

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ СИЛЬНОТОЧНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

На правах рукописи

Воробьёв Максим Сергеевич



**РАЗВИТИЕ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ
ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ НА ОСНОВЕ ДУГОВОГО
РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОЛЫМ АНОДОМ**

1.3.5 – физическая электроника

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора технических наук

Научный консультант:
доктор технических наук,
профессор
Коваль Н.Н.

Томск – 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	6
ГЛАВА 1. ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКОВ В ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ НА ОСНОВЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОЛЫМ АНОДОМ.....	28
1.1 Развитие дугового разряда низкого давления с полым анодом.....	34
1.2 Типы используемых плазмогенераторов и режимы горения дугового разряда низкого давления	38
1.3 Сеточная/слоевая стабилизация границы эмиссионной плазмы дугового разряда низкого давления с полым анодом.....	43
1.4 Общая схема источников электронов с сеточными плазменными эмиттерами на основе дугового разряда низкого давления.....	50
1.5 О механизмах пробоев ускоряющего промежутка и «традиционные» способы повышения его электрической прочности в источниках электронов с сеточными плазменными эмиттерами	53
1.6 Выводы и постановка задач исследований.....	58
ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С СПЭ НА ОСНОВЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОЛЫМ АНОДОМ. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ.....	63
2.1 Низкоэнергетический источник электронов «СОЛО»	63
2.2 Источник электронов «Килоампер» средних энергий.....	70
2.3 Высокоэнергетический источник электронов «ДУЭТ»	78
2.4 Общие принципиальные и конструктивные особенности построения рассмотренных источников электронов и схем их электропитания и управления.....	99
2.5 Выводы	103

ГЛАВА 3. УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ НА ОСНОВЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОЛЫМ АНОДОМ.....	105
3.1 Взаимосвязь процессов генерации эмиссионной (катодной) и пучковой (анодной) плазмы.....	108
3.2 Динамическое управление мощностью электронного пучка в течение его импульса субмиллисекундной длительности.....	112
3.2.1 Теоретическая часть.....	112
3.2.2 Экспериментальная часть.....	120
3.3 Физические ограничения при генерации модулированного электронного пучка.....	127
3.3.1 Модуляция тока дугового разряда.....	129
3.3.2 Модуляция тока электронного пучка.....	130
3.4 Управление шириной энергетического спектра электронного пучка, генерируемого источником электронов с сеточным плазменным эмиттером.....	132
3.5 Выводы	140
ГЛАВА 4. СПОСОБЫ ВВЕДЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ ПО ТОКУ ПУЧКА В ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ.....	143
4.1 Влияние системы электропитания на стабильность работы источников электронов с сеточными плазменными эмиттерами	143
4.2 Стабилизация тока пучка за счет обратно пропорционального изменения амплитуды тока дугового разряда.....	152
4.3 Введение отрицательной обратной связи в ток пучка по обратному ионному потоку из ускоряющего промежутка в сеточный плазменный эмиттер	154
4.4 Конструктивные особенности введения самосогласованной отрицательной обратной связи в источниках электронов	169

4.4.1 Введение ООС в источник электронов с СПЭ с осевым размещением одного плазмодгенератора (источник электронов типа «СОЛО»)	170
4.4.2 Введение ООС в источник электронов с многодуговым СПЭ (источник электронов типа «КИЛОАМПЕР»)	171
4.4.3 Введение ООС в источник электронов с СПЭ с расположением продольной оси плазмодгенераторов поперек направления извлечения электронов (источник электронов типа «ДУЭТ»)	173
4.5 Выводы	175
ГЛАВА 5. СНИЖЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛОТНОСТИ ТОКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ	178
5.1 О неоднородности плотности тока пучка в аксиально симметричных источниках электронов с одним плазмодгенератором	178
5.2 Генерация электронного пучка в источнике электронов на основе многодугового сеточного плазменного эмиттера	181
5.3 Использование многоапертурной электронно-оптической системы в источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером	189
5.4 Численное моделирование генерации и вывода электронного пучка в атмосферу в источнике электронов с многоапертурным сеточным плазменным эмиттером	206
5.5 Выводы	212
ГЛАВА 6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ НА ОСНОВЕ ДУГИ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ	216
6.1 Модификация поверхности силумина модулированным субмиллисекундным электронным пучком	216
6.2 Инжекция субмиллисекундного электронного пучка в магнитную пробку на установке «ГОЛ-3»	220

6.3 Модификация натурального латекса импульсным электронным пучком, выведенным в атмосферу	231
6.4 Радиационно-химические превращения природных и синтетических полимеров импульсным электронным пучком, выведенным в атмосферу	235
6.5 Предпосевная радиационная обработка пшеницы электронным пучком, выведенным в атмосферу	239
6.6 Выводы	250
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	254
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	258
ПРИЛОЖЕНИЯ	289

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему моменту источники ускоренных электронов находят широкое практическое и научное использование и обладают широким диапазоном параметров генерируемого электронного пучка, определяемого как способами его генерации, так и решаемой задачей по применению. Источники электронов могут использоваться для обработки различных органических материалов (полимеры, пищевые или медицинские продукты и др.) [1–22], чаще всего пучками, выводимыми в атмосферу, либо для обработки в вакууме различных неорганических (металлических и металлокерамических) материалов с целью изменения функциональных и эксплуатационных свойств их поверхности [23–32].

При этом глубокое изучение физики процессов, разработка и создание на этой основе нового оборудования с уникальными параметрами, пригодного для решения задач, отраженных в Стратегии научно-технологического развития Российской Федерации (СНТР РФ), является одним из основных и приоритетных направлений. Так, создание источников электронов нового поколения представляет интерес для пяти из семи приоритетных направлений СНТР РФ, а именно: «Н1. Переход к передовым цифровым, интеллектуальным производственным технологиям, роботизированным системам, новым материалам и способам конструирования...», «Н2. Переход к экологически чистой и ресурсосберегающей энергетике...», «Н3. Переход к персонализированной медицине, высокотехнологичному здравоохранению...», «Н4. Переход к высокопродуктивному и экологически чистому агро- и аквахозяйству, разработка и внедрение систем рационального применения средств химической и биологической защиты сельскохозяйственных растений и животных, хранение и эффективную переработку сельскохозяйственной продукции...», «Н5. Противодействие техногенным, биогенным, социокультурным угрозам, терроризму и идеологическому экстремизму, а также киберугрозам и иным

источникам опасности для общества, экономики и государства». Кроме этого, разработка и создание новых источников электронов согласуется с основными направлениями развития Томской области, которая активно развивает инновационные кластеры типа: кластер «Smart Technologies Tomsk», кластер ядерных технологий, нефтехимический и лесопромышленный кластеры, кластер технологий переработки возобновляемых природных ресурсов и др., где использование электронных пучков целесообразно и экономически оправдано.

Вышеуказанные задачи можно рационально решать, используя источники электронов с сеточными плазменными эмиттерами (СПЭ) на основе дуги низкого давления с полым анодом, имеющих слоевую стабилизацию границы эмиссионной плазмы, что конструктивно реализуется за счет использования мелкоструктурной металлической сетки [16, 17, 33–44], размер ячеек которой сравним с толщиной ионного слоя. Такие источники электронных пучков обладают рядом преимуществ как перед источниками с термокатодом (большой срок службы, нечувствительность к вакуумным условиям, высокая энергетическая эффективность, малое время готовности), так и перед источниками на основе взрывоэмиссионных катодов (большая длительность импульсов, повышенный срок службы, высокая однородность плотности тока пучка, большая частота следования импульсов). Термином «сеточный плазменный эмиттер» обозначается электродная система плазменного источника электронов, внутри которой генерируется плазма какого-либо типа разряда, из которой осуществляется эмиссия электронов. Одна или более сторон СПЭ выполнены с использованием мелкоструктурной сетки, отбор электронов в ускоряющий промежуток осуществляется через ячейки этой сетки. Используя СПЭ с слоевой (или сеточной) стабилизацией границы эмиссионной плазмы, за счет разделения системы электропитания разряда и ускорения электронов, можно независимо друг от друга и в широких пределах управлять основными параметрами пучка (ток, энергия ускоренных электронов, длительность и частота следования импульсов),

что сложно реализуемо или невозможно в источниках электронов на основе других типов эмиттеров.

При рассмотрении различных типов СПЭ необходимо отметить эмиттеры на основе дугового разряда низкого давления, отличающиеся высокой энергетической эффективностью генерации эмиссионной плазмы, что позволяет генерировать интенсивные субмиллисекундные электронные пучки амплитудой тока сотни ампер и выше. Однако использование дугового разряда в таких структурах неразрывно связано с наличием в эмиттере «точечных» источников плазмы, катодное пятно которых чаще всего стабилизируется на холодном металлическом катоде, площадь которого на порядки меньше площади остальных электродов плазменного эмиттера. Это приводит к появлению пространственной неоднородности эмиссионной плазмы, эмиссионного тока и, как результат, тока пучка. Поскольку площадь поперечного пучка может достигать десятков, сотен и даже тысяч квадратных сантиметров, это приводит к необходимости генерации эмиссионной плазмы в больших объемах, что в условиях ее пространственно-временного развития в течение импульсов субмиллисекундной длительности также приводит к изменению указанных параметров в течение импульса тока пучка. Наличие такой неоднородности не только усложняет дальнейшее использование генерируемых электронных пучков, но и является одной из основных причин нестабильности работы источника электронов в целом, что, прежде всего, связано с нарушением сеточной (или слоевой) стабилизации границы эмиссионной плазмы, снижением электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка, и в конечном итоге существенно лимитирует дальнейшее увеличение параметров генерируемых электронных пучков.

Большой вклад в развитие плазменной эмиссионной электроники, используя, в частности, источники электронов с СПЭ для генерации электронных пучков различной конфигурации, имеющих очень широкий диапазон параметров и технологические возможности, внесли Ю.Е. Крейндель, А.В. Жаринов,

П.М. Щанин, М.А. Завьялов, Н.Н. Коваль, В.И. Гушенец, Н.В. Гаврилов, Е.М. Окс, Н.Г. Ремпе, В.А. Бурдовицин, А.П. Семенов, В.Я. Мартенс, А.С. Метель и др., дело которых сейчас продолжают их ученики. Обзор литературных данных показал, что в настоящий момент по-прежнему имеется потенциал для дальнейшего изучения и развития такого оборудования, ориентированного на расширение параметров источников электронов с СПЭ и стабильность генерации эмиссионной плазмы и электронного пучка, что и определяет **актуальность** настоящей работы.

Именно поэтому настоящая диссертационная работа посвящена изучению физических процессов работы, разработке и совершенствованию конструкций, а в целом развитию таких источников электронов с СПЭ, а, в частности, источников с СПЭ на основе дуги низкого давления, стабильно генерирующих пучки электронов, с совокупностью параметров, не достигавшимися ранее, что представляет научный и практический интерес, и позволяет расширить сферу возможных применений таких источников электронов.

Цели работы заключались:

- в комплексном изучении процессов генерации интенсивных субмиллисекундных электронных пучков в источниках с сеточным плазменным эмиттером на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом и поиск методов контролируемого изменения их параметров в течение импульса тока пучка субмиллисекундной длительности;

- в создании на основе этих исследований нового поколения источников электронов с СПЭ, способных формировать электронные пучки различной конфигурации с широким диапазоном интегральных и удельных параметров электронного пучка, контролируемых как в течение его импульса, так и от импульса к импульсу;

- в демонстрации возможности использования интенсивных субмиллисекундных электронных пучков для эффективной обработки различных

органических и неорганических материалов и изделий с целью улучшения их эксплуатационных свойств, а также для других научных и технологических применений.

