок 1.6. Распределения концентрации анодной плазмы по радиусу для различных значений диаметра отверстия в анодной диафрагме: 1 – Ø20 мм; 2 – Ø25 мм; 3 – Ø30 мм. Диаметр анодного электрода – 3,4 см, расстояние от зондов до диафрагмы – 2 см, общий ток в дуговых источниках – 800 А. Время от начала импульса тока – 3 мкс. Напряженность продольного магнитного поля – 1 кЭ [40, 44, 50]

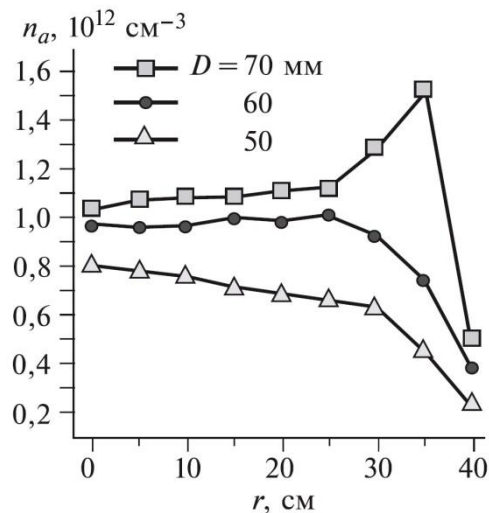


Рисунок 1.7. Распределения концентрации анодной плазмы от радиуса для различных значений диаметра отверстия в анодной диафрагме, D . Диаметр анодного электрода – 7 см, расстояние от зондов до диафрагмы – 4 см. Общий ток в дуговых источниках – 4 кА. Время от начала импульса тока – 3,8 мкс. Напряженность продольного магнитного поля – 2 кЭ [39, 40]

Представленный метод формирования плазменного анода приемлем для случаев, когда не требуется высокая чистота самого процесса облучения. При обработке изделий медицинского назначения или электродов ускорительных трубок с целью повышения электрической прочности вакуумной изоляции,

требуется минимизация загрязнения облучаемой поверхности продуктами эрозии катода и анода, а значит, как минимум, нужны иные способы генерации анодной плазмы. Другим недостатком дуговых источников являются относительно большие энергетические затраты на создание плазменного анода, особенно большой протяженности.

1.1.2. Формирование плазменного анода с помощью сильноточного отражательного разряда

Альтернативой эрозионной плазме является газоразрядная плазма. Объёмную ионизацию рабочего (или остаточного) газа можно осуществить, например, с помощью зажигания сильноточного отражательного разряда (ОР). Выбор сильноточной формы ОР диктуется потребностью достижения необходимой концентрации плазмы ($n_a \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Важным является и то, что именно сильноточный ОР позволяет получить более однородное распределение плазмы по радиусу. Это подтверждают измерения с использованием различных методов (плазмоскоп, двойной зонд, лазерная диагностика), проведенные в [51–53]. В данных работах были получены достаточно однородные распределения концентрации плазмы для широкого диапазона давлений газа (0,133–13,3 Па, водород). В случае же слаботочного ОР распределение имеет колоколообразный вид с максимумом на оси разряда [54].

В [55] для формирования плазменного анода Озуром Г.Е. и коллегами впервые был предложен сильноточный ОР низкого давления ($\sim 0,01 - 0,1 \text{ Па}$) в аргоне. Использование низких давлений позволяет увеличить длительность генерируемого пучка и, соответственно, повысить энергоэффективность сильноточной электронной пушки. Более подробные исследования, раскрывающие многие аспекты зажигания и горения ОР низкого давления, были выполнены авторами в последующих работах [39, 41, 56, 57].

На рис. 1.8 представлены типичные осциллограммы напряжения горения и тока разряда.

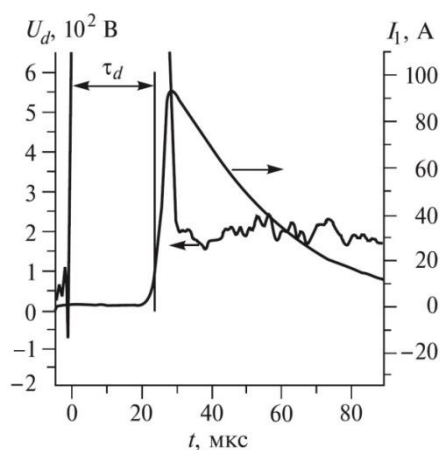


Рисунок 1.8. Типичные осциллограммы напряжения горения и тока разряда. Давление аргона – 0,05 Па, $B = 0,1$ Тл [39, 56, 57]

Анализ большого количества осциллограмм тока и напряжения на аноде при различных условиях, эксперименты по изучению распределения токов по электродам обоих разрядов, зондовые измерения ионного тока насыщения и фотографирование свечения плазмы разряда позволили авторам [39, 56, 57] выявить следующие закономерности:

1. Существует пороговое значение давления газа, при превышении которого наблюдается переход ОР в сильноточную стадию. Для водорода оно составляло 0,08–0,1 Па, а для аргона – 0,01–0,015 Па. Кривые для аргона и водорода подобны, но существенно сдвинуты по давлению.

2. Характеристики горения ОР в водороде и аргоне заметно отличаются друг от друга. Напряжение горения разряда в аргоне составляет 100–150 В, а в водороде существенно выше – 400–600 В. Разряд в аргоне более устойчив.

3. Значения времени перехода разряда в сильноточную стадию, τ_d , имеют малый (не более 6–8%) разброс от импульса к импульсу. Разброс становится значительным только в непосредственной близости от порогового значения давления.

4. Ток в сильноточном ОР переносится, в основном, электронами, эмитированными катодными пятнами, и слабо зависит как от давления газа, так и от напряженности магнитного поля (в исследованном диапазоне от 0,025 до 0,3 Тл).

5. Значение времени перехода зависит не только от давления, но и от состояния поверхности катодов разрядной ячейки. Например, после 10 импульсов облучения коллектора из нержавеющей стали пучком с плотностью 10 Дж/см^2 , время перехода в безмасляном вакууме увеличилось в несколько раз. Материал коллектора на величину τ_d практически не влияет, но влияет на величину тока в его цепи.

6. Доля тока разряда, приходящаяся на взрывоэмиссионный катод, сопоставима с током в цепи коллектора, несмотря на существенно больший импеданс цепи катода. Это подтверждает определяющее влияние состояния поверхности электродов на баланс токов в разряде.

7. Доля тока в магнетронной области разряда может достигать 50% от полного тока разряда. При этом согласно зондовым измерениям (рис. 1.9), концентрация плазмы в этой области в 3–5 раз меньше, чем в пеннинговской части разряда. Однако, ввиду значительного объёма, занимаемого этой плазмой, она вызывает существенные радиальные утечки тока на стадии генерации пучка.

8. С увеличением амплитуды тока разряда и напряженности магнитного поля плотность ионного тока возрастает, причем преимущественно в периферийной области разряда.

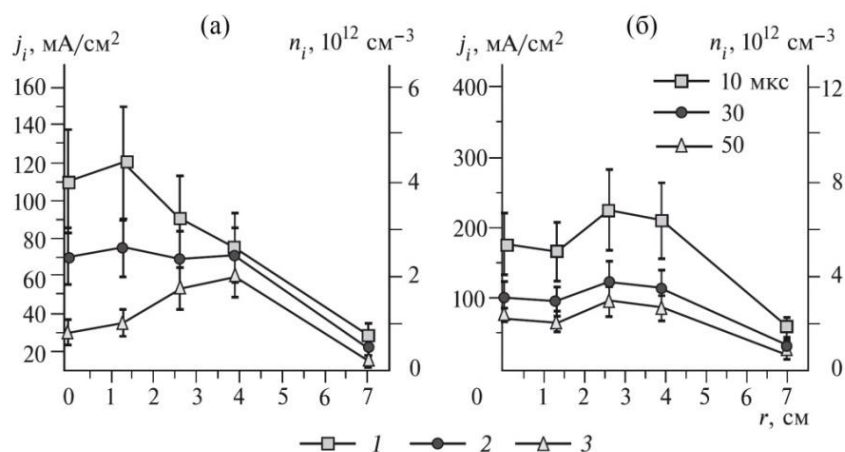


Рисунок 1.9. Распределения плотности ионного тока насыщения и концентрации ионов в различные моменты времени от начала сильноточной стадии разряда. Давление аргона – 0,06 Па, амплитуда тока разряда 80 А (а) и 150 А (б), $B = 0,1 \text{ Тл}$ [39, 56]

Подводя итоги проведенных исследований сильноточного ОР низкого давления, авторы [39, 56, 57] выделяют основные преимущества использования данного разряда при формировании плазменного анода по сравнению с вакуумными дугами:

- меньшее загрязнение обрабатываемой мишени;
- существенно меньшие энергетические затраты на создание плазменного анода;
- отсутствие дрейфовой составляющей скорости ионов на входе в двойной слой, связанной с разлетом плазмы как целого. Это позволяет электронной пушке работать при повышенных (в несколько раз) концентрациях анодной плазмы, что обеспечивает лучшую устойчивость пучка в канале транспортировки;
- практически неограниченный ресурс работы.

К существенному недостатку данного метода формирования плазменного анода можно отнести зависимость параметров разряда от состояния поверхности катода и, главное, облучаемого изделия (коллектора). Кроме того, существование магнетронной области разряда может приводить к значительным радиальным утечкам тока на стадии генерации пучка [58] и, соответственно, к ухудшению энергоэффективности источника НСЭП.

Таким образом, наряду с достоинствами представленные методы формирования плазменного анода имеют и недостатки, оказывающие влияние, в том числе, на чистоту самого процесса облучения, а также параметры и стабильность генерируемого пучка. Отсюда возникает необходимость поиска новых методов формирования плазменного анода.

1.2. Возбуждение взрывной эмиссии в плазмонаполненном диоде

Как уже было отмечено ранее, для эффективной термообработки и модификации поверхностных слоев материалов необходима высокая средняя плотность тока пучка, которую может обеспечить только взрывная эмиссия. Существует два основных механизма возбуждения взрывной эмиссии. Первый заключается во взрыве микроострий под действием автоэлектронного тока

большой плотности в местах усиления электрического поля и/или снижения работы выхода. Вторым механизмом является пробой диэлектрических пленок и включений при зарядке их ионным током катодной или предварительно созданной анодной плазмы [59, 60].

Перечисленные особенности возбуждения взрывной эмиссии диктуют соответствующие подходы к созданию катодов сильноточных электронных пушек и обеспечению условий их эффективной работы. Так, для дополнительного усиления электрического поля на катодную подложку устанавливают эмитирующие элементы с малым радиусом кривизны. Такими элементами могут служить проволоочки малого диаметра, тонкие фольги, лезвия, зубья и т.д. [61].

Широкое распространение получили многопроволочные катоды. С одной стороны, количество эмитирующих элементов должно быть максимальным для создания большего числа эмиссионных центров. С другой стороны, для эффективного локального усиления электрического поля, расстояние между эмитирующими элементами должно значительно превышать их диаметр. Поэтому для каждого катодного узла должно существовать компромиссное решение в выборе плотности расположения элементов многопроволочных катодов.

Эффект усиления поля в местах контакта «металл-диэлектрик» также активно используется при создании взрывоэмиссионных катодов. Например, в [62] металлодиэлектрический катод представлял собой плотно сжатый пакет из металлических фольг, разделенных диэлектрическими пластинками, выступающими над фольгами. По мнению автора [62], катодная плазма возникает из продуктов десорбции, ионизируемых при бомбардировке поверхности диэлектрика автоэлектронами. В [63] использовался плоский металлический катод с инкрустируемыми диэлектрическими вставками.

В [64] для изготовления взрывоэмиссионного металлодиэлектрического катода большой площади использовались тонкие (0,2–0,3 мм) пластины из фольгированного гетинакса или стеклотекстолита. Со средней части пластины удалялось медное покрытие, а к её краям с определенным шагом припаивались медные проволоки. Затем свободная поверхность пластины с расположенными на

ней эмиттерами покрывалась тонким слоем клея, после высыхания которого, пластина резалась поперёк проволок пополам. Далее полученные элементы собирались в пакеты и крепились на опорной плите катода.

Выбор конструкции и материала катода определяется, в том числе и задачами, которые необходимо решить в процессе электронно-пучковой обработки. В последние годы, например, все более актуальным становится улучшение чистоты процесса обработки [42, 65–68], то есть использование, например, графитовых катодов, требующих самые низкие для возбуждения взрывной эмиссии электрические поля (300–400 кВ/см, а иногда и 150 кВ/см [38, 69–71]), становится неприемлемым. Недопустимым также становится использование металлодиэлектрических и других катодов, обладающих высокими эмиссионными свойствами. Следовательно, необходимо применять чисто металлические катоды, поскольку продукты их эрозии существенно менее вредны для обрабатываемых изделий. Помимо того, что такие катоды имеют более низкие эмиссионные свойства, ситуация может усугубляться необходимостью работы в безмасляном вакууме, в котором пробивные электрические поля намного выше, чем в техническом вакууме. Если же учесть, что в наших электронных пушках верхний предел ускоряющего напряжения составляет 40 кВ, то обеспечение стабильной взрывной эмиссии широкоапертурных металлических катодов в чистых вакуумных условиях становится невероятно сложной задачей.

Предварительное заполнение диода плазмой может улучшить работу катода за счёт усиления электрического поля и стимулирования эмиссии ионной бомбардировкой [29–31, 60, 69, 72–77]. При подаче импульса ускоряющего напряжения на диод, заполненный плазмой, электрическое поле сосредотачивается в прикатодном слое объёмного заряда ионов, поскольку электроны плазмы, обладая низкой инерционностью, практически мгновенно уходят из слоя на анод. Ионы в силу своей существенно большей массы отреагируют на изменение поля значительно медленнее.

Характер распределения потенциала в слое и величина напряженности электрического поля на катоде, E_k , определяются соотношением между

длительностью фронта импульса ускоряющего напряжения, τ_ϕ , и характерным временем пролета ионом слоя, τ_n . Возможны три случая соотношения между этими величинами [78]:

1. $\tau_\phi \ll \tau_n$ («мгновенный» рост напряжения; формирующийся в этом случае слой называют «ионно-матричным» по терминологии [78, 79]);
2. $\tau_\phi \gg \tau_n$ (формируется квазистационарный или ленгмюровский слой);
3. $\tau_\phi \sim \tau_n$ (формируется слой, который называют нестационарным).

В первых двух случаях распределение потенциала и величину E_k для простых геометрий можно найти, поскольку уравнение Пуассона совместно с уравнениями движения и непрерывности решаются аналитически. Третий случай является промежуточным и аналитического решения не имеет, поэтому предпринимались попытки найти его при некоторых упрощающих предположениях. За все время было построено много аналитических моделей, проведены различные теоретические и экспериментальные исследования [78–87], однако какой-то единой модели, описывающей нестационарный слой, не существует.

В [88, часть I] была исследована динамика нестационарного прикатодного слоя численными методами с целью расчета напряженности электрического поля; результаты расчётов затем проверялись экспериментально. Было установлено, что в реальных условиях генерации НСЭП средняя напряженность поля на плоском катоде, E_k , не превышает 300–400 кВ/см (рис. 1.10 и рис. 1.11). Это, в свою очередь, не гарантирует стабильной и однородной эмиссии.

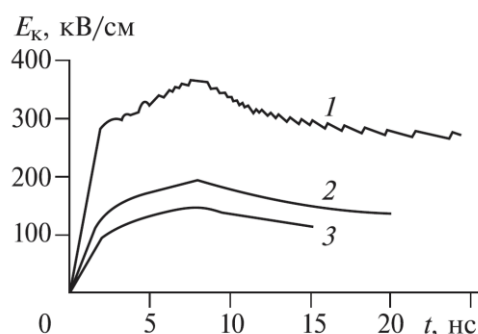


Рисунок 1.10. Зависимости напряженности электрического поля на катоде от времени для различных значений концентрации плазмы [88, часть II]. $n_a = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (1), 10^{12} см^{-3} (2) и $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (3); $U_0 = 20 \text{ кВ}$, $\tau_\phi = 8 \text{ нс}$, ионы – C^+

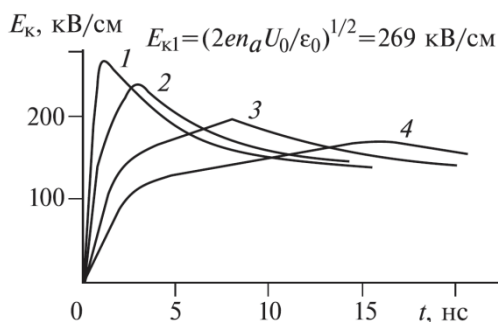


Рисунок 1.11. Зависимости напряженности электрического поля на катоде от времени для различных значений длительности фронта импульса [88, часть II]: $\tau_\phi = 1$ нс (1), 3 нс (2), 8 нс (3) и 16 нс (4), $n_a = 10^{12}$ см⁻³, $U_0 = 20$ кВ, ионы – С⁺

Из полученных зависимостей видно, что увеличения напряженности электрического поля можно добиться путем укорочения длительности фронта импульса, а также увеличением концентрации анодной плазмы. Отличие расчетных значений напряженности поля от экспериментальных составило $\approx 18\%$ для углеродистого катода и $\approx 30\%$ для катода из нержавеющей стали, что, по мнению авторов [88, часть I; 89], является удовлетворительным результатом.

В [42, 65] использовался многопроволочный взрывоэмиссионный катод, изготовленный из медной оплётки радиочастотного кабеля. Толщина проволок составляла 80–100 мкм. Основная часть экспериментов была посвящена исследованию зависимости времени запаздывания появления тока на коллекторе относительно подачи напряжения на катод от приложенного напряжения, концентрации анодной плазмы и вакуумных условий. Было установлено, что возбуждение взрывной эмиссии при амплитуде импульса напряжения до 30 кВ и умеренной концентрации анодной плазмы ($n_a \sim 10^{12}$ см⁻³) зависит от обоих факторов (напряжения и концентрации плазмы) примерно равнозначно. Результаты экспериментов подкреплялись численными расчетами, выполненными Е.В. Нефедцевым и Г.Е. Озуром в двумерном приближении [90], т.е. фактически для кольцевых эмиттеров. Эти расчеты показали заметное (в 12–20 раз) усиление поля на вершинах эмиттера по сравнению с плоской поверхностью (рис. 1.12), хотя зависимости $E_k(t)$ подобны.

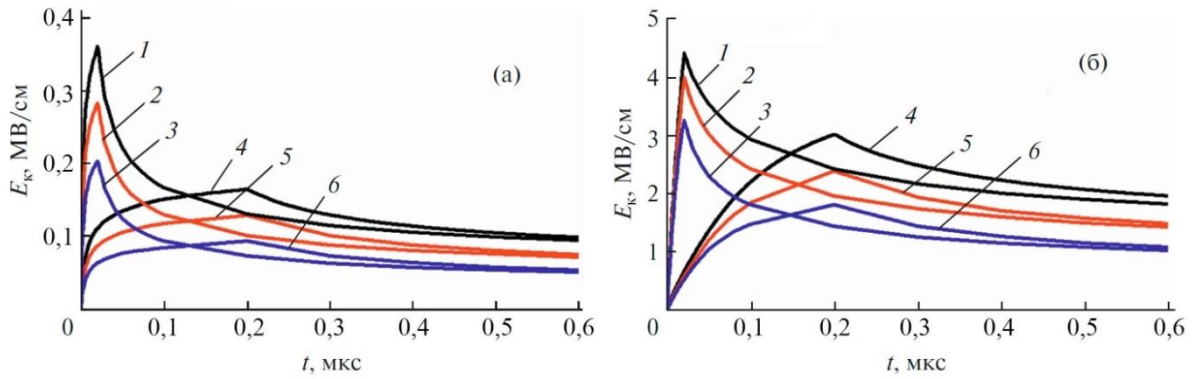


Рисунок 1.12. Изменение напряженности поля на поверхности катода во времени для трех значений концентрации анодной плазмы: $n_a = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (1, 4), $n_a = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (2, 5), $n_a = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (3, 6) и двух значений длительности фронта импульса напряжения: $\tau_\phi = 20 \text{ нс}$ (1–3) и $\tau_\phi = 200 \text{ нс}$ (4–6). Точка на плоскости катода на расстоянии 1,9 мм от эмиттера (а); точка на полусферической вершине эмиттера высотой 1 мм и диаметром 0,1 мм (б); $U_0 = 30 \text{ кВ}$ [90]

Коэффициент усиления поля на выступе под плазмой оказался соизмеримым с коэффициентом усиления в вакууме $\mu \approx h_3/r_3$, где h_3 и r_3 – высота и радиус вершины цилиндрического выступа (эмиттера), соответственно [74].

Также в [90] был исследован вопрос о фокусировке ионного тока на кончиках выступов. Расчеты, выполненные также в двумерном приближении, показали увеличение плотности ионного тока на вершине выступа по сравнению с плоскостью примерно в 7 раз (рис. 1.13).

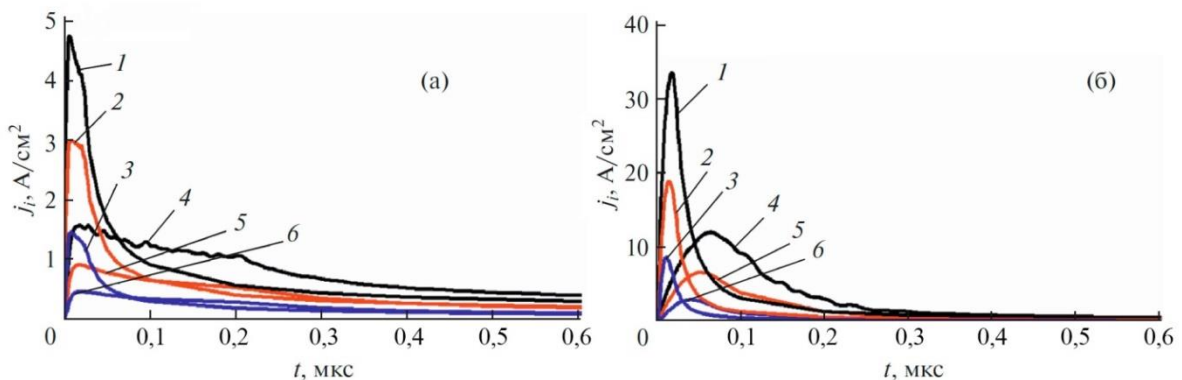


Рисунок 1.13. Изменение плотности ионного тока на катод во времени для трех значений плотности плазмы и двух значений длительности фронта импульса напряжения: $n_a = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (1, 4), $n_a = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (2, 5), $n_a = 2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (3, 6) и двух значений длительности фронта импульса напряжения: $\tau_\phi = 20 \text{ нс}$ (1–3) и $\tau_\phi = 200 \text{ нс}$ (4–6). Точка на плоскости катода на расстоянии 1,9 мм от эмиттера (а); точка на полусферической вершине эмиттера высотой 1 мм и диаметром 0,1 мм (б); $U_0 = 30 \text{ кВ}$ [90]

По мнению авторов [90], в трехмерном приближении (т.е. в реальности) напряженность поля и плотность ионного тока на вершине выступа будут ещё больше.

Таким образом, было установлено, что в сильноточных плазмонаполненных диодах плотность ионного тока на катод и вакуумные условия играют не менее важную роль в образовании эмиссионных центров, чем амплитуда ускоряющего напряжения. Образование эмиссионных центров происходит как за счет взрыва микроострий под действием автоэлектронного тока большой плотности, так и за счет пробоя неметаллических включений и пленок при их зарядке ионным током из плазмы. Оба этих механизма важны и взаимно дополняют друг друга.

В целом же, представленные выше исследования показали, что предварительное заполнение диода плазмой умеренной концентрации (10^{12} – 10^{13} см⁻³) обеспечивает работу чисто металлического взрывоэмиссионного катода большой площади (от 10 см²) при относительно низких (до 30 кВ) уровнях ускоряющего напряжения.

1.3 Формирование и транспортировка низкоэнергетического сильноточного электронного пучка в плазмонаполненном диоде

1.3.1. Формирование пучка

После возбуждения взрывной эмиссии, приложенное к диоду напряжение сосредотачивается в двойном слое (ДС) между катодной и анодной плазмой [37, 38]. Формирование электронного пучка происходит за счет ускорения эмитированных катодной плазмой электронов в ДС. При этом динамика и свойства ДС во многом определяют параметры пучка. В одномерной (плоской) геометрии связь между плотностями токов электронов и ионов в квазистационарном ДС устанавливается соотношением Ленгмюра [36, 91]:

$$j_e = j_i \sqrt{\frac{M}{m}}, \quad (1.1)$$

где j_e и j_i – плотности тока электронов и ионов, а m и M – массы электрона и иона, соответственно. Толщина ДС, $d_{сл}$, может быть рассчитана из закона степени «3/2»:

$$j_e = 1,85 \frac{4\epsilon_0}{9} \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} \frac{U_{сл}^{3/2}}{d_{сл}^2}. \quad (1.2)$$

Поскольку плотность тока плазмы ограничена ее эмиссионной способностью, то это определяет и пропускную способность ДС. Для катодной плазмы плотность тока насыщения равна хаотическому тепловому току электронов

$$j_{et} = en_k \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}}, \quad (1.3)$$

а для анодной плазмы определяется суммой боровского и дрейфового членов [36]

$$j_{ia} \approx en_a \left(0,4 \sqrt{\frac{2kT_e}{M}} + v_a \right). \quad (1.4)$$

В выражениях (1.2)–(1.4) $U_{сл}$ – приложенное к слою напряжение, e – заряд электрона, n_k и n_a – концентрации катодной и анодной плазмы, соответственно, T_e – температура электронов соответствующей плазмы, k – постоянная Больцмана, v_a – скорость движения границы анодной плазмы относительно границы катодной плазмы, включая скорость расширения слоя.

В бесстолкновительном стационарном ДС плотность тока электронов (и ионов) определяется законом «степени 3/2». Если же приложенное к слою напряжение быстро меняется и ионы анодной плазмы не успевают перестроиться к стационарному распределению плотности объемного заряда, то плотность тока может существенно отличаться от стационарного значения. Такая ситуация возникает, например, в ионно-матричном ($\tau_\phi \ll \tau_n$) или нестационарном ($\tau_\phi \sim \tau_n$) слоях.

Для получения зависимостей плотности электронного тока в ДС от времени в [88, часть II] численно решалось нестационарное (для ионов) одномерное уравнение Пуассона совместно с уравнениями движения и непрерывности при соответствующих граничных условиях в предположении, что приложенная к диоду разность потенциалов полностью сосредоточена в ДС. На рис. 1.14 приведены расчетные (кривые 1–3) и экспериментальные (4–6) осциллограммы плотности тока для различных значений ускоряющего напряжения, а рис. 1.15 иллюстрирует влияние длительности фронта импульса напряжения на амплитуду плотности тока в ДС.

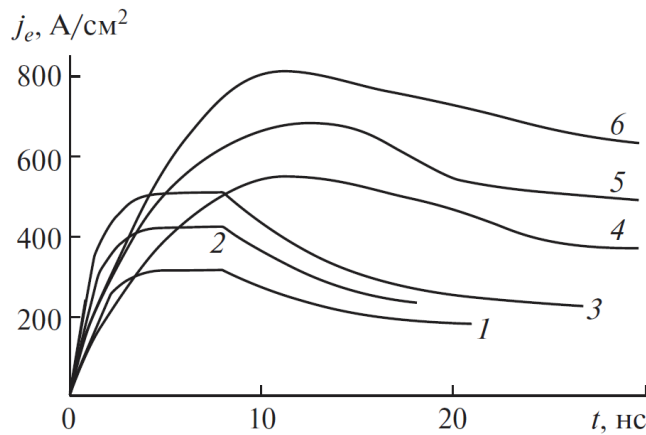


Рисунок 1.14. Расчетные (1–3) и экспериментальные (4–6) осциллограммы средней плотности тока в ДС при различных значениях амплитуды ускоряющего напряжения [88, часть II]: $U_0 = 10$ (1, 4), 20 (2, 5) и 30 кВ (3, 6); $n_a = 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $\tau_\phi = 8 \text{ нс}$, ионы – C^+

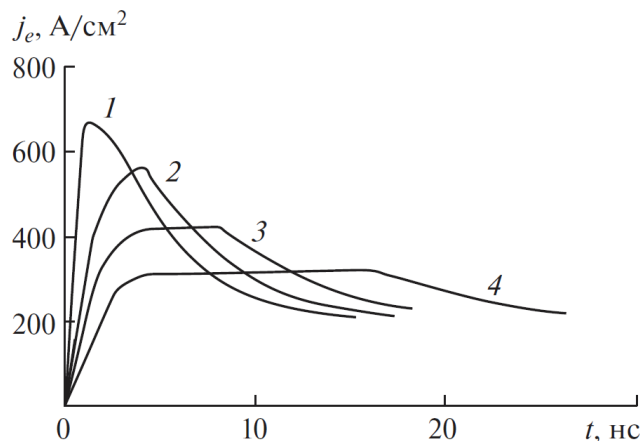


Рисунок 1.15. Расчетные осциллограммы плотности тока в ДС при различных длительностях фронта импульса напряжения [88, часть II]: $\tau_\phi = 1$ (1), 3 (2), 8 (3) и 16 нс (4); $n_a = 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $U_0 = 20 \text{ кВ}$, ионы – C^+

Экспериментальные данные, полученные в [50], подтвердили результаты расчетов [88, часть II], а именно нестационарный характер протекания тока и наличие его начального всплеска в плазмонаполненном диоде при высокой скорости нарастания напряжения (рис. 1.16, стадия I).

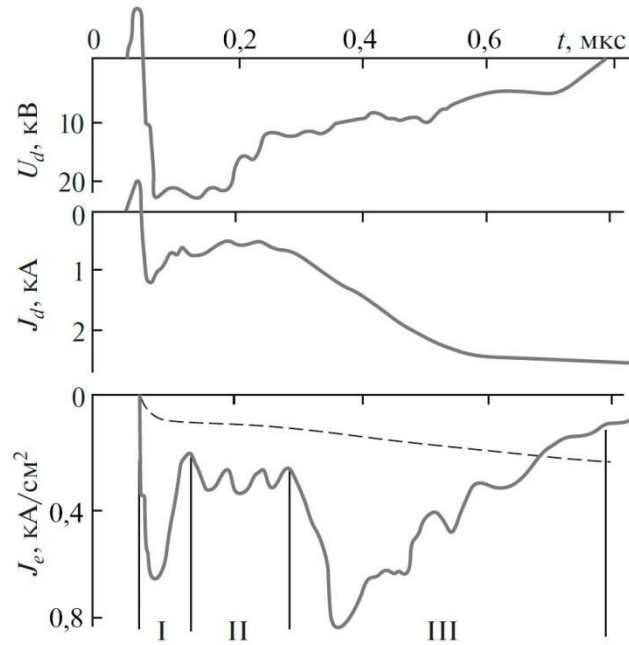


Рисунок 1.16. Типичные осциллограммы: напряжения на диоде, U_d , полного тока диода, I_d , и плотности тока в диоде, j_e (сплошная линия – эксперимент, пунктирная – расчет). Плазменный анод – на основе дуговых источников. Диаметр катода – 1,6 см, $H = 1,5$ кЭ, задержка – 2,2 мкс, расстояние «катод - анодная диафрагма» – 2,5 см. **I** – нестационарная стадия протекания тока в ПНД; **II** – квазистационарная стадия; **III** – стадия развития пробоя диода [50, 92]

Эксперименты, выполненные в [39, 93], показали, что и на квазистационарной стадии протекания тока в ДС (стадия **II** на рис. 1.16) наблюдаемая плотность тока примерно в 2–3 раза превышает расчётную. Согласно оценкам [94], при типичных плотностях тока в источниках НСЭП $j_e \approx 200\text{--}500$ А/см² и ускоряющем напряжении 20–30 кВ толщина слоя согласно выражению (1.2) составляет около 1–2 мм. Катодная плазма, двигаясь со скоростью ≈ 2 см/мкс, пройдет такое расстояние за 50–100 нс. Между тем, как следует из данных [95], перестройка ионов в слое к стационарному распределению происходит за существенно большее время (около 1 мкс при

концентрации анодной плазмы $n_a \approx 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$). Таким образом, за эти 50–100 нс толщина ДС не успевает вырасти до стационарного значения, т.е. пропускная способность ДС оказывается больше, чем в стационарном случае. Другими словами, быстрое движение катодной плазмы непрерывно воспроизводит "нестационарность" ДС и, следовательно, повышает плотность тока в нём [94]. Также благодаря движению катодной плазмы всё новые слои анодной плазмы включаются в перенос тока, поскольку уход ионов на катод восполняется поступлением ионов в ДС за счет сдвига эмиссионной границы анодной плазмы со скоростью движения "наступающей" на неё катодной плазмы [94].

1.3.2. Транспортировка пучка

Для эффективной обработки и модификации поверхностных слоёв материалов требуется плотность тока порядка сотен ампер на квадратный сантиметр. Соответственно, при площади мишени порядка десятков см^2 необходим пучок с током в единицы-десятки кА, транспортировка которого не всегда возможна. Например, при транспортировке сильноточного электронного пучка в вакууме основной причиной ограничения тока является его собственный объёмный заряд. В отсутствие внешних полей пучок расплывается в поперечном направлении под действием сил кулоновского отталкивания и «высыпается» на стенки дрейфовой камеры. Для предотвращения этого систему помещают в сильное продольное магнитное поле, создаваемое внешним источником [15, 40–42].

Однако и при транспортировке в ведущем магнитном поле ток пучка ограничен собственным объёмным зарядом. Физическая причина в этом случае связана с неустойчивостью, приводящей к возникновению виртуального катода в пучке, от которого отражается часть инжектированных в пространство дрейфа электронов.

Для увеличения тока пучка следует компенсировать его объёмный заряд ионами, например, транспортируя пучок в плазме. Однако, как показал Дж. Пирс,

даже в случае 100%-ной компенсации предельный ток пучка, I_{Π} , превосходит предельный ток пучка в вакууме, $I_{\text{вак}}$, лишь в несколько раз: $I_{\Pi} = 3\sqrt{3} \cdot I_{\text{вак}}$ [96].

Ситуацию с ограничением тока можно исправить при помощи избыточной плазмы. Согласно [93] при наличии избыточной плазмы, начиная с $n_e = (n_a - n_b) \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ (где n_b – концентрация электронов пучка) и при радиусе пучка единицы сантиметров, отношение тока Пирса к величине хаотического тока электронов анодной плазмы составит:

$$\frac{I_{\Pi}}{I_{ea}} \approx 8 \left(\frac{u}{\left[\frac{2kT_e}{m} \right]^{\frac{1}{2}}} \right)^3 \frac{n_e}{n_a}. \quad (1.5)$$

Из выражения (1.5) видно, что если скорость электронов пучка, u , в канале дрейфа хотя бы в 5 раз превышает тепловую скорость электронов плазмы и если $n_e \sim n_a$, то ограничение тока пучка пирсовской и пучково-дрейфовой неустойчивостями практически снимается. Из (1.5) также следует, что для резкого увеличения тока Пирса вовсе не требуется значительного количества избыточной плазмы, как это утверждалось в [96].

Важным фактором, способствующим транспортировке пучка, является наличие вокруг него «ионной шубы» [98], возникающей за счет того, что анод отражательного разряда приобретает отрицательный потенциал вследствие осаждения на нём части электронов пучка. Ряд экспериментов [39, 99] показал, что транспортировку НСЭП с токами 10–30 кА на расстояние десятки сантиметров удаётся осуществить в электронной пушке со взрывозмиссионным катодом и плазменным анодом на основе сильноточного отражательного разряда. Зависимости амплитуды тока и плотности энергии пучка представлены на рис. 1.17.

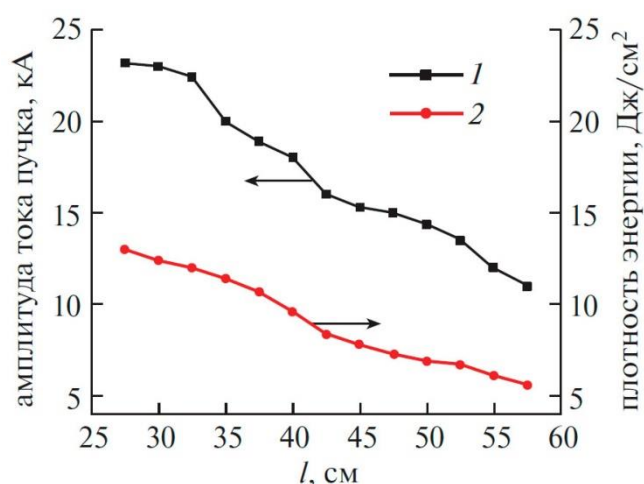


Рисунок 1.17. Зависимости амплитуды тока (I) и плотности энергии пучка (2) от длины канала транспортировки [99]. Диаметр катода – 6 см, $U_0 = 28$ кВ, $H = 3$ кЭ, давление аргона – 0,03 Па, амплитуда тока отражательного разряда – 150 А. Диаметр коллимирующего отверстия в диафрагме, устанавливавшейся перед calorиметром – 6 см

При транспортировке пучка в плазме кроме зарядовой нейтрализации пучка важную роль в его динамике играет токовая или магнитная нейтрализация [100]. Нарастающее магнитное поле пучка вызывает появление вихревого электрического поля, под действием которого плазменные электроны движутся в сторону, противоположную движению электронов пучка. Это движение плазменных электронов представляет собой обратный ток, магнитное поле которого имеет противоположный знак магнитному полю пучка. Необходимыми условиями токовой нейтрализации являются наличие стока плазменных электронов на «землю» и эмиссии электронов с коллектора [100]. Последнее становится возможным при возникновении на нем плазмы под действием интенсивной бомбардировки электронами пучка. При отсутствии эмиссии электронов с коллектора плазма поляризуется, и обратный ток прекращается.

Магнитная нейтрализация пучка способствует и его зарядовой нейтрализации, т.к. избыточный отрицательный заряд при наличии ведущего магнитного поля выносится не только на коллектор, но и на анод, в случае если он выполнен в виде заземлённой сетки или фольги [100].

1.4. О проблемах однородности НСЭП и стабильности работы широкоапертурных взрывоэмиссионных катодов

Распределение плотности тока (энергии) является одним из важнейших параметров сильноточного электронного пучка и определяется двумя основными факторами. Первый связан с эмиссией частиц, а второй – с трансформацией пучка при его формировании и транспортировке.

Малый пространственный масштаб эмиссионных центров (доли–единицы миллиметров) и их дискретное расположение на поверхности катода может привести к возникновению микронеоднородностей пучка при его генерации в вакуумном диоде, где расстояние катод-анод (коллектор), как правило, составляет единицы миллиметров, а длительность импульса – десятки-сотни наносекунд. В таких условиях плазма эмиссионных центров не успевает слиться в сплошную эмитирующую поверхность, что и приводит к появлению микронеоднородностей (рис. 1.18б). Немного сгладить их можно с помощью уменьшения напряжённости ведущего магнитного поля и увеличения длины канала транспортировки [26, 50]. Однако наилучшего результата можно добиться, используя плазмонаполненный диод, поскольку транспортировать в плазме пучок с заданным током можно на существенно большее расстояние, чем в вакууме. Кроме того, длительность импульса в этом случае намного выше, что дает время для появления дополнительных эмиссионных центров, а также слияния плазмы эмиссионных центров в сплошную эмитирующую поверхность. В результате пучок лишается ярко выраженных микронеоднородностей (рис. 1.18а).