Для достижения целей были решены следующие основные **задачи**:

- изучены физические процессы генерации эмиссионной плазмы в дуговых разрядах низкого давления, эмиссии из нее электронов в системах с СПЭ с полым анодом, формирование и транспортировку электронных пучков различных конфигураций и параметров;

- созданы или модернизированы источники электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления, способные генерировать электронные пучки в широком диапазоне параметров (энергия электронов десятки – сотни кэВ, амплитуда импульса тока пучка единицы – сотни ампер, длительность импульса тока пучка единицы – сотни микросекунд, частота следования импульсов от одиночных импульсов до десятков импульсов в секунду);

- разработано и модифицировано диагностическое оборудование для различных источников электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления для исследования параметров генерируемых электронных пучков, и в частности, общей энергии пучка; распределения плотности энергии и тока пучка по его сечению; определения энергетического спектра электронов в пучке, выведенном в атмосферу; измерения параметров эмиссионной плазмы; измерения температуры поверхности мишени, облучаемой интенсивным электронным пучком;

- разработаны современные и модифицированы ранее используемые системы электропитания разработанных и модернизированных источников электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления;

- определены условия генерации модулированного электронного пучка субмиллисекундной длительности в низкоэнергетическом (5–25 кэВ) источнике электронов, позволяющие осуществлять управление мощностью тока пучка в течение импульса субмиллисекундной длительности;

- выявлены и экспериментально продемонстрированы механизмы стабилизации тока электронного пучка в источниках электронов различной конфигурации, обеспечивающие расширение диапазона параметров генерируемых электронных пучков;

- определены способы снижения неоднородности плотности эмиссионного тока, в том числе ответственные за повышение электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка;

- продемонстрирована возможность управления температурой поверхности образцов, облучаемых низкоэнергетическим модулированным электронным пучком субмиллисекундной длительности;

– продемонстрированы новые возможности использования интенсивных импульсных электронных пучков большого сечения с выводом пучка в атмосферу (модификация натурального латекса, формирования углеродных структур в пленках поливинилхлорида, обработки сельхоз продукции); возможности использования модулированных электронных пучков субмиллисекундной длительности для обработки поверхности различных материалов и изделий с целью улучшения их эксплуатационных и функциональных свойств; перспективности использования источника электронов с СПЭ на основе дуги низкого давления для нагрева плазмы в открытой магнитной ловушке на установке «ГОЛ-3».

Научная новизна работы заключается в том, что впервые:

1. Определены, обоснованы и реализованы механизмы генерации электронного пучка, обеспечивающие увеличение электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка в источниках электронов с СПЭ на основе дуги низкого давления, заключающиеся во введении отрицательной обратной связи по току пучка двумя разными способами, а именно: 1) в результате пропорционального снижения тока дуги СПЭ на величину возрастания тока в ускоряющем промежутке; 2) в результате переключения тока дугового

разряда на электрод обратной связи при его бомбардировке ионами из ускоряющего промежутка. Использование этих мер ведет к повышению общей энергии электронных пучков, генерируемых источниками с СПЭ.

2. Используя уникальное свойство источников электронов с СПЭ, связанное со стабилизацией границы эмиссионной плазмы, обеспечивающей слабую зависимость тока электронного пучка от величины ускоряющего напряжения, выявлены условия генерации амплитудно- и широтно-модулированных интенсивных субмиллисекундных электронных пучков, что позволяет управлять как их мощностью, так и шириной их энергетического спектра в течение импульса. Это расширяет технологические возможности источников электронов с СПЭ.

3. Установлены основные физические принципы воздействия амплитудно- и широтно-модулированных интенсивных субмиллисекундных электронных пучков на поверхность неорганических материалов, заключающиеся в определении оптимальной скорости ввода энергии пучка в поверхность материала для целенаправленного формирования ее структуры, а также продемонстрирована возможность использования таких пучков для решения ряда других научных и технологических задач, которые в настоящее время невозможно решить, используя источники электронов на основе эмиттеров другого типа.

4. Разработано и создано новое поколение источников электронов с плазменными катодами на основе дуги низкого давления, обеспечивающих более высокую стабильность и управляемость генерации электронных пучков, а также имеющих более широкий диапазон перестройки параметров генерируемого электронного пучка: энергия электронов ($5 \div 200$) кэВ, ток пучка ($10 \div 1000$) А, плотность тока эмиссии ($0,01 \div 50$) А/см² при сечении пучка ($1000 \div 10$) см², плотность тока на мишени до 50 А/см², длительность импульса ($10 \div 1000$) мкс, энергии пучка (десятки Дж \div 5 кДж), неоднородность плотности энергии по сечению пучка не хуже $\pm 15\%$ от среднего значения. По совокупности основных

параметров, диапазону их независимой перестройки, а также ресурсу, составляющему $\geq 10^7$ имп. при средней мощности до 5 кВт, созданные источники электронов не имеют прямых мировых аналогов и являются перспективными для их использования в научных и технологических целях.

Научная и практическая ценность работы состоит в том, что:

1. Результаты проведенных комплексных исследований вносят существенный вклад в понимание физических процессов генерации плазмы в источниках электронов с СПЭ на основе дуги низкого давления, имеющего амплитудную, широтную или частотную модуляцию в течение импульса тока разряда субмиллисекундной длительности, а также физических процессов генерации электронных пучков в таком модулированном режиме.

2. Созданы источники электронов с СПЭ, обеспечивающие генерацию субмиллисекундных электронных пучков различных конфигураций с энергией в импульсе до 5 кДж и средней мощностью до 5 кВт, а также отличающиеся возможностью контролируемого изменения параметров пучка в течение импульса тока, которые по совокупности основных параметров не имеют мировых аналогов.

3. Существенно расширены возможности импульсных электронно-пучковых технологий модификации поверхности различных органических и неорганических материалов, в том числе заключающееся в достижении новых режимов облучения таких материалов как в вакуумном пространстве (за счет управления скоростью ввода энергии в поверхность неорганического материала), так и в атмосфере (за счет управления шириной энергетического спектра электронного пучка). В частности, предложенные в работе способы генерации электронных пучков позволили достичь кратного увеличения энергии пучка как при воздействии низкоэнергетического интенсивного пучка на металлическую мишень в вакууме, так и в экспериментах, ориентированных на поддержание температуры горячей плазмы, созданной релятивистским электронным пучком

микросекундной длительности, при инжекции адиабатически сжимающегося в нарастающем магнитном поле электронного пучка субмиллисекундной длительности в магнитную пробку установки «ГОЛ-3» для целей УТС, повысив его энергию с 1.6 кДж до 2.9 кДж.

4. При использовании источника электронов с СПЭ на основе дуги низкого давления продемонстрирован способ управления мощностью пучка в течение импульса субмиллисекундной длительности, что позволяет управлять скоростью ввода энергии в поверхность металлических материалов, а, следовательно, формировать необходимое температурное поле этой поверхности для целенаправленного формирования ее структуры.

5. Результаты диссертационной работы в области генерации интенсивных низкоэнергетических электронных пучков субмиллисекундной длительности могут быть использованы на предприятиях Российской Федерации для решения прикладных задач по увеличению износостойкости пар трения, узлов машин и механизмов для предприятий нефтегазовой, авиакосмической, энергетической, атомной, медицинской отраслей и смежных областей, а также на инструментальных участках машиностроительных производств.

6. Результаты диссертационной работы в области генерации высокоэнергетических электронных пучков субмиллисекундной длительности, выведенных в атмосферу, к примеру, могут послужить основой для разработки бездиоксиновых методов утилизации отходов хлорполимеров, позволяя осуществлять дехлорирование последних в мягких условиях без использования высокотемпературных воздействий (в том числе, при мусоросжигании), приводящих к выделению хлордиоксинов. Это перспективно, поскольку функциональные углеродные материалы, не содержащие хлора, очень востребованы в различных областях промышленности (адсорбенты, носители катализаторов, электродные материалы, наполнители полимеров и др.). Кроме этого, показано, что такие пучки могут применяться для модификации натурального латекса без каких-либо химических добавок, позволяя увеличивать

прочность образцов с 3 МПа до 21 МПа, что перспективно для создания биосовместимых латексных изделий медицинского назначения.

Методология и методы исследования

В процессе выполнения диссертационной работы создано специальное диагностическое оборудование для исследования параметров эмиссионной плазмы, генерируемой дугой низкого давления, измерения неоднородности генерируемого электронного пучка, выведенного в атмосферу, а также разработаны и созданы уникальные системы электропитания СПЭ, позволяющие не только расширить параметры генерируемого электронного пучка, но и оценить влияние ионной компоненты тока в ускоряющем промежутке в различных режимах генерации электронного пучка. Кроме этого использованы известные и апробированные экспериментальные методики и оборудование для исследования характеристик дугового разряда, плазмы и пучков заряженных частиц. Для моделирования основных физических процессов генерации плазмы и формирования электронных пучков применялись аналитические оценки и численные методы с использованием современной вычислительной техники.

При подготовке диссертационной работы были выполнены как расчетные, так и экспериментальные работы. Экспериментальные работы проведены с использованием стандартных и специально разработанных методик измерения электрофизических параметров рассматриваемых источников электронов, основанных на возможностях современной элементной базы, что позволило получать и обрабатывать большие массивы данных для их дальнейшего анализа.

Для решения задач были использованы следующие основные методы исследования:

1. известные экспериментальные методики и диагностическая аппаратура для измерения параметров и характеристик электрофизических установок и их узлов;

2. специально разработанные экспериментальные методики и аппаратура для диагностики параметров электронных пучков в вакууме и в атмосфере;
3. методы аналитического расчета;
4. математическое моделирование с использованием компьютерной техники;
5. верификация экспериментальных данных с помощью сравнения результатов, полученных с использованием различных методик и способов измерений;
6. методы математической статистики для анализа и обработки результатов.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. В источниках электронов с сеточным плазменным эмиттером на основе дугового разряда низкого давления управление мощностью электронного пучка в течение импульса субмиллисекундной длительности может быть реализовано в результате динамического изменения амплитуды тока разряда, и, соответственно, тока пучка, с учетом изменяющегося в течение импульса ускоряющего напряжения. Данный способ управления позволяет генерировать субмиллисекундные пучки с энергией электронов десятки–сотни кэВ с мощностью до 10 МВт при скорости ее изменения до 0,5 МВт/мкс. Это позволяет варьировать скорость ввода энергии пучка в поверхностный слой мишени, тем самым управлять температурой на её поверхности в диапазоне от сотен до тысяч градусов Цельсия с коэффициентом пульсации менее 5%.
2. В источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером на основе дугового разряда низкого давления и выводом пучка в атмосферу через фольгу, реализуется управление энергетическим спектром пучка в атмосфере за счет изменения ускоряющего напряжения в течение импульса тока пучка субмиллисекундной длительности. При этом обеспечивается возможность

компенсации потерь электронного пучка в фольге за счет динамического изменения амплитуды тока разряда и, соответственно, амплитуды тока в ускоряющем промежутке при энергии электронов E не ниже минимальной пороговой величины $E_{пор}$, определяемой материалом и толщиной фольги, и полного выключения тока пучка при $E < E_{пор}$, что снижает ударную тепловую нагрузку на фольгу и предотвращает ее разрушение.

3. Изменение газовых условий в источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером на основе дугового разряда низкого давления, приводящее к неконтролируемому росту тока в ускоряющем промежутке и даже его электрическому пробое, может быть нивелировано введением отрицательной обратной связи по току пучка при пропорциональном уменьшении амплитуды тока дуги и/или снижении коэффициента извлечения электронов в результате переключения доли тока дугового разряда на специальный электрод обратной связи при его бомбардировке ионами из ускоряющего промежутка.

4. Использование в источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером на основе дугового разряда низкого давления многокатодной (в эксперименте 6 катодов) разрядной ячейки с общим полым анодом объемом $\approx 7500 \text{ см}^3$ обеспечивает неоднородность плотности эмиссионного тока до уровня не хуже $\pm 15\%$ и генерацию пучка в диодной системе с плазменным анодом с открытой границей плазмы. В диапазоне давлений рабочего газа аргона ($15 \div 25 \text{ мПа}$) это обеспечивает генерацию интенсивных (до 1 кА) широкоапертурных ($\sim 100 \text{ см}^2$) электронных пучков субмиллисекундной длительности при ускоряющем напряжении до 100 кВ и с энергией в импульсе до 5 кДж, а также транспортировку электронного пучка в продольном магнитном поле ($350 \div 450$) Гс на расстояние $\sim 100 \text{ см}$.

5. Использование в широкоапертурном источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером двухэлектродной многоапертурной электронно-оптической системы, в которой на эмиссионную сетку, стабилизирующую границу эмиссионной плазмы, со стороны разрядного промежутка укладывается

металлическая маска с отверстиями соосными с отверстиями в ускоряющем электроде, роль которого выполняет выпускное фольговое окно, обеспечивает рост коэффициента прохождения тока пучка β через выпускное фольговое окно с $\beta=0,4$ до $\beta=0,8$, превышающего геометрическую прозрачность опорной решетки в 1,5 раза, а также повышение электрической прочности ускоряющего промежутка и снижение неоднородности распределения плотности тока пучка до уровня $\pm 5\%$.

6. Источники электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления обеспечивают генерацию широкоапертурных ($10\div 1000\text{ см}^2$) импульсных ($1\div 1000\text{ мкс}$) электронных пучков с уникальным набором параметров: энергия электронов $10\div 200\text{ кэВ}$, ток пучка $10\div 1000\text{ А}$, плотность тока пучка $0,01\div 50\text{ А/см}^2$, интегральная плотность энергии пучка в импульсе $0,1\div 100\text{ Дж/см}^2$ с ее неоднородностью по сечению пучка не хуже $\pm 15\%$. По совокупности основных параметров, диапазону их независимой перестройки, а также ресурсу, превышающему 10^7 имп., созданные источники электронов превосходят известные аналоги и являются перспективными для их использования в научных и технологических целях.

Степень достоверности и апробация работы

Принципиальным отличием диссертационной работы от предыдущих исследований, обуславливающим ее оригинальность и новизну, является использование для реализации целей и задач исследования вновь созданного и модернизированного уникального пучкового оборудования – источников электронов с СПЭ на основе дуги низкого давления, обеспечивающих возможность генерации пучков с широким ранее нереализованным диапазоном параметров, пригодных для их использования в научных и технологических целях, и в частности, для обработки как органических, так и неорганических материалов и изделий. Достоверность результатов обеспечивается использованием комплекса современных дублирующих экспериментальных и расчетных методов исследований, удовлетворительным совпадением

экспериментальных и расчетных зависимостей, систематическим характером исследований, непротиворечивостью полученных данных и их согласием с результатами других исследователей.

Результаты работ докладывались и обсуждались на 16-ой Международной конференции по сильноточной электронике (Томск, Россия, 2010), 5-ой Всероссийской конференции молодых ученых "Материаловедение, технологии и экология в третьем тысячелетии" (Томск, Россия, 2012), 25-ой Международной конференции по разрядам и электрической изоляции в вакууме (ISDEIV) (Томск, Россия, 2012), Международном конгрессе по энергетическим потокам и радиационным эффектам (EFRE-2014, EFRE-2016, EFRE-2018, EFRE-2020, EFRE-2022) (Томск, Россия, 2014, 2016, 2018, 2020, 2022), Международном Крейнделевском семинаре «Плазменная эмиссионная электроника» (Улан–Удэ, Россия, 2012, 2015, 2018), Международной конференции «Газоразрядная плазма и ее применения» (Томск, Россия, 2015, 2019; Новосибирск, Россия, 2017; Екатеринбург, Россия, 2021), 11-ой Международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом» (Минск, Беларусь, 2015), 8-ой Международной конференции «Физика плазмы и плазменные технологии» (Минск, Беларусь, 2015), XV Международном Российско-Китайском Симпозиуме «Новые материалы и технологии» (Сочи, Россия, 2019), Международной конференции по электронно-пучковым технологиям (ЕВТ-2016, ЕВТ-2018) (Варна, Болгария, 2016, 2018), Летней школе МАГАТЭ по применению ускорителей для радиационных процессов (Варшава, Польша, 2017), Международной конференции «Физика низкотемпературной плазмы» (ФНТП-2017) (Казань, Россия, 2017), научно-техническом семинаре по электронно-пучковому оборудованию и технологиям (Обь-2017, Обь-2019) (Новосибирск, Томск, Россия, 2017, 2019), Международной научно-практической конференции «Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы» (Обнинск, Россия, 2018), Международной конференции «Ядерная и радиационная физика и материалы» (Ереван, Армения,

2019), 48-ой Международной конференции по плазменной науке (ICOPS-2021) (США, онлайн, 2021), 9-ом Международном симпозиуме по теоретической и прикладной плазмохимии (г. Иваново, Россия, 2021).

Публикации. Основные материалы диссертации опубликованы в **54 работах**, из которых **21 статья** в отечественных и зарубежных рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК РФ [39, 86, 87, 141, 143, 146, 154, 158, 173, 175, 186, 187, 199, 203, 209, 222, 231, 230, 236, 241, 248], **33 полных текстов докладов** в трудах международных и всероссийских конференций, симпозиумов и совещаний [78, 94–96, 142, 149, 157, 183, 190, 191, 192, 201, 202, 235], **20 докладов из которых**, цитируются в базах данных Web of Science и Scopus [73, 74, 115, 119, 144, 147, 155, 159, 166, 172, 174, 181, 184, 210, 223, 246, 249–251].

Реализация результатов работы

Результаты работы были получены в рамках выполнения следующих проектов: проект РФФИ №18-79-00011 (2018-2019) – руководитель; проект РФФИ №20-79-10015 (2020-2023) – руководитель; проект РФФИ №17-08-00627 – руководитель; проект РФФИ №18-42-703010 – руководитель; грант Президента РФ для кандидатов наук №МК-123.2019.2 – руководитель; государственное задание ИСЭ СО РАН №0366–2014-0008 (2014–2015), № 0366–2015–0009 (2016–2017), № 0366-2018-0013 (2018–2020), FWRM-2021-0006 (2021-2025); проект РФФИ №14-29-00091 (2014-2018) – исполнитель; проект РФФИ №16-48-700079 – исполнитель; проект РФФИ №19-18-50358 – исполнитель; проект РФФИ №16-38-50262 – исполнитель.

Разработанные в результате выполнения работы технические решения защищены двумя Патентами РФ. Результаты диссертации по предпосевному электронно-пучковому облучению семян были использованы во Всероссийском научно-исследовательском институте радиологии и агроэкологии (ФГБНУ ВНИИРАЭ), по модификации поверхности образцов при борировании и бороалитировании инструментальной и углеродистой стали методом обработки

импульсным модулированным интенсивным электронным пучком субмиллисекундной длительности – в Институте физического материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук (ИФМ СО РАН), по инъекции интенсивного субмиллисекундного электронного пучка в линейную магнитную ловушку – в Институте ядерной физики Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН), по финишной полировке внутренней и внешней поверхностей коронарных стентов – в ООО «Ангиолайн Ресерч», что подтверждается соответствующими актами внедрения и использования.

Материалы диссертационной работы используются в учебном процессе при подготовке магистрантов и аспирантов ТПУ, ТГУ, ТУСУР и ИСЭ СО РАН.

Личный вклад автора

Автором лично сформулированы цели работы и постановка задач, выдвинуты основные идеи исследований. Автором самостоятельно или под его непосредственным руководством проанализированы полученные данные, а в результате выдвинуты защищаемые научные положения. Автор руководил работой и принимал непосредственное участие в разработке, создании, модернизации и эксплуатации всех описанных экспериментальных установок, в подготовке к экспериментам, в развитии диагностических методик, в анализе и обработке экспериментальных результатов. Текст диссертации написан автором лично.

Автором сделаны выводы и даны рекомендации по внедрению результатов работы при создании нескольких источников электронов с СПЭ на основе дуги низкого давления. Обсуждение задач исследований и, методов их решения и результатов анализа экспериментальных данных проводились совместно с соавторами, фамилии которых указаны в работах, опубликованных по теме диссертации.

Эксперименты на укорителе электронов «ДУЭТ» проводились лично автором при непосредственном участии В.В. Шугурова, С.А. Сулакшина, В.В.

Яковлева, В.В. Денисова, С.С. Ковальского, С.Ю. Дорошкевича и И.В. Лопатина. Эксперименты с источником электронов «Килоампер», а именно создание, эксплуатация и разработка диагностических методик проводились под руководством автора при постоянной консультации П.М. Щанина и непосредственном участии С.А. Сулакшина, С.А. Гамермайстера и В.Н. Девяткова. Эксперименты с источником электронов «СОЛО», а именно модернизация, эксплуатация, разработка диагностических методик проводились лично автором при непосредственном участии П.В. Москвина, А.Д. Тересова и В.И. Шина. Большая работа по разработке и созданию новых систем электропитания плазменных катодов для всех источников электронов проводилась совместно с В.В. Яковлевым. Под руководством автора при участии П.В. Москвина и В.И. Шина были обоснованы идеи экспериментов по созданию модулированных электронных пучков, разработаны методики измерений их параметров, диагностическое оборудование, опирающиеся на опыт предыдущих исследований, проведенных П.М. Щаниным, Н.Н. Ковалем, С.В. Григорьевым и В.Н. Девятковым. В экспериментах по генерации интенсивного электронного пучка, адиабатически сжимающегося в магнитном поле при его инжекции в магнитную пробку автор являлся ответственным исполнителем работ от Института сильноточной электроники СО РАН, выполняя работы в Институте ядерной физики СО РАН при непосредственном участии В.Т. Астрелина, И.В. Кандаурова, В.В. Куркучекова, Ю.А. Трунева. Эксперименты по модификации поверхности металлических материалов проводились при постоянной консультации Ю.Ф. Иванова и непосредственном участии Е.А. Петриковой и М.Е. Рыгиной. Моделирование процессов генерации эмиссионной плазмы и электронного пучка, его транспортировки и воздействия пучка на мишень, проводилось совместно с Т.В. Коваль, К.Т. Ашуровой и К.П. Артемовым. Эксперименты по радиационному воздействию на сельхозпродукцию проводились при поддержке и консультациях Н.И. Санжаровой, Н.Н. Лой, Н.Н. Терещенко, А.Н. Павлова и Т.В. Чижа. Анализ

полученных экспериментальных данных проводился автором лично при постоянной консультации со всеми вышеперечисленными исследователями. В целом, проектирование и разработка или модернизация всех перечисленных источников электронов, разработка экспериментальных методик, их модификация, выбор определяющих технических решений, тестирование установок и проведение экспериментов осуществлены лично автором, либо под его руководством и при его непосредственном участии.

Отдельно следует выделить большой вклад научного консультанта, профессора Н.Н. Коваля в постановку задач, помощь в анализе экспериментальных результатов, обобщении полученных данных, оказавшим огромную консультационную и организационную помощь при создании экспериментального оборудования и постановке экспериментов.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и приложений с общим объемом 296 страниц, 119 рисунков и 8 таблиц. Список цитируемой литературы включает 258 наименований.

Содержание диссертационной работы.

Во Введении обоснована актуальность исследований, сформулированы цели и задачи работы, научная новизна и практическая ценность результатов, приведены защищаемые научные положения и сведения о публикациях автора по теме диссертации.