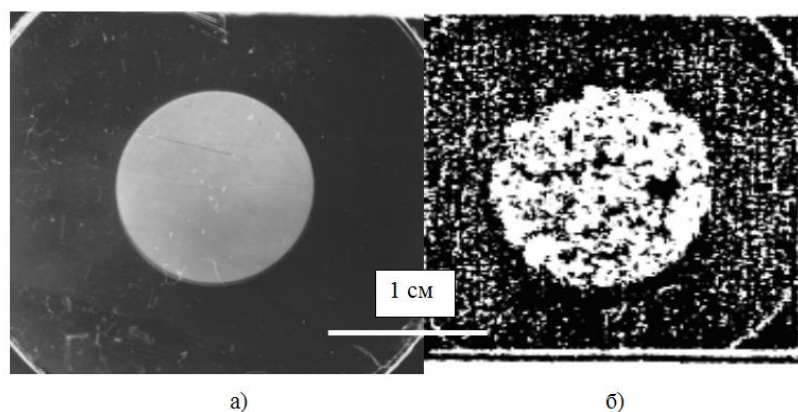


Рисунок 1.18. Автографы пучка на винипрозе: а) – плазмонаполненный диод, длина канала дрейфа – 10 см; б) – вакуумный диод, длина канала дрейфа – 0,9 см [26]

Среди причин, обуславливающих сглаживание пучка в плазмонаполненном диоде, немаловажной является подавление эмиссионных центров-лидеров. Благодаря подвижности границы анодной плазмы, ширина ускоряющего зазора почти не меняется, и поэтому развитие центров-лидеров сдерживается, хоть и не подавляется полностью. Таким образом, микронеоднородности электронного потока, обусловленные дискретностью эмиссии с катода, сглаживаются уже в области формирования пучка.

Помимо микронеоднородностей в пучке может возникнуть макронеоднородность. Одной из причин её появления является обнаруженный в экспериментах по транспортировке НСЭП в вакуумном диэлектрическом канале эффект накопления ионов в приосевой области пространства дрейфа [101]. Из-за быстрого роста концентрации инжектируемых электронов и запаздывания процесса их нейтрализации в канале дрейфа возникают сильные электрические поля. Под действием радиальной составляющей электрического поля, E_r , ионы плазмы, возникающей на внутренней поверхности диэлектрической трубки, движутся к оси, как в коаксиальном диоде, и накапливаются там. В результате степень компенсации объёмного заряда пучка в этой области возрастает, а вместе с ней и плотность тока пучка. Этот эффект подтвердился и в электронной пушке с плазменным анодом. Несмотря на близкое к однородному исходное распределение концентрации анодной плазмы, распределение плотности энергии (тока) на коллекторе всегда имело ярко выраженный максимум в центральной части пучка [101]. Об этом свидетельствуют и автографы пучка на металлических мишенях [39].

Другая причина ухудшения однородности пучка заключается в действии его собственного магнитного поля ($\sim 0,1$ Тл), которое сопоставимо по величине с ведущим магнитным полем (0,15–0,25 Тл). Попытки же увеличить индукцию внешнего магнитного поля (выше 0,3 Тл) приводят к проблемам формирования плазменного анода с помощью сильноточного ОР.

Стабильность работы сильноточной электронной пушки во многом определяется ресурсом взрывоэмиссионного катода. Поскольку локализация

эмиссионных центров на поверхности многопроволочного медного катода (среди чисто металлических катодов в наших условиях он демонстрирует лучшую работу) от выстрела к выстрелу случайна, а их число из-за небольшого ускоряющего напряжения ограничено, то возможна ситуация, когда бóльшая часть эмиссионных центров сосредоточится в одном месте на относительно небольшой площади. Это приведет к «блужданию» пучка по поверхности мишени (от импульса к импульсу), что негативно скажется на эффективности её облучения. Кроме того, неравномерная эмиссия с катода приведет к ещё большей макронеоднородности пучка.

При достаточной плотности энергии пучка помимо плавления поверхностного слоя мишени, возможно и частичное его испарение, в результате чего пары материала мишени оседают на элементах пушки, в том числе и катоде. В случае мишени из материала с низкими эмиссионными свойствами (например, нержавеющей стали), образовавшийся со временем на катоде напыленный слой ухудшит стабильность работы и эмиссионные свойства катода, т.е. сократит его ресурс.

Частично данную проблему можно решить, осаждая на поверхность катода пары материала вспомогательной мишени, обладающего высокими эмиссионными свойствами, но при этом следует максимально ограничить попадание паров этого материала на облучаемый образец (деталь, мишень). В [102] это было реализовано с помощью медной мишени в виде кольца, которая крепилась на расположенную между катодом и анодом диафрагму из молибдена вакуумной плавки. Следует отметить, что использование, например, нержавеющей стали в качестве материала диафрагмы неприемлемо, поскольку пучок неизбежно воздействует на кромку диафрагмы и может распылять ее. Предложенный метод позволил увеличить срок стабильной работы катода в несколько раз (рис. 1.19), однако это все равно не является достаточным, поскольку уже через ~ 10 тысяч импульсов наступает резкая деградация катода и вероятность холостых выстрелов превышает 20%.

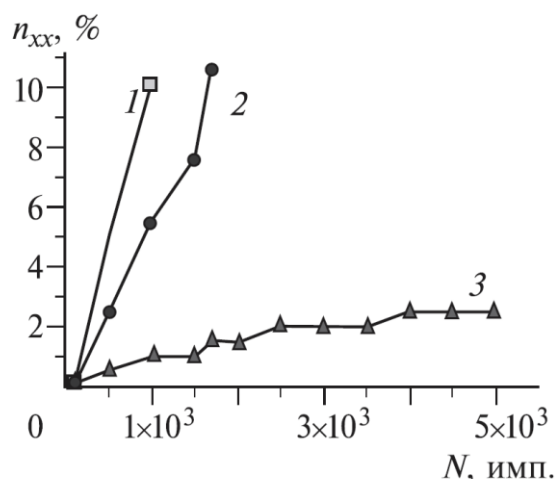


Рисунок 1. 19. Зависимости вероятности холостых срабатываний взрывоэмиссионного катода

$n_{хх}$ от общего числа выстрелов пушки (N). $W = 9$ Дж/см² [102].

1 — нержавеющей сталь; 2 — без диафрагмы; 3 — медь.

1.5. Выводы и постановка задач

1. Применение НСЭП позволяет решать самые разнообразные задачи: осуществлять финишную очистку и полировку поверхности, повышать коррозионную стойкость, повышать электрическую прочность вакуумной изоляции, формировать поверхностные сплавы и т.д.

2. Использование плазмонаполненного диода значительно облегчает возбуждение взрывной эмиссии на катоде за счет усиления электрического поля на остриях эмиттеров и бомбардировки их ионами анодной плазмы. Кроме того, предварительное заполнение диода плазмой позволяет значительно увеличить длительность импульса напряжения и ток пучка по сравнению с вакуумным диодом, а также сгладить микронеоднородности электронного потока, возникающие вследствие дискретности эмиссионных центров на поверхности катода.

3. В последние годы всё больше внимания уделяется чистоте процесса облучения, из-за чего применение катодов с высокой эмиссионной способностью (металлодиэлектрических и графитовых) становится нежелательным, а иногда — неприемлемым. Поэтому взрывоэмиссионный катод должен быть, по возможности, чисто металлическим. В условиях, когда величина ускоряющего

напряжения не превышает 40 кВ, а площадь рабочей поверхности катода составляет десятки см², обеспечить его стабильную работу становится непросто даже в плазмонаполненном диоде.

4. В процессе транспортировки в плазменном канале электронный пучок трансформируется и приобретает максимум плотности энергии в своей центральной части. Появление макронеоднородности пучка связано с его собственными электрическим и магнитным полями. Увеличение индукции ведущего магнитного поля не позволяет решить проблему однородности пучка, а в случае формирования плазменного анода с помощью сильноточного отражательного разряда может и вовсе привести к проблеме его зажигания.

5. Проблему макронеоднородности пучка усугубляет неравномерное распределение ограниченного количества эмиссионных центров на поверхности широкоапертурного катода. Кроме того, изменение локализации эмиссионных центров от выстрела к выстрелу приводит к «блужданию» пучка по поверхности мишени, что негативно сказывается на эффективности её облучения. Также существует проблема, которая заключается в ухудшении эмиссионных свойств и сокращении ресурса работы катода вследствие осаждения на его поверхности материала облучаемой мишени, если тот обладает низкими эмиссионными свойствами.

Исходя из анализа литературы, были сформулированы **основные задачи** диссертационной работы:

- разработка новых методов формирования плазменного анода с максимумом концентрации заряженных частиц на периферии, что позволит улучшить однородность пучка в поперечном сечении;

- разработка и создание новых широкоапертурных взрывоэмиссионных катодов, обладающих более стабильными токовыми параметрами и высоким ресурсом работы;

- поиск методов управления распределением плотности энергии по сечению пучка для повышения его однородности с помощью изменения конфигурации ведущего магнитного поля в области мишени.

ГЛАВА 2. ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО АНОДА С ПОВЫШЕННОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ПЕРИФЕРИИ

Плазменный анод является одним из ключевых элементов сильноточной электронной пушки. В Главе 1 отмечается, что однородной эмиссии катода и равномерного распределения плотности ионного тока по сечению плазменного столба недостаточно для генерации однородного по сечению пучка. В процессе транспортировки он деформируется и приобретает ярко выраженный максимум плотности энергии в приосевой области. Сделать пучок более однородным в поперечном сечении можно с помощью плазменного анода, имеющего повышенную концентрацию заряженных частиц на периферии. В случае плазменного анода на основе сильноточного отражательного разряда это повышение достигается путём увеличения тока разряда [39]. Однако данный метод не позволяет в полной мере компенсировать накопление ионов в приосевой области и действие собственного магнитного поля пучка. Поэтому нами были разработаны и успешно опробованы новые методы формирования плазменного анода, которым и посвящена данная глава.

2.1. Гибридный разряд на основе сильноточного отражательного разряда и вакуумных дуг

В [103] впервые было предложено формировать плазменный анод с помощью гибридного разряда, сочетающего сильноточный отражательный разряд с вакуумными дугами, но каких-то систематических исследований в этой работе сделано не было.

Для зажигания данного разряда нами был разработан анодный узел (рис. 2.1), состоящий из кольца из нержавеющей стали со встроенными в него по окружности 12-ю дуговыми источниками плазмы (ДИП). Кольцо служит анодом как для пеннинговской разрядной ячейки, так и для ДИП, что позволяет использовать один генератор для питания обоих разрядов. Катодами ДИП являются медные стержни $\varnothing 2$ мм, вставленные в керамические трубки наружным

Ø4 мм. При подаче на анод импульса напряжения положительной полярности амплитудой 4–5 кВ происходит искровой пробой по торцевой поверхности керамических трубок, быстро переходящий в дуговую стадию. Появление плазмы дуговых источников стимулирует последующее зажигание сильноточного пеннинговского (отражательного) разряда. Поскольку концентрация дуговой плазмы спадает по направлению к оси системы (благодаря преимущественному разлёту вдоль силовых линий ведущего магнитного поля), то и концентрация электронов этой плазмы, принимающих участие в ионизации рабочего газа, будет также спадать, что в итоге и даст нужный профиль плазменного столба с максимумом на периферии. Для обеспечения параллельного срабатывания всех источников каждый из катодов заземляется через резистор. Номинал резисторов, размеры кольца, катодов ДИП и керамических трубок, а также величина амплитуды напряжения источника питания анодного узла могут варьироваться в зависимости от условий эксперимента.

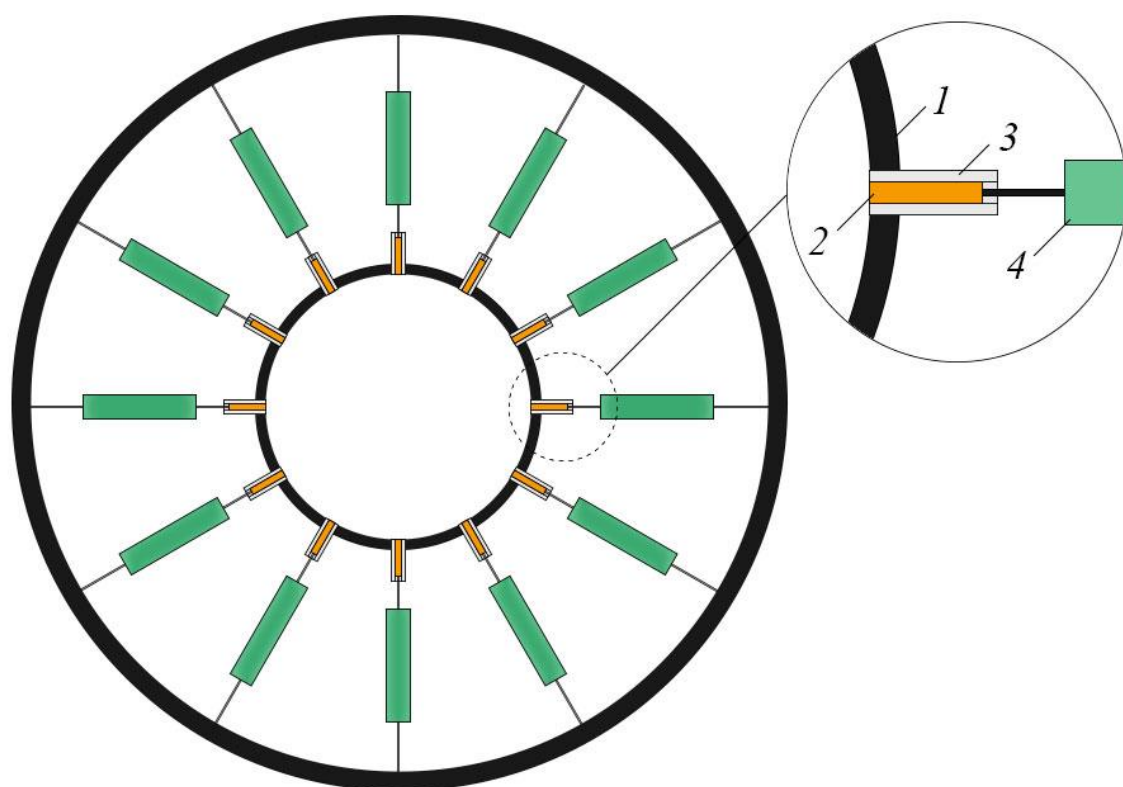


Рисунок 2.1. Конструкция анодного узла для зажигания гибридного разряда. 1 – анодное кольцо, 2 – катод дугового источника плазмы, 3 – керамическая трубка, 4 – резистор ТВО-2

Детальное изучение как параметров плазменного анода, формируемого предложенным методом, так и электронных пушек на его основе было выполнено автором диссертации совместно с коллегами в работах [104–110].

В [104–106] было исследовано радиальное распределение заряженных частиц в столбе анодной плазмы, формируемом с помощью гибридного разряда, а также распределение плотности энергии по сечению пучка, генерируемого в сильноточной электронной пушке с предложенным плазменным анодом. На рис. 2.2 представлена принципиальная схема этой пушки.

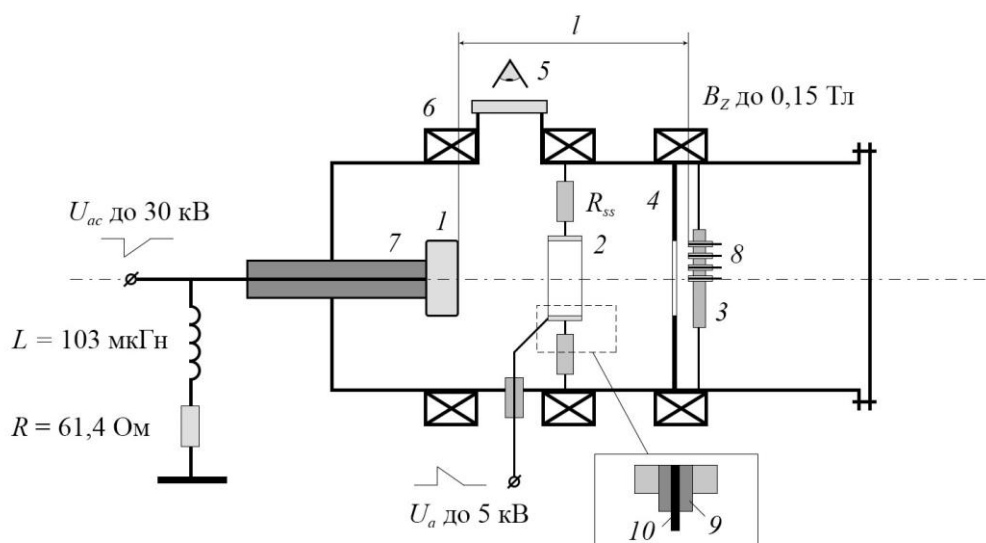


Рисунок 2.2. Принципиальная схема электронной пушки. 1 – катод пушки; 2 – анодный узел; 3 – коллектор; 4 – диафрагма; 5 – окно для наблюдения и фотографирования; 6 – соленоид; 7 – изолятор пушки; 8 – зонды; 9 – керамическая трубка; 10 – катод дугового источника. $R_{ss}=51$ или 100 Ом – сопротивление в цепи дугового источника

Диаметр кольца анодного узла 2 составлял 50 или 86 мм, а его ширина – 30 мм. Формирование импульса напряжения амплитудой до 5 кВ, питающего разряд, осуществлялось путем разрядки конденсатора емкостью $C_a = 4$ мкФ через балластное сопротивление $R_b \approx 3,5$ Ом.

Многопроволочный медный взрывоэмиссионный катод 1 был изготовлен из оплётки радиочастотного кабеля, разрезанной вдоль образующей, свёрнутой в рулон и запрессованной в чашеобразную обойму из нержавеющей стали. Диаметр рабочей поверхности катода был немного больше или практически равен

диаметру анодного кольца и составлял 62 или 85 мм. Генератор высоковольтных импульсов (ГВИ), собранный на базе конденсатора ИК-50/3 и сильноточного высоковольтного тиратрона ТДИ1-50к/50 [111], обеспечивал питание электронной пушки и был соединен с ней передающей линией из шести отрезков коаксиального кабеля РК-50-9-11 длиной около 1 м каждый. Ведущее магнитное поле (ВМП), B_z , индукцией до 0,15 Тл создавалось секционированным соленоидом 6. Откачка камеры до давления $(2-3) \times 10^{-3}$ Па производилась турбомолекулярным насосом. Напуск рабочего газа (аргон) осуществлялся в стационарном режиме с помощью прибора СНА-2.

Измерения радиального профиля концентрации анодной плазмы, $n_a(r)$, проводились с помощью четырёх ленгмюровских зондов 8, расположенных в области коллектора, по электронной ветви зондовой характеристики. Для защиты выводов зондовых сигналов от электромагнитных помех использовалась диафрагма 4. В ряде случаев, одновременно с зондовыми измерениями проводилось фотографирование свечения разряда в режиме открытого затвора через боковое окно 5.

При проведении экспериментов по генерации пучка узел зондов с защитной диафрагмой удалялся, а на его место устанавливался дисковый коллектор из нержавеющей стали диаметром 130 мм для измерения тока пучка или 9-канальный секционированный калориметр, снабженный автоматизированной системой измерения распределения энергии по сечению пучка и обработки полученных данных (создан при содействии группы автоматизации научных исследований ИСЭ СО РАН под руководством В.Н. Киселёва). Диаметр коллимирующих отверстий в диафрагме, установленной перед медными поглотителями калориметра, составлял 5,5 мм. Поглотители представляли собой цилиндры Фарадея и располагались в линейку с интервалом между их центрами 1,5 см. К тыльной стороне каждого поглотителя припаян калиброванный терморезистор. В процессе измерений варьировались следующие параметры: зарядное напряжение ГВИ, время задержки запуска пучка относительно начала тока разряда, напряженность ведущего магнитного поля,

давление рабочего газа, а также расстояние между катодом и коллектором, l . Статистическое усреднение результатов измерений проводилось по 10 выстрелам в каждом режиме.

При изучении разряда и пучка также выполнялись осциллографические измерения напряжения на аноде, U_a , и ускоряющего напряжения U_{ac} с помощью активных делителей напряжения, а также полного тока разряда, I_d , тока катода, I_c , и тока в цепи коллектора, I_{col} , с помощью поясов Роговского различной чувствительности. Импульсы регистрировались с помощью 4-канального цифрового осциллографа Tektronix TDS 2024 (200 МГц).

На рис. 2.3 представлены типичные осциллограммы U_a , I_d и I_{col} . Их анализ показал, что время задержки зажигания отражательного разряда, τ_d , (начало второго пика на осциллограмме I_d) слабо зависит от давления рабочего газа, p . При $p = 0,003$ Па (режим без напуска газа) оно равно 13–15 мкс, а при $p = 0,015$ Па уменьшается до 10–11 мкс и практически не меняется вплоть до давлений 0,13 Па.

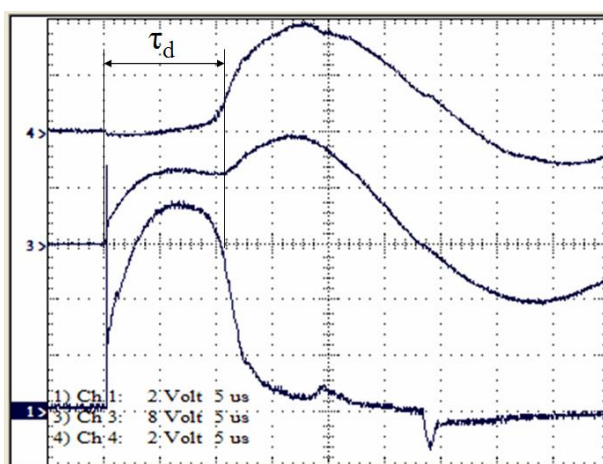


Рисунок 2.3. Типичные осциллограммы U_a (Ch1, 1 кВ/дел), I_d (Ch3, 400 А/дел) и I_{col} (Ch4, 400 А/дел)

Измерение концентрации заряженных частиц по радиусу плазменного столба было выполнено с помощью четырёх двойных зондов, на каждый из которых подавалось напряжение смещения равное 50 В. Представленные на рис. 2.4 зондовые характеристики были получены путём усреднения осциллографом 16-ти последовательных импульсов. Анализ осциллограмм

показал, что распределение концентрации плазмы с максимумом на периферии столба наблюдается практически с самого начала разряда и сохраняется на протяжении всего импульса. Из представленных зависимостей видно, что увеличение по сравнению с приосевой областью может достигать 2,5 раз. Данный характер распределения наблюдался для обоих диаметров анода.

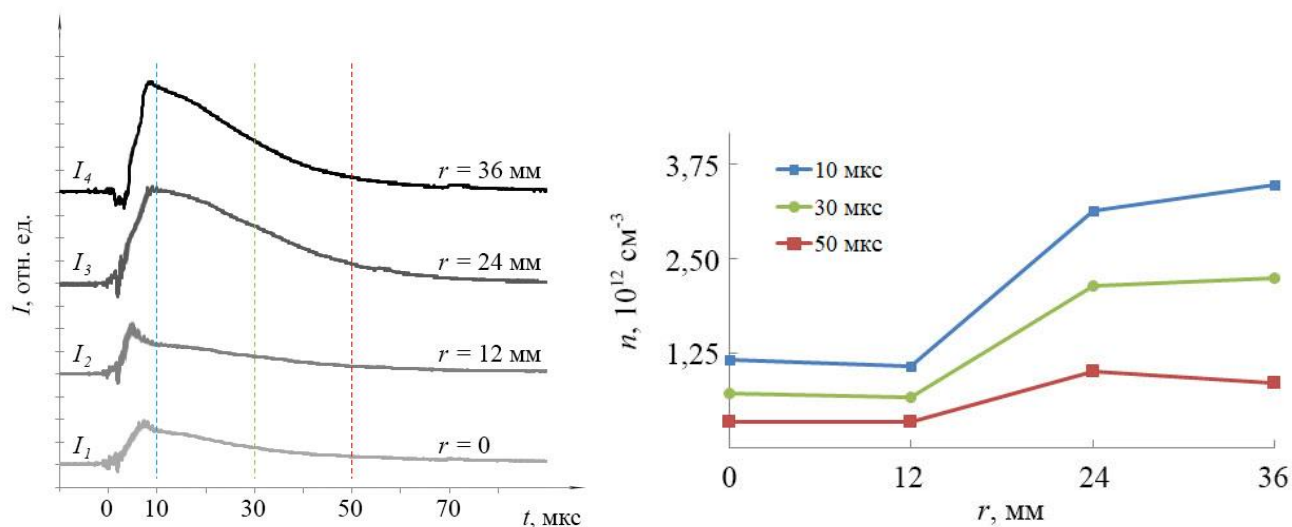


Рисунок 2.4. Осциллограммы токов, измеренных двойными зондами ($I_1 - I_4$, 0,025 А/дел) и радиальные профили концентрации плазмы для различных моментов времени после начала разряда. $p = 0,5$ мТорр, $B_z = 0,11$ Тл, $U_0 = 6,7$ кВ

Результаты зондовых измерений подтверждаются анализом фотографий свечения разряда (рис. 2.5), если принять, что при низких давлениях плазма разряда является оптически тонкой. Действительно, в этом случае однородность свечения означает повышенную плотность плазмы на краях, т.к. интенсивность свечения пропорциональна длине оптического пути.

В качестве дополнительной иллюстрации увеличения концентрации плазмы на периферии столба на рис. 2.5б приведен результат её расчёта, выполненный Л.А. Зюльковой [104] с помощью обратного преобразования Абеля в предположении, что интенсивность свечения прямо пропорциональна концентрации электронов плазмы, а сам объект обладает аксиальной симметрией. Область расчёта показана пунктирной рамкой на рис. 2.5а.

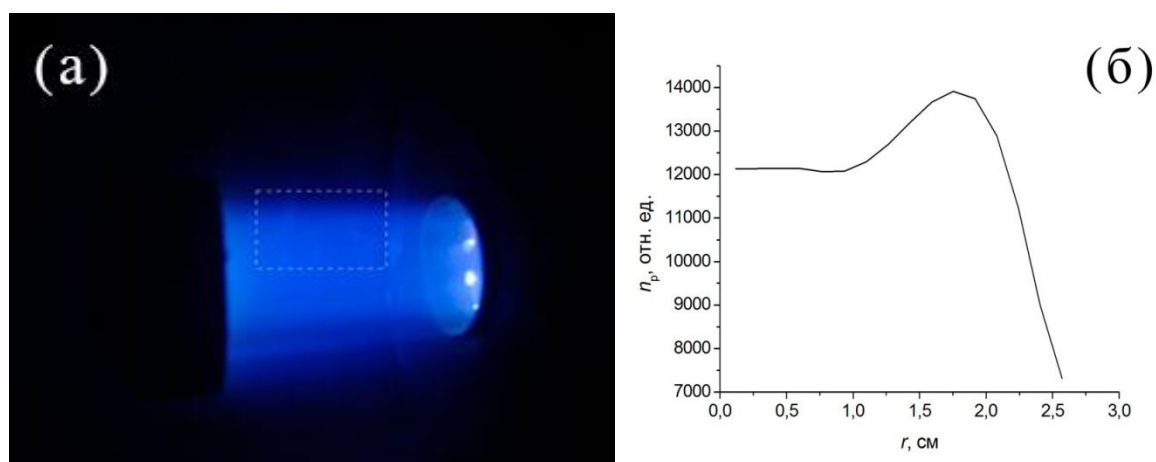


Рисунок 2.5. Фотография свечения гибридного разряда (а) и соответствующее ей распределение концентрации плазмы (б). $p = 0,045$ Па, $B_z = 0,15$ Тл, $\varnothing_a = 50$ мм. Амплитуда тока разряда – 800 А

В отсутствие пучка переход отражательного разряда в сильноточную стадию, как правило, происходит через 10–20 мкс после подачи напряжения на анод. Подача ускоряющего напряжения приводила к практически безынерционному зажиганию сильноточного отражательного разряда (рис. 2.6, луч 4) из-за интенсивной эмиссии электронов с катода пушки.

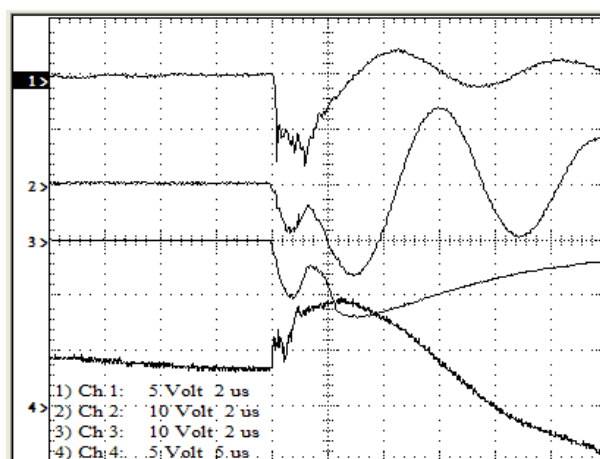


Рисунок 2.6. Осциллограммы: 1 – ускоряющего напряжения, 20 кВ/дел; 2 – тока катода, 30 кА/дел; 3 – тока пучка на коллектор, 10 кА/дел; 4 – полного тока разряда, 250 А/дел.

Горизонтальная шкала: 2 мкс/дел (1–3) и 5 мкс/дел (4)

Был также проведён цикл экспериментов по изучению радиальных профилей плотности энергии $W(r)$ и их корреляции с начальным профилем $n_a(r)$. На рис. 2.7 представлены распределения $n_a(r)$ и $W(r)$ для двух времён задержки

относительно момента перехода разряда в сильноточную стадию. Видно, что чем больше отношение концентрации плазмы на краю столба к концентрации в центре, тем более однороден пучок. Анализ полученных результатов показал также, что выравнивающее влияние плазмы дуговых источников проявляется при сравнительно больших временах задержки. В этом случае плазма успевает достичь катода и способствует возбуждению взрывной эмиссии на поверхности именно периферийной его части. Следовательно, уже в двойном слое плотность тока будет максимальна на периферии пучка.

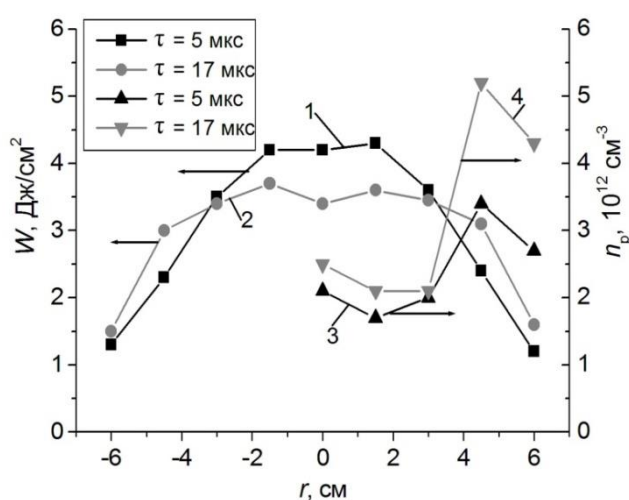


Рисунок 2.7. Радиальные профили плотности энергии пучка (1, 2) и соответствующие им профили концентрации анодной плазмы (3, 4). $U_{ac} = 25$ кВ, $p = 0,04$ Па, $B_z = 0,125$ Тл, $\varnothing_a = 86$ мм, $l = 25$ см

Характер распределения $W(r)$ зависит и от расстояния катод-коллектор, l . Если при $l = 25$ см распределение выглядело достаточно однородно внутри круга диаметром 6–7 см (рис. 2.7, кривая 2), то при $l = 20$ см (конец области однородного магнитного поля) однородность пучка несколько ухудшалась (рис. 2.8а). При $l = 30$ см, распределение $W(r)$ было достаточно однородным внутри круга диаметром 12 см (рис. 2.8б), однако величина плотности энергии значительно упала, что резко ограничивает область применения полученного пучка. Для нас же было важно добиться максимального улучшения однородности пучка, но при этом сохранить величину плотности энергии на уровне достаточном для эффективной обработки большинства материалов. Например, для меди

плотность энергии пучка должна составлять около 8 Дж/см^2 , а для нержавеющей стали – 4 Дж/см^2 .

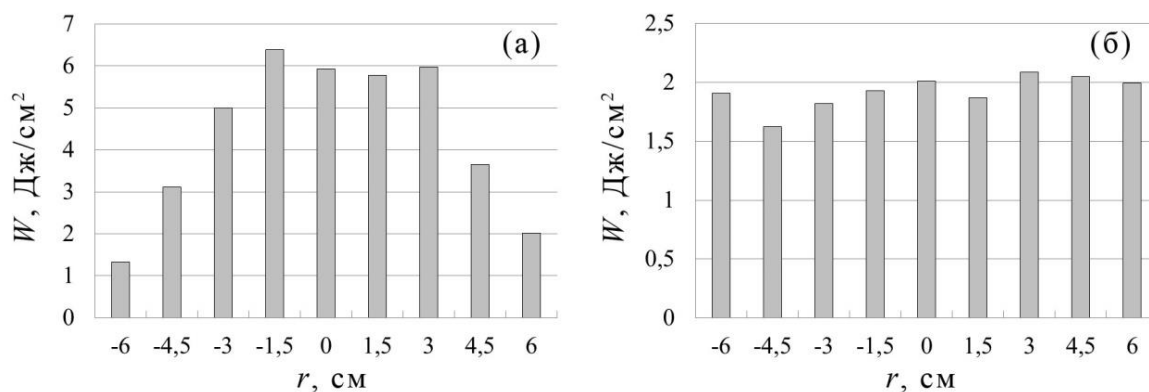


Рисунок 2.8. Распределение плотности энергии для различных расстояний катод-коллектор:

$l = 20$ см (а) и $l = 30$ см (б). $U_{ac} = 30$ кВ, $p = 0,04$ Па, $B_z = 0,15$ Тл, $\tau_d = 27$ мкс

Исследование параметров пучка было продолжено в [107]. В данной работе нами впервые был применен метод тепловизионной диагностики пучка, суть которого заключается в фиксации распределения температуры на тыльной стороне тонкой металлической мишени. Ранее, данный метод успешно применялся как для диагностики мощного импульсного ионного пучка [112], так и высокоэнергетических электронных пучков гигаваттной мощности [113].

Неоспоримым преимуществом тепловизионной диагностики является возможность панорамного измерения $W(r)$, которую не дают традиционные методики, основанные на использовании секционированного калориметра или секционированного цилиндра Фарадея. Попытка заполнить всё сечение датчиками ведёт к резкому увеличению их числа и, следовательно, к огромным трудностям в выводе сигналов и обработке данных.

Эксперименты проводились на ранее описанной установке «РИТМ-У» после её модификации (рис. 2.9).

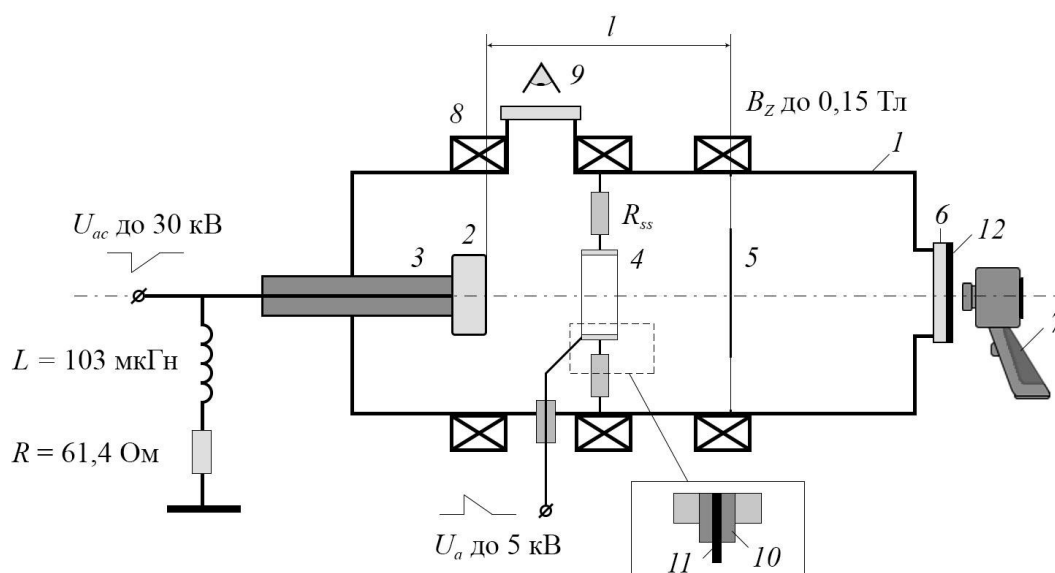


Рисунок 2.9. Принципиальная схема тепловизионных измерений: 1 – корпус пушки; 2 – катод; 3 – изолятор пушки; 4 – анодный узел; 5 – мишень; 6 – окно из CaF_2 ; 7 – тепловизор; 8 – соленоид; 9 – окно для наблюдения и фотографирования; 10 – керамическая трубка; 11 – катод дугового источника. $R_{ss} = 110 \text{ Ом}$ – сопротивление в цепи дугового источника; 12 – металлическая шторка

Плазменный анод формировался двумя способами. В первом случае использовался традиционный сильноточный (180 А или 500 А по амплитуде) отражательный разряд с обычным кольцевым анодом. Во втором случае использовался описанный ранее плазменный анод на основе гибридного разряда с ДИП. Диаметр анодного кольца составлял 70 мм. Коллектором пучка служила фольга 5 из нержавеющей стали толщиной 185 мкм, тыльная сторона которой была покрыта чёрной матовой краской (общая толщина фольги со слоем краски, $x_{\text{ф}}$, составляла около 200 мкм), что обеспечивало коэффициент излучения около 0,95. Данный параметр задавался в меню настроек тепловизора. Диаметр мишени составлял 110 мм. Тепловое излучение фольги выводилось через инфракрасное окно 6 из флюорита кальция толщиной 8 мм и попадало в объектив тепловизора 7. Пауза между импульсом пучка и фиксацией термограммы составляла около 1 с. Пространственное разрешение метода, определявшееся в нашем случае расплыванием теплового поля в течение паузы, рассчитывалось по формуле

$$x_T = \sqrt{\frac{\lambda\tau}{\rho c}}, \quad (2.1)$$

где λ – коэффициент теплопроводности облучаемого материала, ρ – его плотность, c – удельная теплоемкость, τ – длительность паузы.

В наших условиях величина x_T составляла около 2,5 мм.

Предварительно была выполнена калибровка тепловизора (рис. 2.10). В металлической ванночке, внешняя сторона которой покрыта черной матовой краской, нагревалась вода до температуры 95°C. Затем при остывании (до 25°C), через каждые 5 градусов проводили замеры температуры с помощью ртутного термометра и тепловизора через окно из CaF₂. Для тепловизора марки Fluke Ti10, который использовался в данных экспериментах, калибровочная зависимость с хорошей точностью описывается линейной функцией $T_{\phi} = 2,5T_{\text{ТВ}} - 38$ (°C), где T_{ϕ} – температура фольги (в момент фиксации тепловизором), $T_{\text{ТВ}}$ – температура, измеренная тепловизором. Во всех остальных экспериментах, где выполнялись тепловизионные измерения, использовался тепловизор TESTO 875-1, калибровочная зависимость которого немного отличается: $T_{\phi} = 2,53T_{\text{ТВ}} - 44,9$ (°C).

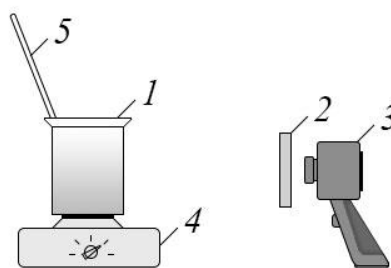


Рисунок 2.10. Схема калибровки тепловизора. 1 – ванночка с водой, 2 – окно из CaF₂, 3 – тепловизор, 4 – нагреватель, 5 – термометр

Процесс измерения распределения плотности энергии по сечению пучка выглядел следующим образом: предварительно (перед каждым импульсом пучка) с помощью тепловизора снимали термограмму фона, затем после генерации импульса тепловизором фиксировалась термограмма тыльной стороны мишени (перед фиксацией термограммы шторка 12 на рис. 2.9 открывалась). Для полного

остывания и выравнивания температуры по фольге пауза между выстрелами составляла 4–5 минут.

В зависимости от задач, полученные термограммы обрабатывались с помощью специализированных программ (SmartView 2.1 для тепловизора Fluke Ti10, IRSoft для тепловизора TESTO 875-1) или преобразовывались в массив данных (160 на 120 точек) с последующей обработкой, например, в Excel. Перевод температуры в плотность энергии осуществлялся по формуле

$$W = \rho c x (T_2 - T_1), \quad (2.2)$$

где x – толщина мишени, ρ – плотность материала мишени, c – его удельная теплоемкость, T_1 – температура в точке до выстрела, T_2 – температура в точке после выстрела. Однородность пучка оценивалась по распределениям плотности энергии, как правило, в двух сечениях. При необходимости выполнялось сравнение полных энергий пучка, поглощаемых в мишени, либо части энергии в выделенной области.

Наиболее равномерных и максимальных по величине распределений плотности энергии по сечению пучка удалось добиться в режимах, когда задержка между импульсами анодного и ускоряющего напряжений составляла 20–40 мкс. На рис. 2.11а приведены термограмма и соответствующие ей распределения плотности энергии НСЭП в вертикальном и горизонтальном сечениях для наиболее удачного как по однородности, так и по стабильности от импульса к импульсу режима. При уменьшении индукции ведущего магнитного поля до 0,06 Тл в центральной части распределения появлялся отчётливый максимум (рис. 2.11б), что объясняется усилением действия собственного магнитного поля пучка. При увеличении B_z до 0,15 Тл параметры пучка резко ухудшались (рис. 2.11в), что связано, видимо, с проявлением значительной нестабильности формирования плазменного анода. Данная нестабильность проявлялась во всех комбинациях катодов и анодов. Для сравнения, на рис. 2.11г приведена характерная термограмма при использовании обычного кольцевого анода в сходных условиях эксперимента.

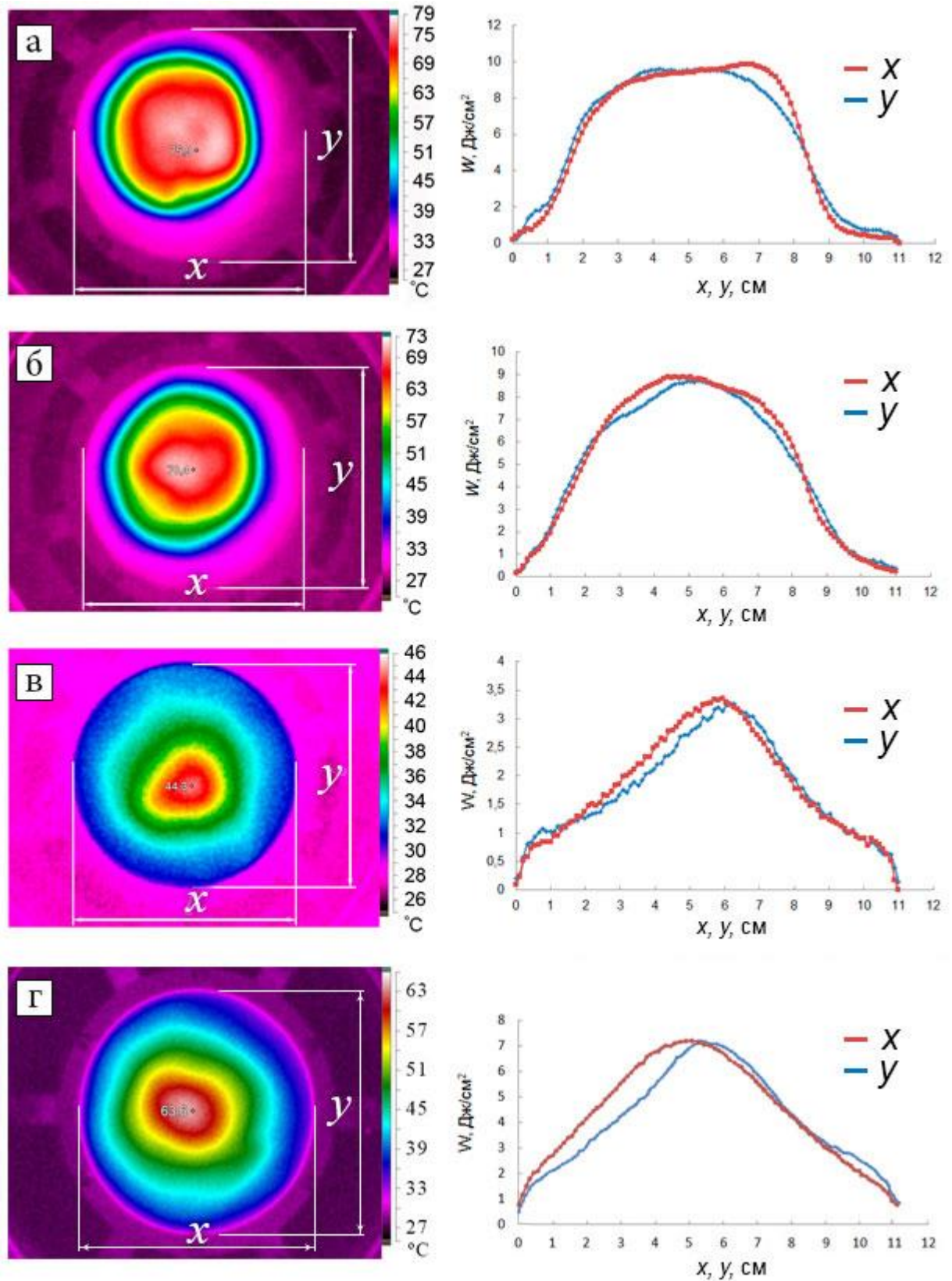


Рисунок 2.11. Термограммы (тепловизор Fluke Ti10) и соответствующие им распределения плотности энергии по сечению пучка. Катод из медной оплётки $\varnothing 62$ мм. $p = 0,3$ мТорр, $l = 20$ см, $U_{ac} = 30$ кВ. Гибридный анод: а) $B_z = 0,106$ Тл, б) $B_z = 0,06$ Тл, в) $B_z = 0,15$ Тл.

Кольцевой анод: г) $B_z = 0,106$ Тл

При изучении термограмм не было обнаружено каких-либо существенных микронеоднородностей в распределении температуры по мишени, что свидетельствует о размытии и слиянии электронных струй, эмитируемых отдельными эмиссионными центрами, в процессе транспортировки в плазменном канале. Для наших условий среднее расстояние между эмиссионными центрами составляет около 4–5 мм [114].

Сравнение величин плотности энергии, полученных с помощью тепловизора, с результатами калориметрических измерений показало хорошее (не хуже $\pm 10\%$) совпадение, что лишний раз подтвердило возможность применения тепловизионной диагностики не только для относительных, но и для абсолютных измерений. Осциллографические измерения ускоряющего напряжения, тока катода, напряжения на аноде и тока разряда (рис. 2.12) также показали близкие к [104–106] результаты.

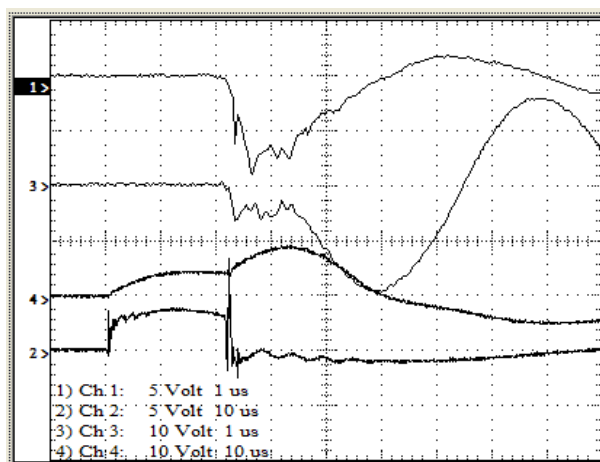


Рисунок 2.12. Осциллограммы: 1 – ускоряющего напряжения, 20 кВ/дел; 2 – напряжения на аноде разряда, 5 кВ/дел, 3 – тока катода, 30 кА/дел; 4 – полного тока разряда, 1 кА/дел.

Горизонтальная шкала – 1 мкс/дел (1, 3) и 10 мкс/дел (2, 4)

Тем не менее, несмотря на достигнутое улучшение однородности, в экспериментах наблюдалась нестабильность параметров пучка от импульса к импульсу, которую мы связали с недостаточной амплитудой импульса напряжения, питающего разряд. Действительно, было установлено, что напряжение амплитудой 5 кВ недостаточно для обеспечения стабильного параллельного срабатывания всех дуговых источников. Это приводит как к

нестабильности перехода разряда в сильноточную стадию во времени, так и к формированию не осесимметричного плазменного столба, что в итоге сказывается на параметрах пучка.

Поэтому в [108–110] для питания разряда использовался источник с повышенным (до 9 кВ) анодным напряжением. В данных работах были исследованы пространственная структура свечения и динамика гибридного разряда, а также проведены тепловизионные измерения распределения плотности энергии по сечению НСЭП.

Эксперименты проводились на установке «ВЭКсМА», электронная пушка которой схематично представлена на рис. 2.13.

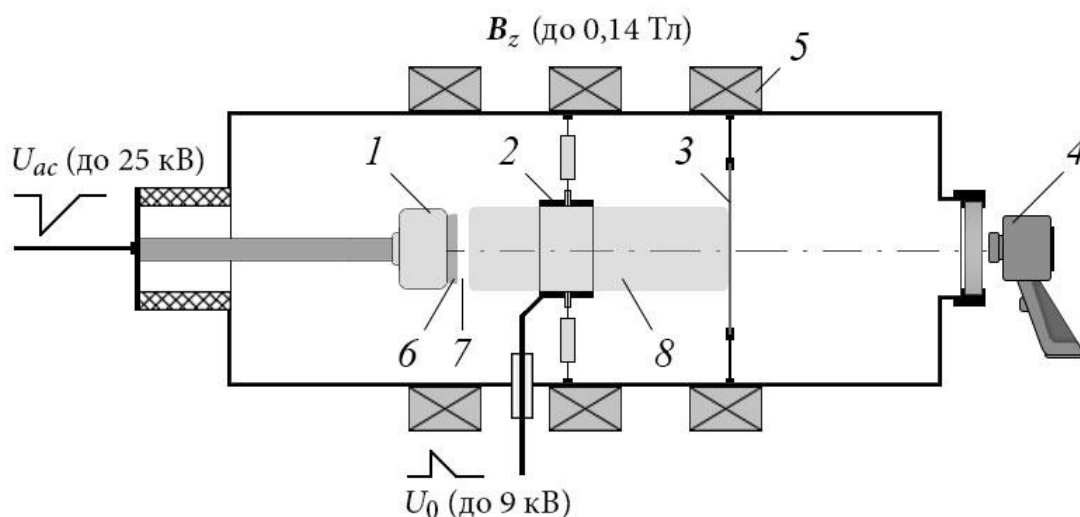


Рисунок 2.13. Электронная пушка установки "ВЭКсМА". 1 – взрывоэмиссионный катод, 2 – анодный узел, 3 – мишень (сетка или тепловизионная мишень), 4 – средство съёмки (цифровой фотоаппарат CASIO QV-3000EX/Ig или тепловизор TESTO 875-1), 5 – соленоид, 6 – катодная плазма, 7 – двойной слой, 8 – анодная плазма

В экспериментах использовались два катода: многопроволочный медный катод с диаметром рабочей поверхности 85 мм и катод с резистивной развязкой эмиттеров диаметром 58 мм. Подробнее о последнем будет рассказано в Главе 3. Диаметр анодного кольца составлял 80 мм. Катоды ДИП, сопротивление в цепи каждого из которых было равно 75 Ом, имели диаметр 2 мм и были немного утоплены вглубь стенки анода (рис. 2.14). В ряде экспериментов на аноде

устанавливался кольцевой экран, ограничивающий распространение плазмы дуговых источников в радиальном направлении. Диаметр кольцевого экрана, изготовленного из нержавеющей фольги толщиной 200 мкм, составлял 70 мм, а его ширина – 15 мм.

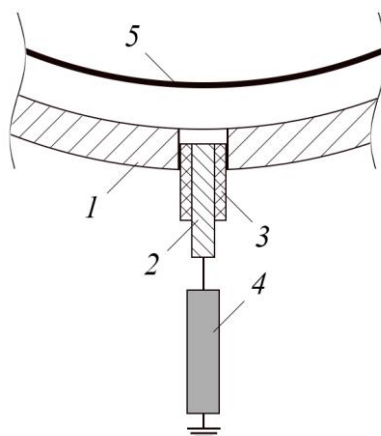


Рисунок 2.14. Дуговой источник плазмы: 1 – стенка кольцевого анода, 2 – медный катод, 3 – керамическая трубка, 4 – резистор ТВО-2, 5 – экран

При исследовании пространственной структуры свечения разряда коллектором служила сетка из нержавеющей стали. Регистрация свечения проводилась с помощью расположенного за торцевым окном цифрового фотоаппарата CASIO QV-3000EX/Tr в режиме открытого затвора, т.е. фиксировалось интегральное за импульс свечение.

Управление моментами включения источников питания ведущего магнитного поля, разряда и ускоряющего напряжения осуществлялось с помощью генератора задержанных импульсов с оптической развязкой каналов.

На рис. 2.15 приведены типичные осциллограммы тока, $I_d(t)$, и напряжения горения разряда, $U_d(t)$, для давления рабочего газа 0,5 мТорр и напряжений 6 и 8,4 кВ. Осциллограммы $U_d(t)$ снимались с активного делителя, размещенного между балластным сопротивлением блока питания разряда (БПР) и сопротивлением цепи дуговых источников плазмы, поэтому оно было меньше полного напряжения БПР, U_0 , на величину падения на балластном резисторе.

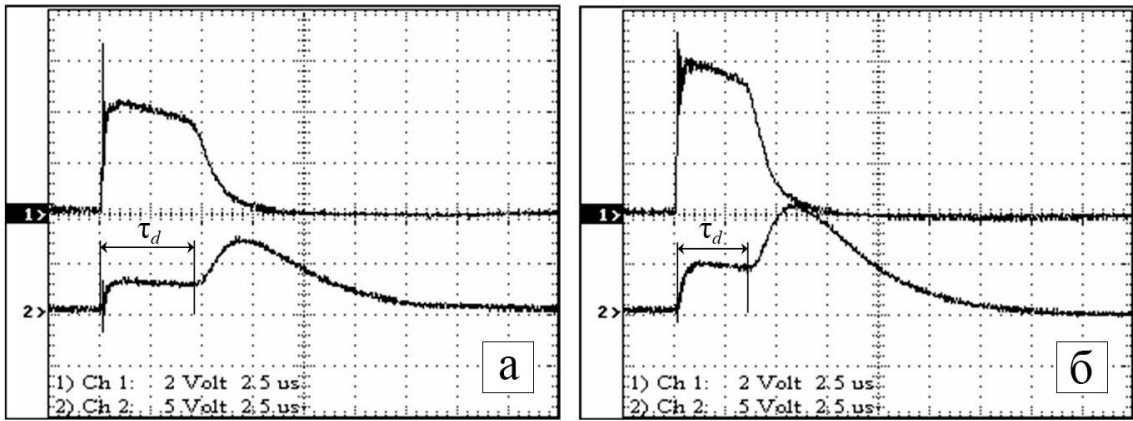


Рисунок 2.15. Типичные осциллограммы: 1 – напряжения горения разряда, 2 кВ/дел; 2 – тока разряда, 1 кА/дел. а) $U_0 = 6$ кВ, б) $U_0 = 8,4$ кВ. Горизонтальная шкала: 2,5 мкс/дел

Анализ большого количества осциллограмм позволил построить зависимость времени перехода разряда в сильноточную стадию от давления рабочего газа и анодного напряжения (рис. 2.16). Из полученных зависимостей видно, что более существенное влияние оказывает величина напряжения.

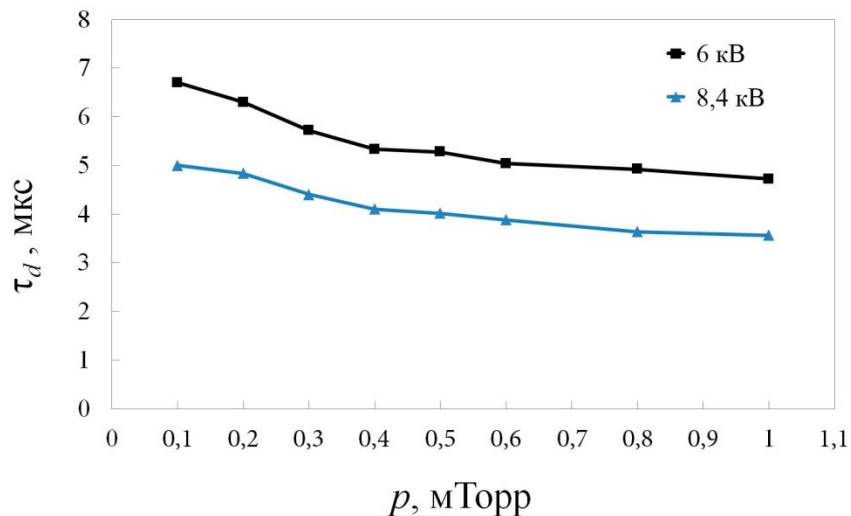


Рисунок 2.16. Время задержки перехода отражательного разряда в сильноточную стадию в зависимости от давления рабочего газа и анодного напряжения

Также с ростом напряжения (и, соответственно, тока) увеличивается интегральная яркость свечения разряда (рис. 2.17). Увеличение давления на яркость свечения практически не влияет.

Изучение фотографий показало, что разряд имеет квазиколецевую структуру, как правило, азимутально неоднородную, что, видимо, связано с

соответствующим возникновением на коллекторе (сетке) катодных пятен-лидеров.

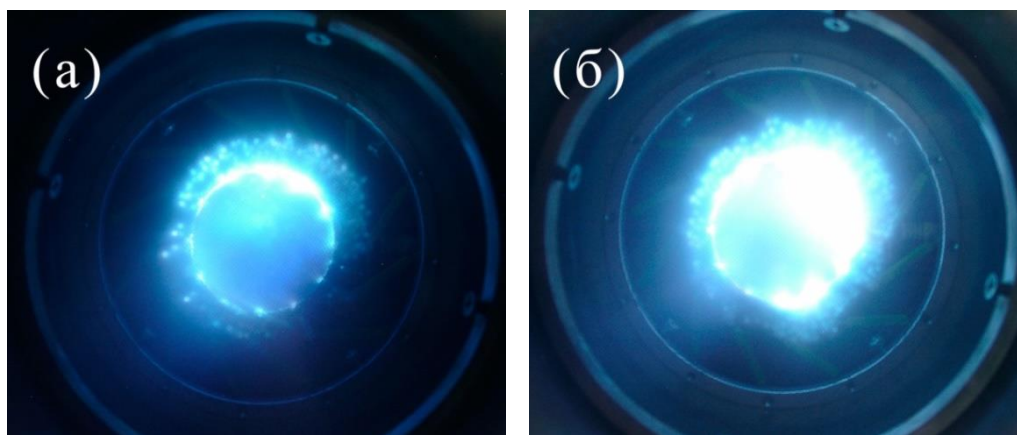


Рисунок 2.17. Фотографии свечения разряда. $p = 0,5$ мТорр. (а) – $U_0 = 6$ кВ (б) – $U_0 = 8,4$ кВ

Более однородную кольцевую структуру разряда удалось получить с помощью кольцевого экрана, расположенного напротив дуговых источников на расстоянии 5 мм от них (рис. 2.18).

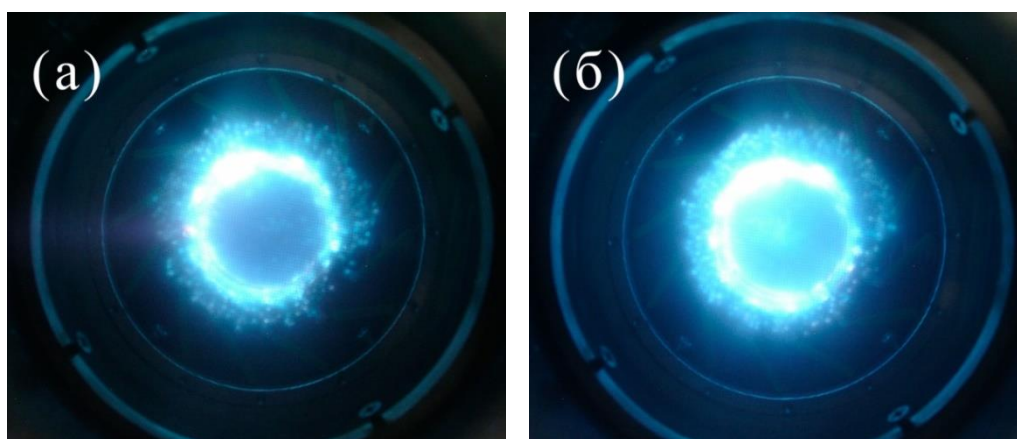


Рисунок 2.18. Фотографии свечения разряда в оптимальных режимах при использовании кольцевого экрана. (а) – $p = 0,3$ мТорр, $U_0 = 7,2$ кВ; (б) – $p = 0,6$ мТорр, $U_0 = 8,4$ кВ

Наличие экрана в среднем в полтора раза увеличило время перехода разряда в сильноточную стадию (рис. 2.19). При этом наблюдалась зависимость порога стабильного зажигания разряда от напряжения и давления. Так, разряд стабильно зажигался при $U_0 = 6$ кВ на любом из используемых давлений (0,1–1 мТорр). При $U_0 = 7,2$ кВ нижний порог давления увеличивался до 0,2 мТорр, а при $U_0 = 8,4$ кВ до 0,3 мТорр.

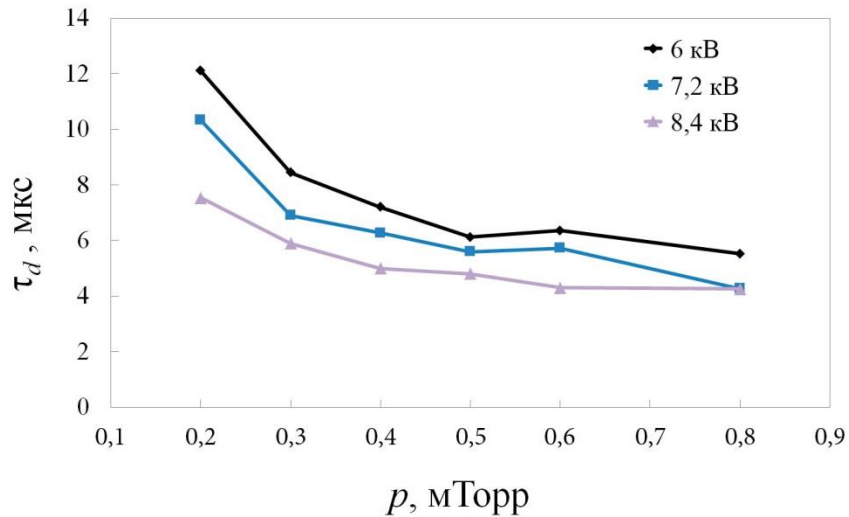


Рисунок 2.19. Время задержки перехода разряда в сильноточную стадию в зависимости от давления рабочего газа и напряжения. Гибридный анод с экраном

Исходя из полученных данных, были выбраны оптимальные режимы формирования плазменного анода, которые далее использовались в экспериментах по генерации пучка: давление 0,4–0,5 мТорр, напряжение питания разряда 7,2 и 8,4 кВ.

На рис. 2.20 представлены характерные осциллограммы ускоряющего напряжения и тока катода.

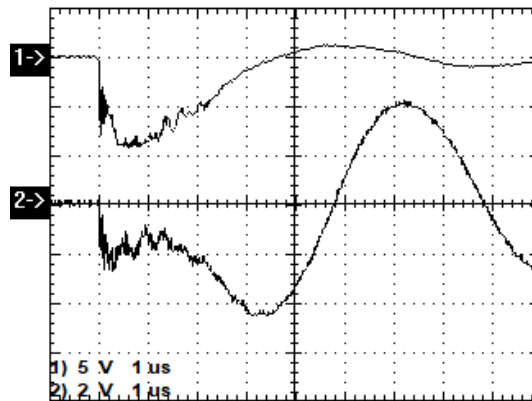


Рисунок 2.20. Осциллограммы ускоряющего напряжения (Ch1, 10 кВ/вел) и тока катода (Ch2, 10 кА/дел). Горизонтальная шкала: 1 мкс/дел. $U_{ac} = 20$ кВ, $p = 0,4$ мТорр, $U_0 = 8,4$ кВ, $\tau = 30$ мкс

Характерные термограммы и соответствующие им распределения плотности энергии по сечению пучка для случая многопроволочного медного катода приведены на рис. 2.21. Пиковое значение плотности энергии $W = 5-6$ Дж/см² является типичным для $U_{ac} \sim 20$ кВ. При наличии экрана эта

величина снижается (рис. 2.21б), однако область относительно равномерного распределения (на уровне 0,9) расширяется. Кольцевая структура разряда способствует перераспределению энергии и расширению однородной области пучка.

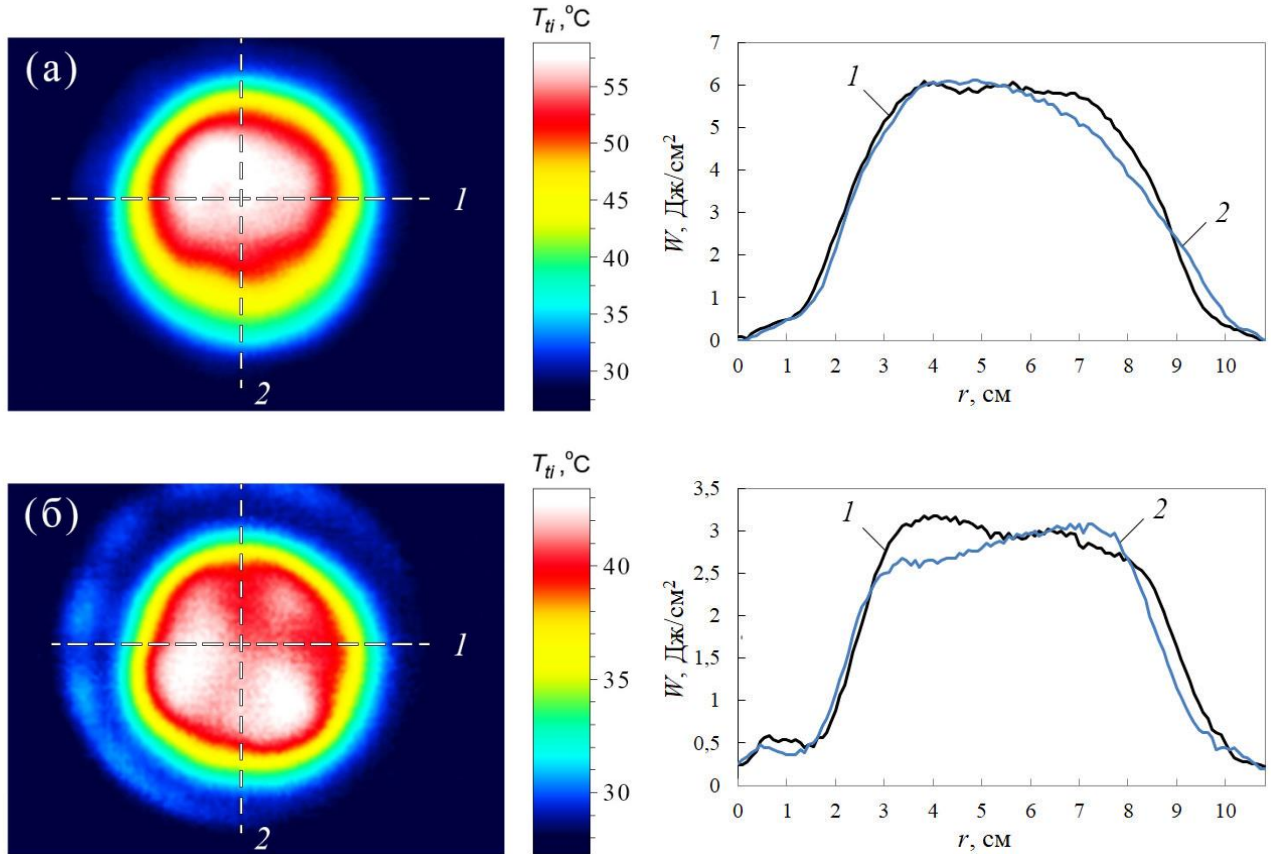


Рисунок 2.21. Термограммы (слева) и соответствующие им распределения плотности энергии по сечению пучка (справа). Многопроволочный медный катод, гибридный анод. $U_{ac} = 20$ кВ, $p = 0,5$ мТорр, $U_0 = 7,2$ кВ., (а) – без экрана, $\tau = 30$ мкс; (б) – с экраном, $\tau = 45$ мкс

Подводя промежуточный итог, отметим основные результаты этих исследований:

- гибридный разряд, сочетающий сильноточный ОР с вакуумными дугами, является эффективным средством для формирования плазменного анода сильноточных электронных пушек с повышенной концентрацией частиц на периферии плазменного столба, что подтверждается как зондовыми измерениями, так и ярко выраженной кольцевой структурой свечения разряда;

- предложенный метод формирования плазменного анода позволяет улучшить однородность распределения плотности энергии по сечению пучка по сравнению со случаем использования обычного сильноточного ОР.

2.2. Комбинированный разряд на основе магнетронного и сильноточного отражательного разрядов

В [115] нами была предложена другая идея получения повышенной концентрации частиц на периферии плазменного анода, заключающаяся в установке во взрывоэмиссионный катод планарного магнетрона (рис. 2.22). Благодаря постоянным магнитам 3 и 4, создающим над поверхностью катода арочное азимутально симметричное магнитное поле, B_r , магнетрон генерирует кольцевое облако плазмы вблизи катода, которая увеличивает плотность ионного тока на периферии столба плазмы при последующем зажигании сильноточного ОР.

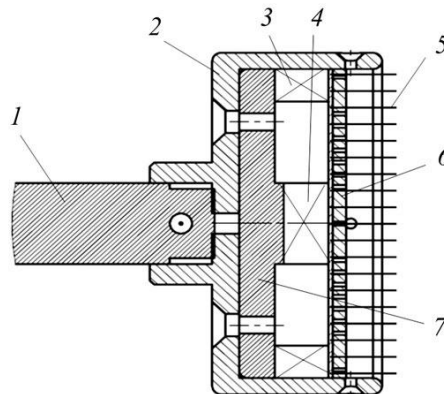


Рисунок 2.22. Сборочный чертеж катодного узла. 1 — катододержатель, 2 — обойма, 3 — кольцевой постоянный магнит $\text{Ø}76 \times \text{Ø}60 \times 12$, 4 — дисковый постоянный магнит $\text{Ø}20 \times 10$, 5 — эмиттер, 6 — подложка, 7 — магнитопровод. Материал магнитов: Nd-Fe-B

В целом, магнетронные системы (далее, «стандартный магнетрон») достаточно хорошо изучены [116], однако в нашем случае есть ряд особенностей, которые следует отметить:

- давление рабочего газа (аргон) в несколько раз ниже стандартного для работы магнетронов значения (1–2 мТорр). В нашем случае давление равно 0,5–0,6 мТорр.

- в стандартном магнетроне расстояние от катода, на который подается напряжение, до заземленного анода составляет 1–2 мм. В нашем же случае такое расстояние обеспечить невозможно, т.к. при подаче ускоряющего напряжения (до 30 кВ) произойдет пробой, что приведет к резкому уменьшению длительности и, соответственно, плотности энергии пучка.

- стандартные магнетроны работают в постоянном или импульсно-периодическом режиме. В нашем случае на магнетрон подаются одиночные импульсы миллисекундной длительности.

Работа магнетрона в таких условиях ранее не исследовалась, поэтому нами был проведен цикл экспериментов по изучению динамики происходящих в электронной пушке процессов с помощью скоростной видеосъемки [117].

На рис. 2.23 схематично представлена созданная нами электронная пушка «ВЭКсМА» (ВзрывоЭмиссионный Катод с МАгнетроном), на которой проводились эксперименты.

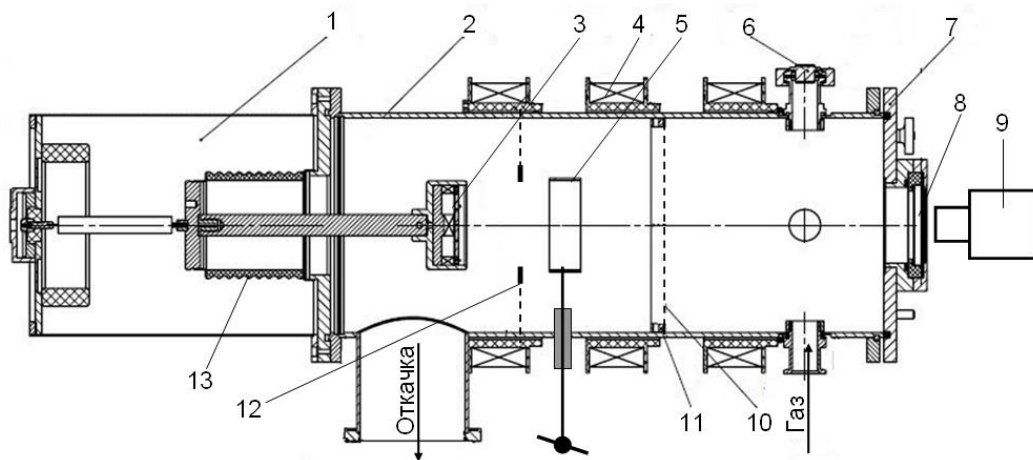


Рисунок 2.23. Схема экспериментальной установки. 1 – катодный ввод; 2 – корпус пушки; 3 – катодный узел; 4 – соленоид; 5 – анод ОР; 6 – патрубок для установки датчика вакуума; 7 – фланец; 8 – оптическое окно; 9 – скоростная видеокамера; 10 – сетка; 11 – опорное кольцо; 12 – диафрагма с сеткой; 13 – высоковольтный изолятор

Электродная система пушки включала в себя катодный узел 3, кольцевой анод ОР 5 и коллектор 10.

Конструктивно в катодном узле можно выделить два основных элемента: магнитную систему и эмитирующую часть. Магнитная система образована

кольцевым и дисковым постоянными магнитами и магнитопроводом из углеродистой стали. Эмитирующая часть была выполнена в трёх вариантах. В первом случае использовался плоский диск из нержавеющей стали диаметром 76 мм и толщиной 2 мм. Во втором случае использовался диск таких же размеров с перфорированными отверстиями (межцентровое расстояние отверстий составляло 5 мм), в которые были запрессованы и распаяны с тыльной стороны отрезки медной проволоки диаметром 1 мм и длиной 10 мм. В третьем случае межцентровое расстояние отверстий в диске составляло 3 мм, а длина эмиттеров – 15 мм.

В экспериментах по скоростной видеосъёмке свечения плазмы разряда коллектором являлась сетка из нержавеющей стали с ячейками 2×2 мм и геометрической прозрачностью около 80%. Видеосъёмка осуществлялась с помощью цифровой скоростной камеры Photron FastCam SA1.1, синхронизированной с моментом начала разряда с точностью не хуже ± 1 мкс. Скорость видеосъёмки составляла 12000 кадров в секунду. В данных экспериментах использовались все три типа эмитирующей части катода и давления рабочего газа в диапазоне 0,4–1 мТорр. Также изучались случаи с наложением импульсного ВМП и включением ОР. При этом регулировались две временные задержки: τ_1 – время между запуском блока питания магнетрона (БПМ) и включением ВМП, τ_2 – время между запуском БПМ и БПР. Синхронизация всех блоков питания осуществлялась с помощью 6-канального генератора импульсов с оптоволоконной развязкой, созданного в ИСЭ СО РАН группой В.Н. Киселёва.

В каждом режиме производилось 5 "выстрелов" и, соответственно, регистрировалось 5 видеофайлов. Одновременно регистрировались осциллограммы напряжения горения магнетронного разряда (МР) и полного тока БПМ.

При проведении части электрических измерений в качестве коллектора использовался диск из нержавеющей стали диаметром 120 мм, заземленный через шунт сопротивлением 1 Ом.

Представленная на рис. 2.24 электрическая схема эксперимента во многом повторяет схему традиционной электронной пушки, но имеет некоторые отличия. Для питания магнетронного разряда нашими коллегами из лаборатории прикладной электроники ИСЭ СО РАН был создан источник, формирующий импульс напряжения амплитудой до 3 кВ и длительностью до 20 мс путем разрядки конденсатора емкостью 20 мкФ через балластный резистор $R1$. Для защиты БПМ от перенапряжения при подаче импульса ускоряющего напряжения использовалась линейка диодов $D1$. Развязка катода от «земли» обеспечивается резистором $R2$ и катушкой индуктивности $L2$. Вследствие деления напряжения на резисторах $R1$ и $R2$ (с учетом параллельного ему сопротивления $R3$), на катод подается примерно $2/3$ зарядного напряжения БПМ.

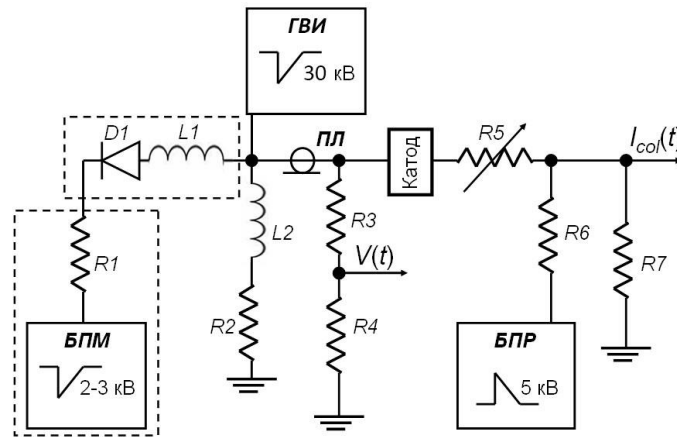


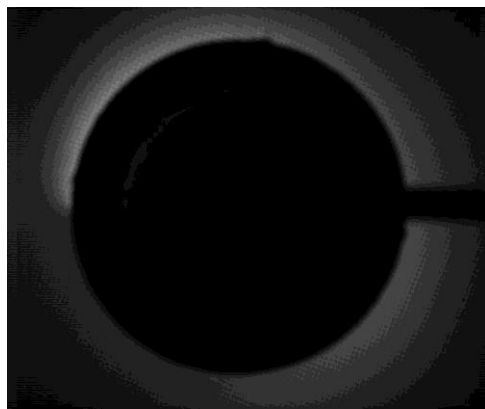
Рисунок 2.24. Принципиальная электрическая схема. $L1 \approx 100$ мкГн; $L2 \approx 140$ мкГн; $R1 = 500$ Ом; $R2 = 1,1$ кОм; $R3 = 4,4$ кОм; $R4 = 2,2$ Ом; $R5$ – сопротивление магнетронного разряда; $R6 = 30$ Ом; $R7 = 1$ Ом (шунт); $D1$ – линейка диодов HER 308 на 45 кВ, ПЛ – передающая линия

На рис. 2.25 приведены результаты видеосъемки, полученные для случая плоского катода. Можно выделить три основные стадии горения МР:

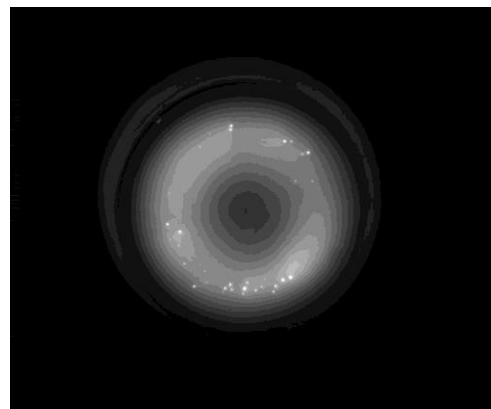
1. Появление свечения, характерного для тлеющего разряда, на боковой и задней стенке обоймы катода с задержкой относительно начала импульса 0,4–0,7 мс (при $p = 0,4$ мТорр) и 0,07–0,15 мс (при $p = 0,5$ мТорр и выше). Появление этого свечения совпадает с ростом тока и соответствующим спадом напряжения разряда до 100–250 В. Продолжительность этой стадии составляет обычно несколько миллисекунд.