В первой главе проведен сравнительный анализ имеющихся в настоящее время источников электронов с СПЭ на основе разрядов различного типа, позволяющих генерировать электронные пучки различной конфигурации (с сечением от единиц до тысяч квадратных сантиметров) и различными параметрами, что позволяет решать многие научные и технологические задачи. На основе проведенного литературного обзора сделан вывод, что источники электронов с плазменными катодами с сеточной (слоевой) стабилизацией границы эмиссионной плазмы являются одними из наиболее перспективных источников

для их использования в различных научных исследованиях и технологических процессах благодаря ряду своих неоспоримых преимуществ, а именно, уникальному диапазону параметров, возможности управления каждым параметром в отдельности относительно простыми способами, удовлетворительной воспроизводимости импульсов тока пучка, сравнительно высокому ресурсу катода и простоте конструкции, возможности достижения низкой (не выше $\pm 5\%$.) неоднородности электронного пучка и др. Максимальная энергетическая эффективность дугового разряда, обусловленная его низким напряжением горения (≈ 100 В и ниже) и большими токами (от единиц-десятков ампер до нескольких килоампер), позволили выбрать СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом как один из основных предметов исследования. Показано, что, несмотря на многообразие источников электронов такого типа, существующих в настоящее время или существовавших ранее и отличающихся как диапазоном параметров генерируемого электронного пучка, так и условиями его генерации, структурная схема таких источников является общей, в том числе при наличии анодной плазмы, генерируемой самим электронным пучком. Отмечены как положительные, так и отрицательные моменты существования анодной плазмы с точки зрения стабильности работы источника электронов и его управляемости.

В заключении к главе сформулированы основные задачи исследований.

Во **второй главе** описаны методики и техника экспериментов. Описаны конструкции трех подробно изучаемых в работе источников электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом и основные схемы их электропитания и управления. Рассмотрены особенности калориметрических измерений энергии генерируемых пучков, способы измерения основных параметров эмиссионной плазмы, неоднородности плотности эмиссионного тока, плотности тока пучка в плоскости мишени, а также характеристик пучков, выведенных в атмосферу. Приведены методики измерения температуры поверхности образца, облучаемого электронным пучком субмиллисекундной

длительности, а также измерения энергетического спектра электронов пучка, выведенного в атмосферу.

В третьей главе приведены расчеты динамического изменения мощности электронного пучка в течение импульса субмиллисекундной длительности, а также продемонстрирован способ контролируемого изменения мощности пучка, используя источник «СОЛЮ». Управление мощностью пучка осуществляется за счет динамического изменения амплитуды тока пучка при соответствующем малоинерционном изменении амплитуды тока разряда с учетом разрядки высоковольтной конденсаторной батареи, питающей ускоряющий промежуток. Данный способ управления позволяет генерировать субмиллисекундные пучки переменной мощности (до 10 МВт при максимальной скорости изменения не более 0,5 МВт/мкс). Теоретически и экспериментально продемонстрировано, что модулированные электронные пучки можно использовать для обработки различных металлических материалов с целью изменения функциональных свойств их поверхности с возможностью управления скоростью ввода энергии пучка в поверхность этих материалов. Определены физические ограничения такого способа управления электронным пучком.

Кроме этого, в главе представлены результаты расчетов и экспериментов, демонстрирующие возможность контролируемого изменения ширины энергетического спектра пучка, выведенного в атмосферу, используя высокоэнергетический источник электронов «ДУЭТ» с выводом пучка в атмосферу через фольговое окно. Прежде всего, такое преимущество генерации электронных пучков может быть востребовано при решении радиационных задач, когда длина пробега электронов в веществе соизмерима с глубиной воздействия на материал. В этом случае энергетический спектр электронного пучка является одним из основных параметров, поскольку именно спектр пучка будет определять качество обработки материалов. Теоретически и экспериментально показано, что при снижении ускоряющего напряжения в течение импульса с 200 кВ до 100 кВ ширина (на полувысоте) энергетического спектра пучка, выведенного в

атмосферу на расстояние 30 мм от выводной фольги источника электронов, может достигать 120 кэВ в условиях минимально возможных потерь в фольге.

Четвертая глава посвящена способам повышения электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка в источниках электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом. Прежде всего, в главе освещаются вопросы устойчивой генерации электронного пучка в условиях неконтролируемого увеличения тока в ускоряющем промежутке, обусловленного влиянием ускоренных ионов как на процессы генерации эмиссионной, так и анодной плазмы. Предложено несколько способов снижения такой нестабильности как за счет устранения положительной обратной связи, связанной со снижением импеданса дугового разряда и неконтролируемым ростом его тока в течение импульса субмиллисекундной длительности, так и за счет реализации нескольких способов введения отрицательной обратной связи (ООС) в общий ток в ускоряющем промежутке, позволяющих нивелировать факторы, дестабилизирующие работу источников электронов такого типа. Использование любого из предложенных способов введения ООС позволило не только повысить стабильность работы нескольких источников электронов с СПЭ, но и обеспечить большую повторяемость и управляемость импульсов, а также повысить интегральную энергию генерируемых электронных пучков.

Пятая глава посвящена вопросам снижения неоднородности плотности тока электронного пучка по его сечению как в области эмиссии, так и на мишени, особенно актуальным для дугового разряда и которые неразрывно связаны с возможностью расширения предельных параметров генерируемых электронных пучков, таких как энергия электронов в пучке, его амплитуда, а, соответственно, мощность пучка, а также его длительность, а, соответственно, его энергия. В этом случае вопрос неоднородности плотности тока эмиссии и тока пучка является ключевым в том числе с точки зрения достижения стабильности работы источников с СПЭ, что также продемонстрировано в данной главе, используя источник «ДУЭТ» ($E_b \leq 200$ кэВ) с многоапертурным СПЭ и выводом пучка

большого сечения ($\approx 1000 \text{ см}^2$) в атмосферу и источник электронов «Килоампер» ($E_b \leq 100 \text{ кэВ}$) на основе многодугового разряда с интегральной энергией пучка $\leq 5 \text{ кДж}$.

Шестая глава посвящена вопросам использования источников электронов с СПЭ на основе дуги низкого давления в научных и технологических целях. Отдельно освещены следующие применения: 1) изменение функциональных свойств поверхности металлических материалов, облученных импульсным модулированным электронным пучком субмиллисекундной длительности с целью повышения ее твердости и износостойкости; 2) демонстрация перспективности использования источника электронов с СПЭ и плазменным анодом с открытой границей плазмы для экспериментов по удержанию температуры плазмы в открытой ловушке установки «ГОЛ-3»; 3) электронно-пучковая модификация натурального латекса с целью увеличения прочности на разрыв облученных образцов; 4) формирование углеродных структур в пленках поливинилхлорида в результате его радиационно-химического превращения в атмосфере воздуха с целью демонстрации возможности низкотемпературной обработки органического сырья, позволяющей осуществлять, например, его бездиоксиновую утилизацию; 5) предпосевная обработка семян яровой пшеницы импульсным электронным пучком, выведенным в атмосферу, с целью их обеззараживания с сохранением и даже повышением всхожести.

В **Заключении** сформулированы основные результаты исследований, обсуждаются перспективы использования источников электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления в научных и технологических целях.

ГЛАВА 1. ГЕНЕРАЦИЯ ПУЧКОВ В ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ НА ОСНОВЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОЛЫМ АНОДОМ

В линейке существующих в настоящее время источников электронов, позволяющих генерировать широкие электронные пучки сечением от единиц до тысяч квадратных сантиметров, источники электронов с плазменными катодами с сеточной/слоевой стабилизацией границы эмиссионной плазмы, генерируемой в различных разрядах низкого давления, занимают отдельное место. Это связано с тем, что такие источники имеют ряд общеизвестных преимуществ как перед источниками с термоэмиссионным катодом (большой срок службы, нечувствительность к вакуумным условиям, высокая энергетическая эффективность и др.), так и перед источниками на основе взрывоэмиссионных катодов (большая длительность импульсов, повышенный ресурс катода, более высокая однородность плотности тока пучка и др.).

Традиционные источники электронов на основе термокатодов имеют наиболее простую и отработанную конструкцию, однако обладают низкой энергетической эффективностью, т.к. энергетические затраты на нагрев катода зачастую сравнимы с мощностью генерируемого электронного пучка, которые, кроме этого, существенно ограничивают плотность эмиссионного тока, поскольку основная доля вкладываемой энергии уходит на излучение [45–51]. Генерация электронного пучка в таких системах осуществляется в высоком вакууме, что требует сложных и дорогостоящих вакуумных агрегатов. Ресурс катода в таких системах критически уменьшается с увеличением плотности тока эмиссии вследствие эрозии термокатаода. Температурная инерционность термокатаода приводит либо к невозможности работы таких источников электронов на малых длительностях импульса, либо к введению дополнительных электродов, позволяющих осуществлять регулировку тока пучка при подаче на эти электроды

напряжений смещения, что, в свою очередь, усложняет конструкцию и управление работой источника электронов [50, 51].

Источники электронов на основе взрывной эмиссии электронов (ВЭЭ) [52] способны достигать высоких плотностей тока пучка, однако, как и источники на основе термокатодов, обладают сравнительно низким ресурсом катода (особенно в техническом вакууме), низкой однородностью распределения плотности тока по сечению пучка (особенно при генерации пучков сечением $>100 \text{ см}^2$) и неспособностью или сложностью реализации длительности импульса, превышающей десятки микросекунд [3, 53–63]. Разброс момента срабатывания острий в многоострийных катодах приводит к изменению основных параметров генерируемого пучка при испытаниях на ресурс [63]. Управление плотностями тока, превышающими десятки А/см^2 , также является достаточно острой проблемой, поскольку при таких плотностях тока необходимо учитывать влияние на траекторию генерируемого пучка его собственного магнитного поля [64]. Тем не менее такие катоды являются уникальными и позволяют достигать параметров электронного пучка (прежде всего плотность тока пучка), которые невозможно достичь, используя другие катоды, а также, например, превращать такие катоды в дискретные эмиссионные структуры, повторяющие геометрию опорной решетки выпускного фольгового окна, что позволяет существенно уменьшить потери тока пучка на ребрах опорной решетки и обеспечить работу таких источников электронов на высокой средней мощности пучка, выведенного в атмосферу, что открывает новые возможности для источников электронов такого типа [65, 66]. Однако, наличие описанных недостатков, взаимозависимость параметров пучка, сложность управления этими параметрами и сложно контролируемая эмиссионная способность катода, все равно ограничивают возможности таких источников электронов.

Отдельно нужно отметить источники электронов на основе ионно-электронной эмиссии или несамостоятельного высоковольтного тлеющего разряда [36, 67–73], которые также позволяют получать относительно высокую

среднюю мощность пучка, генерируемого как для решения задач в вакууме, так и выведенного в атмосферу через выпускное фольговое окно. Такие источники электронов крайне перспективны для их использования в различных технологических процессах, прежде всего благодаря простоте своей конструкции, облегченной насосной группе, а, следовательно, имеющими низкие массогабариты, а также высокому ресурсу катода, чаще всего представляющего собой простую металлическую пластину, что позволяет генерировать электронные пучки с конфигурацией, определяемой формируемой ионно-электронной оптической системой. В частности, настройка и оптимизация геометрии ускоряющего промежутка и параметров разрядной системы в высокоэнергетических источниках электронов такого типа позволяют достигать высокой эффективности вывода пучка из вакуума в атмосферу, которая при ускоряющем напряжении ≈ 200 кВ может достигать 75%. Основным недостатком в данном случае является то, что требуемая плотность тока пучка на мишени или высокая эффективность вывода тока пучка в атмосферу достигается только при определенной конфигурации электронно-оптической системы, то есть практически в одном режиме работы. Так, например, при изменении ускоряющего напряжения, тока вспомогательного разряда или геометрии ускоряющего промежутка происходит расфокусировка ионного пучка, бомбардирующего катод, что неизбежно приводит к потерям тока электронного пучка на ребрах опорной решетки выпускного фольгового окна и, как следствие, к снижению энергетической эффективности ускорителя на десятки процентов. Кроме этого к недостаткам широкоапертурных источников электронов на основе ионно-электронной эмиссии можно отнести неустойчивость работы плазменного эмиттера на основе тлеющего разряда, которая заключается в неконтролируемом и непредсказуемом переходе последнего в дуговую форму горения разряда с появлением катодного пятна на стенке полого катода. Такую неустойчивость можно снизить за счет тренировки электродов источника электронов или при переходе к новым высокочастотным режимам генерации вспомогательного

разряда, однако полностью эту неустойчивость устранить невозможно, поскольку этот процесс вероятностный [73, 74]. Использование же эмиттеров ионов в таких системах на основе дугового разряда в импульсно-периодическом режиме хоть и возможно [75, 76], но существенно повышает требования к электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка и системам электропитания, и кроме этого, не дает возможности использовать ограничительное сопротивление более 100 Ом в цепи высоковольтной конденсаторной батареи из-за высоких значений амплитуды тока пучка. В таких режимах генерации электронного пучка длительность импульса электронного пучка составляет десятки микросекунд и ограничена переходом высоковольтного тлеющего разряда в низковольтную дуговую форму.