2. Через 5,5–9,5 мс (в зависимости от давления) происходит зажигание магнетронного разряда на торцевой поверхности катода и появление катодных пятен. Относительно большое их количество на снимке обусловлено большой длительностью кадра (83,3 мкс), существенно превосходящей время жизни катодного пятна при малых токах, которое не превышает нескольких микросекунд. Таким образом, наблюдаемое свечение представляет интегрированную по длительности кадра картину, а число одновременно существующих катодных пятен составляет единицы.

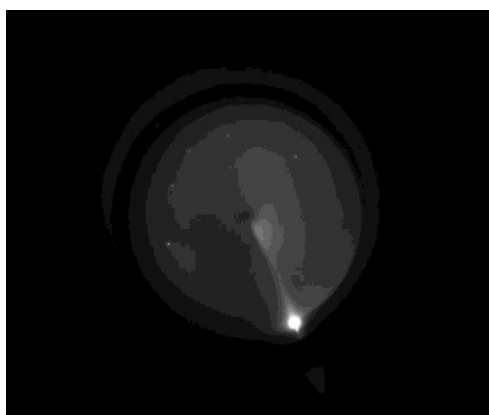
3. Появление одиночного ярко выраженного катодного пятна, которое длительное время привязано к точке, крайне редко перемещается по поверхности катода и может существовать вплоть до окончания импульса напряжения.



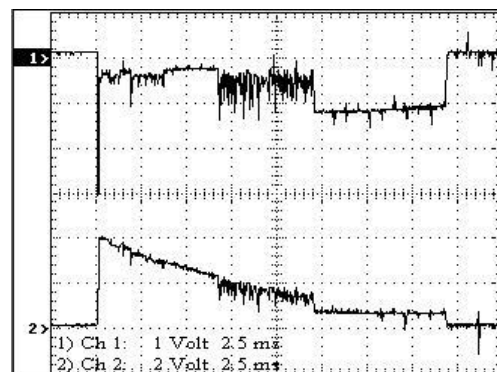
(а): 0,750–0,833 мс



(б): 9,334–9,417 мс



(в): 10,418–10,5 мс



(г)

Рисунок 2.25. Стадии горения магнетронного разряда (а)–(в) и соответствующие осциллограммы (г) напряжения горения разряда (Ch1, 400 В/дел) и полного тока БПМ (Ch2, 2 А/дел). $p = 0,5$ мТорр, $U_{\text{БПМ}} = 2$ кВ. Плоский катод

Безусловно, из-за наличия катодных пятен, образование которых обусловлено отсутствием в источнике питания разряда специальных систем (схем) дугогашения, термин «магнетронный разряд» используется нами, исходя из геометрии электродной системы и постоянного магнитного поля, соответствующих классическому планарному магнетрону. Мы отдаём себе отчёт, что классический магнетронный разряд горит без катодных пятен.

Динамика свечения для катода с проволочными эмиттерами (длина 10 мм, шаг между ними 5 мм) близка к случаю плоского катода, однако время до появления свечения на торцевой поверхности резко сократилось. Длительность второй стадии составляет 2–3 мс и также завершается появлением одиночного пятна. Применение третьего варианта катода, с эмиттерами длиной 15 мм и расстоянием между ними – 3 мм, резко отрицательно сказывается на стабильности процесса плазмообразования и появления эмиссионных центров (катодных пятен) на торцевой поверхности катода, что обусловлено, на наш взгляд, ухудшением условий для азимутального дрейфа электронов. Поэтому в дальнейшем данный вариант катода нами не использовался.

Наложение ВМП может оказать как положительное, так и отрицательное влияние на процесс развития разряда. Если включить его до того момента, когда на торцевой поверхности образовалось кольцевое облако плазмы, то сам процесс зажигания МР будет сильно затруднен или вовсе станет невозможным из-за нарушения арочного магнитного поля вблизи катода (рис. 2.26).

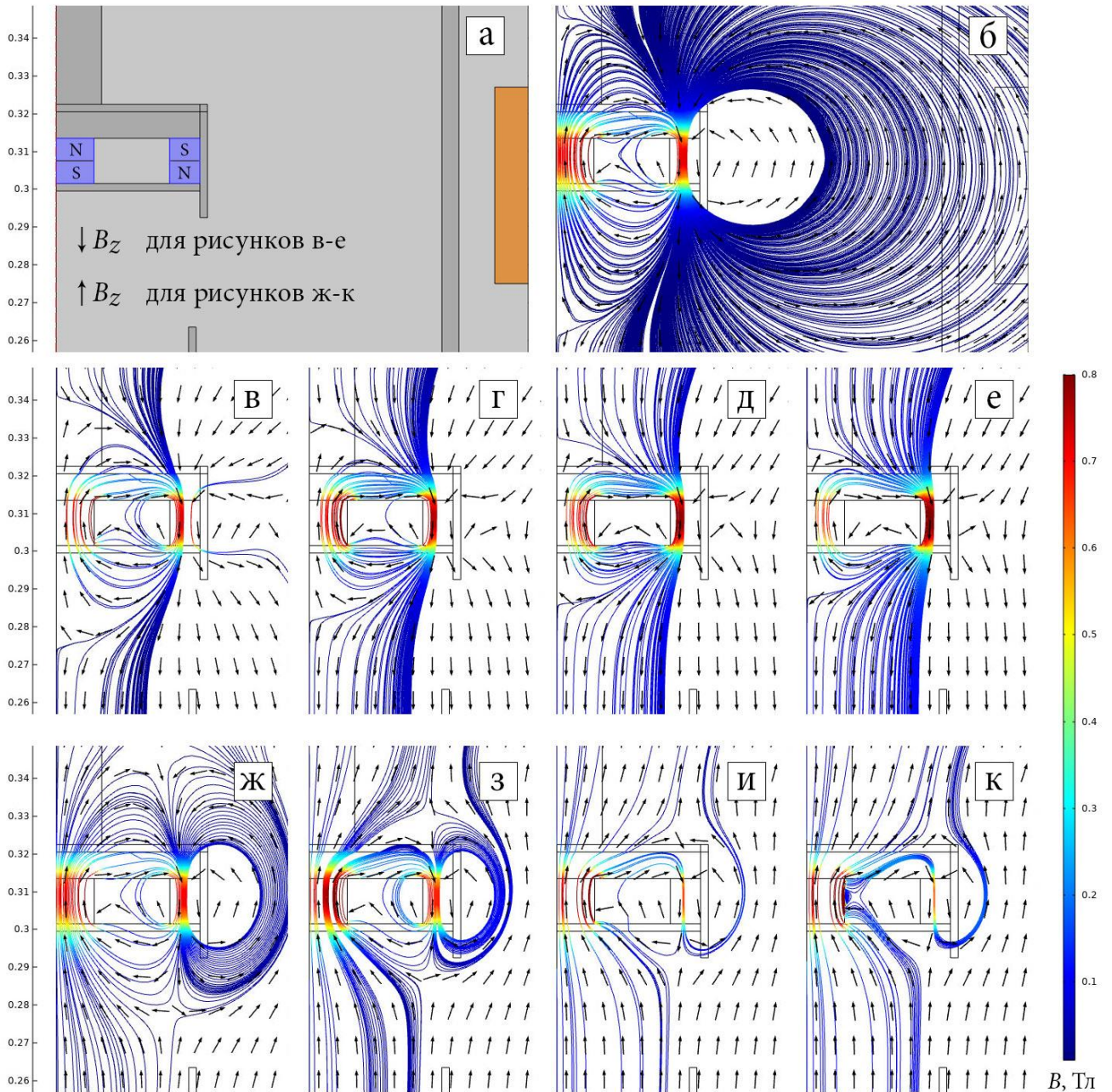


Рисунок 2.26. Расчёт результирующего магнитного поля вблизи катода со встроенным в него магнетроном в различные от начала протекания тока в соленоиде моменты времени, t . а) модель расчёта; б) $t = 0$. Направление силовых линий ВМП и кольцевого магнита совпадают: в) $t = 1$ мс, г) $t = 2$ мс, д) $t = 3$ мс, е) $t = 4$ мс. Направление силовых линий ВМП и кольцевого магнита не совпадают: ж) $t = 1$ мс, з) $t = 2$ мс, и) $t = 3$ мс, к) $t = 4$ мс

И наоборот, если плазма на поверхности катода образовалась, то ВМП способствует её «вытягиванию» вдоль силовых линий и ещё более интенсивному горению МР (рис. 2.27в). При последующем включении ОР интенсивность свечения резко увеличивается (рис. 2.27г), поскольку ток ОР значительно больше

тока МР. После окончания импульса тока ОР свечение некоторое время (1–1,5 мс) остается достаточно ярким (рис. 2.27д).

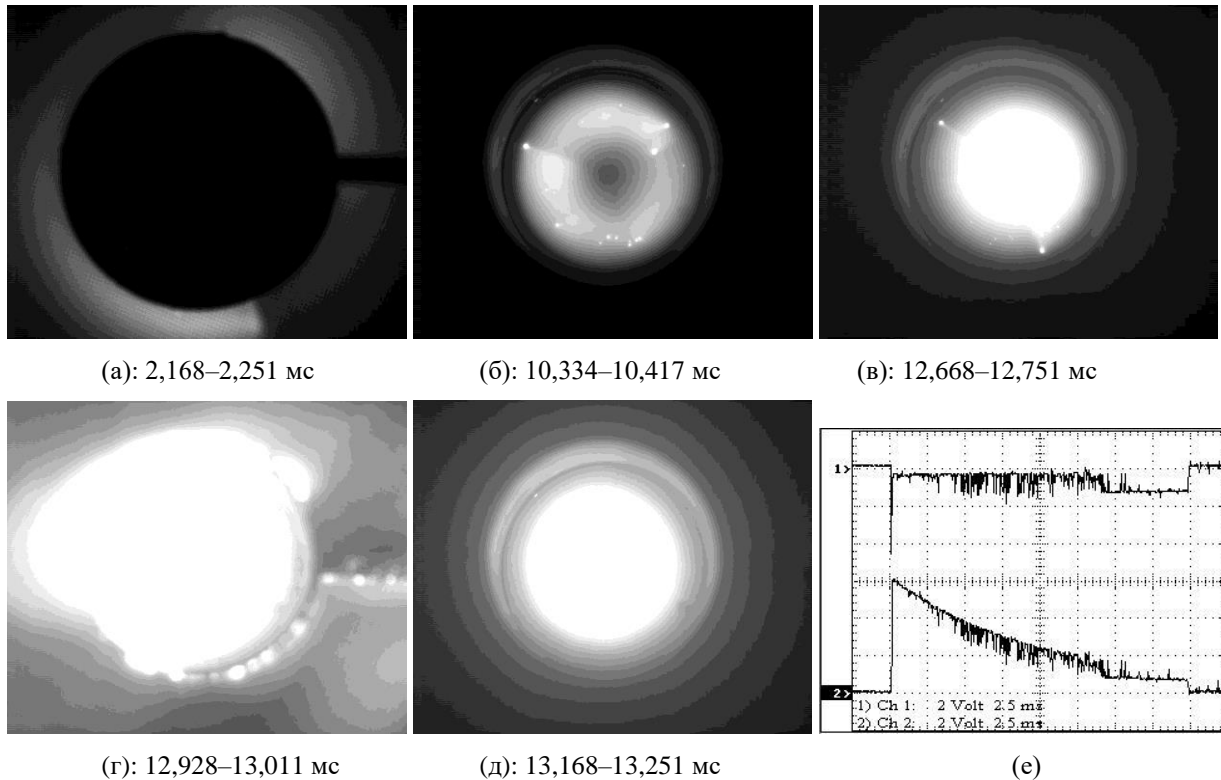


Рисунок 2.27. Кадры видеосъемки (а)–(д) и соответствующие осциллограммы (е) напряжения горения разряда (Ch1, 400 В/дел) и полного тока БПМ (Ch2, 2 А/дел). $p = 0,5$ мТорр,

$$U_{\text{БПМ}} = 3 \text{ кВ}, \tau_1 = 12 \text{ мс}, \tau_2 = 13 \text{ мс}$$

На рис. 2.28 приведены характерные осциллограммы импульсов напряжения горения МР, полного тока БПМ и тока на коллектор при отсутствии ведущего магнитного поля и при его наличии. Характер осциллограмм и повышение тока на коллектор при наличии ВМП подтвердили процесс переключения разряда в форму «прямого разряда», который наблюдался при видеосъемке.

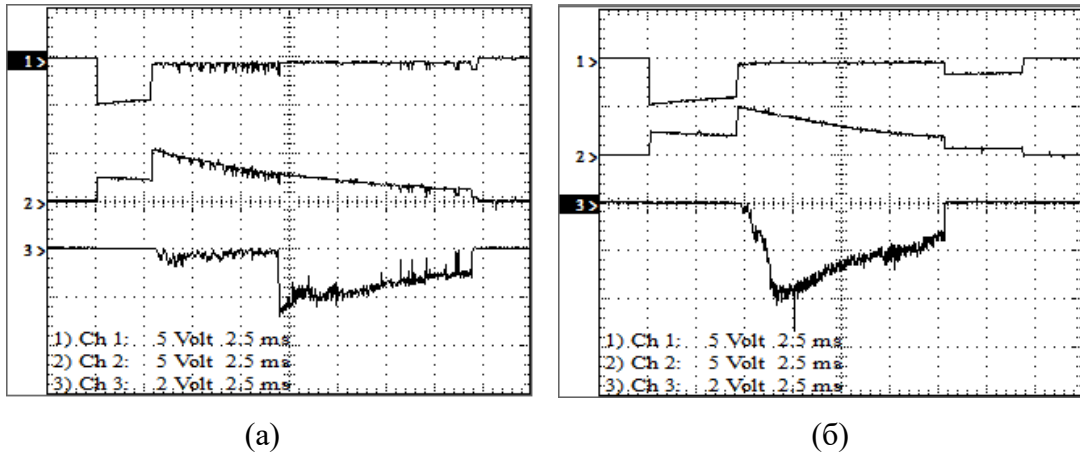


Рисунок 2.28. Осциллограммы напряжения горения разряда (Ch1, 2 кВ/дел), полного тока БПМ (Ch2, 5 А/дел) и тока на коллектор (Ch3, 2 А/дел). Горизонтальная шкала: 2,5 мс/дел. (а) – без запуска соленоида. (б) – $\tau_1 = 5$ мс. Расстояние между катодом и коллектором – 20 см. Катод с проволочными эмиттерами с шагом между ними 5 мм. $p = 0,5$ мТорр, $U_{\text{БПМ}} = 3$ кВ

Исходя из полученных результатов, нами было выдвинуто предположение о возможности формирования плазменного анода необходимой концентрации (около $3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$) исключительно с помощью МР (без использования ОР). При этом необходимо увеличить ток разряда в десятки раз (для сравнения ток сильноточного ОР составляет около 150 А), а также подавить процесс плазмообразования в радиальном зазоре между боковой поверхностью катода и стенкой камеры, т.к. наличие плазмы в данной области неизбежно ведет к утечкам при генерации пучка.

Для обеспечения последнего нами использовались как электростатические, так и магнитные экраны. Применение кольцевого электростатического экрана, установленного в 5 мм от боковой поверхности обоймы катода, результатов не дало – разряд по-прежнему зажигался. Использование магнитного экрана позволило подавить разряд на боковой поверхности, однако, вместе с этим резко ухудшилось зажигание МР и на торцевой (рабочей) поверхности катода. Поэтому от дальнейшего использования экранов пришлось отказаться. Сгенерировать пучок, используя для формирования плазменного анода только МР, не получилось.

В [118] нами исследовалось радиальное распределение заряженных частиц в столбе анодной плазмы, формируемом с помощью комбинированного разряда, а также проведена тепловизионная диагностика пучка. В экспериментах использовались два катода. В один из катодов был встроены «несбалансированный» магнетрон, а в другой – «сбалансированный». Их отличие заключается в размере дискового постоянного магнита ($\text{Ø}20 \times 10$ и $\text{Ø}46 \times 10$, соответственно). В обоих случаях рабочей поверхностью катода являлась медная оплётка радиочастотного кабеля высотой около 5–6 мм, распаянная на диске из нержавеющей стали.

Плотность тока заряженных частиц измерялась с помощью 4-х канальной системы зондов. Для измерения плотности электронного тока использовались одиночные зонды из медных стержней $\text{Ø}2$ мм, вставленных в керамические трубки (рис. 2.29а). Для предотвращения появления катодных пятен в цепь каждого зонда был включен резистор сопротивление 1700 Ом. Напряжение смещения составляло +300 В. Плотность ионного тока измерялась двойными зондами (рис. 2.29б) с гальванической развязкой сигналов от земли импульсными трансформаторами. Смещение в данном случае составляло 45 В, а сопротивление нагрузки – 500 Ом.

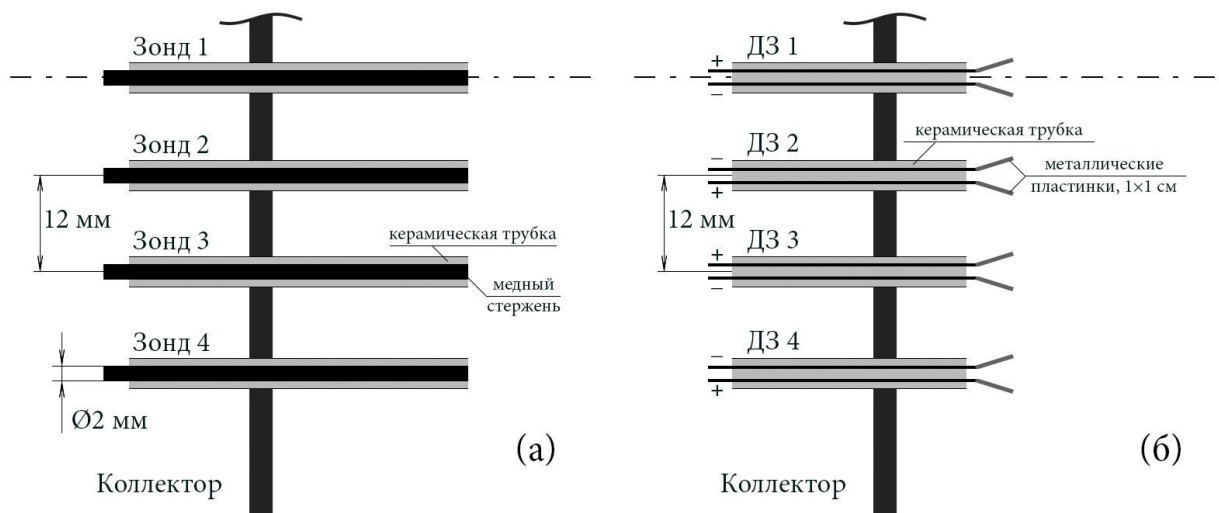


Рисунок 2.29. Конструкции одиночных (а) и двойных (б) зондов

На рис. 2.30 и 2.31 представлены полученные профили распределения частиц по сечению плазменного столба. Как и ожидалось, зажигание МР способствует образованию плазменного анода с максимумом концентрации частиц на периферии (рис. 2.30). Однако, если МР на поверхности катода не зажегся, то распределение плотности тока близко к распределению для случая обычного ОР (рис. 2.31). Следует отметить, что для сбалансированного и несбалансированного магнетрона результаты измерений практически идентичны.

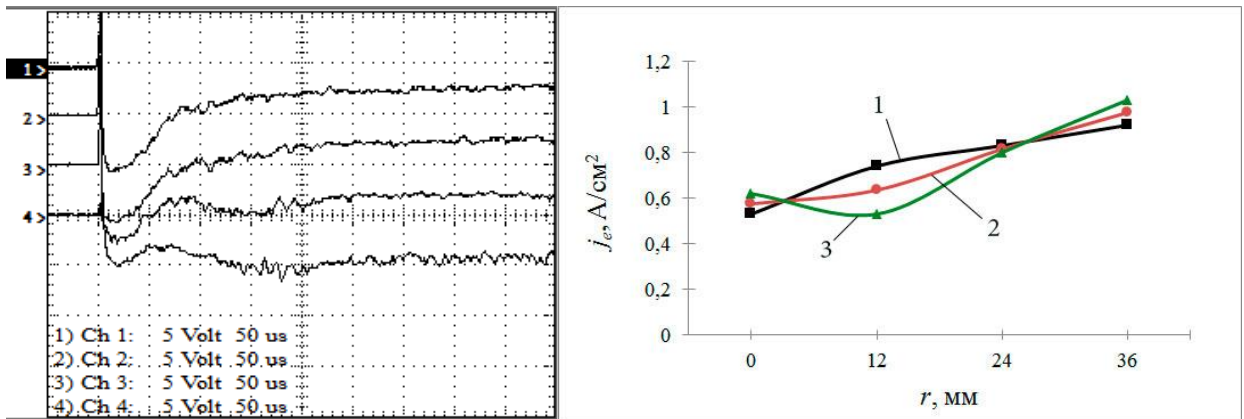


Рисунок 2.30. Осциллограммы электронных токов на зонды (горизонтальная шкала: 50 мкс/дел) и распределение плотности тока плазменных электронов по радиусу столба в различные моменты времени от начала импульса тока ОР: кривая 1 – 150 мкс, 2 – 175 мкс и 3 – 200 мкс. Сбалансированный магнетрон. $p = 0,45$ мТорр, $\tau_1 = 2$ мс, $\tau_2 = 6$ мс. **Зажигание на торцевой поверхности произошло**

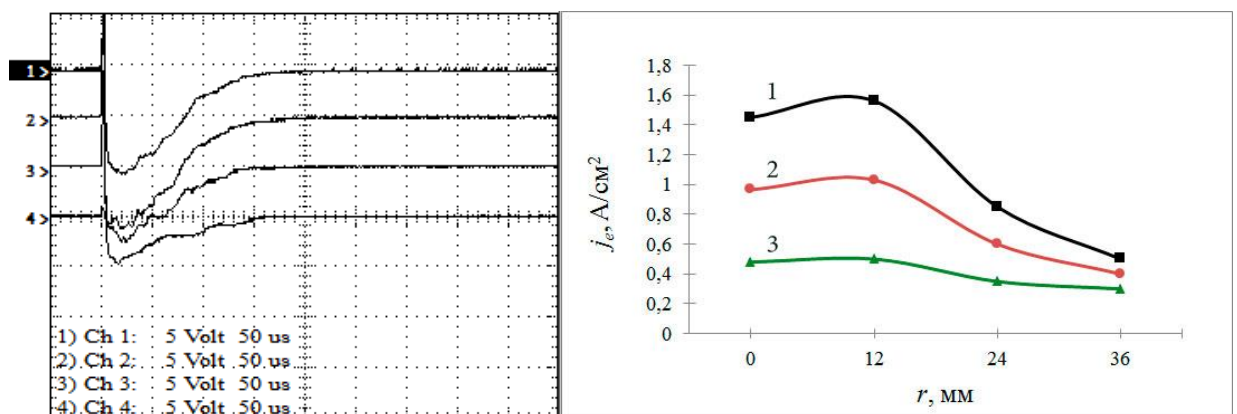


Рисунок 2.31. Осциллограммы электронных токов на зонды (горизонтальная шкала: 50 мкс/дел) и распределение плотности тока плазменных электронов по радиусу столба в различные моменты времени от начала импульса тока ОР: кривая 1 – 50 мкс, 2 – 75 мкс и 3 – 100 мкс. Сбалансированный магнетрон. $p = 0,45$ мТорр, $\tau_1 = 2$ мс, $\tau_2 = 6$ мс. **Зажигание на торцевой поверхности не произошло**

Несмотря на некоторое увеличение плотности тока на периферии плазменного столба по сравнению с его центральной частью, применение магнетронного разряда совместно с сильноточным отражательным разрядом не дало ощутимого улучшения распределения плотности энергии по сечению пучка (рис. 2.32, см. также рис. 2.11г) и выглядит менее однородным, чем в случае плазменного анода на основе гибридного разряда с ДИП (см. рис. 2.21).

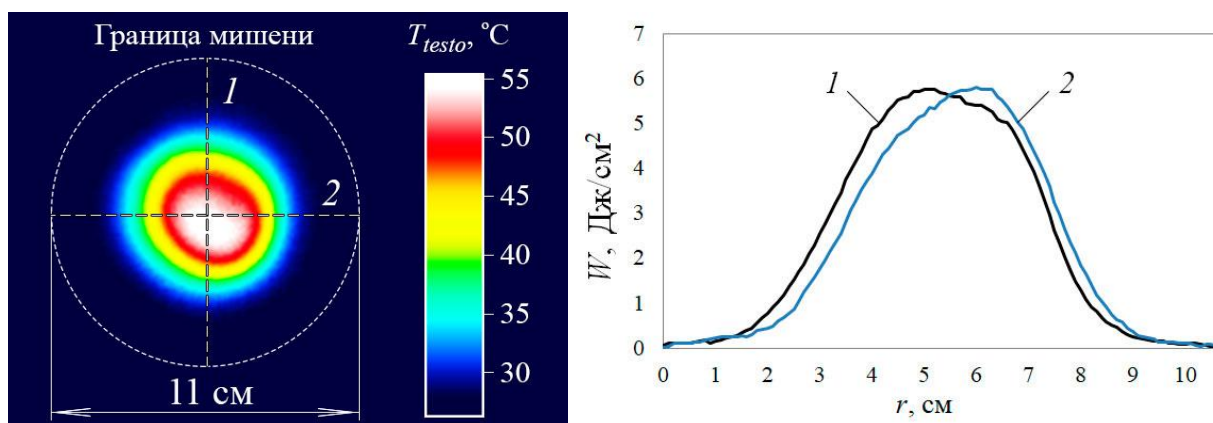


Рисунок 2.32. Термограмма и соответствующие ей распределения плотности энергии пучка в двух сечениях. $l = 20$ см. $U_{ac} = 20$ кВ

2.3. Импульсный индукционный высокочастотный разряд

В [119] нами был опробован ещё один метод формирования плазменного анода, основанный на использовании высокочастотного (ВЧ) индукционного разряда низкого давления, который обладает потенциальной возможностью создания плазменного столба с усиленной на периферии концентрацией заряженных частиц. Кроме того, плюсами такого разряда являются: генерация «чистой» плазмы на основе рабочего газа и отсутствие зависимости зажигания разряда от состояния поверхности мишени, что характерно для сильноточного ОР.

Протекающий в индукторе ВЧ ток, создает переменное во времени продольное магнитное поле, B , которое, в свою очередь, создает индуцированное азимутальное электрическое поле, E . Оценим напряженность этого поля.

Согласно закону электромагнитной индукции интеграл электрического поля по контуру пропорционален скорости изменения магнитного потока через сечение, охватываемое данным контуром:

$$\oint E dl = -\frac{d}{dt} \int_S B dS. \quad (2.3)$$

В силу симметрии соленоида напряженность электрического поля на некотором радиусе r будет постоянной. Тогда

$$\oint E dl = 2\pi r E(r). \quad (2.4)$$

В свою очередь, в соленоиде индукция магнитного поля не зависит от радиуса, т.е. постоянна по сечению

$$\int_S B dS = \pi r^2 B. \quad (2.5)$$

Подставляя правые части (2.4) и (2.4) в (2.3), получим

$$E \equiv E_\varphi = -\frac{r}{2} \frac{dB}{dt}, \quad (2.6)$$

где dB/dt – скорость изменения ВЧ магнитного поля. Максимальная величина этого поля, если принять $B = B_0 \sin \omega t$, равна

$$\left(\frac{dB}{dt}\right)_{MAX} = \omega B_0. \quad (2.7)$$

В свою очередь, B_0 определяется как

$$B_0 = \mu_0 k n I_0, \quad (2.8)$$

где I_0 – протекающий в индукторе ток, n – число витков на единицу длины индуктора, k – коэффициент, учитывающий отношение длины соленоида к его диаметру (в нашем случае $k \approx 0,7$). С учётом выражений (2.7) и (2.8), абсолютная величина амплитуды вихревого электрического поля, E_0 , может быть определена как

$$E_0 = r \pi f k n \mu_0 I_0, \quad (2.9)$$

Набираемая за четверть периода ВЧ колебания энергия электрона в электрон-вольтах равна

$$W_e = \frac{mv^2}{2e}. \quad (2.10)$$

Скорость движения электрона, v , в свою очередь, может быть определена из уравнения движения

$$v = \int_0^{T/4} \frac{eE}{m} dt = \frac{eE_0}{m} \int_0^{T/4} \cos \omega t dt = \frac{eE_0}{m\omega}. \quad (2.11)$$

Подставляя (2.11) в (2.10) с учётом (2.9) получим

$$W_e = \frac{e}{8m} (rkn\mu_0 I_0)^2. \quad (2.12)$$

Подставляя наши значения $r = 0,037$ м, $n = 82$ и $I_0 = 20$ А в выражения (2.9) и (2.10) получим $v = 4,5 \times 10^6$ м/с и $W_e = 62,6$ эВ, что близко к максимуму сечения ионизации аргона. Таким образом, из выражений (2.6) и (2.12) видно, что частота ионизации должна увеличиваться с радиусом.

Вместе с тем существуют и трудности, связанные как с согласованием импеданса ВЧ генератора и нагрузки, так и с зажиганием разряда при низких давлениях. ВЧ разряды индукционного типа широко используются для создания плазмы в больших объёмах. Как правило, это стационарные системы со средней мощностью около 1 кВт, обеспечивающие концентрацию плазмы $10^9 - 10^{11}$ см⁻³ при давлениях рабочего газа 5–100 мТорр [120, 121]. В нашем же случае необходимо обеспечить концентрацию плазмы $(2-3) \times 10^{12}$ см⁻³ при давлении газа до 1 мТорр, что является весьма непростой задачей.

Эксперименты по генерации ВЧ разряда [119], его исследованию и применению для генерации пучка проводились в электронной пушке, схема которой представлена на рис. 2.33.

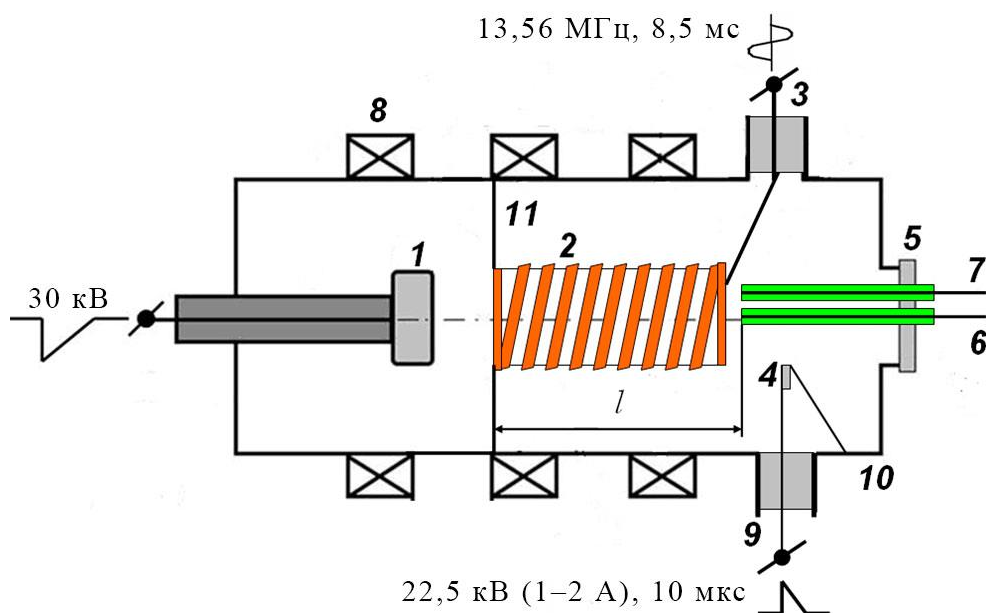


Рисунок 2.33. Схема эксперимента. 1 – взрывоэмиссионный катод; 2 – индуктор; 3 – ввод ВЧ напряжения; 4 – вспомогательный искровой промежуток; 5 – фланец; 6,7 – зонды; 8 – соленоид; 9 – высоковольтный ввод питания искры; 10 – корпус пушки; 11 – диафрагма

Импульс ВЧ (13,56 МГц) напряжения, $U_{ВЧ}$, амплитудой до 5 кВ и длительностью до 8,5 мс подавался на индуктор 2, который конструктивно представлял собой однослойный соленоид, намотанный медной полосой шириной 12 мм на полиэтиленовую трубу наружным диаметром 75 мм, толщиной стенки 5 мм и длиной 170 мм. Один конец индуктора заземлялся через диафрагму 11, которая также выполняла несущую функцию. Другой конец соединялся через подводящий проводник (общая индуктивность нагрузки – 1,4 мкГн) со специализированным генератором с самовозбуждением, который был собран на лампе ГУ-5А по трехточечной схеме (разработчик и производитель – НПФ "Аргут", директор В.В. Зарубин). Генератор имел вход синхроимпульса, что позволяло обеспечить необходимую последовательность импульсных процессов. При проведении экспериментов регулировались две временные задержки: τ_1 – время между запуском ВЧ генератора и включением ВМП, τ_2 – время между включением ВМП и подачей ускоряющего напряжения, U_{ac} . Генератор вырабатывал также выходной синхроимпульс, который мог использоваться для запуска осциллографа и/или другой аппаратуры.

Для измерения концентрации плазмы и ее потенциала использовались одиночные зонды 6 и 7, представлявшие собой медные проволоки диаметром 2 мм, помещенные в керамические трубки. Для устранения ВЧ наводок в цепи питания зондов использовались индуктивно-емкостные фильтры. Первый зонд располагался на оси системы, второй – был смещен по радиусу на 20 мм. Зонды могли перемещаться вдоль оси без нарушения вакуума, что позволяло измерять распределение концентрации плазмы внутри индуктора в едином вакуумном цикле. При необходимости, второй зонд использовался по схеме измерения потенциала плазмы. Большинство зондовых измерений концентрации плазмы было проведено на электронной ветви зондовой характеристики при потенциале смещения +300 В, сопротивление нагрузки составляло $R_n = 1800$ Ом, что практически исключало появление катодных пятен на зондах.

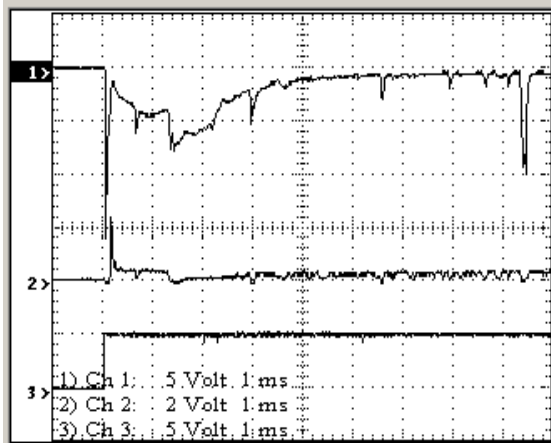
На рис. 2.34 приведены характерные осциллограммы зондовых измерений, полученные для двух расстояний l (см. рис. 2.33) и двух времён задержки τ_1 . Первый канал – ток центрального зонда, по которому определялась концентрация электронов плазмы (в предположении, что температура электронов составляет 5 эВ, что типично для разрядов низкого давления), второй канал – потенциал плазмы, третий канал – осциллограмма синхроимпульса, стартующего одновременно с запуском ВЧ генератора.

Изучение большого числа осциллограмм выявило следующие закономерности:

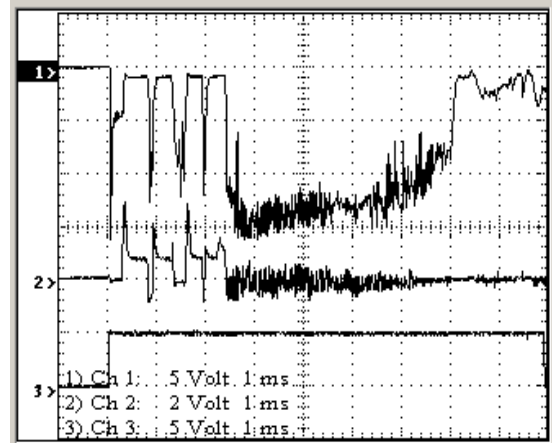
1. При величине τ_1 несколько мс, большинство осциллограмм выглядит подобно осциллограммам на рис. 2.34б,г. Первая стадия состоит из нескольких коротких (~ 100 мкс) резких пиков, затем следует вторая стадия с более плавным изменением сигнала.

2. При $\tau_1 = 0$, количество пиков уменьшается, амплитуда сигнала падает, в среднем, в 3 раза, что свидетельствует о затруднении ионизационных процессов магнитным полем соленоида. Однако полного срыва формирования плазменного анода не происходит. Включение же соленоида за несколько миллисекунд до

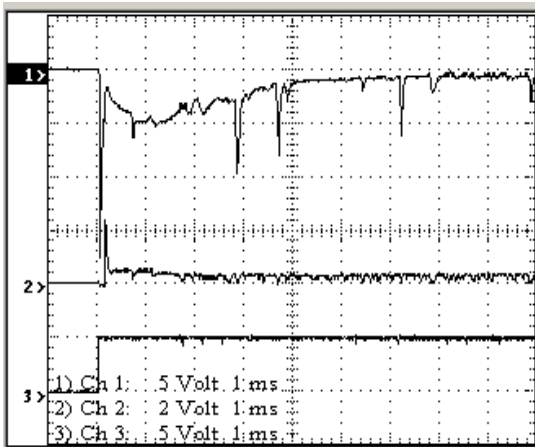
запуска ВЧ генератора приводит (в большинстве случаев) к нарушению зажигания разряда.



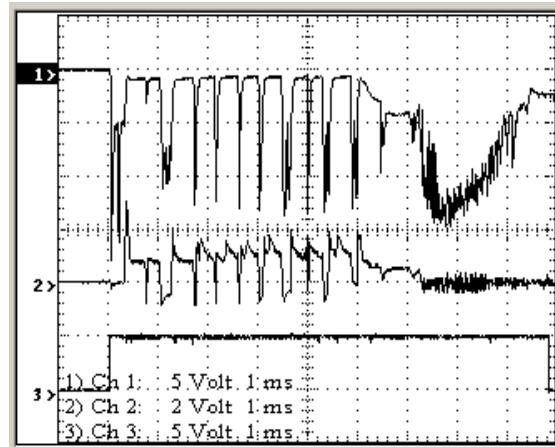
(a)



(б)



(в)



(г)

Рисунок 2.34. Осциллограммы импульсов, полученные для двух значений расстояния l : (а) и (б) соответствуют $l = 11$ см, (в) и (г) – $l = 13$ см, а также для двух времён задержки τ_1 : (а) и (в) соответствуют $\tau_1 = 0$, (б) и (г) – $\tau_1 = 5$ мс. $p = 0,6$ мТорр, $U_{ВЧ} = 4,8$ кВ. Масштабы по вертикали: Ch1 – $1,5 \times 10^{11}$ см⁻³/дел; Ch2 – 200 В/дел

3. Концентрация плазмы, формируемой импульсным ВЧ разрядом, не превышает в наших условиях 5×10^{11} см⁻³ (рис. 2.35).

4. Повышение давления рабочего газа вплоть до 5 мТорр не привело к пропорциональному увеличению концентрации плазмы, которая росла существенно медленнее.

5. Концентрация плазмы вне индуктора резко падает уже на расстоянии 1–2 см от кромки, что, безусловно, скажется на «подрыве» катода, формировании и транспортировке пучка.

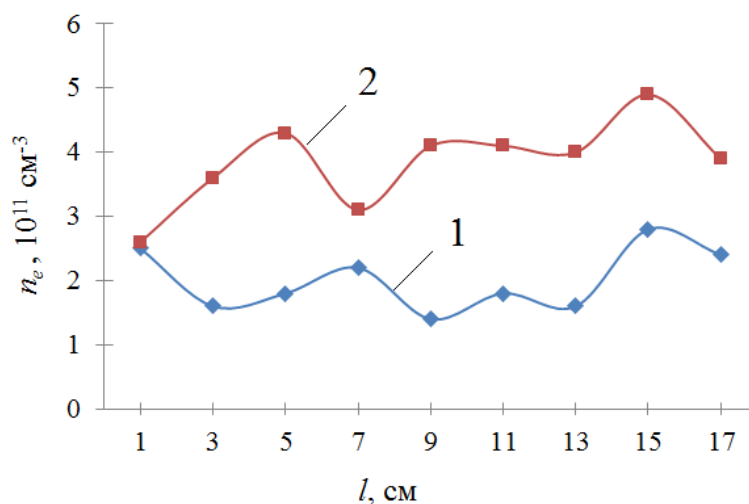


Рисунок 2.35. Распределение концентрации плазмы вдоль оси индуктора: 1 – $\tau_1 = 0$; 2 – $\tau_1 = 5$ мс. $U_{ВЧ} = 4,8$ кВ

Также было установлено, что применение вспомогательного источника «затравочных» электронов способствует улучшению стабильности зажигания ВЧ разряда. В нашем случае использовался искровой разряд по поверхности керамики, который зажигался синхронно с началом импульса ВЧ напряжения. Амплитуда импульса напряжения, питающего искровой разряд, составляла 22,5 кВ (ток 1–2 А), а его длительность 10 мкс. На рис. 2.36 представлены фотографии свечения ВЧ разряда для случаев без использования (а) и с использованием (б) вспомогательного искрового разряда.

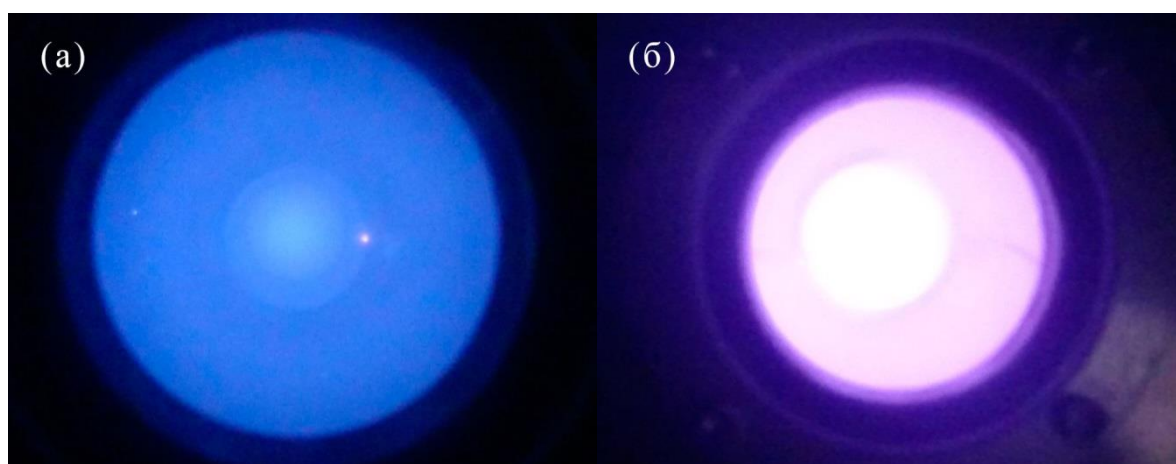


Рисунок 2.36. Фотографии свечения ВЧ разряда. $U_{ВЧ} = 4,8$ кВ. Вспомогательный искровой разряд: (а) – не используется; (б) – используется

Несмотря на недостаточную концентрацию плазмы, нами всё же были предприняты попытки генерации пучка при различных условиях. Менялись давление рабочего газа, индукция ведущего магнитного поля, величина ускоряющего напряжения, количество и расположение вспомогательных электродов, размер и положение взрывоземиссионного катода.

Как и ожидалось, в случае использования «большого» многопроволочного медного катода (диаметры: обоймы – 70 мм, рабочей поверхности – 62 мм), расположенного примерно в 20-ти миллиметрах от индуктора, возбуждение взрывной эмиссии было затруднено. Осциллограмма тока катода напоминает синусоиду, что свидетельствует о быстром развитии пробоя на стенку пушки или, вероятнее всего, на диафрагму. Величина тока в цепи коллектора при этом составляет 2–3 кА, что крайне недостаточно.

В качестве положительного момента следует отметить, что даже при давлениях аргона 4–5 мТорр (это на порядок больше традиционных давлений в пушках с плазменным анодом на основе сильноточного отражательного разряда) величина напряжения на обратной полуволне не превышает 10% от амплитуды. Это свидетельствует о выделении значительной части энергии генератора в высоковольтной стадии его разряда через плазмонаполненный диод, т.е. отсутствии быстрого пробоя диода, характерного для пушек с плазменным анодом на основе отражательного разряда уже при давлениях ~ 1 мТорр. Данный факт можно объяснить сосредоточением плазмы внутри индуктора и её меньшей концентрацией, что и замедляет пробой диода.

Расположение катода внутри индуктора на расстоянии 5 мм от кромки (диаметр обоймы составлял 30 мм, а рабочей поверхности – 22 мм) позволило немного улучшить его работу (рис. 2.37а). Ток на коллектор увеличился до 6–7 кА. При этом плотность энергии пучка составляла около 2 Дж/см², что является недостаточным для обработки большинства металлических изделий в режиме плавления поверхностного слоя. Следует отметить важную роль задержек τ_1 и τ_2 : увеличение τ_1 дает время для наработки плазмы, что способствует улучшению работы расположенного в ней катода; значение τ_2 не должно превышать 1–2 мс,

поскольку большие магнитные поля нарушают процесс наработки плазмы или, и вовсе, препятствуют горению ВЧ разряда, что приводит к ухудшению работы катода (рис. 2.37б).

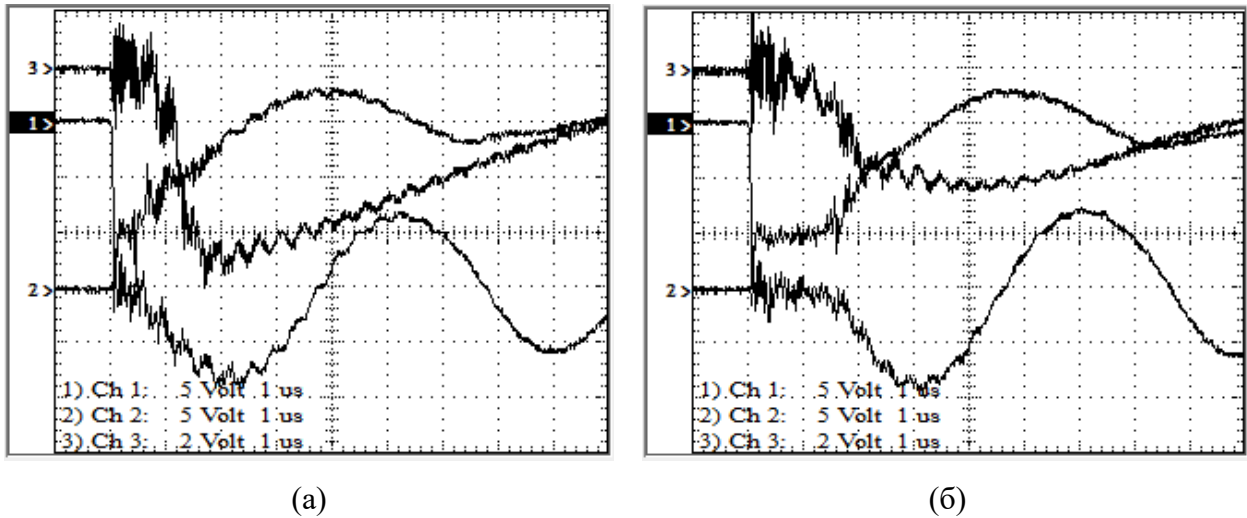


Рисунок 2.37. Осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (Ch1, 10 кВ/дел), тока катода (Ch2, 25 кА/дел) и тока пучка на коллектор (Ch3, 2 кА/дел) при различных временах задержки: (а) – $\tau_1 = 6$ мс, $\tau_2 = 2$ мс; (б) – $\tau_1 = 3$, $\tau_2 = 5$ мс. $p = 0,6$ мТорр, $U_{ВЧ} = 4,6$ кВ, $U_{ac} = 20$ кВ

Отметим, что, несмотря на относительно небольшую плотность энергии генерируемого пучка, использование плазменного анода на основе импульсного индукционного ВЧ разряда в сочетании с управляемым взрывоэмиссионным катодом, о котором речь пойдет в разделе 3.2 (Глава 3), может быть эффективным из-за отсутствия (или малости) зависимости работы катода от параметров плазменного анода.

2.4. Выводы по Главе 2

1. Гибридный разряд, сочетающий сильноточный отражательный разряд с вакуумными дугами, является эффективным инструментом для формирования плазменного анода. В таком разряде можно гибко регулировать распределение концентрации анодной плазмы по радиусу столба и добиваться повышения концентрации в его периферийной части. Более выраженного перепада концентрации плазмы в радиальном направлении можно добиться при помощи

вспомогательного кольцевого экрана, ограничивающего распространение плазмы дуговых источников.

2. Установлено, что в гибридном разряде, сочетающем вакуумные дуги с сильноточным отражательным разрядом низкого давления, время задержки зажигания последнего слабо уменьшается с ростом давления рабочего газа и более существенно – с увеличением анодного напряжения.

3. Повышение концентрации плазмы на периферии плазменного анода, формируемого гибридным разрядом, позволяет улучшить однородность распределения плотности энергии по сечению пучка по сравнению со случаем обычного сильноточного отражательного разряда. Получены пучки с диаметром однородного распределения плотности энергии 5 см (по уровню 0,9).

4. С помощью скоростной видеосъемки исследована динамика свечения импульсного магнетронного разряда в сильноточной электронной пушке, в которой во взрывоэмиссионный многоэмиттерный катод встроен планарный магнетрон. Установлено, что свечение вначале появляется в радиальном зазоре между боковой поверхностью катода и стенкой корпуса пушки, и лишь через несколько миллисекунд свечение появляется на торцевой (рабочей) поверхности взрывоэмиссионного катода. Эксперименты показали возможность достаточно стабильного зажигания разряда при сравнительно низких давлениях аргона (0,5–1 мТорр). Наложение продольного магнитного поля, необходимого для зажигания отражательного разряда и транспортировки сильноточного электронного пучка, после появления плазмы на торцевой поверхности взрывоэмиссионного катода приводит к переключению МР в продольном направлении, в сторону коллектора пучка.

5. Применение комбинированного разряда, сочетающего магнетронный и сильноточный отражательный разряды, позволило увеличить концентрацию плазмы на периферии плазменного столба по сравнению с его центральной частью примерно в 1,2–1,5 раза, однако этого оказалось недостаточно для ощутимого улучшения однородности распределения плотности энергии по

сечению пучка. Генерация пучка в пушке с плазменным анодом, созданным только с использованием МР, не удалась.

6. Формирование плазменного анода с помощью индукционного импульсного ВЧ разряда осуществимо вплоть до давлений 0,5 мТорр при использовании вспомогательной слаботочной искры. Согласно зондовым измерениям, концентрация электронов плазмы, создаваемой импульсным ВЧ разрядом, сравнительно низка (не более $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$) и практически не изменяется с ростом давления. При этом плазма в большей степени сосредоточена внутри индуктора. Недостаток концентрации плазмы затрудняет работу взрывоэмиссионного катода, делает её крайне нестабильной. Тем не менее, использование плазменного анода на основе импульсного индукционного ВЧ разряда в сочетании с управляемым взрывоэмиссионным катодом (см. раздел 3.2) может быть перспективным, но это требует дальнейших исследований.

Таким образом, на данный момент наиболее перспективным способом создания плазменного анода с максимумом концентрации заряженных частиц на периферии, обеспечивающим улучшение однородности пучка, является гибридный разряд, сочетающий сильнооточный отражательный разряд с вакуумными дугами, локализованными у поверхности анода отражательного разряда.

ГЛАВА 3. УЛУЧШЕНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ РАБОТЫ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ВЗРЫВОЭМИССИОННЫХ КАТОДОВ

3.1. Широкоапертурный катод с резистивной развязкой эмиттеров

Наряду с плазменным анодом, взрывоэмиссионный катод играет важнейшую роль при формировании пучка в сильноточной электронной пушке. Традиционно в пушках источников НСЭП используются многопроволочные медные катоды, площадь рабочей поверхности которых, как правило, составляет десятки квадратных сантиметров. Изучение динамики эмиссионных центров таких катодов с помощью высокоскоростной электронно-оптической съемки показало [114], что среднее количество одновременно существующих катодных пятен, как правило, не превышает 100 штук (при диаметре эмитирующей части катода 62 мм), а среднее расстояние между ними составляет 4–5 мм (рис. 3.1). Небольшое их количество обусловлено как относительно малым ускоряющим напряжением, так и появлением эмиссионных центров-лидеров, поле объёмного разряда которых оказывает экранирующий эффект на соседние эмиттеры, тем самым ухудшая однородность и стабильность работы катода.

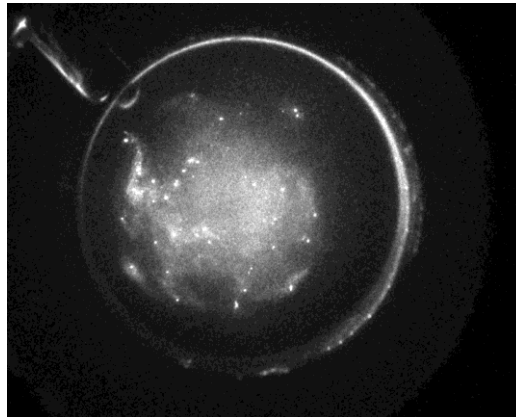


Рисунок 3.1. Свечение эмиссионных центров на многопроволочном медном катоде [114]

Для подавления центров-лидеров требуется ограничить ток через них, а реально – через все эмиттеры, поскольку от импульса к импульсу местоположение лидера может меняться. Известны как минимум два метода (принципа) ограничения тока во взрывоэмиссионном центре. Первый заключается в действии объёмного заряда потока, эмитируемого соответствующим центром, и

реализуется лишь при небольшой плотности тока (менее 30 А/см^2) [122]. В нашем случае величина плотности тока составляет порядка 1 кА/см^2 , поэтому применение данного метода становится невозможным. Второй метод заключается во включении активного сопротивления в цепь каждого эмиттера [123, 124]. Для реализации данного метода можно использовать в качестве эмиттеров отрезки проволок из материалов с высоким удельным сопротивлением или объёмные резисторы.

В отличие от вакуумных диодов, в плазмонаполненном диоде важным требованием при изготовлении катода является тщательная изоляция его подложки, поскольку эмиссия может быть легко возбуждена и на плоской поверхности, контактирующей с плазмой. В этом случае резистивные элементы зашунтируются, что категорически неприемлемо.

В сильноточном плазмонаполненном диоде катод с резистивной развязкой эмиттеров, представлявший собой пакет резисторов ТВО-0,125, склеенных эпоксидным компаундом, был впервые использован в [50]. Диаметр эмитирующей части составлял 1,5 см. Торцы резисторов были ошлифованы до обнажения углеграфитовых сердечников, которые и служили эмиттерами. Однако углеродные продукты эрозии, которые могут попасть на обрабатываемую пучком мишень, обычно нежелательны. Поэтому мы разработали катоды с металлическими эмиттерами [125].

Первый катод был изготовлен из резисторов ТВО-1 номиналом от 2,7 до 5,6 Ом, проволочные выводы (длиной около 6 мм) которых являлись эмиттерами (рис. 3.2). Их противоположные выводы распаяны на латунном диске. Общее число резисторов-эмиттеров – 156; эффективный диаметр эмитирующей части катода составил около 58 мм. Пакет резисторов заключён во фторопластовую обойму, на которую напрессован экранный электрод из нержавеющей стали. Электрод изолирован от катододержателя вышеупомянутой фторопластовой обоймой. Пазухи между обоймой и пакетом резисторов заполнены герметиком.

Второй катод, конструкция которого приведена на рис. 3.3, был изготовлен из отрезков нихромовой проволоки диаметром 100 мкм и длиной 3 см

вставленных в керамические трубки с узкими каналами. Общее число эмиттеров составляет 297. В остальном, конструкция данного катода сходна с конструкцией катода на базе резисторов ТВО-1.

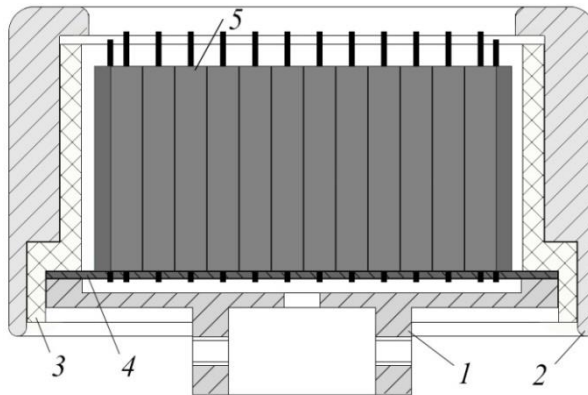


Рисунок 3.2. Взрывоэмиссионный катод на основе резисторов ТВО-1. 1 – катододержатель; 2 – экранный электрод; 3 – фторопластовая обойма; 4 – латунный диск; 5 – резистор ТВО-1

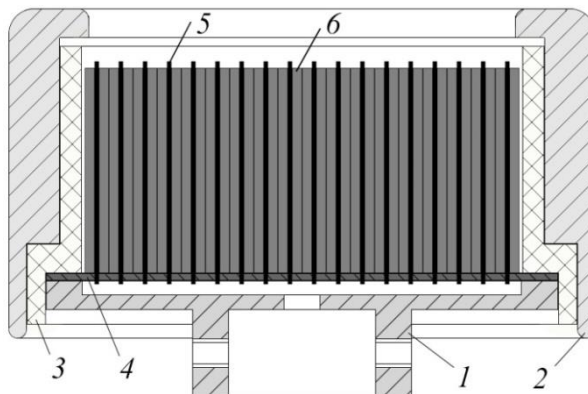


Рисунок 3.3. Взрывоэмиссионный катод на основе нихромовых проволок. 1 – катододержатель; 2 – экранный электрод; 3 – фторопластовая обойма; 4 – латунный диск; 5 – нихромовая проволока $\varnothing 100$ мкм; 6 – керамическая трубка

Для определения параметров и эффективности работы созданных катодов нами был проведен цикл экспериментов, в которых определялись скорости нарастания тока на переднем фронте импульса в различных условиях, выполнялась фотосъемка поверхности катода с целью определения количества эмиссионных центров и их локализации, проводились тепловизионные измерения распределения плотности энергии по сечению пучка [125–127].

Эксперименты по определению скорости нарастания тока и регистрации свечения эмиссионных центров на поверхности катода проводились на установке «РИТМ-У» (рис. 3.4.), схема пушки которой описывалась ранее (в Главе 2). Отличие заключалось в использовании трубчатого коллектора с магнитной отсечкой электронов 3, который предотвращал попадание электронов пучка на оптическое окно [114]. Также для предотвращения засветки матрицы фотоаппарата 5 перед его объективом устанавливался интерференционный светофильтр 6. При измерении тока пучка трубчатый коллектор заменялся дисковым.

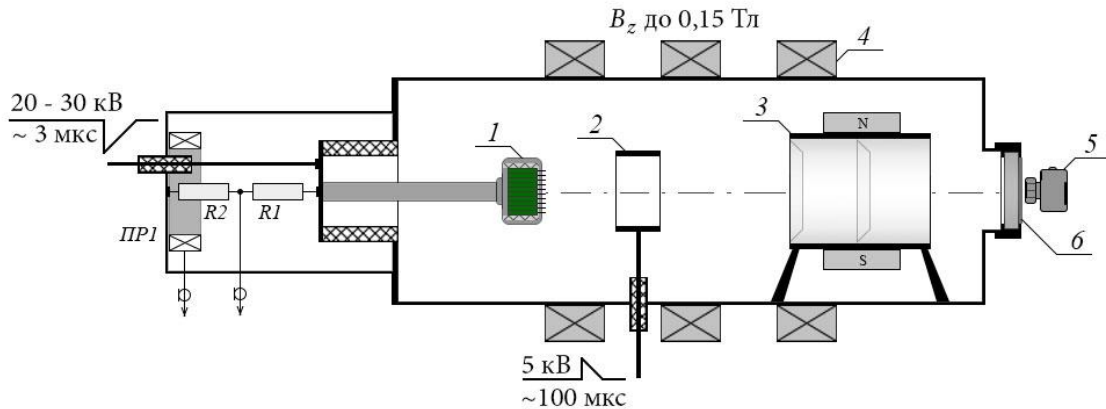


Рисунок 3.4. Схема электронной пушки (эксперимента). 1 – катод; 2 – анод; 3 – трубчатый коллектор; 4 – соленоид; 5 – фотоаппарат CASIO QV-3000EX/Ir; 6 – светофильтр НС-9 толщиной 3 мм

В экспериментах варьировались следующие параметры: давление рабочего газа (аргон), p ; индукция ведущего магнитного поля, B_z ; ускоряющее напряжение, U_{ac} ; время задержки между зажиганием разряда, формирующего плазменный анод, и подачей импульса ускоряющего напряжения, τ_2 , (7–60 мкс). Столб анодной плазмы создавался либо сильноточным ОР, либо гибридным разрядом (см. раздел 2.1) при напряжении 5 кВ.

На рис. 3.5 приведены характерная фотография свечения и соответствующие ей осциллограммы тока и напряжения на катоде из резисторов ТВО-1.

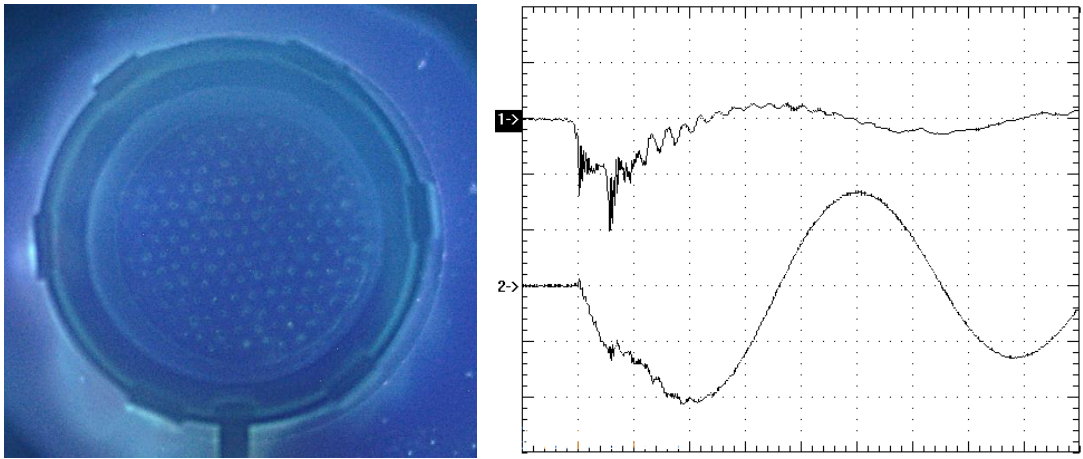


Рисунок 3.5. Фотография свечения (слева) и осциллограммы импульсов (справа) ускоряющего напряжения (Ch1, 20 кВ/дел), тока катода (Ch2, 30 кА/дел). Горизонтальная шкала: 1 мкс/дел.
 $p = 0,4$ мТорр; $B_z = 0,106$ Тл; $U_{ac} = 30$ кВ. Кольцевой анод

Видно, что на фоне слабого диффузного свечения выделяются более яркие, "привязанные" к эмиттерам, пятна, которые мы отождествляем со свечением плазмы взрывоэмиссионных центров или, другими словами, катодных пятен. Независимо от типа используемого плазменного анода, они стабильно наблюдаются практически на всех эмиттерах. Похожие фотографии, но с менее выраженными эмиссионными центрами, были получены и для нихромового катода.

Считая, что к окончанию переднего фронта импульса тока (примерно через 0,6 мкс, см. рис. 3.5) все эмиссионные центры функционируют, легко оценить, что средний ток на пятно составляет около 200 А. При таком токе, время жизни пятна намного превышает длительность импульса [60], что является положительным фактором для работы катода. Падение напряжения на резисторах составляет 500–1000 В, что более чем достаточно для реализации эффекта "подхвата" [128], т.е. возникновения нового эмиссионного центра при набегании на него плазмы от соседнего эмиттера.

Изучение большого количества осциллограмм показало, что катоды с резистивной развязкой эмиттеров обладают увеличенной на 20–30% скоростью нарастания тока по сравнению с многопроволочными медными катодами (в

среднем 55–65 А/нс против 40–50 А/нс), что, видимо, как раз и связано с бóльшим количеством одновременно функционирующих эмиссионных центров.

Важно отметить, что стабильная работа в большинстве рассмотренных режимах наблюдалась только для катода из резисторов. При ускоряющем напряжении до 25 кВ или при пониженной концентрации анодной плазмы, величину которой определяют p и τ_2 , нихромовый катод работал нестабильно, что можно объяснить низкими эмиссионными свойствами нихрома. В свою очередь, анализ структуры проволочных выводов резисторов ТВО-1, проведённый Е.В. Яковлевым, показал наличие в поверхностном слое свинцово-оловянного сплава (рис. 3.6), компоненты которого, как известно, обладают низкими пробивными напряжениями [129].

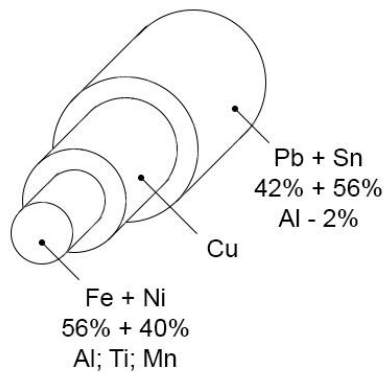


Рисунок 3.6. Структура и состав проволочных выводов резисторов ТВО-1

Также нами были проведены эксперименты, в которых изучалась воспроизводимость плотности энергии пучка от импульса к импульсу в нескольких режимах. В каждом режиме делалось 10 выстрелов. Полученные результаты сравнивались с результатами, полученными в случае многопроволочного медного катода. Измерения плотности энергии на установке «РИТМ-СП» (выполнены совместно с Яковлевым Е.В.) осуществлялись с помощью калориметра на основе калиброванного терморезистора **B57164K102-K NTC** (1 кОм при 25 °С) и медного поглотителя массой 26,2 г. Диаметр коллимирующей диафрагмы, расположенной перед поглотителем, составлял 3 см. Измерения плотности энергии на установке «РИТМ-У» проводились с помощью

тепловизионной диагностики. При обработке результатов значение плотности энергии, соответствующей конкретному выстрелу, определялось путём усреднения внутри круга диаметром 5 см.

В таблицах 3.1 и 3.2 приведены результаты проведенных измерений.

Таблица 3.1. Результаты калориметрических измерений на установке «РИТМ–СП» для двух типов катода. Среднее за серию значение плотности энергии пучка W_{cp} со среднеквадратичным отклонением, максимальное и минимальное значения W_{max} и W_{min} , соответственно, и отношение W_{max}/W_{cp} в зависимости от U_{ac} . $B_z = 0,2$ Тл; $p = 0,44$ мТорр.

U_{ac}	Многопроволочный медный катод			
	W_{cp} , Дж/см ²	W_{max} , Дж/см ²	W_{min} , Дж/см ²	W_{max}/W_{cp}
18 кВ	3,74±0,30	4,22	3,24	1,13
22 кВ	4,28±0,76	5,58	3,33	1,3
26 кВ	5,50±0,89	7,34	4,48	1,33
30 кВ	7,02±1,23	8,81	4,92	1,25
U_{ac}	Катод из резисторов ТВО-1			
	W_{cp} , Дж/см ²	W_{max} , Дж/см ²	W_{min} , Дж/см ²	W_{max}/W_{cp}
18 кВ	2,99±0,28	3,52	2,52	1,18
22 кВ	4,24±0,51	4,92	3,49	1,16
26 кВ	5,00±0,59	5,79	3,91	1,16
30 кВ	6,21±0,49	6,92	5,43	1,11

Таблица 3.2. Результаты тепловизионных измерений на установке «РИТМ-У» для трёх типов катода. Среднее за серию значение плотности энергии пучка W_{cp} , её максимальное значение W_{max} , отношение W_{max}/W_{cp} . $U_{ac} = 30$ кВ; $B_z = 0,106$ Тл; $p = 0,4$ мТорр.

Тип катода	W_{cp} , Дж/см ²	W_{max} , Дж/см ²	W_{max}/W_{cp}
Многопроволочный медный	9,008±0,34	9,841	1,092
ТВО-1	9,964±0,42	11,307	1,135
Нихром	8,634±0,23	9,134	1,058

Из результатов, приведённых в таблицах 3.1 и 3.2, видно, что резистивная развязка эмиттеров, как правило, уменьшает среднеквадратичное отклонение плотности энергии и ее отклонение в бóльшую сторону, что является даже более важным параметром, например, при формировании поверхностных сплавов на изделиях с памятью формы [130], поскольку с увеличением плотности энергии растут толщина расплавленного слоя и время жизни расплава. В результате нужное распределение химических элементов в поверхностном сплаве может нарушиться. Несмотря на то, что наименьшее отклонение даёт нихромовый катод, анализ термограмм показал, что однородность распределения плотности энергии у данного катода хуже, чем у катода на базе резисторов ТВО-1. Характерная термограмма и соответствующее ей распределение плотности энергии по сечению пучка для катода из резисторов приведены на рис. 3.7. Приведённое на нём распределение является одним из лучших за всю историю исследований и эксплуатации источников НСЭП.

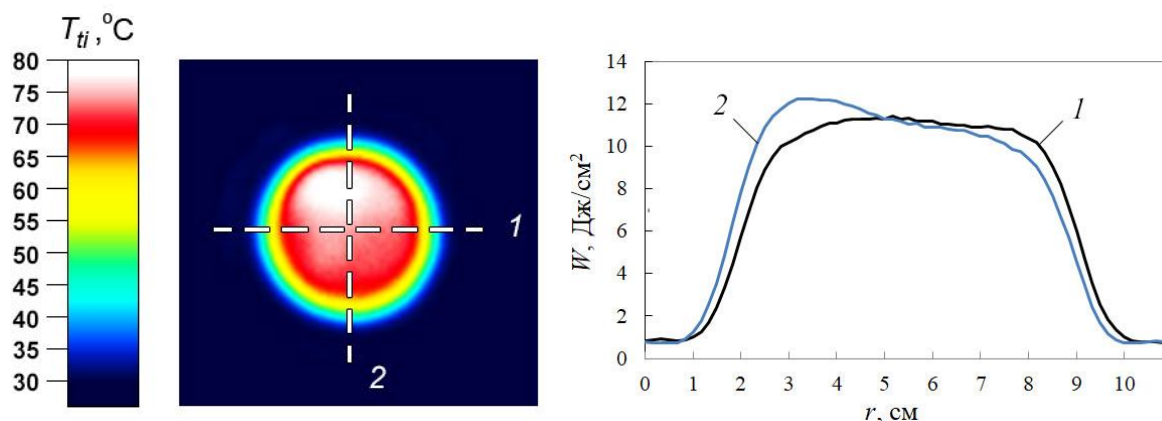


Рисунок 3.7. Термограмма и соответствующие ей распределения плотности энергии пучка в двух сечениях. $p = 0,4$ мТорр; $B_z = 0,106$ Тл, $U_{ac} = 30$ кВ. Плазменный анод на основе гибридного разряда. Катод на базе резисторов ТВО-1

Даже в случае использования обычного кольцевого анода распределение плотности энергии выглядит более однородным (рис. 3.8) по сравнению с многопроволочным медным катодом (см. рис. 2.11г). На наш взгляд, это связано не только с функционированием всех эмиттеров, но и с использованием резисторов различного номинала. В нашем случае, сопротивления резисторов в

центральной части катода были специально сделаны вдвое большими, чем на его периферии.

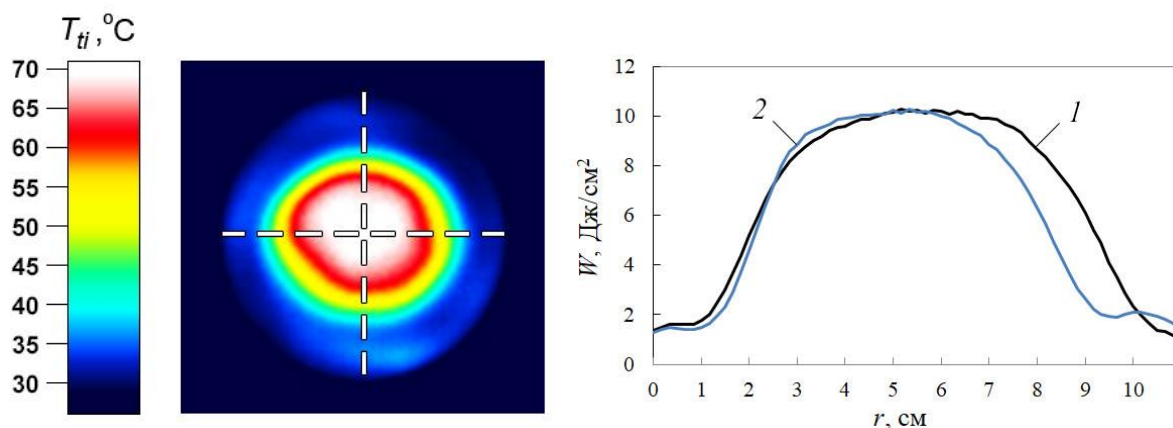
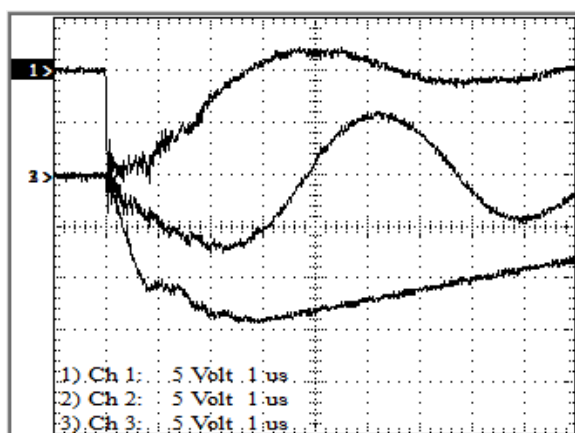


Рисунок 3.8. Термограмма и соответствующие ей распределения плотности энергии пучка в двух сечениях. $p = 0,5$ мТорр; $B_z = 0,106$ Тл, $U_{ac} = 30$ кВ. Плазменный анод на основе сильноточного ОР. Катод на базе резисторов ТВО-1

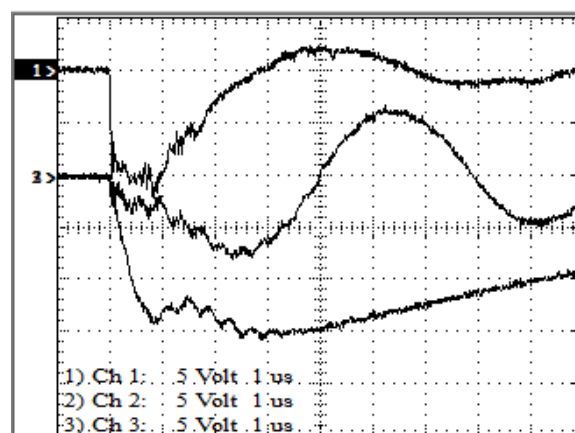
Таким образом, основываясь на результатах проведенных исследований, можно заключить, что наиболее предпочтительным из разработанных катодов является именно катод базе резисторов ТВО-1. В дальнейшем нами были проведены эксперименты, в которых данный катод был испытан на ресурс. Испытания проводились в традиционной схеме формирования плазменного анода с помощью сильноточного ОР. Ускоряющее напряжение составляло 25 кВ, что эквивалентно средней плотности энергии пучка на коллекторе около 7 Дж/см^2 при расстоянии катод-коллектор около 20 см. В качестве коллектора использовался диск из нержавеющей стали диаметром 8 см.

В процессе испытаний на ресурс несколько раз производилась чистка пушки и катода (кроме самих выводов резисторов, служивших эмиттерами) от осадка продуктов испарения коллектора и других конструктивных элементов, подвергающихся интенсивному воздействию пучка. Такие достаточно жёсткие условия эксплуатации (нержавеющая сталь, оседавшая на поверхность эмиттеров, обладает низкими эмиссионными свойствами) были выбраны нами преднамеренно. Всего было подано 50 тысяч импульсов.

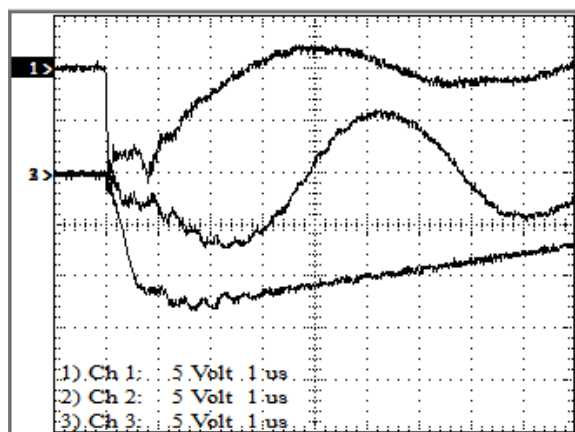
На рис. 3.9 приведены осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения, тока катода и тока пучка на коллектор, полученные по прошествии указанного при них числа последовательных импульсов. Видно, что по мере наработки, токовые характеристики катода сохраняются. Нет сомнений, что ресурс работы данного катода превзойдёт уже достигнутое количество импульсов (при токовой нагрузке $\sim 0,001$ Кл/см²) в несколько раз. Это, как минимум, на порядок превосходит ресурс многопроволочного медного катода (около 10 000 импульсов), достигнутый в [39, 102].



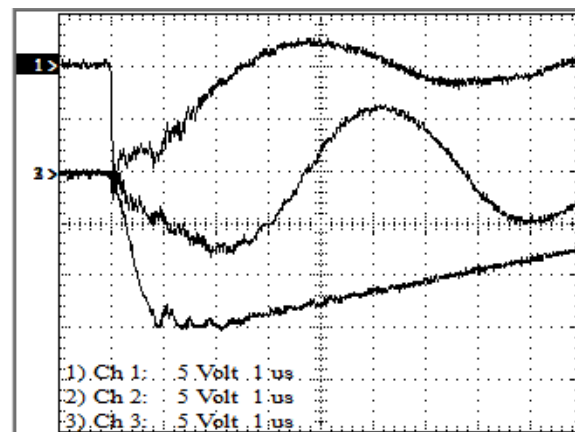
11 800-й импульс



16 250-й импульс



36 900-й импульс



50 000-й импульс

Рисунок 3.9. Осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (Ch1, 10 кВ/дел), тока катода (Ch2, 25 кА/дел) и тока пучка на коллектор (Ch3, 5 кА/дел). Горизонтальная шкала: 1 мкс/дел. Нулевые линии второго и третьего каналов совмещены

3.2. Катодный узел сильноточной электронной пушки с многоканальным иницированием эмиссии пробоем по поверхности диэлектрика

Улучшить стабильность работы катода можно путём предварительного создания плазмы непосредственно в катодном узле. Данный метод широко применяется при разработке источников интенсивных электронных пучков. Прежде всего, следует отметить системы с плазменным катодом и сеточной стабилизацией эмиссии (например, [131, 132]), в которых плазма создается вспомогательным импульсным дуговым или тлеющим разрядом, а ускоряющее напряжение является обычно статическим. Такие системы обеспечивают сравнительно низкую плотность эмиссионного тока (не более 10 А/см^2), но большую длительность импульса (до сотен микросекунд). Также низкую плотность тока (до 30 А/см^2) дают системы с незавершенным емкостным разрядом по поверхности диэлектрика. Генерацию же сильноточных пучков, плотность тока которых на 1–2 порядка больше, обеспечивают системы с завершенным разрядом [63]. Среди таких систем можно отметить и установку, описанную в [28]. Катодный и анодный узлы включали блоки из нескольких искровых источников плазмы. После заполнения (за несколько микросекунд) ускоряющего зазора и пространства дрейфа пучка плазмой на катод подавался импульс ускоряющего напряжения (60–80 кВ). В результате был получен электронный пучок амплитудой до 50 кА и длительностью до 0,2 мкс.