В отличие от описанных выше источников электронов принцип работы источников электронов с плазменными катодами с сеточной/слоевой стабилизацией границы эмиссионной плазмы [19, 34–37, 42, 77–83] позволяет обеспечивать широкий диапазон перестройки параметров генерируемого пучка, поскольку при изменении любого из параметров пучка граница плазмы изменяет свое положение незначительно. Использование в таких ускорителях различных форм горения разряда позволяет генерировать электронные пучки с широким диапазоном токов пучка, однако, важно отметить, что для генерации эмиссионной плазмы наиболее эффективным является использование дуговой формы горения разряда, который характеризуется минимальным напряжением горения при токах, достигающих единиц килоампер [84–88].

Принцип действия источника электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом можно рассмотреть на примере источника [77, 80], изображенного на рисунке 1.1. В источнике такого типа высокий вакуум ($\sim 10^{-2}$ Па) в промежутке между эмиссионной сеткой 6 и ускоряющим электродом 7 обеспечивается в результате последовательного понижения давления в промежутках между электродами 3, 4, 6 разрядной камеры и расширения газа в анодной полости 5. При подаче на электроды 7, 3, 4

импульсного напряжения с амплитудой (1÷3) кВ между катодами 1 и анодом 3 возникает разряд Пеннинга, переходящий в дугу с катодным пятном, которая вследствие принудительного ограничения тока промежуточного анода 3 переключается через отверстие в нем на главный анод 4. В результате возникает дуговой контрагированный разряд с холодным катодом в магнитном поле (с индукцией (5÷10) мТл) и расширенной анодной частью.

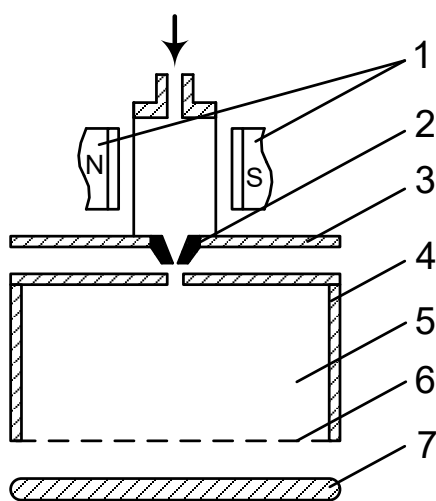


Рисунок 1.1 – Схема электронного источника на основе дугового разряда [77, 80]: 1 – катоды; 2 – ферромагнитная вставка; 3 – промежуточный анод; 4 – полый анод; 5 – анодная полость; 6 – эмиссионная сетка; 7 – коллектор

С катодной стороны контрагирующего канала возникает плазменный сгусток, окруженный двойным электрическим слоем, ускоряющим и фокусирующим электроны. Напряжение на слое обычно составляет (50÷80) В, что обеспечивает высокую ионизирующую способность электронов, ускоренных в этом слое. Плотность плазмы в сгустке и в промежутке между анодами достигает $(10^{14} \div 10^{15}) \text{ см}^{-3}$, а плотность тока в контрагирующем канале $(10^3 \div 10^4) \text{ А/см}^2$.

Кроме того, через отверстие в аноде 3 (рисунок 1.1) в анодную полость выходит газ, напускаемый в разрядную камеру. Таким образом, в пространстве СПЭ оказываются совмещенными интенсивный поток электронов ($\sim 10^3 \text{ А/см}^2$ в области отверстия в главном аноде) и поток нейтралов. Плазменные электроны оказываются запертыми внутри полого анода за счет действия потенциального барьера у стенок полого анода. Эти электроны многократно отражаются от стенок

полого анода, увеличивая ионизацию остаточного и рабочего газа. В результате ионизации газа электронным ударом в анодной полости СПЭ синтезируется достаточно однородная низкотемпературная эмиссионная плазма [77, 80]. В отсутствие ускоряющего напряжения непрерывность тока разряда обеспечивается попаданием на стенки анодной полости и эмиссионный электрод быстрых электронов, способных преодолеть пристеночный потенциальный барьер. При наличии ускоряющего напряжения наблюдается ток электронов за сеткой СПЭ и ток на ускоряющий электрод, что и рассматривается как результат электронной эмиссии через ячейки эмиссионной сетки из плазмы анодной полости СПЭ.

При появлении ускоряющего напряжения или положительного потенциала на эмиссионной сетке, из плазмы осуществляется отбор электронов. В классическом представлении появление ускоряющего напряжения приводит к снижению потенциального барьера для электронов плазмы, которые переключаются таким образом на коллектор [33–38], что, однако, приводит к росту потенциала эмиссионной плазмы. Высокий положительный потенциал наблюдается и в других системах, в которых плазма синтезируется электронным потоком в полости с большой площадью анода [89].

Перспективность таких источников электронов уже была неоднократно продемонстрирована, например, для модификации поверхности различных неорганических материалов, свойства которых в ряде случаев улучшаются на порядок и выше [24, 33–38, 90–93], для накачки газовых лазеров [16–20], коммутации больших токов [22], в плазмохимии [14, 15, 94–96] и др., что однозначно подтверждает необходимость дальнейшего развития источников электронов такого типа. Использование плазменных катодов представляется наиболее целесообразным и перспективным, т.к. в настоящее время они являются практически единственными эмиссионными структурами, способными обеспечить широкий интенсивный электронный пучок субмиллисекундной длительности и, к тому же, как показано выше, обладают рядом неоспоримых преимуществ перед традиционными термо- и взрывоэмиссионными катодами как

по параметрам, так и по эксплуатационным свойствам, что позволяет осуществлять обработку материалов в режимах, не достижимых при использовании других источников. Сеточная/слоевая стабилизация границы катодной/эмиссионной плазмы в таких источниках позволяет осуществлять независимую регулировку основных параметров электронного пучка (таких как энергия электронов, амплитуда тока пучка, длительность и частота следования импульсов) [33–38], что облегчает поиск оптимальных режимов облучения в сравнительно широком диапазоне параметров пучка, и, например, при использовании в качестве модельной тепловой нагрузки позволяет гибко и в широких диапазонах изменять характер воздействия, что безусловно является сильной стороной такого типа источников электронов, как инструмента для научных исследований.

1.1 Развитие дугового разряда низкого давления с полым анодом

Дуговым разрядом называется установившаяся или квазистабильная форма прохождения электрического тока через ионизованную среду в самоподдерживающихся условиях, в которых катодное падение потенциала имеет относительно низкую величину, составляющую несколько потенциалов ионизации или возбуждения атомов этой среды (~ 30 эВ) [97, 98]. Самостоятельность дугового разряда обеспечивается высокой напряженностью электрического поля на катоде и может быть объяснена в рамках взрывной модели [52], что приводит к непрерывному поддержанию существования катодного пятна, являющегося центром эмиссии электронов, которое перемещается по поверхности катода со скоростью, зависящей от условий его стабилизации и режимов горения разряда (газовых условий, амплитуды тока разряда и др.). Катодное пятно, характерный размер которого составляет $\sim 10^{-3}$ см, является «точечным» центром эмиссии электронов, способно обеспечивать относительно высокую плотность тока (10^8 – 10^9) А/см², но имеет минимальный пороговый ток своего существования, определяемый прежде всего материалом

катода [97–99]. С ростом тока разряда катодное пятно может делиться, превращаясь в пятно второго и третьего рода [99]. В результате, в отличие от других типов разряда, дуговой разряд имеет самый низкий импеданс промежутка «катод–анод», что позволяет эффективно (с минимальным напряжением горения разряда) ионизовать газ и испаренный с катода материал со степенью ионизации близкой к 100 %, что в ряде задач является его существенным преимуществом.

Дуговой разряд подразделяют на дугу низкого и высокого давления. Отличительной особенностью дугового разряда низкого давления является неизотермичность плазмы положительного столба, что может приводить к пространственно-временному изменению разряда. При этом при низком давлении уровня (10^{-3} – 10^0) Па на процессы в положительном столбе плазмы существенное влияние оказывают стенки газоразрядной камеры [98].

В итоге, конфигурация разрядной системы и рабочий диапазон давлений, при которых осуществляется генерация дугового разряда, являются очень важными моментами, которые определяют не только его пространственные особенности, но также скорость развития разряда и устойчивость его горения. Так, несмотря на стремление дугового разряда к локализации замыкания тока в ограниченной области межэлектродного пространства, при генерации дугового разряда с током до нескольких сотен ампер в конфигурации электродной системы с расширенной анодной областью была неоднократно продемонстрирована возможность создания больших плазменных объемов, достигающих нескольких кубических метров, при давлении рабочего газа в диапазоне ($\sim 10^{-2}$ – 10^{-1}) Па [99–101]. Вопрос снижения неоднородности плотности плазмы, генерируемой в дуговом разряде всегда стоит достаточно остро, однако в зависимости от задачи этот вопрос решается тем либо иным способом. В задачах напыления, например, эта проблема решается как планетарным вращением деталей, так и созданием генераторов плазмы, катодное пятно в которых движется по поверхности катода по заранее заданной траектории [99] и др.

Во многих литературных источниках отмечается, что максимальная диффузность горения дугового разряда или минимальная неоднородность плазмы, генерируемой в дуговом разряде, обеспечивается в конфигурации электродной системы с большой площадью анода без образования анодных пятен [102]. Чаще всего в таких системах наблюдается, так называемое, отрицательное анодное падение потенциала, достигающее десятков вольт, обусловленное большей подвижностью электронов и необходимостью их удержания в плазме для сохранения баланса токов [34–38]. Ток разряда в этом случае замыкается быстрыми непарными электронами, ускоренными в катодном падении потенциала разряда и прошедшими разрядный промежуток с минимальным взаимодействием с молекулами и атомами рабочего газа, а плазменные электроны, рожденные в результате ионизации газа, остаются запертыми в потенциальной ловушке. Именно этот механизм развития дугового разряда обеспечивает сравнительно однородное заполнение пространство полого анода плазмой.

Измерения параметров плазмы, генерируемой в разрядной системе с инициированием разряда пробоем по поверхности диэлектрика, описаны в работе [103], из которой известно, что потенциал плазмы относительно стенок полого анода имеет положительный потенциал в диапазоне $\varphi_p=(20\div 50)$ В, который увеличивается по мере увеличения давления рабочего газа в диапазоне $p=(1\div 5)\cdot 10^{-2}$ Па. Плазменные электроны в рабочем диапазоне давлений имеют температуру вплоть до $T_e\approx 30$ эВ, распределение концентрации плазмы по оси разряда улучшается по мере увеличения давления, а ее абсолютные значения находятся в диапазоне $n_e=(5\div 8)\cdot 10^{10}$ см⁻³. При этом исследование энергетического спектра электронов в плазме дугового разряда показало [103], что помимо термализованных электронов, имеющих температуру около $T_e\approx(20\div 30)$ эВ, в плазме есть более высокоэнергетические электроны, прошедшие разрядный промежуток без взаимодействия с рабочим газом, энергия которых достигает ≥ 120 эВ и примерно соответствует напряжению горения разряда. При увеличении давления в разрядной камере доля высокоэнергетических электронов в спектре

уменьшается, что, вероятно, связано с рассеянием электронов на нейтралах, а уменьшение самой энергии происходит за счет снижения напряжения горения разряда. Именно эти электроны и нужно считать первичными быстрыми электронами, которыми преимущественно замыкается ток разряда.