Характерной чертой всех вышеописанных установок является раздельное электропитание источников плазмы и ускоряющего зазора между катодом и анодом (коллектором). Вследствие этого возникает необходимость высоковольтной развязки между блоками питания, а при импульсном питании ускоряющего зазора (как, например, в [28, 133]) – синхронизации блоков питания.

Основываясь на результатах упомянутых работ, а также собственном опыте применения дуговых источников плазмы и катодов с резистивной развязкой эмиттеров, нами был разработан и успешно испытан новый катодный узел с многоканальным иницированием эмиссии пробоем по поверхности

диэлектрика [134, 135]. Отличительной чертой данного катодного узла является его питание от одного генератора высоковольтных импульсов, обеспечивающего как срабатывание источников плазмы, так и ускорение электронов пучка к коллектору. На рис. 3.10 представлена принципиальная схема электронной пушки и ее катодного узла.

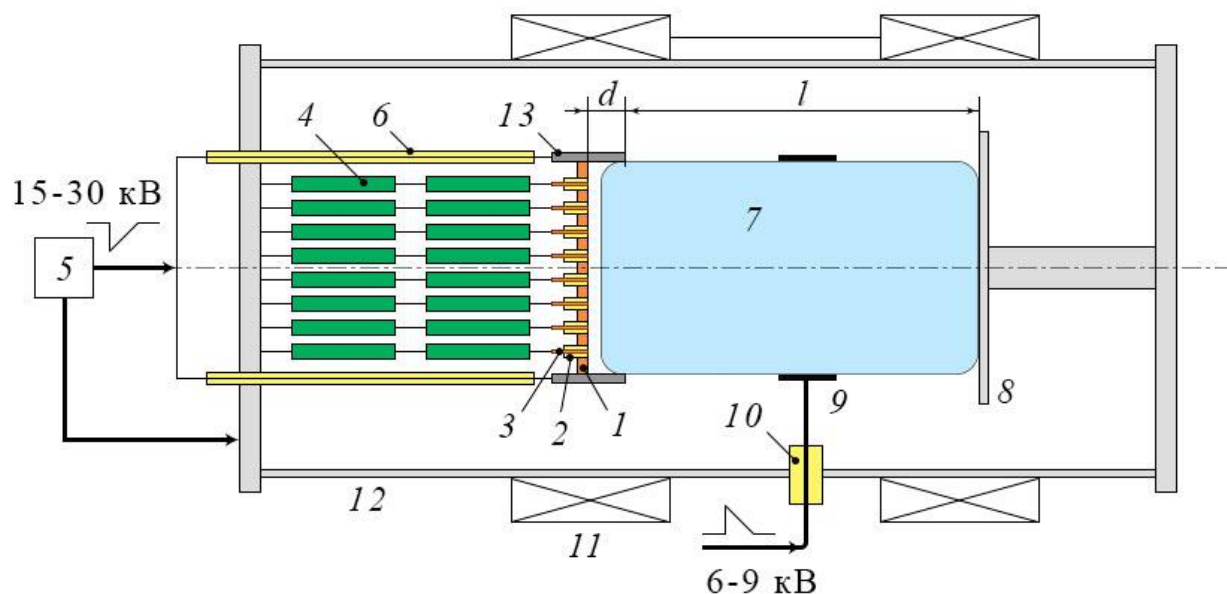


Рисунок 3.10. Принципиальная схема электронной пушки и ее катодного узла. 1 – медный диск (катод), 2 – керамическая трубка, 3 – медный электрод, 4 – резистор ТВО-2, 5 – генератор высоковольтных импульсов, 6 – изоляторы высоковольтного катодного ввода, 7 – анодная плазма, 8 – коллектор, 9 – кольцевой анод, 10 – изолятор анодного ввода, 11 – импульсный соленоид, 12 – корпус пушки, 13 – экранирующий электрод

Катодный узел включает в себя взрывоэмиссионный катод 1 в виде перфорированного медного диска диаметром 58 мм, в отверстия которого заподлицо вставлены керамические трубки 2 и медные электроды 3. Наружный диаметр трубок составляет 4 мм, внутренний – 2 мм; диаметр электродов также равен 2 мм. Каждый из 69-ти электродов (межцентровое расстояние составляет 5,5 мм) заземлен через резисторы 4 сопротивлением 2 кОм (два резистора номиналом 1 кОм). Для усиления электрического поля и локальной фокусировки ионного потока из плазменного анода на рабочей поверхности катода нарезаны кольцевые канавки треугольного сечения.

При подаче на катод высоковольтного импульса отрицательной полярности амплитудой 15–30 кВ от генератора 5 происходит пробой по поверхности торцов керамических трубок, и возникает плазма, состоящая из ионизованных паров материалов катода (катодные пятна), керамических трубок и электродов, а также ионизованного десорбированного газа. Образование катодных пятен, которые можно назвать затравочными, при протекании тока через поджигающие промежутки обеспечивается тем, что амплитуда тока (7–12 А) через каждый промежуток превышает так называемый пороговый ток дуги [136], равный для меди около 2 А. Рост тока катода обеспечивается, как увеличением числа катодных пятен, так и их расширением, т.е. увеличением площади эмиссионной поверхности [17, 60]. Для зажигания сильноточного ОР, формирующего плазменный анод, использовался кольцевой анод 9 диаметром 62 мм. Ведущее магнитное поле, создаваемое импульсным соленоидом 11, не препятствует пробоем поджигающих промежутков, поскольку при типичных значениях его индукции 0,1–0,2 Тл ларморовский радиус электронов с энергией > 15 кэВ в несколько раз превышает расстояние по поверхности торца диэлектрической трубки, поперек которого развивается пробой. Для уменьшения вероятности попадания электронов катодной плазмы на стенку корпуса пушки 12 использовался экраный электрод 13, электрически соединенный с катодом.

На рис. 3.11 приведены характерные осциллограммы ускоряющего напряжения и тока катода, полученные в случае нового катодного узла (рис. 3.10а) и многопроволочного медного катода с диаметром эмитирующей части 62 мм (рис. 3.10б). Видно, что новый катодный узел обеспечивает не только больший ток, но и увеличенную скорость его нарастания, несмотря на несколько меньшую (на 14%) площадь эмитирующей части катода. Также следует отметить высокую степень повторяемости осциллограмм тока и напряжения от импульса к импульсу, что свидетельствует о стабильной работе катода.

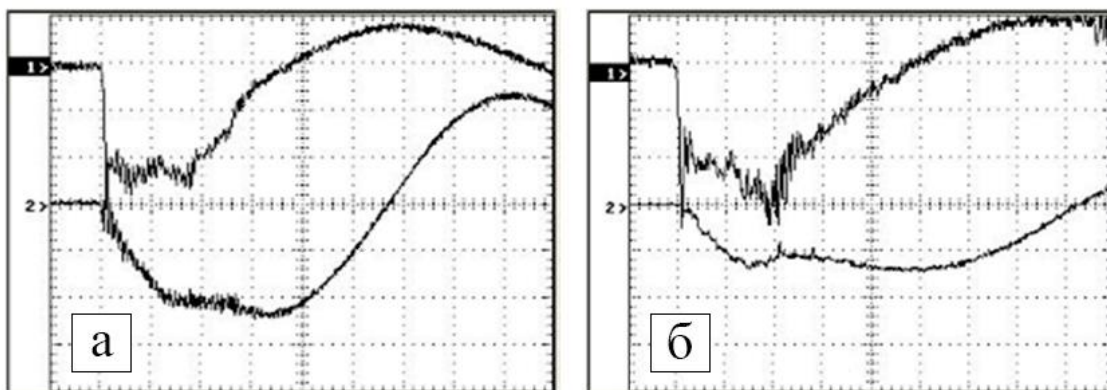


Рисунок 3.11. Осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (Ch1, 4 кВ/дел), тока катода (Ch2, 12 кА/дел): а) катодный узел с многоканальным инициированием; б) многопроволочный медный катод. $U_{ac} = 15$ кВ. Горизонтальная шкала: 500 нс/дел

Изучение распределения плотности энергии по сечению пучка проводилось с помощью тепловизионных измерений. Наиболее удачные (в плане однородности пучка) термограммы были получены в режимах, где $p = 0,4\text{--}0,5$ мТорр, а задержка между зажиганием разряда и подачей ускоряющего напряжения составляла 20–30 мкс (рис. 3.12). Отметим, что, несмотря на использование в эксперименте обычного кольцевого анода, распределение плотности энергии по сечению пучка выглядит достаточно однородно.

С ростом ускоряющего напряжения величина плотности энергии закономерно повышается (рис. 3.12б), однако при $U_{ac} > 20$ кВ (в большинстве случаев) начинает падать (рис. 3.12в) из-за возникновения утечек по резисторам катодного узла. В дальнейшем данная проблема будет решена за счёт более тщательной изоляции катодного узла.

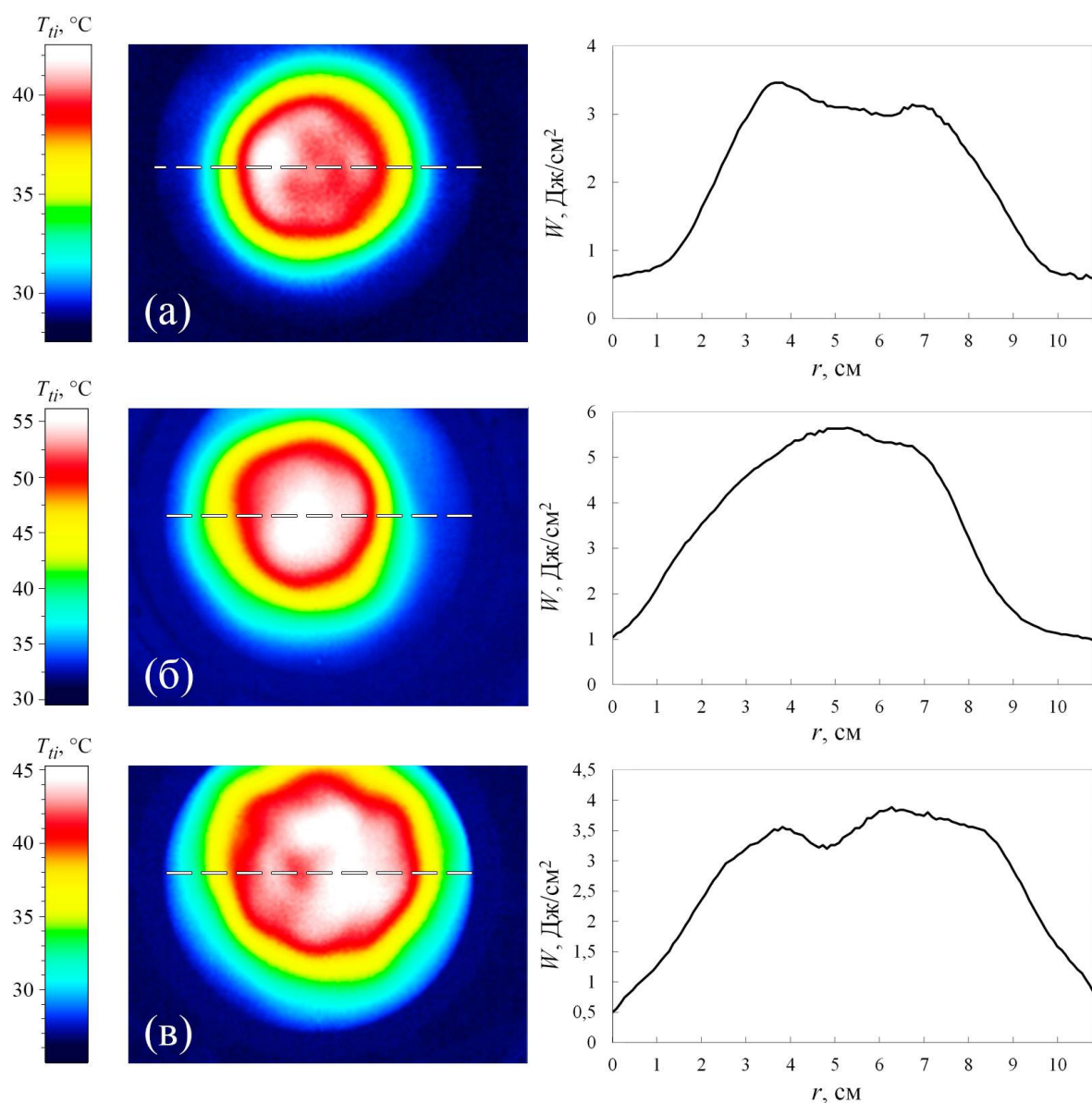


Рисунок 3.12. Термограммы (слева) и соответствующие им распределения плотности энергии по сечению пучка (справа) для различных ускоряющих напряжений, U_{ac} : (а) – 15 кВ; (б) – 20 кВ; (в) – 25 кВ. $U_a = 6,7$ кВ, $l = 20$ см, $p = 0,5$ мТорр. Кольцевой анод

Дополнительно нами исследовалась работа нового катодного узла в вакуумном и газонаполненном диодах, т.е. без предварительного создания плазменного анода. В случае вакуумного диода давление остаточного газа составляло 0,04–0,05 мТорр, расстояние катод-коллектор, l , варьировалось от 10 до 50 мм. При $l \leq 30$ мм катод демонстрировал стабильную работу, что подтверждается отличной повторяемостью осциллограмм ускоряющего напряжения и тока катода.

Зависимость параметров пучка от расстояния l иллюстрируется осциллограммами, представленными на рис. 3.13.

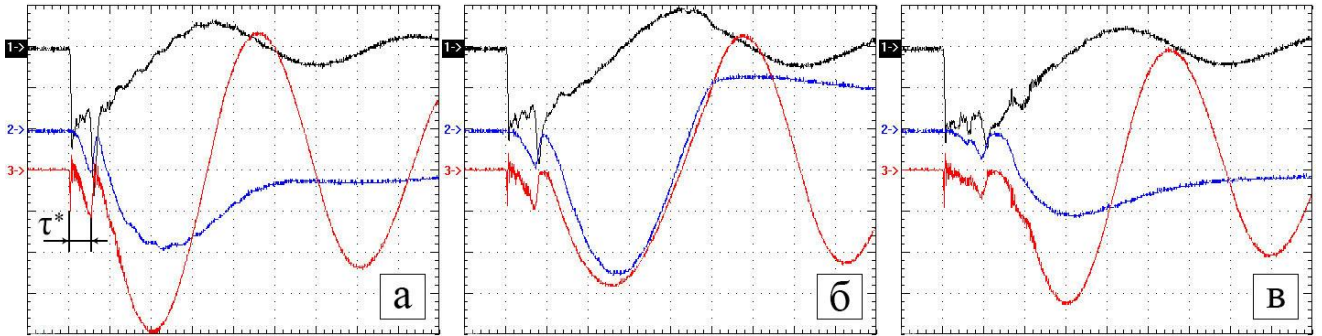


Рисунок 3.13. Осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (Ch1, 10 кВ/дел), тока катода (Ch2, 12 кА/дел) и тока пучка на коллектор (Ch3, 10 кА/дел) при различных расстояниях катод-коллектор, l : (а) – 1 см; (б) – 2 см; (в) – 3 см. Горизонтальная шкала: 1 мкс/дел.

$U_{ac} = 15$ кВ. Вакуумный диод

Характерным для всех осциллограмм является наличие срыва тока, время начала которого зависит от расстояния катод-коллектор. Скорость движения эмиссионной границы катодной плазмы можно оценить с помощью выражения

$$v_p = \frac{d + l - d_{сл}}{\tau^*}, \quad (3.1)$$

где $d_{сл}$ – толщина двойного слоя в момент времени τ^* , которую можно оценить из закона Чайлда-Ленгмюра

$$I = 2,33 \times 10^{-6} \frac{S}{d_{сл}^2} U^{3/2}. \quad (3.2)$$

Здесь S – площадь эмиссионной поверхности ($S \approx 26,4$ см²), U и I – напряжение и ток в момент времени τ^* . Подставляя в (3.2) значения тока и напряжения из осциллограмм получим $d_{сл}$, после чего определим v_p для трёх значений l . Из результатов расчёта, сведенных в таблице 3.3, видно, что полученные значения v_p соответствуют характерной скорости движения плазмы, генерируемой в пушках Бостика [43, 39].

Таблица 3.3. Результаты расчёта толщины двойного слоя и скорости движения эмиссионной границы катодной плазмы

№	U , кВ	I , кА	τ^* , нс	l , мм	$d_{\text{сл}}$, мм	v_p , см/с
1	12,5	10	550	10	0,93	$4,37 \times 10^6$
2	12,5	9,5	700	20	0,95	$4,86 \times 10^6$
3	13	7,5	950	30	1,1	$4,62 \times 10^6$

На наш взгляд, срыв тока обусловлен недостатком концентрации генерируемой на катоде плазмы, что характерно для многих сильноточных плазмонаполненных диодов [80–82, 16, 17]. Последующее же увеличение тока и развитие пробоя обусловлено образованием коллекторной плазмы, прежде всего из десорбированного (с коллектора) газа. Кроме того, росту тока способствует выход на эмиссионную границу более плотной (но медленно движущейся) плазмы из материала катода.

Похожие результаты были получены и для газонаполненного диода при тех же зазорах (l) и $p = 0,5$ мТорр, однако срыв тока начинался немного позже. При увеличении давления он становился менее заметным, а при $p = 1–1,5$ мТорр и вовсе не наблюдался.

С увеличением расстояния импульс напряжения удлиняется, а скорость нарастания тока в цепи катода на начальной стадии заметно падает. Давление практически не оказывает влияния на длительность импульса.

На рис. 3.14 представлена термограмма и соответствующее ей распределение плотности энергии для случая с вакуумным диодом. В целом, термограммы при $l \leq 30$ мм и $p \leq 0,6$ мТорр очень похожи между собой.

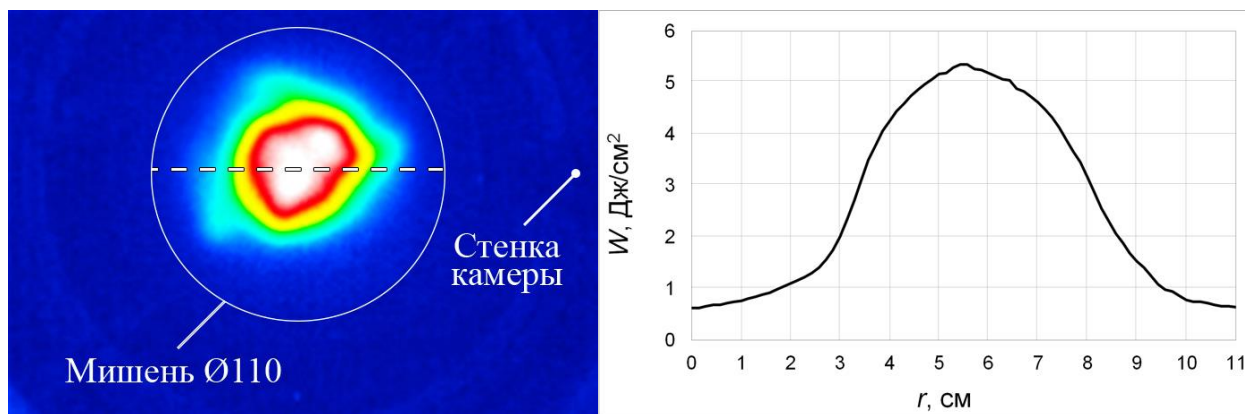


Рисунок 3.14. Термограмма и соответствующее ей распределение плотности энергии по сечению пучка. $U_{ac} = 20$ кВ; $l = 20$ мм. Вакуумный диод

Следует отметить, что уменьшение расстояния катод-коллектор (мишень) в сравнении со случаем плазмонаполненного диода привело к соответствующему увеличению расстояния мишень-тепловизор. В результате количество точек в проведенном сечении (пунктирная линия на термограмме) уменьшилось примерно в 2 раза, что уменьшило пространственное разрешение, однако не повлияло на измерение абсолютных величин плотности энергии. Видно, что в центральной части пучка плотности энергии достаточно для эффективной обработки изделий из таких материалов как, например, титан или нержавеющая сталь (рис. 3.15а).

Важно отметить, что при облучении медной мишени на её поверхности присутствовали следы начального плавления (рис. 3.15б), что ранее не наблюдалось в плазмонаполненном диоде при ускоряющем напряжении 20 кВ. Это также свидетельствует о повышенной эмиссионной способности нового катодного узла в сравнении с многопроволочным медным катодом.

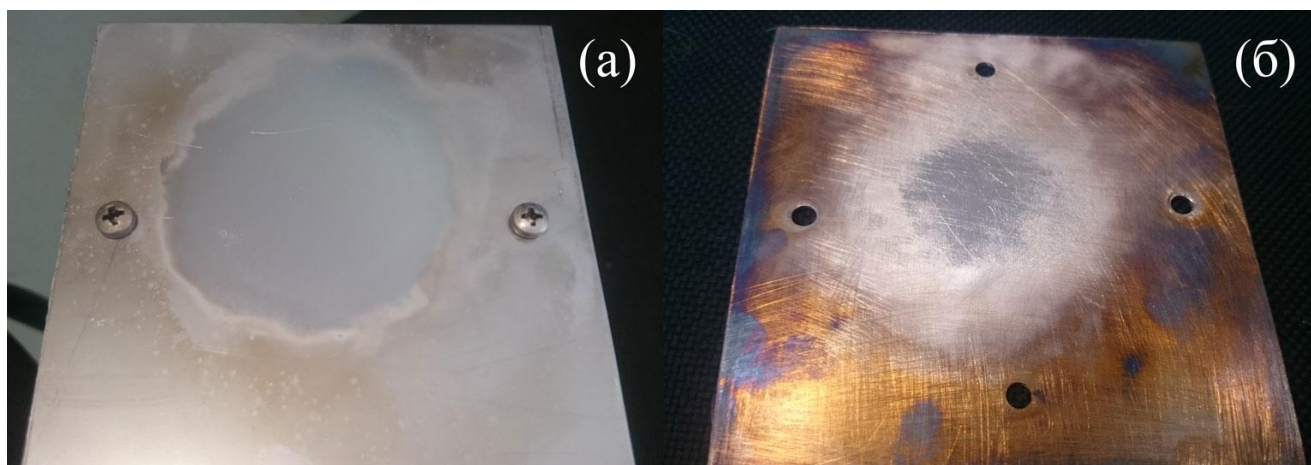


Рисунок 3.15. Автограф пучка на пластине: (а) – из нержавеющей стали (110×110 мм), 15 импульсов; (б) – из меди (110×110 мм), 30 импульсов. $U_{ac} = 20$ кВ, $l = 20$ мм. Вакуумный диод

3.3. Выводы по Главе 3

1. Созданы и успешно опробованы в сильноточном плазмонаполненном диоде взрывоэмиссионные катоды с резистивной развязкой эмиттеров: катод из нихромовых проволок и катод из резисторов ТВО-1, проволочные выводы которых используются в качестве эмиттеров. У данных катодов скорость нарастания тока на переднем фронте импульса в среднем на 20–30% превышает аналогичную величину многопроволочного медного катода.

2. Использование катодов с резистивной развязкой эмиттеров позволяет, как правило, уменьшить как среднеквадратичный разброс плотности энергии пучка от импульса к импульсу, так и отношение её максимального значения к среднему значению в серии импульсов в сравнении с многопроволочным медным катодом.

3. По совокупности стабильности от импульса к импульсу и однородности распределения плотности энергии по сечению пучка наиболее предпочтительным оказался катод на базе резисторов ТВО-1. Ресурс работы данного катода превышает 50 тысяч импульсов (при токовой нагрузке $0,001$ Кл/см²).

4. Разработан, создан и успешно испытан катодный узел сильноточной электронной пушки с многоканальным иницированием эмиссии пробоем по поверхности диэлектрика. Отличительной чертой данного узла является его

питание от одного генератора высоковольтных импульсов, обеспечивающего как срабатывание резистивно развязанных дуговых источников плазмы, встроенных во взрывоэмиссионный катод, так и ускорение электронов пучка к коллектору. Средняя плотность эмиссионного тока созданного катода примерно на 50–70% выше значений, обеспечиваемых традиционной схемой пушки с плазменным анодом и многопроволочным медным взрывоэмиссионным катодом. Новый катодный узел может быть использован для генерирования сильноточных электронных пучков в режимах как вакуумного, так и газонаполненного диода.

5. В созданных катодах появляется возможность управления распределением плотности энергии по сечению пучка путём изменения сопротивления в цепи каждого эмиттера (в случае катода с резистивной развязкой) или дугового источника плазмы (в случае катодного узла с многоканальным инициированием эмиссии). Но проверка этой возможности требует дальнейших исследований.

ГЛАВА 4. УПРАВЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПУТЁМ ИЗМЕНЕНИЯ КОНФИГУРАЦИИ ВЕДУЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

4.1. Концентраторы магнитного поля

В [137] впервые применительно к НСЭП было предложено осуществлять перераспределение плотности энергии по сечению пучка путём расположения непосредственно за коллектором полых вставок из ферромагнитного материала (концентраторов), стягивающих на себя силовые линии ведущего магнитного поля. Меняя размеры вставок и магнитную проницаемость материала, можно осуществлять как фокусировку пучка, так и перераспределение плотности энергии (тока) из центральной части пучка в пользу его периферии. Следует отметить, что реализовать последнее с помощью внешних катушек соленоида практически невозможно.

Результаты, полученные в [137] подтвердили, что использование концентраторов позволяет добиться перераспределения плотности энергии по сечению пучка. При этом ток пучка на коллектор практически не уменьшался в присутствии концентраторов (пробочное отношение составляло около 2,2) по сравнению со случаем их отсутствия. Кроме того, полученные результаты позволили сделать первый шаг в разработке методики компьютерных расчётов распределений $W(r)$ при обработке изделий из магнитных материалов [138]. Для проверки данных расчётов и дальнейшего уточнения методики, а также для изучения всех возможностей использования концентраторов с целью улучшения однородности пучка нами были выполнены количественные измерения [139–141], поскольку в [137] однородность распределения плотности энергии и её абсолютное значение оценивались лишь по автографам пучка на металлических мишенях.

Количественные измерения распределения плотности энергии были выполнены нами с помощью тепловизора. На рис. 4.1 представлена схема эксперимента.

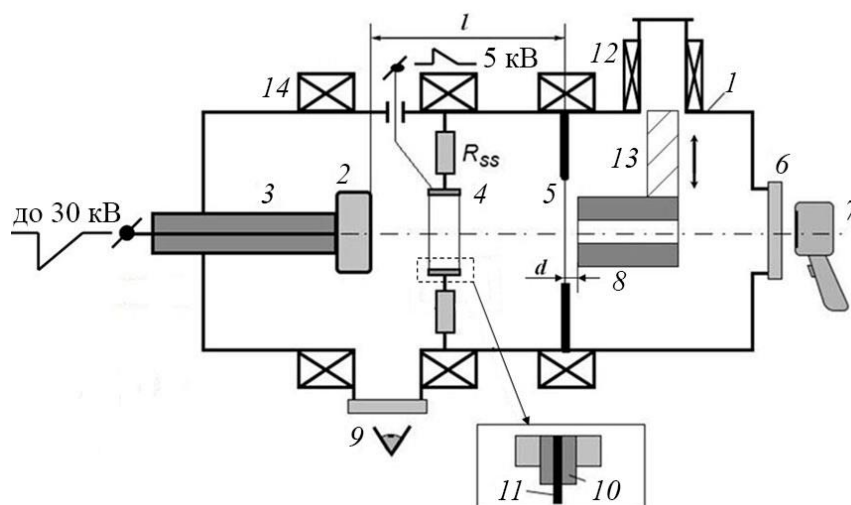


Рисунок 4.1. Схема эксперимента. 1 – корпус; 2 – взрывоэмиссионный катод; 3 – изолятор; 4 – анодный узел; 5 – фольговый коллектор; 6 – ИК окно из CaF_2 ; 7 – тепловизор; 8 – концентратор; 9 – окно для визуального наблюдения и фотографирования; 10 – керамическая трубка; 11 – катод дугового источника плазмы; 12 – катушка электромагнита; 13 – якорь электромагнита; 14 – секционированный соленоид. $R_{ss} = 110 \Omega$ – сопротивление в цепи дугового источника

При установке концентратора за мишенью возникает необходимость удаления его с оптического пути в течение паузы (около 1 с) между импульсом пучка и моментом фиксации термограммы с последующим возвратом на исходное место. В нашем случае для этого использовался электромагнит, состоявший из катушки и цилиндрического якоря, к которому жёстко крепился концентратор через промежуточную пластину с продольным пазом, что позволяло менять расстояние между мишенью и концентратором, d (5–35 мм).

Питание катушки осуществлялось сетевым напряжением (220 В, 50 Гц), время действия которого задавалось специальной электронной схемой, запускавшейся импульсом напряжения на аноде пеннинговского разряда. При подаче напряжения на катушку якорь вместе с концентратором перемещался вверх на 70 мм менее чем за 0,5 с и удерживался там в течение ~ 2 с до окончания

действия напряжения, а затем возвращался на место под действием собственного веса.

В экспериментах использовался многопроволочный медный катод с диаметром эмитирующей части 85 мм. Плазменный анод создавался с помощью как сильноточного ОР, так и гибридного разряда (ОР+ДИП). Внутренний диаметр анода составлял во всех случаях 70 мм.

Расстояние между катодом и коллектором, l , варьировалось от 20 до 30 см. Также изменялась индукция внешнего ВМП и использовались несколько типов концентраторов (таблица 4.1), имевших форму полого цилиндра и изготовленных из углеродистой стали.

Таблица 4.1. Размеры концентраторов

№	Длина, мм	Внутренний диаметр, мм	Внешний диаметр, мм
1	60	18	48
2	120	18	48
3	80	35	70

На рис. 4.2 приведены типичные термограммы пучка для режимов без использования и с использованием концентратора и соответствующие им распределения плотности энергии НСЭП (рис. 4.3) в горизонтальном сечении (пунктирная линия на рис. 4.2).

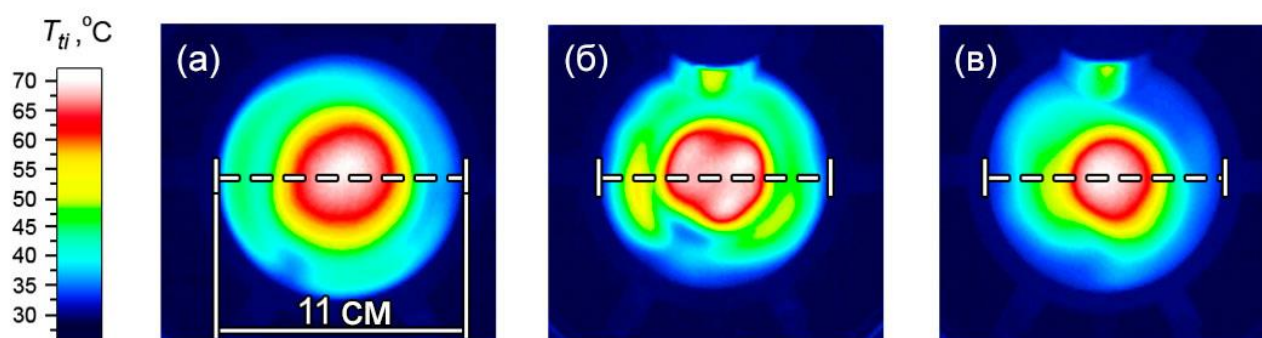


Рисунок 4.2. Типичные термограммы для режимов: (а) – без концентратора, $B_z = 0,106$ Тл; (б) – концентратор №2 (из таблицы 4.1), $B_z = 0,106$ Тл; (в) – концентратор №2, $B_z = 0,06$.

$l = 20$ см; $d = 5$ мм. $U_{ГВИ} = 30$ кВ. Кольцевой анод

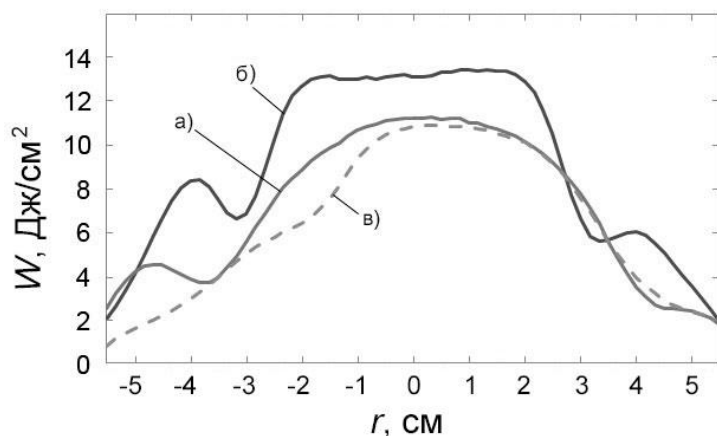


Рисунок 4.3. Распределения плотности энергии по сечению пучка для режимов, соответствующих рисунку 4.2

Изучение большого количества термограмм показало, что при наличии концентратора и $B_z = 0,106$ Тл в центральной части пучка наблюдается область диаметром около 4–5 см с хорошей однородностью (рис. 4.3, кривая (б)). При уменьшении индукции магнитного поля распределение начинает приобретать колоколообразный вид (рис. 4.3, кривая (в)), что объясняется доминированием собственного магнитного поля пучка. Общим для всех режимов с использованием концентратора является увеличение плотности тока в центральной части пучка даже при достаточном удалении концентратора от мишени (рис. 4.4).

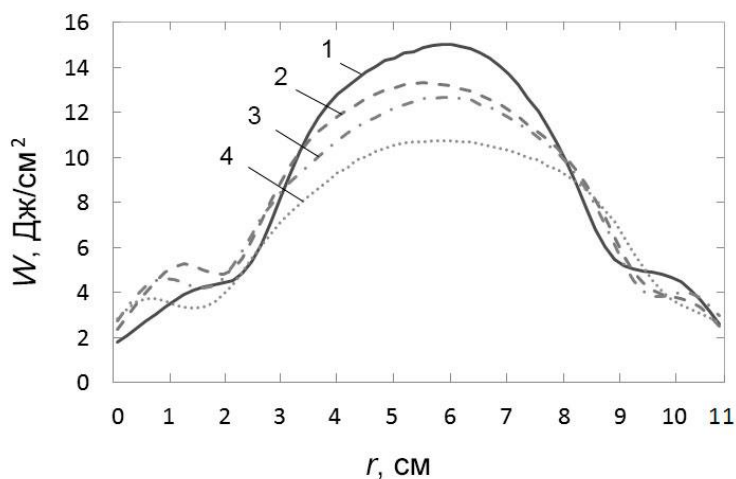


Рисунок 4.4. Распределения плотности энергии по сечению пучка для различных расстояний между мишенью и концентратором (№2). 1) $d = 5$ мм, 2) $d = 15$ мм, 3) $d = 35$ мм, 4) без концентратора. $l = 20$ мм. $U_{\text{ГВИ}} = 30$ кВ. Кольцевой анод

Сравнение интегралов плотности энергии пучка по всей поверхности мишени показало, что концентратор практически не влияет на его полную энергию, перераспределяя и сосредотачивая основную ее часть на проекции концентратора. В результате, в пределах проекции концентратора, плотность энергии пучка увеличивается на 20–30%.

Аналогичные результаты были получены и для случая гибридного анода. Наилучшая однородность пучка наблюдалась для концентратора с внутренним диаметром 35 мм. На рис. 4.5 приведена термограмма пучка в данном режиме и соответствующие ей распределения плотности энергии.

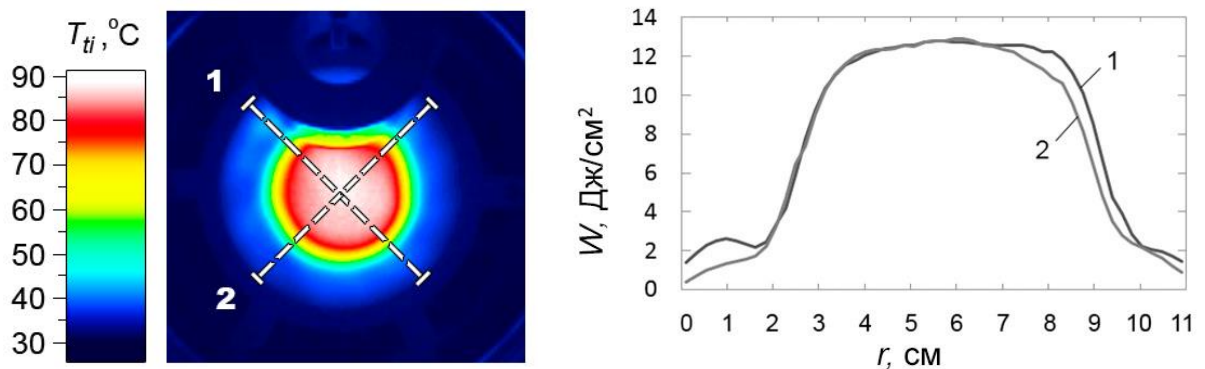


Рисунок 4.5. Термограмма (слева) и соответствующие ей распределения плотности энергии по сечению пучка (справа). $B_z = 0,106$ Тл, $l = 22,5$ см, $d = 5$ мм, концентратор № 3, гибридный анод

Сравнение экспериментально измеренных распределений плотности энергии с результатами расчётов [138] показало, что наилучшее совпадение соответствует магнитной проницаемости (которая в расчётах была варьируемым параметром задачи) $\mu \approx 10$ (рис. 4.6).

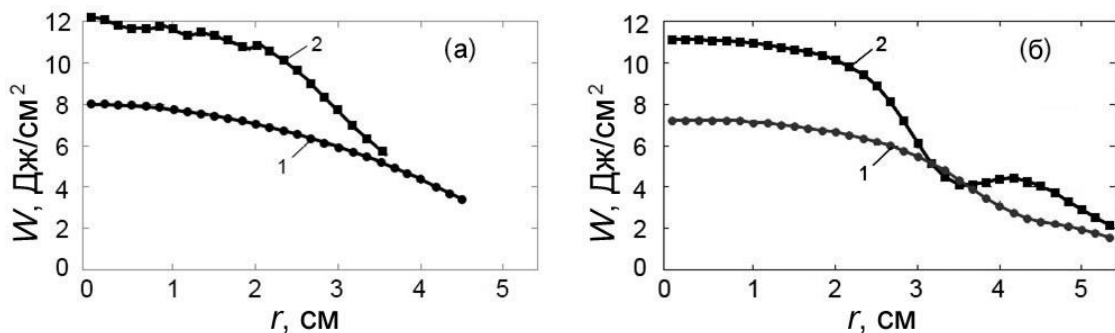


Рисунок 4.6. Расчётные (а) [138] и экспериментальные (б) распределения плотности энергии пучка без концентратора (1) и с концентратором (2). Кольцевой анод. Расчёт выполнен для $\mu = 10$. $l = 22,5$ см. Радиальная координата отсчитывается от оси пучка

Небольшое значение μ объясняется тем, что при внешней напряженности поля около 10^5 А/м материал вставки близок к насыщению. Полученные результаты являются основой для расчётов плотности энергии пучка при обработке изделий из магнитных материалов.

Следует отметить, что использование концентраторов эффективно при сравнительно небольшой толщине мишени из-за скин-эффекта, возникающего из-за импульсного характера ВМП.