В результате численного моделирования, проведенного в работе [104], было установлено, что при изменении геометрических размеров полого анода дугового разряда низкого давления температура электронов однозначно определяется отношением площади поверхности полого анода S к его объему V , что связано с превышением скорости образования ионов плазменными электронами над вкладом в этот процесс быстрых и вторичных электронов [105]. В этом случае скорость генерации ионов определяется температурой плазмы T_e и пропорциональна произведению $n_e V$, а скорость ухода ионов на стенки полого анода также зависит от T_e и пропорциональна $n_i S$. Это может говорить о том, что при пропорциональном изменении V и S температура электронов будет оставаться постоянной, что, однако, очень непросто организовать в реальных конфигурациях электродной системы. При этом с увеличением площади полого анода уменьшается концентрация плазмы и ее потенциал, что связано со снижением скорости генерации ионов, когда для выполнения условий стационарности необходимо снижение потенциального барьера для уходящих на анод электронов.

Нужно отметить, что указанный диапазон давлений рабочего газа является приемлемым для обеспечения удовлетворительной электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка источника электронов и для генерации эмиссионной плазмы позволяет использовать разряды различного типа [25, 33–38]. Однако целесообразность использования именно дугового разряда для создания источников электронов различной конфигурации прежде всего обусловлена невозможностью или существенной сложностью тлеющего разряда обеспечить высокие значения тока разряда и, соответственно, пучка, особенно когда речь идет о генерации электронных пучков с током сотни ампер и даже килоамперного уровня субмиллисекундной длительности и даже больше,

поскольку катодное пятно дугового разряда имеет «неограниченную» эмиссионную способность [33, 37, 38].

1.2 Типы используемых плазмогенераторов и режимы горения дугового разряда низкого давления

Режим горения дугового разряда определяет параметры генерируемой эмиссионной плазмы, которая обеспечивает электрическую проводимость зазора «катод- полый анод». Если рассматривать этот вопрос с физической стороны, то концентрация плазмы и однородность ее распределения в пространстве полого анода определяют стабильность работы СПЭ и всего источника в целом. Прежде всего, это связано с нарушением слоевой/сеточной стабилизации границы эмиссионной плазмы, когда эмиссия электронов может осуществляться с открытой плазменной границы. Если рассматривать технологическую сторону, то встает вопрос ресурса катода дугового разряда, который подвергается интенсивному распылению, а также возможности использования генерируемого электронного пучка в технологических целях при неоднородности плотности тока пучка, которая для ряда задач может быть просто неприемлема. В настоящее время имеется несколько типов катодных узлов для генерации дугового разряда низкого давления, конструкция которых отличается как предельными параметрами генерируемого тока разряда (амплитуда и длительность импульса тока), а также способом инициирования катодного пятна.

Инициирование основного дугового разряда пробоем по поверхности диэлектрика [84, 106–109] находит применение благодаря таким преимуществам как: широкий диапазон токов разряда, возможность работы при рабочем давлении $<10^{-3}$ Па, малый разброс времени срабатывания и простота конструкции. Однако высокая скорость эрозии катода и запыление диэлектрической вставки материалом катода в процессе работы приводит со временем к нестабильностям работы плазменного катода и источника электронов в целом. Эрозия катода при этом сопровождается появлением значительного количества микрокапель в

пространстве СПЭ, проблеме уменьшения которых часто уделяется особое внимание при разработке вакуумно-дугового оборудования, используемого в технологических целях [99]. Наличие капельной фракции на любом электроде СПЭ сопровождается снижением электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка, особенно если микрокапли осели на поверхности эмиссионной сетки. Снижение электрической прочности ускоряющего промежутка в этом случае связано с локальным усилением (обострением) напряженности электрического поля в области микрокапли, вероятностным инициированием в этой области катодного пятна с неограниченной эмиссионной способностью и переключением тока пятна в ускоряющий промежуток. Кроме этого, важно отметить, что раскаленные микрокапли материала катода разряда, либо микрокапли с поверхности эмиссионной сетки при инициировании на ней катодного пятна, могут, достигая выводной фольги, локально прожигать ее, что также приводит к разгерметизации вакуумного промежутка и, как следствие, к аварии. Такие прожигания фольги наблюдались в источниках электронов на основе ВЭЭ [110] с высокими плотностями тока пучка, а соответственно, большим количеством микрокапель, острия катодов в которых обычно расположены в направлении ускоряющего электрода. Однако возможность прожигания фольги нельзя исключать и при использовании СПЭ на основе дугового разряда низкого давления.

В катодном узле с инициированием катодного пятна пробоем по поверхности диэлектрика, описанного в [84, 108] экспериментально измеренный унос материала катода составил ≈ 2 мкг/Кл [111]. Такой износ катода мог бы обеспечивать сравнительно высокий ресурс стабильной работы плазменного катода ($\approx 10^6$ имп), но обычно ресурс такого катодного узла ограничивается запылением диэлектрической вставки материалом катода, что приводит к затруднению инициирования катодного пятна и источник электронов в целом начинает работать нестабильно.

Для подтверждения наличия микрокапель материала катода, образующихся при функционировании катодного пятна по рабочей поверхности катода, в работе [111] был поставлен эксперимент, в котором было установлено что данный катодный узел, работающий при токе разряда $I_d=60$ А, длительности импульсов $t=40$ мкс с частотой их следования $f=20$ с⁻¹, обеспечивает не более $N=10^5$ стабильных импульсов (без пропусков), а размер микрокапель распыленного катодного материала достигает $\approx(5\div 10)$ мкм.

Для уменьшения количества микрокапель и увеличения ресурса катода разработано множество катодных узлов, эмиссия электронного тока в которых осуществляется через одно или несколько отверстий, контрагирующих ток разряда и прежде всего необходимых для обеспечения перепада давления рабочего газа в катодном узле и пространстве полого анода. Такие катодные узлы позволяют на порядок и даже больше увеличить ресурс катода, использовать для инициирования катодного пятна электрической пробой в газе, а не по поверхности диэлектрика (переход тлеющего разряда в дуговую форму горения) за счет использования дополнительного поджигающего электрода, однако имеют несколько существенных недостатков. К этим недостаткам можно отнести: большую зависимость амплитуды и длительности тока разряда от газовых условий; проблему электронного выноса газа, приводящую к росту напряжения горения разряда в течение импульса и сопутствующему неконтролируемому росту концентрации эмиссионной плазмы; наличие магнитного поля, которое может существенно влиять на генерацию плазмы в пространстве полого анода разряда; переходом дугового разряда в каскадный режим горения, когда дополнительное катодное пятно иницируется на промежуточных электродах или выходом катодного пятна на поверхность катода с переходом в открытую дугу, описанную выше.

При использовании катодных узлов на основе ячейки Пеннинга [112] в отверстии одного из электродов, обычно находящегося под плавающим потенциалом, происходит контрагирование дугового разряда, что приводит к

повышению напряжения горения разряда. В этом случае с катодной стороны контрагирующего канала образуется плазменный сгусток, окруженный двойным электрическим слоем пространственного заряда, ускоряющим и фокусирующим электроны. Напряжение на слое обычно составляет (50÷80) В, которое к тому же увеличивается в течение импульса тока разряда из-за электронного выноса газа, что обеспечивает высокую ионизирующую способность ускоренных в этом слое электронов [113]. Такое контрагирующее отверстие необходимо для обеспечения дополнительного перепада давлений между областью генерации плазмы и ускоряющим промежутком, что позволяет увеличить электрическую прочность последнего. Но уменьшение расхода газа или увеличение тока разряда приводят к нестабильностям токопрохождения – появляются колебания и обрывы дуги в канале контрагирования из-за электронной откачки газа из него с возможностью появления и стабильного существования каскадной дуги («катод – промежуточный электрод – анод»), имеющей сравнительно высокое напряжение горения, которая, однако, может устойчиво существовать в широком диапазоне значений амплитуд и длительностей разрядного тока [112].

При каскадном горении дугового разряда [35, 37, 80, 85, 109] разряд горит без характерных для контрагированной дуги обрывов тока, при котором дуга замыкается между катодом и анодом через расположенный между ними металлический электрод с образованием на этом электроде катодного пятна. Вероятность перехода дуги в каскадный режим горения возрастает с увеличением тока дуги, предшествующего обрыву, причем при достижении определенного тока при фиксированном расходе газа такой переход происходит в течение каждого импульса с локализацией катодного пятна вблизи канала контрагирования. В каскадном режиме разряд можно рассматривать как две последовательно горящие дуги, а общее напряжение горения, которое обычно составляет $U_d=(120\div 160)$ В, является суммой напряжений на участках «катод–промежуточный электрод» и «промежуточный электрод–анод». Большая часть напряжения (80÷100) В в этом случае прикладывается между катодом и

промежуточным электродом. Разница в напряжениях горения дуги на отдельных участках связана с возникновением на промежуточном электроде анодного пятна, существующего, как известно [89], при положительном анодном падении, величина которого может достигать нескольких десятков вольт. При расходе рабочего газа $10 \text{ мПа} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ наибольший стабильный ток контрагированного дугового разряда с длительностью импульса $t=30 \text{ мкс}$ в условиях эксперимента не превышал $I_d=100 \text{ А}$. В тех же условиях в каскадном режиме горения разряда было реализовано горение разряда с током до 1 кА , причем величина тока ограничивалась мощностью источника питания. При появлении катодного пятна на промежуточном электроде сложно установить какие-либо отличия в работе СПЭ от открытой дуги, однако нужно отметить, что в каскадном режиме горения отсутствует диэлектрическая вставка, необходимая для инициирования разряда, запыление которой чаще всего приводит к выходу катодного узла из строя. Это позволяет увеличить ресурс катодного узла, но повышает требования к системе электропитания разряда, поскольку для генерации эмиссионной плазмы требуется кратно бóльшая мощность, вкладываемая в разряд.

Также известны конструкции катодного узла, позволяющие заэкранировать катодное пятно от прямой видимости полого анода в результате введения диафрагмирования в полый катод, на поверхности которого удерживается катодное пятно внешним магнитным полем без использования промежуточных электродов (так называемое «извлечение через катод разряда»). Подобное решение является сравнительно простым, ранее использовалось в работах [44, 114–117] и также обеспечивает сравнительно широкий диапазон параметров тока разряда, однако обладает тем же недостатком, что и другие катодные узлы с контрагированной дугой. Катодное пятно в таких узлах иницируется электрическим пробоем в газе и стабилизируется магнитным полем, однако при генерации больших токов разряда, измеряющихся сотнями ампер, или переходом в субмиллисекундный диапазон длительностей импульсов, катодное пятно с высокой вероятностью может выбегать на электрод, также

находящийся под потенциалом катода, со стороны, обращенной к полному аноду разряда. В этом случае дуговой разряда также можно рассматривать как разряд с открытой дугой, когда внешнее катодное пятно является эмиссионным центром для генерации плазмы дугового разряда в пространстве полого анода.