4.2. Использование постоянных магнитов для обработки массивных немагнитных металлических изделий

В случае облучения тонкой мишени (изделия) силовые линии поля «пронизывают» её и никаких значимых искажений ВМП не происходит. В результате получается визуально однородный круглый автограф пучка (рис. 4.7а). Если же толщина мишени больше (или сравнима) глубины проникновения силовых линий импульсного ВМП (скин-слоя), произойдёт их вытеснение из мишени. ВМП будет вынуждено обтекать мишень, что в результате приведет к его резкому искажению (расхождению силовых линий) и, как следствие, уменьшению плотности энергии генерируемого пучка. На рис. 4.7б представлен автограф, на котором области начального плавления чередуются с областями, где плавление отсутствует.

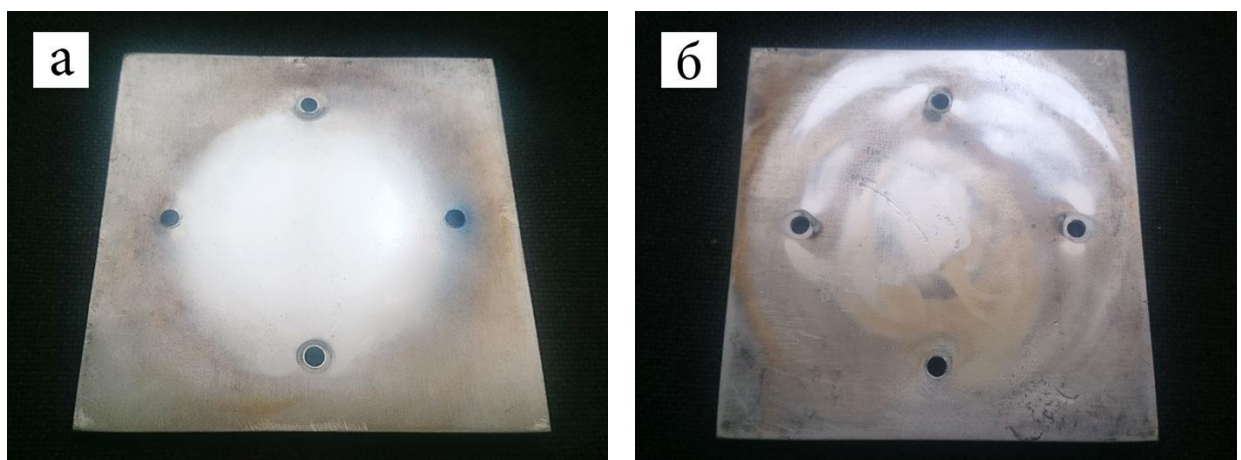


Рисунок 4.7. Автограф пучка на тонкой (а) и массивной (б) дюралюминиевой (Д16Т) мишени

Для решения данной проблемы нами был предложен и успешно реализован метод эффективной обработки пучком массивных немагнитных металлических изделий [142]. Суть метода заключается в корректировке силовых линий ВМП путём размещения постоянного рамочного или кольцевого магнита на поверхности обрабатываемого изделия.

Оценить величину скин-слоя можно по формуле [143]:

$$\sigma[\text{мм}] = 503,3 \times \sqrt{\frac{\rho \left[\text{Ом} \cdot \frac{\text{мм}^2}{\text{м}} \right]}{\mu \times f[\text{Гц}]}}. \quad (4.1)$$

Из выражения (4.1) видно, что данная величина зависит от удельного сопротивления, ρ , и магнитной проницаемости материала, μ , а также частоты тока в соленоиде, f .

В качестве материалов для экспериментов были выбраны медь и алюминий, т.к. они обладают малым удельным сопротивлением и в то же время высокой теплопроводностью. Магнитная проницаемость для данных материалов близка к единице. Частота определялась из осциллограммы тока в цепи соленоида (рис. 4.8). Максимального значения ток достигает примерно за 5 мс, поэтому период можно принять за 20 мс, а частоту, соответственно, за 50 Гц.

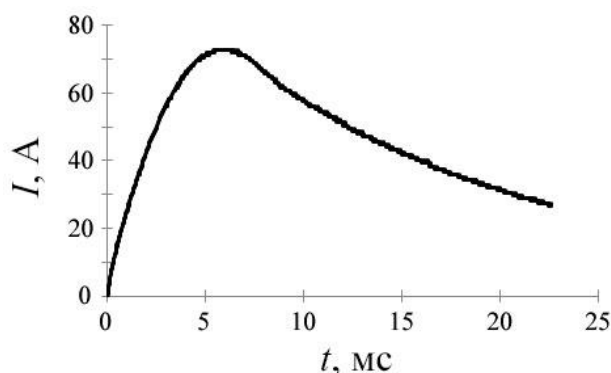


Рисунок 4.8. Осциллограмма тока в соленоиде

Подставляя данные в формулу (4.1) получим, что в наших условиях величина скин-слоя для меди составляет $\sim 9,3$ мм, а для алюминия – 11,9 мм. Исходя из этих значений, были изготовлены две массивные детали из меди и

дюралюминия (его свойства не сильно отличаются от алюминия) в виде дисков толщиной 20 и 30 мм, соответственно.

На рис. 4.9 представлена мишенная сборка, состоящая из диска соответствующей толщины диаметром 120 мм, тонкой сменной мишени, размеры которой 120×120 мм, и рамочного (110×90×15) или кольцевого (Ø130×Ø110×15) постоянного магнита изготовленного из Nd-Fe-B, обернутого в фольгу из нержавеющей стали для защиты от попадания заряженных частиц и продуктов эрозии электродов. Величина магнитного поля на поверхности магнита составляет 0,3 Тл. Наличие сменной мишени в сборке обусловлено экономией материала на изготовление большого числа массивных деталей.

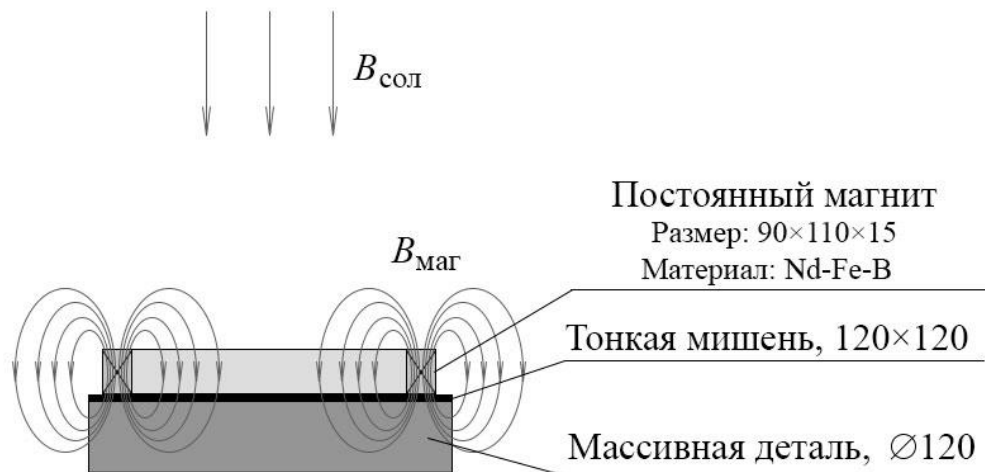


Рисунок 4.9. Мишенная сборка

Крепление данной конструкции внутри камеры осуществлялось с помощью медных шин, которые выполняли ещё и роль обратных токопроводов. На рис. 4.10 приведена принципиальная схема эксперимента.

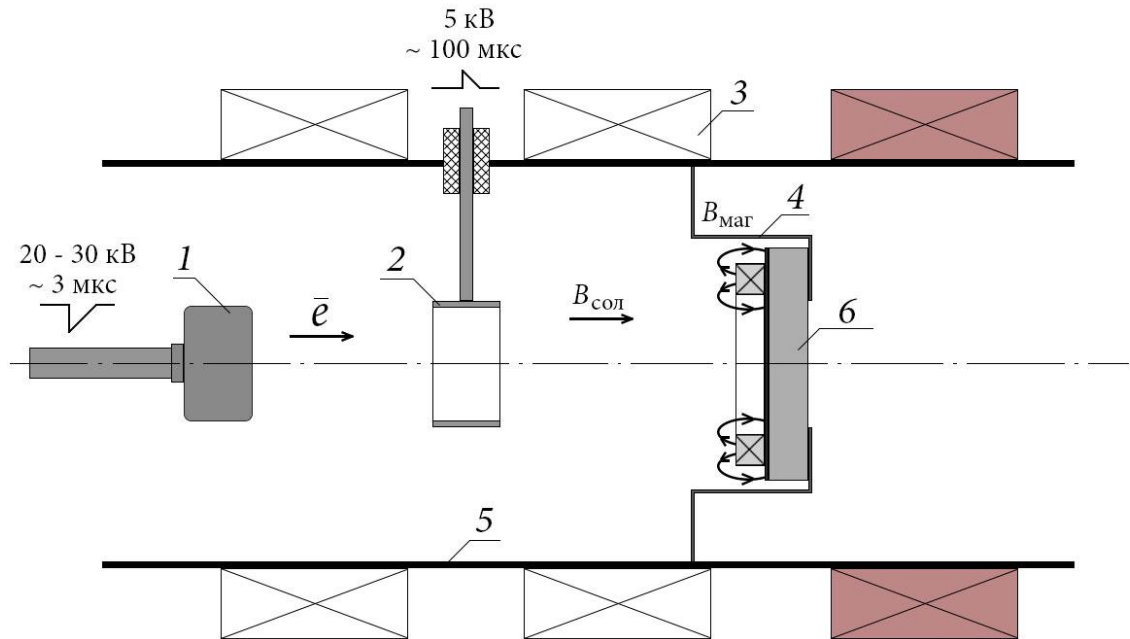


Рисунок 4.10. Принципиальная схема эксперимента. 1 – взрывоэмиссионный многопроволочный медный катод, 2 – кольцевой анод, 3 – соленоид, 4 – медные шины, 5 – корпус пушки, 6 – мишенная сборка. $B_{\text{сол}}$ и $B_{\text{маг}}$ – магнитные поля соленоида и постоянного магнита, соответственно

В большинстве экспериментов время между началом импульса тока в соленоиде и подачей импульса напряжения на анод составляло 4 мс, что соответствовало моменту достижения индукцией ВМП значения $B_z \approx 0,1$ Тл. Задержка импульса ускоряющего напряжения относительно анодного напряжения составляла 20–30 мкс.

В ряде случаев, для моделирования неоднородного ВМП в области расположения мишени, третья по ходу пучка катушка соленоида отключалась (выделена цветом). Данный режим представляет особый интерес, поскольку в реальных условиях обрабатываемые изделия размещаются в рабочей камере за пределами электронной пушки, т.е. в области с расходящимися силовыми линиями ВМП.

Автографы, полученные при обработке электронным пучком медных мишеней (рис. 4.11), аналогичны автографам на дюралюминиевых мишенях – наличие массивной детали приводит к дефокусировке пучка и резкому падению плотности его энергии.

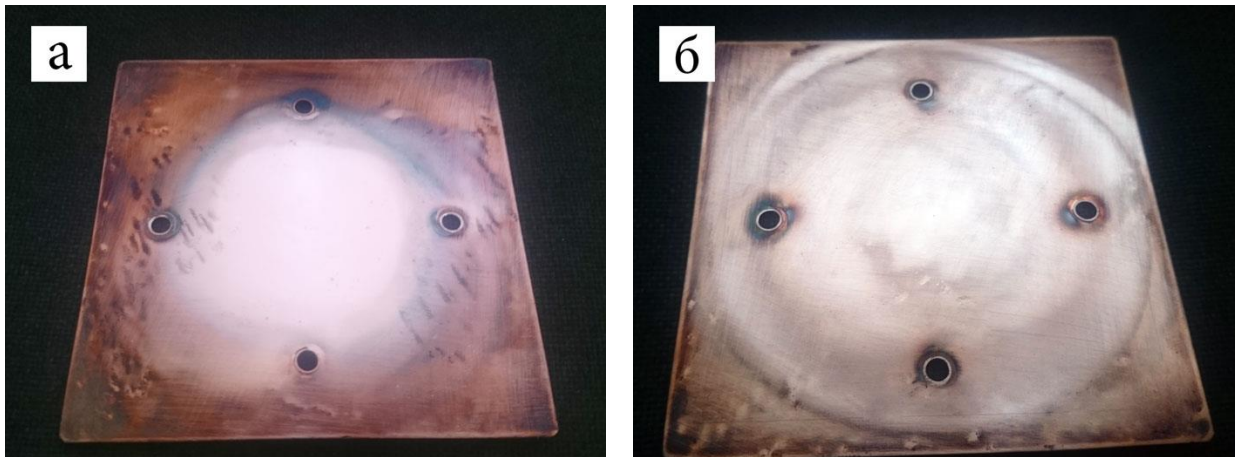


Рисунок 4.11. Автограф пучка на тонкой (а) и массивной (б) медной мишени. Постоянный магнит отсутствует

При расположении на массивной мишени постоянного рамочного или кольцевого магнита, пучок вновь становится сфокусированным, а отпечаток близок по виду к тому, который был получен на тонкой мишени (рис. 4.12).

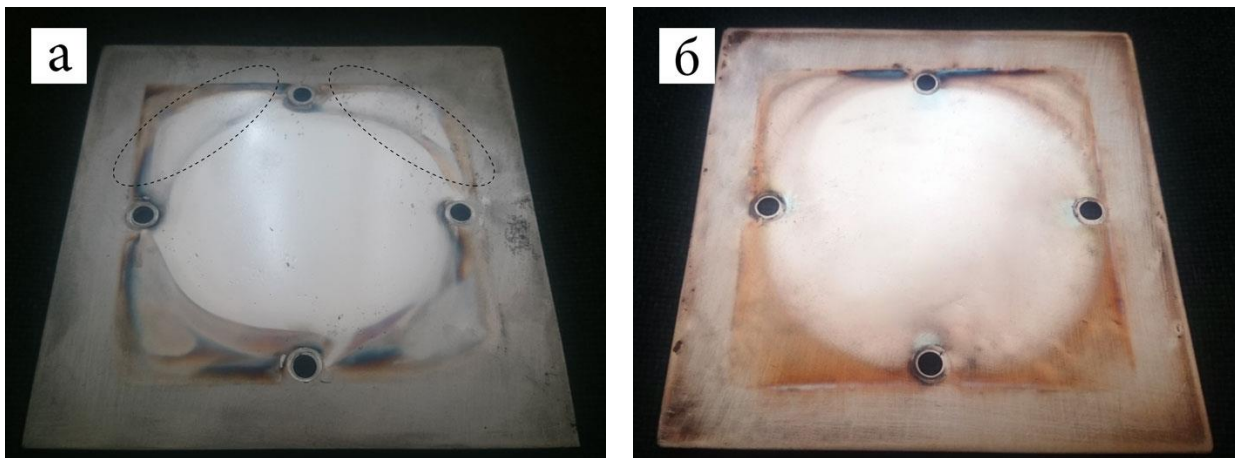


Рисунок 4.12. Автографы на массивных мишенях из дюралюминия (а) и меди (б), на которых установлен рамочный постоянный магнит

При использовании рамочного магнита на автографах также можно наблюдать следы трансформации пучка к квадратному. Особенно это заметно на мишени из дюралюминия (рис. 4.12а), поскольку для плавления данного материала (в сравнении с медью) нужна меньшая плотность энергии. Для титановой мишени эта трансформация ещё более заметна (рис. 4.13), поскольку

пороговая плотность энергии для импульсного плавления титана ниже, чем алюминия и меди.

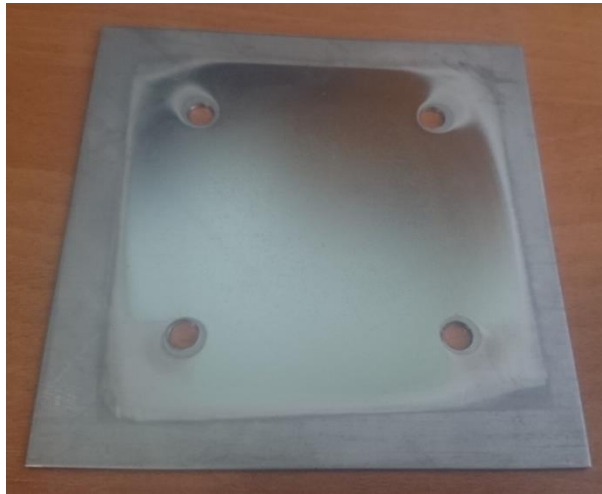


Рисунок 4.13. Автограф на мишени из титана. За мишенью установлен массивный диск из меди. Используется рамочный постоянный магнит

Возможность трансформации поперечного профиля плотности энергии пучка подтверждается и тепловизионными измерениями. Термограмма и соответствующее ей распределение плотности энергии представлены на рис. 4.14. В данном случае за тонкой тепловизионной мишенью располагался сборный рамочный магнит размером $100 \times 80 \times 15$.

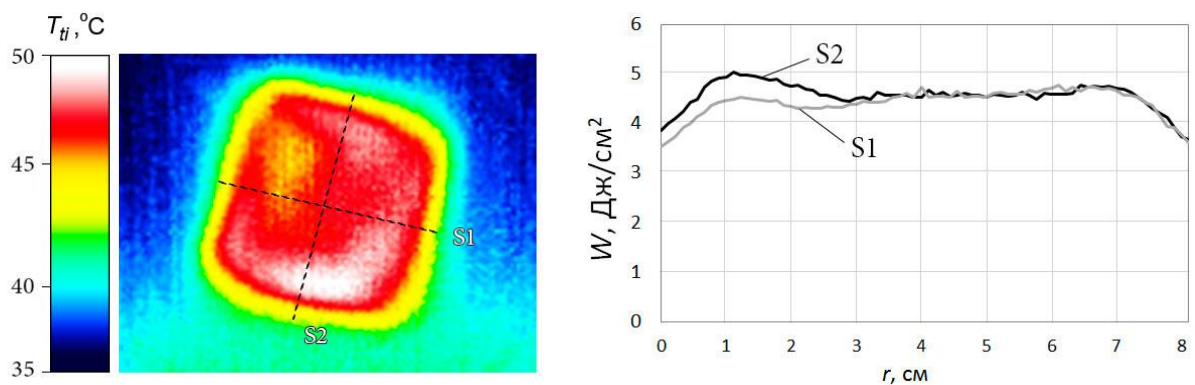


Рисунок 4.14. Термограмма (слева) и соответствующие ей распределения плотности энергии (справа). Мишень из нержавеющей стали толщиной 200 мкм. Используется сборный рамочный магнит размером $100 \times 80 \times 15$. $U_{ГВИ} = 25$ кВ

Отметим, что позитивный эффект от использования постоянных магнитов будет наблюдаться только в случае совпадения направления вектора магнитной индукции внутри рамки постоянного магнита и вектора магнитного поля

соленоида. В противном случае, пучок ещё больше дефокусируется (фокусировка происходит на поверхности магнита, т.к. там направление силовых линий совпадает) и его плотности энергии хватает лишь для нагрева мишени (без плавления). В результате, из-за наличия паров воды в остаточной атмосфере на поверхности мишени образуются окислы (рис. 4.15).



Рисунок 4.15. Автограф пучка на медной мишени в случае несовпадения направления силовых линий соленоида и постоянного магнита внутри рамки

Возможность корректировки силовых линий ВМП с помощью постоянного рамочного или кольцевого магнита была также подтверждена численными расчётами, выполненными в среде COMSOL Multiphysics.

В расчётах исследовалась конфигурация результирующего магнитного поля в различные от начала протекания тока в соленоиде моменты времени, t , в области расположения массивной медной мишени при отсутствии и наличии на её поверхности постоянного рамочного (кольцевого) магнита. Для этого, в соответствии с условиями реального эксперимента, была создана двумерная осесимметричная модель электронной пушки «ВЭКсМА» (рис. 4.16).

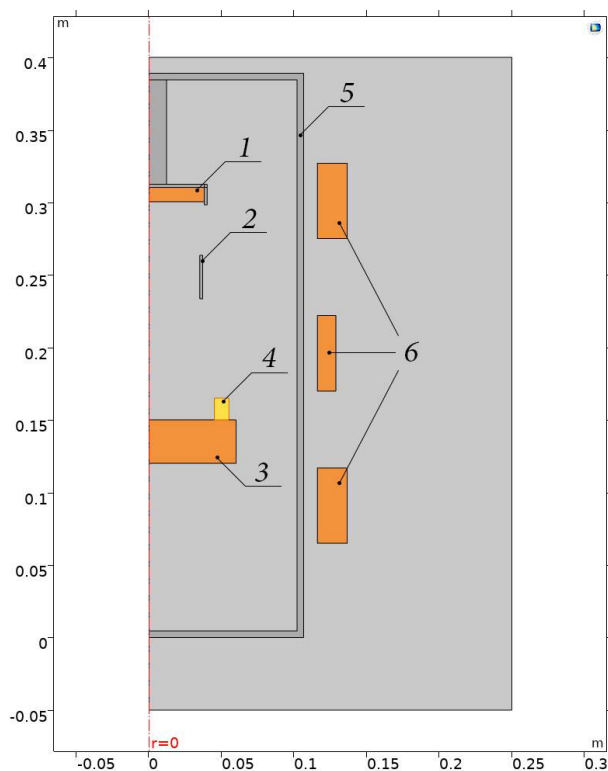


Рисунок 4.16. Модель для расчёта магнитного поля в среде COMSOL Multiphysics.

1 – взрывоэмиссионный катод, 2 – кольцевой анод, 3 – массивная мишень, 4 – рамочный (кольцевой) магнит, 5 – корпус пушки, 6 – секционированный соленоид

В расчётах, ток, протекающий в катушках соленоида, соответствовал осциллограмме, представленной на рис. 4.8. В случае неоднородного ВМП, т.е. когда третья (нижняя на рис. 4.16) катушка отключалась, величина этого тока увеличивалась примерно в 1,5 раза, что приводило к увеличению B_z с 0,1 до $\sim 0,13$ Тл.

На рис. 4.17 приведена расчётная конфигурация силовых линий магнитного поля при $t = 4$ мс для двух мишеней: тонкой (1 мм) и массивной (30 мм) в отсутствие постоянного магнита. Видно, что в случае с массивной мишенью происходит довольно сильное искажение силовых линий. При этом абсолютная величина B_z начинает уменьшаться на расстоянии нескольких сантиметров от мишени и достигает минимума на её поверхности.

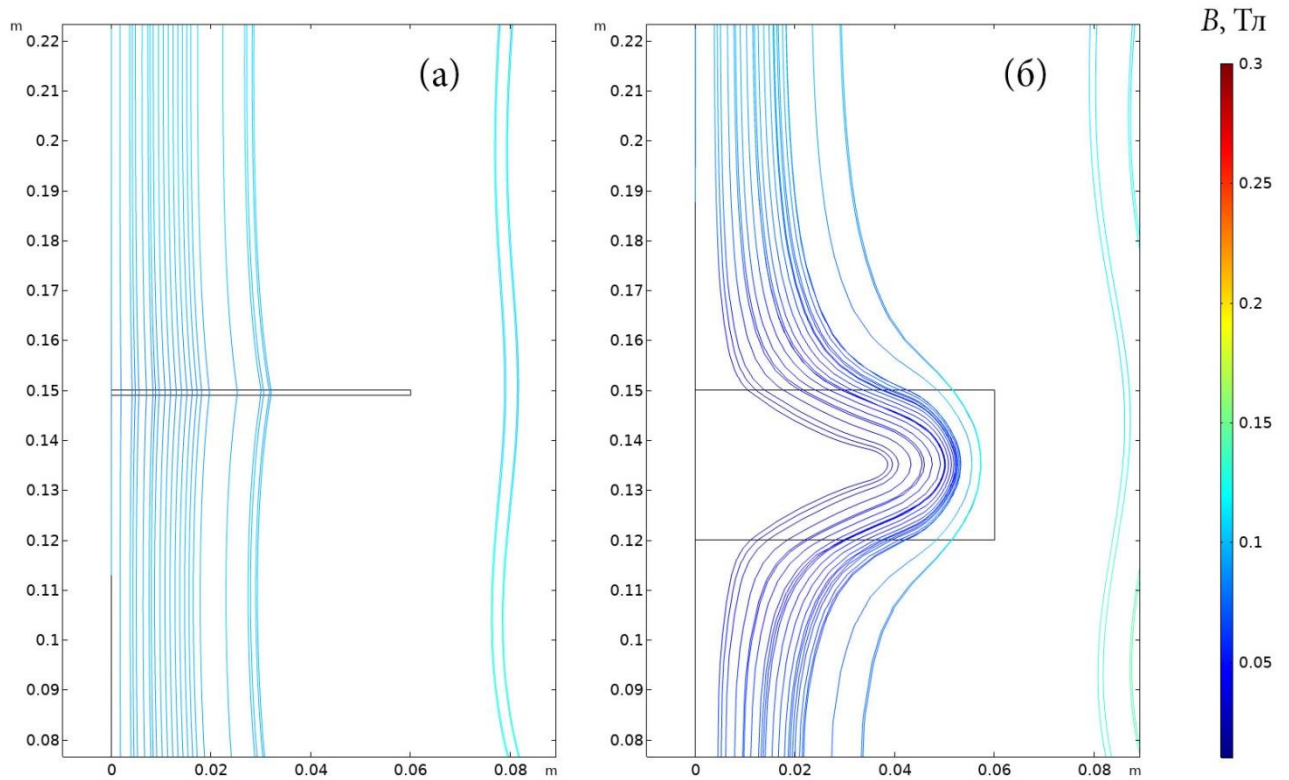


Рисунок 4.17. Конфигурация силовых линий магнитного поля при $t = 4$ мс для тонкой (1 мм) и массивной (30 мм) мишеней из меди

Размещение постоянного магнита на поверхности мишени приводит к корректировке силовых линий ВМП (рис. 4.18). Результирующее магнитное поле распределяется более однородно по поверхности массивной мишени в случае совпадения направления силовых линий ВМП и поля постоянного магнита внутри кольца (а). В противоположном случае, поле становится резко неоднородным (б), при этом минимальное по модулю значение B_z наблюдается не на поверхности мишени, а на расстоянии равном ~ 1 см от неё.

Данные по величине магнитной индукции на поверхности мишени, $B_{\text{п}}$, в различных условиях на разных радиусах, r , сведены в таблице 4.2. Знак «минус» в значениях $B_{\text{п}}$ означает, что вектор магнитной индукции на поверхности мишени направлен от неё.

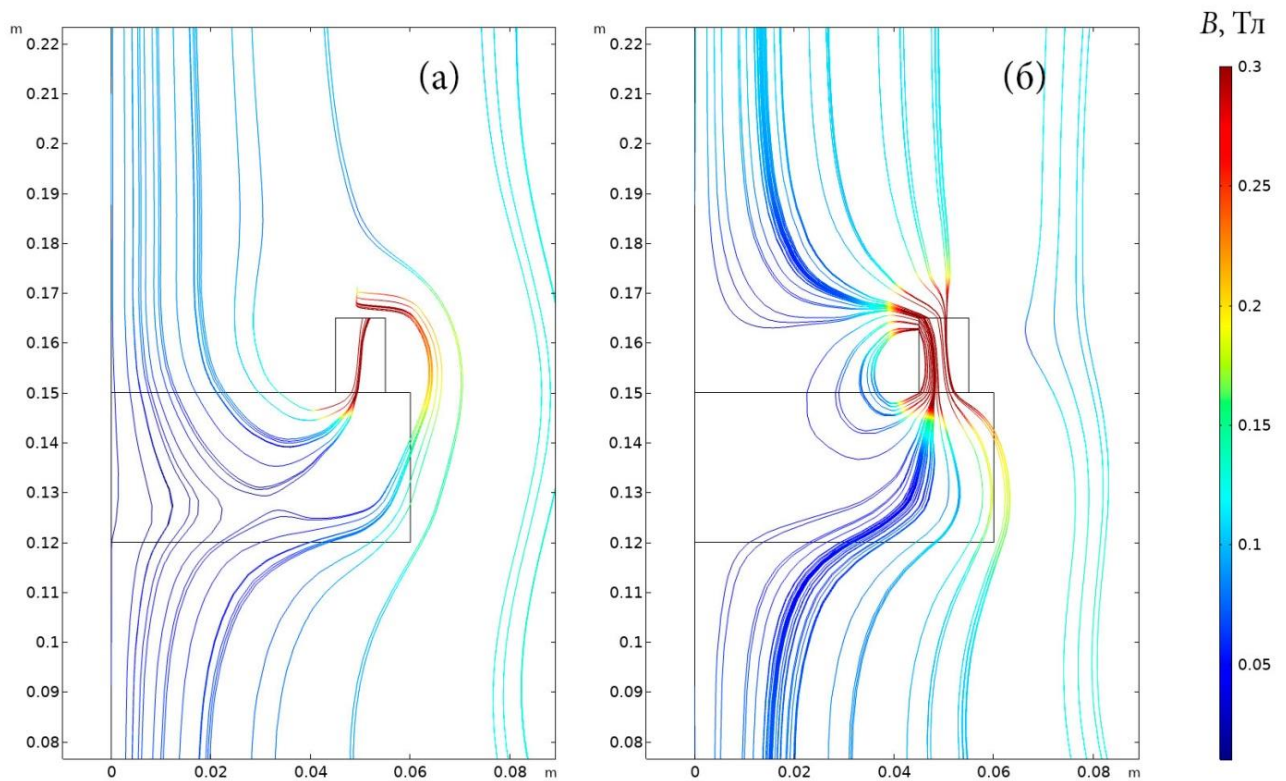


Рисунок 4.18. Результирующее магнитное поле при $t = 4$ мс для массивной мишени из меди, на поверхности которой установлен постоянный кольцевой магнит, в случае совпадения (а) и несовпадения (б) направления силовых линий ВМП и постоянного магнита внутри кольца

Таблица 4.2. Значение магнитной индукции на поверхности мишени в различных условиях на разных радиусах

Условия расчёта	Магнитная индукция на поверхности мишени, $B_{\text{п}}$, Тл				
	$r = 0$ мм	$r = 10$ мм	$r = 20$ мм	$r = 30$ мм	$r = 40$ мм
Тонкая мишень	0,08	0,081	0,083	0,088	0,094
Массивная мишень без магнита	0,011	0,019	0,03	0,047	0,069
Массивная мишень с магнитом, силовые линии совпадают	0,044	0,05	0,068	0,108	0,24
Массивная мишень с магнитом, силовые линии не совпадают	-0,02	-0,024	-0,033	-0,05	-0,13

Согласно расчётам, оптимальные условия для облучения находящейся в однородном ВМП массивной медной мишени с расположенным на ней кольцевым постоянным магнитом возникают при $t \approx 13$ мс. В этом случае результирующее магнитное поле максимально однородно, величина $B_{\text{п}}$ при $r = 0$ составляет около 0,072 Тл, а величина $B_z = 0,09$ Тл. Важно отметить, что такое возможно лишь при достаточно длинном униполярном импульсе тока, питающем соленоид.

Аналогичные результаты были получены и в случае неоднородного ВМП, т.е. при отключении третьей катушки соленоида.

4.3. Выводы по Главе 4

1. Использование концентраторов магнитного поля позволяет перераспределять плотность тока (энергии) по сечению сильнофокусированного электронного пучка и сделать его более однородным по поверхности мишени. Предложенный метод прост в реализации и не требует изменений в конструкции соленоида и системы его питания. Кроме того, полученные экспериментальные данные могут стать основой для расчётов плотности энергии пучка при обработке изделий из магнитных материалов.

2. Наличие концентратора не уменьшает величину полной энергии пучка, приходящейся на мишень, что свидетельствует об отсутствии существенных потерь электронов за счёт отражения от «магнитной пробки». Расположение концентратора за мишенью приводит к увеличению плотности энергии пучка в центральной его части диаметром около 7 см на 20–30% за счёт стягивания периферийных электронов пучка ближе к центру.

3. Предложен и успешно реализован метод, позволяющий осуществлять эффективную обработку электронным пучком массивных немагнитных металлических изделий, толщина которых сравнима или превосходит глубину проникновения силовых линий импульсного ведущего магнитного поля. Суть метода заключается в расположении вблизи поверхности мишени рамочного

(кольцевого) постоянного магнита, силовые линии магнитного поля которого внутри рамки (кольца) совпадают с направлением силовых линий ведущего поля.

4. Возможность корректировки силовых линий ведущего магнитного поля с помощью постоянного рамочного (кольцевого) магнита подтверждена численными расчётами, выполненными в среде COMSOL Multiphysics.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертации заключаются в следующем:

1. Показано, что использование плазменного анода с максимумом концентрации заряженных частиц на периферии плазменного столба, позволяет значительно улучшить равномерность распределения плотности энергии по сечению пучка, генерируемого в сильноточной электронной пушке со взрывоэмиссионным катодом и плазменным анодом. При этом установлено, что наиболее перспективным (на данный момент) способом создания плазменного анода с указанным распределением частиц является гибридный разряд, сочетающий сильноточный отражательный разряд с вакуумными дугами, локализованными у анода отражательного разряда. Более выраженного перепада концентрации плазмы в радиальном направлении можно добиться при помощи вспомогательного металлического кольцевого экрана, ограничивающего распространение плазмы дуговых источников в этом направлении.

2. При исследовании динамики свечения импульсного магнетронного разряда, зажигаемого в сильноточной электронной пушке, в которой во взрывоэмиссионный многоэмиттерный катод встроен планарный магнетрон, установлено, что свечение вначале появляется в радиальном зазоре между боковой поверхностью катода и стенкой корпуса пушки и лишь через несколько миллисекунд – на торцевой (рабочей) поверхности катода. Последующее наложение ведущего магнитного поля приводит к переключению магнетронного разряда в продольном направлении, т.е. в сторону коллектора пучка. Генерация пучка в пушке с плазменным анодом, созданным с использованием только магнетронного разряда, пока не удалась.

3. Формирование плазменного анода с помощью индукционного импульсного ВЧ разряда осуществимо вплоть до давлений 0,5 мТорр при использовании вспомогательной слаботочной искры. Согласно зондовым измерениям, концентрация электронов плазмы, формируемой импульсным ВЧ разрядом, сравнительно низка (не более $5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$) и практически не изменяется

с ростом давления. При этом плазма в большей степени сосредоточена внутри индуктора. Недостаток концентрации плазмы затрудняет работу взрывоэмиссионного катода, делает её крайне нестабильной. Тем не менее, использование плазменного анода на основе импульсного индукционного ВЧ разряда в сочетании с управляемым взрывоэмиссионным катодом (см. раздел 3.2) может быть перспективным, но это требует дальнейших исследований.

4. Разработаны и успешно испытаны в сильноточном плазмонаполненном диоде широкоапертурные взрывоэмиссионные катоды с резистивной развязкой эмиттеров: катод из нихромовых проволок и катод из резисторов ТВО-1, проволочные выводы которых используются в качестве эмиттеров. Данные катоды (по сравнению с многопроволочными медными) обладают большей скоростью нарастания тока на переднем фронте импульса (в среднем на 20–30%), а их применение позволяет уменьшить как среднеквадратичный разброс плотности энергии пучка от импульса к импульсу, так и отношение её максимального значения к среднему значению в серии импульсов. Последний параметр является особенно важным, например, при формировании поверхностных сплавов на металлических изделиях с памятью формы. По совокупности свойств, наиболее подходящим является катод на базе резисторов ТВО-1, как обеспечивающий лучшую однородность распределения плотности энергии по сечению пучка. Подтверждённый ресурс работы этого катода (в безмасляном вакууме) составил не менее 50 000 импульсов без ухудшения его эмиссионных свойств, что практически на порядок превышает ресурс наиболее часто использовавшегося ранее многопроволочного медного катода.

5. Создан и успешно испытан катодный узел сильноточной электронной пушки с многоканальным инициированием эмиссии пробоем по поверхности диэлектрика. Отличительной чертой данного узла является его питание от одного генератора высоковольтных импульсов, обеспечивающего как срабатывание резистивно развязанных дуговых источников плазмы, встроенных во взрывоэмиссионный катод, так и ускорение электронов пучка к коллектору. Средняя плотность эмиссионного тока созданного катода примерно на 50–70%

выше значений, обеспечиваемых традиционной схемой пушки с плазменным анодом и многопроволочным медным взрывоэмиссионным катодом. Новый катодный узел может быть использован для генерирования сильноточных электронных пучков в режимах как вакуумного, так и газонаполненного диода.

6. В созданных катодах появляется возможность управления распределением плотности энергии по сечению пучка путём изменения сопротивления в цепи каждого эмиттера (в случае катода с резистивной развязкой) или дугового источника плазмы (в случае катодного узла с многоканальным иницированием эмиссии). Но проверка этой возможности требует дальнейших исследований.

7. Показано, что при облучении немагнитных металлических мишеней, управление распределением плотности энергии по сечению низкоэнергетического сильноточного электронного пучка, транспортируемого в импульсном ведущем магнитном поле, может осуществляться коррекцией этого поля в области мишени. В случае облучения тонкой мишени, это реализуется расположением непосредственно за ней стягивающих на себя силовые линии ведущего магнитного поля ферромагнитных тел оптимальных размеров и форм. При облучении массивной мишени, толщина которой сравнима или превосходит глубину проникновения силовых линий ведущего магнитного поля, коррекция ведущего магнитного поля осуществляется размещением вблизи обрабатываемой поверхности мишени кольцевого или рамочного постоянного магнита, направление силовых линий которого внутри кольца (рамки) совпадают с направлением силовых линий импульсного магнитного поля. Возможность такой корректировки ведущего магнитного поля подтверждена численными расчётами, выполненными в среде COMSOL Multiphysics.

Материалы, на основе которых написана настоящая диссертация, опубликованы в научных статьях с участием автора: в рецензируемых журналах [108, 109, 115, 117, 127, 134, 139, 141], в трудах Международных конференций [105–107, 110, 118, 119, 125, 126, 140] и в спецвыпуске журнала «Известия вузов. Физика» [104].

Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю, ведущему научному сотруднику лаборатории вакуумной электроники (ЛВЭ) ИСЭ СО РАН, д.т.н. Г.Е. Озуру за руководство, поддержку и помощь в подготовке диссертации, за постоянное развитие исследований по генерированию низкоэнергетических сильноточных электронных пучков, благодаря чему и была выполнена данная работа. Автор также благодарен заведующему ЛВЭ ИСЭ СО РАН, к.ф.-м.н. А.В. Батракову за оказанное доверие и предоставленные возможности для проведения исследований по теме диссертации, а также постоянный интерес к этим исследованиям и полезные советы. Автор признателен Е.В. Яковлеву и Л.А. Зюльковой за помощь в проведении исследований, Е.В. Нефедцеву, С.А. Попову и Д.И. Проскуровскому за плодотворные научные дискуссии и полезные советы, а также всему коллективу ЛВЭ ИСЭ СО РАН за поддержку и интерес к работе.