Важно отметить, что каким бы ни был принцип действия катодного узла, инициирование и развитие дугового разряда зависит от давления и рода рабочего газа, а также от энергии, вкладываемой в поджиг разряда [88, 103]. Показано, что для длинных вакуумных промежутков при малых амплитудах импульса тока поджига по сравнению с током разряда время коммутации сильно зависит от тока в цепи поджига, что связано с сильным торможением катодной плазмы. При сравнении тока поджига с током разряда эмиссионная способность плазмы определяется законом «степени 3/2», ограничивающим ток электронов из плазмы, а скорость коммутации стремится к начальной скорости распространения катодного факела, что приводит к уменьшению времени формирования разряда. При токе разряда $I_d \approx 100$ А и сравнимой с ним величине тока поджига достигалась минимальная длительность фронта импульса тока разряда $t_f \approx 5$ мкс. Увеличение давления или массы рабочего газа позволяет уменьшить время достижения фронтом плазмы полого анода [84, 108, 118], что также крайне важно для конкретных технологических применений, поскольку является одним из критериев стабильности работы СПЭ и обеспечения удовлетворительной однородности эмиссионной плазмы, что особенно важно при генерации плазмы в больших вакуумных объемах и формировании широких электронных пучков.

1.3 Сеточная/слоевая стабилизация границы эмиссионной плазмы дугового разряда низкого давления с полым анодом

Плотность хаотического электронного тока в плазме равна [37, 38]:

$$j_{ex} = \frac{en_e V}{4} = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}, \quad (1.1)$$

где e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, T_e – температура электронов, n_e – концентрация плазмы, m_e – масса электрона.

Ток в цепи анодной полости и эмиссионной сетки в отсутствие ускоряющего напряжения обеспечивается только теми электронами, которые преодолели потенциальный барьер, образуемый слоем пространственного заряда, а его плотность можно оценить, используя выражение:

$$j_e = j_e \frac{eU_p}{kT_e}, \quad (1.2)$$

где $U_p > 0$ – потенциал плазмы относительно стенок полого анода.

Появление ускоряющего напряжения приводит к снижению потенциального барьера в ячейках эмиссионной сетки для электронов, а также к росту потенциала плазмы относительно стенок полого анода СПЭ и эмиссионной сетки [119], что позволяет перераспределить ток разряда в область эмиссионной сетки, повышая эффективность отбора электронов из эмиссионной плазмы в ускоряющий промежуток. В работе [120] анодное напряжение рассматривается как некоторое эффективное напряжение U_{eff} , действующее в плоскости сетки и заменяющее собой совместное действие тормозного электрического поля в слое пространственного заряда между плазменной эмиссионной поверхностью и плоскостью эмиссионной сетки и электрического поля коллектора, проникающего в ячейки этой сетки:

$$U_{eff} = -U_p + DU_k, \quad (1.3)$$

где D – проницаемость сетки [121], U_k – потенциал коллектора. В этом случае задачу определения эмиссионного тока СПЭ можно рассматривать как токопрохождение в эквивалентном диоде, у которого катодом является плазменная поверхность с эмиссионной способностью, определяемой параметрами плазмы, анодный потенциал равен U_{eff} , а межэлектродное пространство равно толщине слоя пространственного заряда между границей невозмущенной плазмы и плоскостью сетки.

В условиях $DU_k \ll -U_p$ ток эмиссии определяется торможением электронов в поле U_{eff} , а плотность тока эмиссии электронов из плазмы можно оценить как:

$$j_{em} = j_{ex} e^{-\frac{eU_{eff}}{kTe}}. \quad (1.4)$$

При отборе из плазмы электронов ее концентрация уменьшается, а ее потенциал возрастает, что обеспечивая таким образом отрицательную обратную связь, позволяющую снизить электронный токоотбор из СПЭ. Концентрация эмиссионной плазмы в этом случае является одним из ключевых параметров, устанавливающих предельный эмиссионный ток, который определяется количеством ионов, находящихся в анодной полости. Поскольку электроны плазмы имеют малую направленную скорость, то через анодную полость большого размера могут проходить только те электроны, пространственный заряд которых скомпенсирован этими ионами. Количество ионов в анодной полости определяется балансом генерации и ухода их из плазмы. Генерация ионов зависит от давления газа и рода газа, а именно от длины пробега электронов и его эффективного сечения ионизации. Поскольку при низких давлениях рабочего газа рекомбинация ионов происходит в основном на стенках анодной полости [104, 105], а скорость ухода ионов мала, то в начальный момент времени после зажигания разряда число ионизаций превышает число рекомбинаций. Данное обстоятельство позволяет эффективно заполнять плазмой пространство полого анода СПЭ с постепенной нейтрализацией поля объемного заряда электронов ионами. Динамическое равновесие, при котором плазма становится заряженной положительно относительно стенок полого анода, наступает через определенное время, когда электроны уходят из анодной полости СПЭ, преодолевая пристеночный потенциальный барьер.

Условие компенсации электронного тока I_e , проходящего через синтезированную плазму можно записать в виде [122]:

$$\frac{I_i}{I_e} = \left[\frac{m_e}{M_i} \cdot \frac{U_i}{2U_e} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.5)$$

где I_i – ток ионов, проходящих через плазму и участвующих в компенсации пространственного заряда электронов; U_e – разность потенциалов, которую прошли электроны в прикатодном падении потенциала; U_i – разность потенциалов, которую прошли ионы, двигаясь через столб разрядной плазмы, заполняющей пространство полого анода (анодную полость); m_e и M_i – масса электрона и иона в разрядной плазме.

Согласно формуле (1.4) снижение потенциального барьера приводит к соответствующему повышению плотности тока эмиссии, что достижимо только в результате перераспределения тока между полым анодом и коллектором из-за роста потенциального барьера для электронов, уходящих на анод. Это в свою очередь является главным механизмом, ответственным за стабилизацию эмиссионных процессов из СПЭ и обусловлено необходимостью сохранения баланса генерации и потерь электронов в результате компенсации возрастания тока эмиссии соответствующим уменьшением тока электронов на анод [35, 37, 38]. Здесь же необходимо отметить, что эмиссионная способность СПЭ ограничена величиной тока разряда, когда плотность электронного тока из плазмы выходит на насыщение, достигая своего максимального значения, равного j_{ex} , т.е. когда ток эмиссии электронов сравнивается с электронной компонентой тока на анод.

В [123, 124] выделены некоторые общие свойства, характерные для эмиссии электронов из плазмы. В этих работах на основе анализа процесса эмиссии электронов из плазмы было получено соотношение, позволяющее определить максимальный коэффициент извлечения электронов α в условиях устойчивой работы плазменного катода:

$$\frac{GS_e}{(S_e + S_a)} \leq 1, \quad (1.6)$$

где S_e – площадь эмиссионной поверхности плазмы, S_a – суммарная площадь анода, включая поверхность всех электродов, на которые могут уходить электроны из разрядного промежутка, G – параметр разряда, приблизительно равный отношению плотности хаотического тока электронов в плазме к плотности электронного тока на анод в отсутствие отбора электронов из плазмы. Величина G зависит от условий ионизации и для разрядов с отрицательным анодным падением потенциала находится в пределах $G \approx (2 \div 20)$. Зная это, можно сказать, что наибольший коэффициент извлечения α , при котором источник электронов работает стабильно, возможен при $G=2$, когда $\alpha=0,5$.

Тем не менее, благодаря достаточно большому значению параметра G , когда плотность хаотического тока в плазме намного превышает плотность электронного тока на анод, а ионная компонента тока разряда не превышает нескольких процентов от его электронной компоненты, ток эмиссии электронов может быть практически равен току разряда даже при относительно небольшой площади эмиссионной поверхности плазмы. Это позволяет существенно повысить эффективность отбора электронов из эмиссионной плазмы в различных системах источников электронов с СПЭ, что широко используется на практике.

В реальных источниках электронов с СПЭ эмиссионная поверхность плазмы ограничена размерами, сравнимыми с протяженностью слоя пространственного заряда, возникающего у электрода, количество эмиссионных отверстий в котором может быть различным. Перекрытие эмиссионной поверхности плазмы мелкоструктурной металлической сеткой, размер ячеек в которой сравним с протяженностью приэлектродного слоя, является одним из способов реализации такого принципа. Поэтому такой метод получения электронного тока из плазмы получил название «метод слоевой стабилизации» [33–38], а для подчеркивания конструктивной особенности в этих случаях

используется термин «сеточная стабилизация». Сеточная стабилизация также предполагает выбор размера ячейки эмиссионной сетки порядка размера протяженности слоя пространственного заряда, отделяющего плазму от эмиссионного электрода и полого анода. Это приводит к тому, что эмиссия электронов из плазмы осуществляется с так называемой частично открытой плазменной поверхности: в центре из-за неперекрывания слоев эмиссия осуществляется с открытой плазменной поверхности, по краям – через потенциальный барьер [37, 38]. При этом увеличение протяженности слоя приводит к сокращению открытой плазменной поверхности. Поскольку в отсутствие потенциального барьера плотность эмиссионного тока намного выше плотности тока электронов при наличии барьера, то и полный ток эмиссии электронов из плазмы через каждое эмиссионное отверстие определяется, в основном, площадью открытой поверхности плазмы:

$$I_e = j_{ex} \pi (r_e - l_i)^2, \quad (1.7)$$

где r_e – ширина эмиссионной ячейки, l_i – ширина приэлектродного ионного слоя.

В условиях отрицательного падения потенциала между плазмой и эмиссионным электродом и в предположении $(\varphi_p - \varphi_a)/kT_e \gg 1$ приэлектродный слой, который зависит от потенциала φ_p , температуры T_e и концентрации n_e эмиссионной плазмы, можно считать ионным и его величина l_i может быть так же оценена из равенства плотностей ионного тока на анод, определяемого соотношением Бома и законом Чайлда – Ленгмюра для ионного тока:

$$l_i = (\varepsilon_0/n_e)^{1/2} (\varphi_p - \varphi_a)^{3/4} / (ekT_e)^{1/4}. \quad (1.8)$$

Из формулы (1.8) видно, что рост потенциала эмиссионной плазмы, обусловленный отбором электронов на коллектор, приводит к росту ширины приэлектродного ионного слоя, который в реальных СПЭ на основе дуги низкого давления с полым анодом составляет десятки-сотни микрометров, что можно рассматривать как отрицательную обратную связь (ООС), стабилизирующую

работу СПЭ и позволяющую осуществлять генерацию электронных пучков различной конфигурации.

Однако, как уже было отмечено, отбор электронов из эмиссионной плазмы влияет не только на изменение ее потенциала, но, например, может приводить к изменению ее концентрации, ответственной за проводимость межэлектродного зазора «катод–полый анод» и также определяющей ширину приэлектродного ионного слоя. При этом концентрация может как уменьшаться, так и увеличиваться, особенно в условиях интенсивной бомбардировки СПЭ ионами анодной плазмы, которая всегда имеется в реальных экспериментальных условиях и нарабатывается самим электронным пучком в результате ионизации остаточного, рабочего газов, а также газа, десорбированного с электродов источника электронов. В случае роста концентрации эмиссионной плазмы в течение импульса генерации электронного пучка, ширина приэлектродного слоя может либо уменьшаться, либо оставаться той же самой даже с учетом роста потенциала плазмы, что приводит к невозможности реализации описанного выше механизма стабилизации эмиссионного процесса из СПЭ.

В результате в источниках электронов с СПЭ генерируется объемная плазма, граница которой стабилизируется мелкоструктурной металлической сеткой, что позволяет реализовать стабильную во времени электронную эмиссию. Извлечение электронов из плазменного эмиттера происходит через отверстия в эмиссионной сетке под действием прикладываемого ускоряющего напряжения между плазменным катодом и коллектором. Положение границы плазмы зависит от ее параметров, размера ячейки сетки и величины прикладываемого ускоряющего напряжения. Размер ячейки сетки в каждом отдельном случае выбирается таким образом, что при извлечении электронов из эмиттера наблюдается слабая зависимость тока эмиссии от величины ускоряющего напряжения, поскольку граница плазмы изменяет свое положение незначительно [33–38, 77, 123–125, 130].