Существенная часть исследований проведена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (проекты № 13-08-98066 «Генерация нерелятивистского сильноточного электронного пучка в пушке с плазменным анодом на основе сильноточного пеннинговского разряда с многоэлектронным иницированием»; № 16-08-00649 «Резистивная развязка эмиттеров в сильноточной плазмонаполненной электронной пушке»; № 16-48-700239 «Интеграция планарного магнетрона со взрывоэмиссионным катодом как способ улучшения однородности распределения плотности энергии по сечению низкоэнергетического сильноточного электронного пучка»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ротштейн, В.П. Модификация поверхностных слоев металлических материалов низкоэнергетическими сильноточными электронными пучками / В.П. Ротштейн, Д.И. Проскуровский, Г.Е. Озур, Ю.Ф. Иванов. – Новосибирск: Наука. – 2019. – 347 с.
2. Итин, В.И. Механизм упрочнения сталей при циклическом воздействии низкоэнергетичным сильноточным электронным пучком / В.И. Итин, И.С. Кашинская, С.В. Лыков, Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, В.П. Ротштейн // Письма в ЖТФ. – 1991. – Т. 17. – № 5. – С. 89–93.
3. Иванов, Ю.Ф. Фазовые и структурные изменения в стали 45 под действием низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков / Ю.Ф. Иванов, В.И. Итин, С.В. Лыков, А.Б. Марков, Г.А. Месяц, Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, В.П. Ротштейн, А.А. Тухватуллин // Известия РАН. Металлы. – 1993. – № 3. – С. 130–140.
4. Proskurovsky, D.I. Use of Low-Energy, High-Current Electron Beams for Surface Treatment of Materials / D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein, G.E. Ozur // Surface & Coatings Technology. – 1997. – V. 96. – No. 1. – P. 117–122.
5. Batrakov, A.V. Surface alloying of metallic substrates with pre-deposited films through a pulsed electron-beam mixing / A.V. Batrakov, A.B. Markov, G.E. Ozur, D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein // The European Physical Journal Applied Physics. – 2008. – V. 43. – P. 283–288.
6. Meisner, L.L. Microstructural characterization of Ti-Ta-based surface alloy fabricated on TiNi SMA by additive pulsed electron-beam melting of film/substrate system / L.L. Meisner, A.B. Markov, V.P. Rotshtein, G.E. Ozur, S.N. Meisner, E.V. Yakovlev, V.O. Semin, Yu.P. Mironov, T.M. Poletika, S.L. Girsova, D.A. Shepel // Journal of Alloys and Compounds. – 2018. – V. 730. – P. 376–385.
7. Proskurovsky, D.I. Physical foundations for surface treatment of materials with low-energy, high-current electron beams / D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein, G.E.

- Ozur, Yu.F. Ivanov, A.B. Markov // *Surface & Coating Technology*. – 2000. – V. 125 (1–3). – P. 49–56.
8. Proskurovsky, D.I. Pulsed Electron-Beam Technology for Surface Modification of Metallic Materials / D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein, G.E. Ozur, A.B. Markov, D.S. Nazarov, V.A. Shulov, Yu.F. Ivanov, R.G. Buchheit // *Journal of Vacuum Science and Technology, A*. – 1998. – V. 16(4). – July/August. – P. 2480–2488.
9. Гончаренко, И.М. Повышение коррозионной стойкости стали 12Х18Н10Т при обработке низкоэнергетичным сильноточным электронным пучком / И.М. Гончаренко, В.И. Итин, С.В. Исиченко, С.В. Лыков, А.Б. Марков, О.Н. Налесник, Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, В.П. Ротштейн // *Защита металлов*. – 1993. – Т. 29. – № 5. – С. 932–937.
10. Рыкалин, Н.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник / Н.Н. Рыкалин, А.А. Углов, И.В. Зуев, А.Н. Кокора. – М.: Машиностроение. – 1985. – 496 с.
11. Модифицирование и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными пучками / Под ред. Поута Дж. М, Фоти Г., Джекобсона Д.К. Пер. с англ. под ред. Углова А.А. – М.: Машиностроение. – 1987. – 424 с.
12. Rotshtein, V.P. Surface Treatment of Materials with Low-Energy, High-current Electron Beams / V.P. Rotshtein, Yu.F. Ivanov, A.B. Markov // Chapter 6 in Book: "Materials Surface Processing by Directed Energy Techniques" p. 205–240. Ed. by Y. Pauleau, Elsevier. – 2006. – 736 p.
13. Proskurovsky, D.I. Application of Low-Energy, High- Current Electron Beams for Surface Modification of Materials / D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein, G.E. Ozur // *Proc. of 11th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams*. – Prague, Czech Rep., June 10–14. – 1996. – V.1. – P. 259–262.
14. Батраков, А.В. Увеличение длительности импульса релятивистской ЛОВ при обработке поверхности замедляющей структуры низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком / А.В. Батраков, К.В. Карлик, С.А. Кицанов, А.И. Климов, И.Н. Коновалов, С.Д. Коровин, Г.А. Месяц, Г.Е. Озур,

- И.В. Пегель, С.Д. Полевин, Д.И. Проскуровский, М.Ю. Сухов // Письма в ЖТФ. – 2001. – Т. 27. – № 4. – С. 39–46.
15. Ozur, G.E. Production and Application of Low-Energy, High-Current Electron Beams / G.E. Ozur, D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein, A.V. Markov // *Laser & Particle Beams*. – 2003. – V. 21. – No. 2. – P. 157–174.
 16. Озур, Г.Е. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом: Монография / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский. – Новосибирск: Наука. – 2018. – 176 с.
 17. Озур, Г.Е. Генерация низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в пушках с плазменным анодом / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский. // *Физика плазмы*. – 2018. – Т. 44. – № 1. – С. 21–44.
 18. Kalin, B.A. Use of high temperature pulsed plasma fluxes in modification of metal materials / B.A. Kalin, V.L. Yakushin, V.I. Vasiliev, S.S. Tserevitinov // *Surface and Coatings Technology*. – 1997. – V. 96. – No. 1. – P. 110–116.
 19. Patent USA No. 3.950.187. Method and apparatus involving pulsed electron beam processing of semiconductor devices / A.R. Kirkpatrick. – April 13, 1976.
 20. Little, R.G. Pulsed electron beam for annealing of ion-implanted silicon / R.G. Little, A.C. Greenwald, J.A. Minnucci // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* – 1979. – V. NS-26. – No. 1. – P. 1684–1686.
 21. Greenwald, A.C. Pulsed electron-beam annealing of ion-implanted damage / A.C. Greenwald, A.R. Kirkpatrick, R.G. Little, J.A. Minnucci // *J. Appl. Phys.* – 1979. – V. 50. – No. 2. – P. 783–787.
 22. Luches, A. Large Area Field Emission Diode for Semiconductor Annealing / A. Luches, V. Nassisi, A. Perrone, M.R. Perrone // *Proc. 9th ISDEIV*. – Eindhoven, Netherlands, 1980. – P. 228–232.
 23. Leggieri, G. Pulsed Electron Beam for Silicon Annealing / G. Leggieri, A. Luches, V. Nassisi, A. Perrone, M.R. Perrone // *Vacuum*. – 1982. – V. 32. – No. 11. – P. 9–10.
 24. Лидоренко, Н.С. Об использовании электронных пучков для отжига полупроводников / Н.С. Лидоренко, Г.А. Месяц, С.В. Рябиков, В.Д.

- Бондаренко, А.К. Зайцева, Н.И. Лебедева, А.А. Полисан, В.Г. Шпак // ЖТФ. – 1981. – Т. 51. – № 6. – С. 1303–1305.
25. Коваль, Б.А. Генерация сильноточных наносекундных низкоэнергетичных электронных пучков / Б.А. Коваль, Г.А. Месяц, Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, Е.Б. Янкелевич // Письма в ЖТФ. – 1981. – Т. 7. – № 20. – С. 1227–1230.
26. Коваль, Б.А. Взрывоэмиссионные наносекундные источники низкоэнергетичных электронов для поверхностной обработки материалов / Б.А. Коваль, Г.А. Месяц, Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, Е.Б. Янкелевич – В кн. «Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии». – Новосибирск: Наука. – 1983. – С. 26–39.
27. Суладзе, К.В. Особенности формирования интенсивных пучков электронов в ограниченной плазме / К.В. Суладзе, Б.А. Цхадая, А.А. Плютто // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – Т. 10. – № 2. – С. 282–285.
28. Иремашвили, Д.В. Сильноточная электронная пушка с током 50 кА в импульсе / Д.В. Иремашвили, С.В. Курильников, Н.И. Леонтьев, Т.А. Осепашвили // Письма в ЖЭТФ. – 1973. – Т. 17. – № 1. – С. 11–13.
29. Иремашвили, Д.В. Электронная пушка с холодным катодом на токи $\sim 10^5$ А в импульсе / Д.В. Иремашвили, С.В. Курильников, Т.А. Осепашвили // ПТЭ. – 1974. – № 5. – С. 26–28.
30. Баженов, Г.П. Формирование и транспортировка ленточных сильноточных электронных пучков в плазменном диоде со взрывоэмиссионным катодом / Г.П. Баженов, Е.Х. Бакшт, С.П. Бугаев, О.Б. Ладыженский, В.В. Осипов // ЖТФ. – 1985. – Т. 55. – № 6. – С. 1210–1213.
31. Ладыженский, О.Б. Управление высоковольтной стадией вакуумного разряда / О.Б. Ладыженский. – Дис. канд. ф.-м. наук – Томск, 1985.
32. Abdullin, E.N. Plasma-anode electron beam source supplied by Marx generator with rectangular voltage pulse / E.N. Abdullin, M.V. Novikov // Russian Physics Journal. – 2016. – V. 59. – No. 9–2. – P. 7–11.

33. Абдуллин, Э.Н. Получение мощных электронных пучков в источнике с плазменным анодом и питанием от генератора Маркса с согласованными нагрузками / Э.Н. Абдуллин, Г.Ф. Басов // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 11. – С. 156–160.
34. Kovalchuk, V.M. Plasma-filled diode in the electron accelerator on base of a pulsed linear transformer / V.M. Kovalchuk, A.A. Zherlitsyn, N.N. Pedin. // Laser and Particle Beams. – 2010. – V. 28. – P. 547–552.
35. Жерлицын, А.А. Исследование параметров электронного пучка плазмонаполненного диода / А.А. Жерлицын, Б.М. Ковальчук, Н.Н. Педин. // ЖТФ. – 2014. – Т. 84. – № 4. – С. 132–135
36. Луценко, Е.И. Двойные электрические слои в прямом разряде / Е.И. Луценко, Н.Д. Середа, Л.М. Концевой // ЖТФ. – 1975. – Т. 45. – № 4. – С. 789–796.
37. Луценко, Е.И. Исследование образования слоев объемного разряда в плазме / Е.И. Луценко, Н.Д. Середа, Л.М. Концевой // Физика плазмы. – 1976. – Т. 2. – № 1. – С. 72–81.
38. Луценко, Е.И. Динамические двойные электрические слои в сильноточных плазменных диодах / Е.И. Луценко, Н.Д. Середа, А.Ф. Целуйко // ЖТФ. – 1988. – Т. 58. – № 7. – С. 1299–1309.
39. Озур, Г.Е. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков на основе пушек с плазменным анодом и взрывоэмиссионным катодом / Г.Е. Озур. – Дис. докт. техн. наук. – Томск, 2009. – 287 с.
40. Назаров, Д.С. Генерация низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом / Д.С. Назаров, Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский. // Известия вузов. Физика. – 1994. – № 3. – С. 100–114.
41. Озур, Г.Е. Получение плотных электронных пучков в пушке с плазменным анодом на основе отражательного разряда / Г.Е. Озур, Д.С. Назаров, Д.И. Проскуровский, К.В. Карлик. // Письма в ЖТФ. – 1997. – Т. 23. – № 10. – С. 42–46.
42. Озур, Г.Е. Источник широкоапертурных низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом на основе отражательного разряда

- / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, К.В. Карлик. // ПТЭ. – 2005. – № 6. – С. 58–65.
43. Bostik, W.H. Experimental Study of Ionized Matter Projected across a Magnetic Field / W.H. Bostik // Phys. Rev. D. – V. 104. – No. 2. – P. 292–299.
44. Озур, Г.Е. Измерение параметров плазмы, формируемой многоэлементным дуговым источником / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский // Тезисы докладов XI Всесоюзной конференции по генераторам низкотемпературной плазмы. – Новосибирск, 1989. – Ч.1. – С. 143-144.
45. Абдуллин, Э.Н. Плазменный прерыватель тока при микросекундных временах ввода энергии в индуктивный накопитель / Э.Н. Абдуллин, Г.П. Баженов, А.А. Ким, Б.М. Ковальчук, В.А. Кокшенёв // Физика плазмы. – 1986. – Т.12. – № 10. – С.1260–1263.
46. Быстрицкий, В.М. Модифицированный режим работы наносекундного плазмоэрозийного размыкателя / В.М. Быстрицкий, Я.Е. Красик, А.А. Синябрюхов, А.В. Петров, В.К. Петин // Тезисы докладов VII Всесоюзного Симпозиума по сильноточной электронике. – Томск, 1988. – Ч. III. – С. 37-39.
47. Плазменные ускорители / Под общей ред. акад. Л.А. Арцимовича. – М.: Машиностроение. – 1972. – 312 с.
48. Бугаев, С.П. Импульсный разряд по диэлектрику в вакууме / С.П. Бугаев, Г.А. Месяц. – В кн. «Импульсный разряд в диэлектриках». – Новосибирск: Наука. – 1985. – С. 4–25.
49. Абдуллин, Э.Н. Измерение параметров плазмы, инжектируемой в прерыватель тока / Э.Н. Абдуллин, Г.П. Ерохин, В.Н. Киселев, С.В. Логинов // Тезисы докладов VII Всесоюзного Симпозиума по сильноточной электронике. – Томск, 1988. – Ч. III. – С. 49–51.
50. Озур, Г.Е. Генерация низкоэнергетичных сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом / Г.Е. Озур. – Дис. канд. ф.-м. наук. – Томск, 1991. – 163 с.
51. Абрашитов, Ю.И. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле / Ю.И. Абрашитов, В.С. Койдан, В.В.

- Конюхов, В.М. Лагунов, В.Н. Лукьянов, К.И. Меклер, Д.Д. Рютов // ЖЭТФ. – 1974. – Т. 66. – № 4. – С. 1324–1337.
52. Аржанников, А.В. Определение параметров плазмы импульсного высоковольтного пеннинговского разряда методом двойного зонда с СВЧ-развязкой / А.В. Аржанников, А.В. Бурдаков, П.П. Дейчули, В.С. Койдан, В.В. Конюхов, К.И. Меклер // Физика плазмы. – 1978. – Т. 4. – № 5. – С. 1133–1140.
53. Аржанников, А.В. Получение плотного плазменного столба в сильном магнитном поле и его диагностика лазерными методами / А.В. Аржанников, В.С. Бурмасов, Л.Н. Вячеславов, В.С. Койдан // Физика плазмы. – 1984. – Т. 10. – № 1. – С. 175–182.
54. Nikulin, S.P. Generation of Uniform Plasma Emitters in Discharges with a Magnetic Field / S.P. Nikulin, S.V. Kuleshov // Proc. of 12th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. – Haifa, Israel, June 7–12, 1998. – V. 1. – P. 408–411.
55. Патент РФ № 1706329. Способ формирования электронных пучков с помощью взрывоэмиссионной электронной пушки / Г.Е. Озур, Е.М. Окс, Д.И. Проскуровский. – Заявл. 09.01.1989. – Оpubл. 30.05.1994. – С. 203.
56. Ozur, G.E. Generation and Transportation of Low-Energy, High-Current Electron Beams / G.E. Ozur, D.I Proskurovsky, D.S. Nazarov // Proc. of 11th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams. – Prague, Czech Rep., 1996. – V. 1. – P. 359–362.
57. Nazarov, D.S. Production of Low-Energy, High-Current Electron Beams in a Reflected Discharge Plasma-Anode Gun / D.S. Nazarov, G.E. Ozur, D.I. Proskurovsky. // Proc. of 11th IEEE International Pulsed Power Conf. – Baltimore, USA, 1997. – P. 1335–1340.
58. Ozur, G.E. The Recent Results on Formation and Transportation of Low-Energy, High-Current Electron Beams / G.E. Ozur, D.I. Proskurovsky, S.A. Popov, K.V. Karlik, M.N. Lazutkin // Proc. 15th Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS'2004). – Saint-Petersburg, Russia, July 18–23, 2004. – P. 115–118.
59. Lutz, M.A. The Glow to Arc Transition - A Critical Review / M.A. Lutz // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1974. – V. 2. – No. 1. – P. 1–10.

60. Месяц, Г.А. Импульсный электрический разряд в вакууме. / Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский. – Новосибирск: Наука. – 1984. – 256 с.
61. Abdullin, E.N. High current electron accelerators for excimer lasers / E.N. Abdullin // Proc. of 13th International Symposium on High Current Electronics. – Tomsk, Russia, 2004. – P. 123–126.
62. Коваль, Б.А. Взрывоэмиссионный катод для формирования плотных электронных пучков большого сечения / Б.А. Коваль, Д.И. Проскуровский, Е.Б. Янкелевич // Тезисы VI Всесоюзного Симпозиума по сильноточной электронике. – Томск, 1986. – Ч. 1. – С. 94–96.
63. Бугаев, С.П. Об использовании скользящего разряда в вакууме в качестве управляемого эмиттера электронов / С.П. Бугаев, В.Г. Шпак. – В сб. «Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов» под ред. Г.А. Месяца. – Новосибирск: Наука. – 1974. – С. 71–76.
64. Проскуровский, Д.И. Взрывоэмиссионный катод большой площади / Д.И. Проскуровский, Е.Б. Янкелевич. – В сб. «Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии» под ред. Г.А. Месяца. – Новосибирск: Наука. – 1983. – С. 21–26.
65. Ozur, G.E. Pulsed Electron-Beam Facility with Improved Purity of the Treatment Process / G.E. Ozur, D.I. Proskurovsky, K.V. Karlik // Proc. 7th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk, Russia, July 25–29, 2004. – P. 20–23.
66. Raharjo, P. Pulsed Electron Beam Technology for Surface Modification of Dental Materials / P. Raharjo, H. Wada, Y. Nomura, G.E. Ozur, D.I. Proskurovsky, V.P. Rotshtein, K. Uemura // Proc. 6th Int. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk, Russia, September 23–28, 2002. – P. 679–682.
67. Proskurovsky, D.I. HV-hold-off of surface area stainless steel electrodes with pulsed electron beam treatment / D.I. Proskurovsky, A.V. Batrakov, V.P. Rotshtein, K.V. Karlik, D.J. Johnson // Proc. 14th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. – Dallas, Texas, USA, June 15–18, 2003. – P. 297–300.

68. Polevin, S.D. Pulse lengthening of S-band resonant relativistic BWO / S.D. Polevin, S.D. Korovin, B.M. Kovalchuk, K.V. Karlik, I.K. Kurkan, G.E. Ozur, I.V. Pegel, D.I. Proskurovsky, M.Yu. Sukhov, S.N. Volkov // Proc. of 13th International Symposium on High Current Electronics. – Tomsk, Russia, July 25–29, 2004. – P. 246–249.
69. Бугаев, С.П. Взрывная эмиссия электронов / С.П. Бугаев, Е.А. Литвинов, Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский // УФН. – 1975. – Т. 115. – № 1. – С. 101–120.
70. Коренев, С.А. Увеличение токоотбора с графитового катода / С.А. Коренев // ПТЭ. – 1983. – № 6. – С. 133–135.
71. Коренев, С.А. Электронная пушка для поверхностной обработки материалов / С.А. Коренев, Н.И. Балалыкин, И.Б. Енчевич, М.К. Леихов // ПТЭ. – 1985. – № 5. – С. 190–192.
72. Литвинов, Е.А. Автоэмиссионные и взрывоэмиссионные процессы при вакуумном разряде / Е.А. Литвинов, Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский // УФН. – 1983. – Т. 139. – № 2. – С. 265–302.
73. Месяц, Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга / Г.А. Месяц. – М.: Наука. – 2000. – 424 с.
74. Сливков, И.Н. Электроизоляция и разряд в вакууме / И.Н. Сливков. – М.: Атомиздат. – 1972. – 303 с.
75. Иремашвили, Д.В. Формирование высокоинтенсивных микросекундных электронных пучков / Д.В. Иремашвили, Т.А. Осепашвили, П.А. Какучая // Письма в ЖТФ. – 1975. – Т. 1. – № 11. – С. 508–511.
76. Королев, Ю.Д. Физика импульсного пробоя газов / Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц. – Новосибирск: Наука. – 1991. – 224 с.
77. Королев, Ю.Д. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде / Ю.Д. Королев, Г.А. Месяц. – Новосибирск: Наука. – 1982. – 256 с.
78. Andrews, I.G. Sheath Growth in a Low Pressure Plasma / I.G. Andrews, R.H. Varey // Phys. Fluids. – 1971. – V. 14. – No. 2. – P. 339–343.

79. Conrad, J.R. Sheath thickness and potential profiles of ion matrix sheaths for cylindrical and spherical electrodes / J.R. Conrad // *J. Appl. Phys.* – 1987. – V. 62. – No. 3. – P. 777–779.
80. Mendel, C.W. A Fast-opening Switch for Use in REB Diode Experiments / C.W. Mendel, S.A. Goldstein // *J. Appl. Phys.* – 1977. – V. 48. – No. 7. – P. 1004–1007.
81. Абдуллин, Э.Н. Сильноточный плазмонаполненный диод в режиме прерывателя тока / Э.Н. Абдуллин, Г.П. Баженов, А.Н. Бастриков, С.П. Бугаев, А.А. Ким, Б.М. Ковальчук, В.А. Кокшенёв, О.Б. Ладыженский, Г.А. Месяц, К.Н. Сухушин // *Физика плазмы.* – 1985. – Т. 11. – № 1. – С. 109–110.
82. Иваненков, Г.В. Двойные слои в сильноточном плазмонаполненном диоде / Г.В. Иваненков // *Физика плазмы.* – 1982. – Т. 8. – № 6. – С. 1184–1191.
83. Collins, G.A. Sheath development around a high-voltage cathode / G.A. Collins, J. Tendys // *Plasma Sources Sci. Technology.* – 1994. – V. 3. – P. 10–18.
84. Liberman, M.A. Model of plasma immersion ion implantation / M.A. Liberman // *J. Appl. Phys.* – 1989. – V. 66. – No. 7. – P. 2926–2929.
85. Scheuer, J.T. Model of plasma source ion implantation in planar, cylindrical and spherical electrodes / J.T. Scheuer, M. Shamim, J.R. Conrad // *J. Appl. Phys.* – 1990. – V. 67. – No. 3. – P. 1241–1245.
86. Cho, M.H. Temporal evolution of collisionless sheaths / M.H. Cho, N. Hershkowitz, T. Intrator // *J. Vac. Sci. Technol.* – 1988. – V. A6. – No. 5. – P. 2978–2986.
87. Stewart, R.A. Model of plasma immersion ion implantation for voltage pulses with finite rise and fall times / R.A. Stewart, M.A. Liberman // *J. Appl. Phys.* – 1991. – V. 70. – No. 7. – P. 3481–3487.
88. Крейндель, М.Ю. Нестационарные процессы в начальной стадии формирования сильноточного электронного пучка в плазмонаполненном диоде / М.Ю. Крейндель, Е.А. Литвинов, Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский. // *Физика плазмы.* – 1991. – Т. 17. – № 12. – С. 1425–1439. Часть I – Динамика поля на катоде и возбуждение взрывной эмиссии, С. 1425–1432; часть II – Протекание тока в нестационарном двойном слое, С. 1433–1439.

89. Kreindel', M.Yu. Pulsed Breakdown of Cathode-Plasma Layer / M.Yu. Kreindel', E.A. Litvinov, G.E. Ozur, D.I. Proskurovsky // Proc. of the XX Int. Conf. on Phen. in Ionized Gases. – Pisa, Italy, 1991. – P. 669–670.
90. Нефёдцев, Е.В. Усиление поля и фокусировка ионного потока на многоэмиттерном катоде сильноточного плазмонаполненного диода / Е.В. Нефёдцев, Г.Е. Озур // Физика плазмы. – 2008. – Т. 34. – № 8. – С. 717–725.
91. Langmuir, I. The Interaction of Electron and Positive Ion Space Charge of Cathode Sheath / I. Langmuir // Phys. Rev. – 1929. – V. 33. – P. 954–963.
92. Озур, Г.Е. О плотности тока СЭП, формируемого в динамическом двойном слое / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский // Письма в ЖТФ. – 1990. – Т. 16. – № 4. – С. 46–49.
93. Ozur, G.E. On the Current of the Low-Energy, High-Current Electron Beam Formed in a Plasma-Filled Diode / G.E. Ozur // IEEE Trans. Plasma Science. – 2009. – V. 37. – No. 10. – P 1897–1900.
94. Озур, Г.Е. О плотности тока в сильноточном плазмонаполненном диоде со взрывоэмиссионным катодом / Г.Е. Озур // Физика плазмы. – 2014. – Т. 40. – № 3. – С. 305–308.
95. Нефёдцев, Е.В. Некоторые закономерности динамики ионного слоя при воздействии импульсного напряжения / Е.В. Нефёдцев, Г.Е. Озур // Физика плазмы. – 2009. – Т. 35. – № 8. – С. 700–703.
96. Незлин, М.В. Динамика пучков в плазме / М.В. Незлин. – М.: Энергоатомиздат. – 1982. – 263 с.
97. Незлин, М.В. О двойных слоях с виртуальным катодом и неустойчивостях системы пучок-плазма / М.В. Незлин // Физика плазмы. – 1981. – Т. 7. – № 5. – С. 1048–1054.
98. Жаринов, А.В. Положительно заряженные электронные пучки / А.В. Жаринов, М.А. Власов, С.И. Выборнов // Письма в ЖТФ. – 1984. – Т. 10. – № 19. – С. 1185–1188.
99. Ozur, G.E. Losses of Low-Energy, High-Current Electron beam at its Transportation through Plasma Channel / G.E. Ozur, S.A. Popov, M.N. Lazutkin //

Proc. of the 13th Symposium on High Current Electronics. – Tomsk, Russia, July 25–29, 2004. – P. 60–63.

100. Кременцов, В.И. Нейтрализация пространственного заряда и собственного магнитного поля релятивистского электронного пучка при инжекции в плазму в однородном магнитном поле / В.И. Кременцов, П.С. Стрелков, А.Г. Шкварунец // Физика плазмы. – 1976. – Т. 2. – № 6. – С. 936–944.
101. Коваль, Б.А. Транспортировка нерелятивистского сильноточного электронного пучка в вакуумном диэлектрическом канале во внешнем магнитном поле / Б.А. Коваль, Г.Е. Озур // ЖТФ. – 1986. – Т. 56. – № 6. – С. 1232–1234.
102. Патент РФ № 2313848. Сильноточная электронная пушка / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, К.В. Карлик. – Заявл. 19.04.2006. – Оpubл. 27.12.2007.
103. Ozur, G.E. The High-Current Electron Gun with a Plasma Anode Based on a Combined Discharge / G.E. Ozur, A.V. Razin // Proc. of 16th Symposium on High Current Electronics. – Tomsk, Russia, Sept 19–24, 2010. – P. 144–147.
104. Кизириди, П.П. Формирование нерелятивистских сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом на основе комбинированного разряда / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур, Л.А. Зюлькова, А.В. Батраков // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 6/2. – С. 42–48.
105. Kiziridi, P.P. The High-Current Electron Gun with Plasma Anode Based on a Combined Discharge / P.P. Kiziridi, G. E. Ozur // Proc. 25th Int. Symp. on Discharges & Electrical Insulation in Vacuum. – Tomsk, Russia, September 7–12, 2012. – P. 607–610.
106. Kiziridi, P.P. The High-Current Electron Gun with Plasma Anode Based on a Combined Discharge / P.P. Kiziridi, G. E. Ozur // Известия вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 10/3. – С. 180–183.
107. Кизириди, П.П. Исследование распределения плотности энергии нерелятивистского сильноточного электронного пучка с помощью тепловизора / П.П. Кизириди, А.Б. Марков, Г.Е. Озур, В.П. Фролова // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 3/2. – С. 114–117.

108. Кизириди, П.П. Формирование плазменного анода в сильноточной электронной пушке с помощью гибридного разряда / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур // Известия вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 11. – С. 151–155.
109. Кизириди, П.П. Характеристики сильноточной электронной пушки с плазменным анодом на основе гибридного разряда / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур // ЖТФ. – 2020. – Т. 90. – № 2. – С. 312–317.
110. Ozur, G.E. Characteristics of a Plasma Anode Based on Hybrid Discharge for the Use in a High-Current Electron Gun / G.E. Ozur, P.P. Kiziridi // Proc. of 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects. – Tomsk, 2020. – P. 178-180.
111. Озур, Г.Е. Источник широкоапертурных низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом на основе отражательного разряда / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, К.В. Карлик // ПТЭ. – 2005. – № 6. – С. 58–65.
112. Davis, H.A. Intense ion beam optimization and characterization with infrared imaging / H.A. Davis, R.R. Bartsch, J.C. Olson, et al. // J. Appl. Phys. – 1997. – V. 82 (7). – P. 3223–3231.
113. Pushkarev, A.I. Thermal imaging diagnostics of high-current electron beams / A.I. Pushkarev, G.E. Kholodnaya, R.V. Sazonov, D.V. Ponomarev // Rev. Sci. Instrum. – 2012. – V. 83. – No. 10. – P. 103301.
114. Карлик, К.В. Электронно-оптическое наблюдение свечения плазмы при генерации низкоэнергетического сильноточного электронного пучка / К.В. Карлик, Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский // Известия вузов. Физика. – 2007. – № 9. Приложение. – С. 214–217.
115. Kiziridi, P.P. High-Current Electron Gun with a Planar Magnetron Integrated with an Explosive-Emission Cathode / P.P. Kiziridi, G.E. Ozur // Vacuum. – 2017. – V. 143. – P. 444–446.
116. Кузьмичёв, А.И. Магнетронные распылительные системы. Книга 1: Введение в физику и технику магнетронного распыления / А.И. Кузьмичёв. – Киев: Аверс. – 2008. – 244 с.

117. Кизириди, П.П. Динамика импульсного магнетронного разряда в сильноточной электронной пушке / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур, Л.А. Зюлькова, С.А. Попов, С.А. Шевелёв, М.А. Алёхин. // ЖТФ. – 2017. – Т. 87. – № 11. – С. 1641–1648.
118. Kiziridi, P.P. The formation of a plasma anode in a Penning discharge cell combined with a planar magnetron / P.P. Kiziridi, G.E. Ozur, L.A. Zyulkova // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – P. 022003.
119. Ozur, G.E. Low-Pressure Pulsed RF Discharge for the Formation of a Plasma Anode of a High-Current Electron Gun / G.E. Ozur, P.P. Kiziridi // Proc. of 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects. – Tomsk, 2020. – P. 174–177.
120. Рухадзе, А.А. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков / А.А. Рухадзе, Л.С. Богданкевич, С.Е. Росинский, В.Г. Рухлин. – М.: Атомиздат. – 1980. – 168 с.
121. Диденко, А.Н. Мощные электронные пучки и их применение / А.Н. Диденко, В.П. Григорьев, Ю.П. Усов. – М.: Атомиздат. – 1977. – 277 с.
122. Абдуллин, Э.Н. Взрывоэмиссионные источники широкоапертурных электронных пучков микросекундной длительности / Э.Н. Абдуллин. – Дис. докт. техн. наук. – Томск, 2007. – 229 с.
123. Бурцев, В.А. О повышении стабильности работы взрывоэмиссионных многоострийных катодов / В.А. Бурцев, М.А. Василевский, И.М. Ройфе, Е.В. Середенко, В.И. Энгелько // Письма в ЖТФ. – 1978. – Т. 4. – № 18. – С. 1083–1087.
124. Василевский, М.А. Об особенностях работы взрывоэмиссионных многоострийных катодов в микросекундном диапазоне длительностей импульса / М.А. Василевский, И.М. Ройфе, В.И. Энгелько // ЖТФ. – 1981. – Т. 51. – № 6. – С. 1183–1194.
125. Kiziridi, P.P. Explosive-emission cathode with resistive decoupling for a high-current plasma-filled diode / P.P. Kiziridi, G.E. Ozur // Journal of Physics: Conference Series. – 2015. – V. 652. –P. 012008.

126. Kiziridi, P.P. Improvement the Stability of Operation of a High-Current, Plasma-Filled Electron Gun / P.P. Kiziridi, G.E. Ozur, E.V. Yakovlev // Proc. 27th Int. Symp. on Discharges & Electrical Insulation in Vacuum. – Suzhou, China, September 18–23, 2016. – V. 2. – P. 766–769.
127. Кизириди, П.П. Взрывоэмиссионные катоды с резистивной развязкой для сильноточных плазмонаполненных диодов / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур // ПТЭ. – 2019. – № 4. – С. 67–72.
128. Проскуровский, Д.И. Образование новых эмиссионных центров на катоде в процессе коммутации электрического тока в вакууме. Ч. 1. Закономерности образования новых эмиссионных центров / Д.И. Проскуровский, В.Ф. Пучкарев // ЖТФ. – 1979. – Т. 49. – № 12. – С. 2611–2618.
129. Юрике, Я.Я. Время роста искры при вакуумном пробое для электродов из различных материалов / Я.Я. Юрике // Изв. вузов. Физика. – 1974. – № 11. – С. 140–147.
130. Meisner, L.L. Microstructural characterization of Ti-Ta-based surface alloy fabricated on TiNi SMA by additive pulsed electron-beam melting of film/substrate system / L.L. Meisner, A.B. Markov, V.P. Rotshtein, G.E. Ozur, S.N. Meisner, E.V. Yakovlev, V.O. Semin, Yu.P. Mironov, T.M. Poletika, S.L. Girsova, D.A. Shepel // J. Alloys & Compounds. – 2018. – V. 730. – P. 376–385
131. Крейндель, Ю.Е. Плазменные источники электронов / Ю.Е. Крейндель. – М.: Атомиздат. – 1977. – 144 с.
132. Окс, Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е.М. Окс. – Томск: НТЛ. – 2005. – 216 с.
133. Loda G., Schneider S., Otto W.F., Dezenberg G.J. Temporal waveshaping of a triode cold cathode electron beam gun.// Proc. 4th IEEE Pulsed Power Conference. – Albuquerque, New Mexico, USA. June 6–8, 1983. – P. 486–489.
134. Кизириди, П.П. Катодный узел сильноточной электронной пушки с многоканальным иницированием эмиссии пробоем по поверхности диэлектрика / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур // Письма в ЖТФ. – 2020. – Т. 46. – № 15. – С. 47–50.

135. Положительное решение по заявке на полезную модель № 2020117311. Сильноточная электронная пушка / Г.Е. Озур, П.П. Кизириди. – Заявл. 14.05.2020. – Решение от 16.02.2021.
136. Кесаев, И.Г. Катодные процессы электрической дуги / И.Г. Кесаев. – М.: Наука. – 1968. – 244 с.
137. Озур, Г.Е. Фокусировка и перераспределение плотности энергии нерелятивистского сильноточного электронного пучка / Г.Е. Озур, А.В. Батраков, К.В. Карлик, Л.А. Зюлькова // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 7/2. – С. 37–41.
138. Коваль, Т.В. Исследование влияния ферромагнитной вставки на распределение плотности низкоэнергетического электронного пучка / Т.В. Коваль, Ле Ху Зунг // Известия Томского политехнического университета. – 2013. – Т. 323. – № 2. – С. 127–131.
139. Кизириди, П.П. Тепловизионная диагностика нерелятивистского сильноточного электронного пучка, транспортируемого в режиме "пассивной фокусировки" / П.П. Кизириди, А.В. Батраков, Г.Е. Озур // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 9/3. – С. 66–70.
140. Кизириди, П.П. Перераспределение плотности энергии низкоэнергетического сильноточного электронного пучка с помощью ферромагнитных вставок / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур // Известия вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 11/3. – С. 244–248.
141. Кизириди, П.П. О профиле низкоэнергетического сильноточного электронного пучка, управляемом с помощью ферромагнитных вставок / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур // ЖТФ. – 2015. – Т. 85. – № 6. – С. 132–136.
142. Патент РФ № 2688190. Устройство для поверхностной обработки массивных металлических изделий / Г.Е. Озур, П.П. Кизириди, Е.В. Яковлев. – Заявл. 10.01.2018. – Оpubл. 21.05.2019.
143. Кошкин, Н.И. Справочник по элементарной физике / Н.И. Кошкин, М.Г. Ширкевич. – М.: Наука. – 1972. – 256 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Патент на изобретение

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

**ПАТЕНТ**

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2688190

**УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБРАБОТКИ
МАССИВНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ**

Патентообладатель: *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук, (ИСЭ СО РАН) (RU)*

Авторы: *Озур Григорий Евгеньевич (RU), Кизириди Павел Петрович (RU), Яковлев Евгений Витальевич (RU)*

Заявка № 2018100881

Приоритет изобретения 10 января 2018 г.

Дата государственной регистрации в

Государственном реестре изобретений

Российской Федерации 21 мая 2019 г.

Срок действия исключительного права

на изобретение истекает 10 января 2038 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

 Г.П. Излиев

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

(19) **RU** (11) **2 688 190** ⁽¹³⁾ **C1**

(51) МПК
H01J 3/02 (2006.01)
H01J 37/30 (2006.01)
C23C 14/00 (2006.01)

ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
 ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ

(12) **ФОРМУЛА ИЗОБРЕТЕНИЯ К ПАТЕНТУ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

(52) СПК
H01J 37/30 (2018.08)

(21)(22) Заявка: 2018100881, 10.01.2018

(24) Дата начала отсчета срока действия патента:
10.01.2018

Дата регистрации:
21.05.2019

Приоритет(ы):
 (22) Дата подачи заявки: 10.01.2018

(45) Опубликовано: 21.05.2019 Бюл. № 15

Адрес для переписки:
 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3,
 Институт сильноточной электроники СО РАН,
 зам. директора по НР ИСЭ СО РАН
 Турчановскому И.Ю.

(72) Автор(ы):

Озур Григорий Евгеньевич (RU),
 Кизириди Павел Петрович (RU),
 Яковлев Евгений Витальевич (RU)

(73) Патентообладатель(и):

Федеральное государственное бюджетное
 учреждение науки Институт сильноточной
 электроники Сибирского отделения
 Российской академии наук, (ИСЭ СО РАН)
 (RU)

(56) Список документов, цитированных в отчете
 о поиске: RU 97005 U1, 20.08.2010. RU
 2446504 C1, 27.03.2012. RU 132614 U1, 20/09/
 2013. JP 2005276520 A, 06.10.2005. US
 2016108504 A1, 21.04.2016.

(54) **УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБРАБОТКИ МАССИВНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ**

(57) Формула изобретения

Устройство для поверхностной обработки массивных металлических изделий, включающее сильноточную электронную пушку, содержащую катод, анод, импульсный соленоид, обеспечивающий транспортировку электронного пучка к обрабатываемому изделию, отличающееся тем, перед изделием дополнительно размещен постоянный магнит в виде рамки или кольца, при этом направление вектора магнитной индукции на поверхности магнита, обращенной к катоду пушки, противоположно направлению вектора магнитной индукции поля, создаваемого импульсным соленоидом.

RU 2 688 190 C 1

RU 2 688 190 C 1

Положительное заключение о выдаче патента на полезную модель

Форма № 01 ПМ-2014

ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ
(РОСПАТЕНТ)

Бережковская наб., 30, корп. 1, Москва, Г-59, ГСП-3, 125993. Телефон (8-499) 240-60-15. Факс (8-495) 531-63-18

На № 15310-17/2521 от 14.12.2020

Наш № 2020117311/07(028969)

*При переписке просим ссылаться на номер заявки***Исходящая корреспонденция от****16.02.2021**Институт сильноточной электроники СО РАН, зам.
директора по НР ИСЭ СО РАН Батракову А.В.
пр. Академический, 2/3
г. Томск
634055**РЕШЕНИЕ****о выдаче патента на полезную модель**

(21) Заявка № 2020117311/07(028969)

(22) Дата подачи заявки 14.05.2020

В результате экспертизы заявки на полезную модель установлено, что заявленная полезная модель относится к объектам патентных прав, соответствует условиям патентоспособности, сущность заявленной полезной модели в документах заявки раскрыта с полнотой, достаточной для осуществления полезной модели, в связи с чем принято решение о выдаче патента на полезную модель.

Заключение по результатам экспертизы прилагается.

Приложение: на 4 л. в 1 экз.

Начальник Управления
организации
предоставления
государственных услуг

Документ подписан электронной подписью
Сведения о сертификате ЭП
Сертификат
024B597C0071ACE48242DDD2C8EF47F77C
Владелец Травников
Дмитрий Владимирович
Срок действия с 12.11.2020 по 15.10.2035

Д. В. Травников