К главным достоинствам источников электронов с СПЭ можно отнести относительную простоту и механическую надежность конструкций, нечувствительность к загрязнениям и случайным напускам воздуха, высокую энергетическую эффективность, малое время включения близкое к времени формирования разряда, большой срок службы, отсутствие микронеоднородностей плотности тока пучка по его сечению, широкий диапазон независимой регулировки основных параметров пучка, а также возможность изменения конфигурации пучка за счет изменения конфигурации сетки [33–38, 125].

1.4 Общая схема источников электронов с сеточными плазменными эмиттерами на основе дугового разряда низкого давления

Проведенный литературный анализ позволяет заключить, что вне зависимости от параметров генерируемого электронного пучка, его конфигурации и типа разряда, в котором генерируется эмиссионная плазма, структурная схема большинства источников электронов с СПЭ может быть представлена в виде, как это показано на рисунке 1.2.

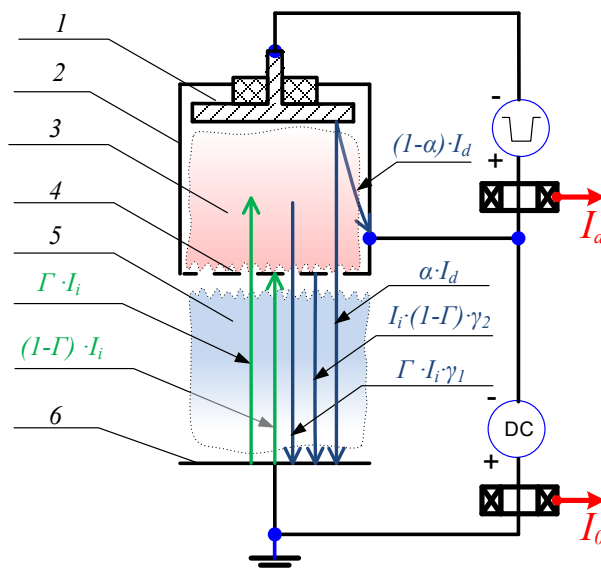


Рисунок 1.2 – Общая структурная схема источника электронов с СПЭ: 1 – катод дугового разряда; 2 – анод дугового разряда; 3 – катодная/эмиссионная плазма; 4 – эмиссионная сетка; 5 – анодная/пучковая плазма; 6 - коллектор

Такой источник электронов имеет СПЭ, внутри которого генерируется плазма на основе дугового разряда низкого давления или даже разряда другого типа, но отбор электронов в котором осуществляется через ячейки эмиссионной сетки 4, являющейся частью полого анода 2 и необходимой для стабилизации границы катодной/эмиссионной плазмы 3. Анодная плазма 5 генерируется электронным пучком, создаваемым и формируемым за счет электронов, извлекаемых из СПЭ или рожденных в результате ионно-электронной эмиссии при бомбардировке эмиссионного электрода ускоренными ионами. Концентрация анодной плазмы ($10^9 \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$) определяется условиями генерации электронного пучка (энергией электронов, плотностью эмиссионного тока, давлением рабочего и других газов и др.), достигая в ряде случаев 100 %-ной ионизации рабочего газа.

В источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером и плазменным анодом ток в ускоряющем промежутке I_0 определяется несколькими составляющими [35, 37, 38, 126–129], и может быть записан в виде:

$$I_0 = \alpha \cdot I_d + I_{i2} \cdot (1 + (1 - \Gamma) \cdot \gamma_2 + \Gamma \cdot \gamma_1), \quad (1.9)$$

где $\alpha = I_{em}/I_d$ – коэффициент извлечения электронов из плазменного эмиттера, равный отношению тока эмиссии I_{em} к току разряда I_d ; I_{i2} – ток ускоренных ионов из анодной плазмы; γ_2 – коэффициент ионно-электронной эмиссии с металла при бомбардировке ускоренными ионами эмиссионного электрода; γ_1 – коэффициент ионно-электронной эмиссии из эмиссионной плазмы за счет ионно-электронных процессов в СПЭ; Γ – эффективная геометрическая прозрачность эмиссионного электрода, позволяющая учитывать поток ионов, прошедших через сетку эмиссионного электрода в плазменный эмиттер.

Вклад каждого слагаемого в формуле (1.9) может быть разным в зависимости от конкретного типа источника электронов с СПЭ, параметров генерируемого электронного пучка, геометрии электродов, их материала, рабочего давления, конфигурации магнитного поля и пр.

Так, например, при генерации электронного пучка в источниках с СПЭ на основе дугового разряда, работающих в форвакуумной области давлений авторы

работ [25, 109, 130] отмечают режимы генерации, в которых вклад тока от высоковольтного тлеющего разряда в общий ток в ускоряющем промежутке может даже превышать величину тока эмиссии. Чаще всего генерация электронного пучка в этом случае осуществляется при ускоряющем напряжении $U_0 \leq 10$ кВ, когда коэффициент $\gamma_2 \approx (1 \div 2)$ [131, 132], поэтому ионная компонента тока может составлять десятки процентов от общего тока диода.

Переход в более низкое давление $\sim (10^{-2} \div 10^{-1})$ Па в источнике электронов с генерацией пучка, плотность энергии которого также достаточна для плавления металлических материалов и достигает 100 Дж/см², позволяет повысить ускоряющее напряжение до $U_0 \leq 30$ кВ, что приводит к тому, что коэффициент ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода может достигать значений $\gamma_2 \leq 4$ [131, 132] и даже выше и также зависит от рода газа, материала эмиссионного электрода и величины ускоряющего напряжения. В штатных режимах генерации электронного пучка ток в ускоряющем промежутке, чаще всего, соизмерим по амплитуде с током разряда, и величина ионного тока составляет единицы процентов, однако с ростом давления газа величина тока I_0 растет и может кратно превышать величину тока I_d , что говорит о вкладе ионно-электронной эмиссии, когда величина ионного тока I_{i2} также может достигать десятков процентов.

Данная модель также подходит для описания процессов при генерации пучка с энергией электронов уровня $(100 \div 200)$ кэВ, когда коэффициент ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода может достигать значений $\gamma_2 \geq 10$ [131, 132]. Однако генерация электронного пучка при таких ускоряющих напряжениях приводит к необходимости снижения плотности эмиссионного тока, что увеличивает время образования анодной плазмы и снижает ее концентрацию. Величина ионного тока в этом случае минимальна и чаще всего не превышает единиц процентов от общего тока в ускоряющем промежутке.

Вклад от слагаемого $I_{i2} \cdot \Gamma \cdot \gamma_1$ также может быть различным в зависимости от условий генерации эмиссионной плазмы и типа электродной системы СПЭ источника электронов. Прежде всего это связано с тем, что в реальных экспериментальных условиях в течение импульса генерации тока пучка субмиллисекундной длительности изменяются газовые условия в ускоряющем промежутке и пространстве СПЭ (повышение давления в результате десорбционных процессов или плавления обрабатываемой мишени/коллектора), изменяется величина ускоряющего напряжения (унос заряда из высоковольтной конденсаторной батареи) и величина ведущего магнитного поля, происходит пространственное перестроение пучка и пр.

В результате можно заключить о возможности использования данной упрощенной модели в каждый отдельный момент времени для описания процесса генерации электронного пучка в источниках электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом, что и будет показано в следующих главах данной диссертационной работы.

1.5 О механизмах пробоев ускоряющего промежутка и «традиционные» способы повышения его электрической прочности в источниках электронов с сеточными плазменными эмиттерами

Как и в любых других источниках электронов, проблемы электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка и максимальной эмиссионной способности являются крайне актуальными, определяющими предельные параметры источников электронов в целом. Увеличение энергии или средней мощности пучка за счет увеличения любого из параметров пучка на практике ограничено возникновением электрического пробоя высоковольтного ускоряющего промежутка, что зачастую и является основным лимитирующим фактором дальнейшего развития параметров пучка электронов [33–38]. В этом случае природа электрического пробоя ускоряющего промежутка при росте величины ускоряющего напряжения может быть существенно отличной от

природы электрического пробоя, например, при росте эмиссионного тока или длительности импульса тока пучка.

В отличие от ускорителей электронов на основе термо- и взрывоэмиссионных катодов, генерирующих электронные пучки с энергией ~ 200 кэВ, ускорители электронов с плазменным катодом работают при постоянном напуске рабочего газа, необходимого для стабильной генерации эмиссионной плазмы. В этом случае как плазменный эмиттер, так и ускоряющий диодный промежуток являются газонаполненными, в результате чего предъявляются повышенные требования к электрической прочности последнего, поскольку работа ускорителя в этом случае осуществляется в левой ветви кривой Пашена, в которой при повышении давления в промежутке снижается величина пробивного напряжения [33, 41, 133]. Согласно формуле (1.6) эффективность извлечения электронов из плазмы разряда, которая определяется отношением тока электронной эмиссии к току разряда, в высоковольтных электронных источниках с СПЭ обычно ограничена на уровне 70% во избежание дестабилизации работы СПЭ [86, 111, 120, 123, 124]. Рабочее давление источников электронов с СПЭ также ограничено сверху, что связано не только с пашеновским пробоем ускоряющего промежутка, но и, согласно [25, 37], с нарушением стабилизирующей функции эмиссионной сетки, в результате выхода границы эмитирующей плазмы за сетку в ускоряющий промежуток и полным переключением разряда с полого анода на извлекающий электрод. В этом случае происходит неконтролируемая интенсивная ионизация газа в ускоряющем промежутке, рост обратного ионного потока в эмитирующую плазму, повышение концентрации плазмы, а, соответственно, дальнейшее увеличение электронной эмиссии. Поскольку все эти процессы носят лавинообразный характер, завершаются они так называемым «плазменным» пробоем промежутка. Также эти процессы накладывают жесткие требования к выбору размера ячейки эмиссионной сетки. При этом авторы работ [25, 134] отмечают, что существуют и другие механизмы возникновения электрического пробоя ускоряющего

промежутка, например, электрический пробой, связанный с зажиганием низковольтного разряда между электродами ускоряющей системы. Такой механизм пробоя отмечен также и в работах [33, 80]. Такой пробой, чаще всего связан с тем, что значительная геометрическая прозрачность эмиссионных электродов приводит к равенству давлений в ускоряющем промежутке и СПЭ, поэтому работоспособность источников электронов обеспечивается благодаря тому, что ускоряющий промежуток делают достаточно длинным для предотвращения вакуумного пробоя и в то же время достаточно коротким, чтобы избежать в нем самостоятельного газового разряда [33, 41]. Основным же механизмом электрического пробоя высоковольтного ускоряющего промежутка в источниках электронов такого типа считается зарядка обратным ионным потоком диэлектрических пленок на поверхности эмиссионного электрода, обращенного в сторону ускоряющего промежутка. Накопление электрического заряда в этом случае приводит к росту напряженности электрического поля в пленке, при достижении определенного значения которого происходит пробой пленки [34, 38, 39, 43, 44, 83, 140]. Ток пробоя приводит к иницированию на поверхности эмиссионной сетки катодного пятна с неограниченной эмиссионной способностью и, как следствие, к электрическому пробую ускоряющего промежутка. Естественно, что единственным «спасением» от таких пробоев является высокая чистота высоковольтных электродов, а также сухие средства вакуумной откачки, что, однако, приводит к существенному удорожанию источника электронов в целом.

Еще один вид электрического пробоя высоковольтного ускоряющего промежутка может происходить в результате повышения потенциала эмиссионной плазмы относительно всех электродов разрядной системы СПЭ. Данный механизм наблюдался в системах СПЭ с полым анодом [37, 38, 135]. Даже в отсутствие извлечения электронов из эмиссионной плазмы ее потенциал может достигать десятков вольт относительно анодной полости. При прикладывании ускоряющего напряжения в ячейках эмиссионной сетки

появляется провисающее в них электрическое поле, уменьшающее потенциальный барьер для электронов плазмы. Эти электроны, захваченные электрическим полем ускоряющего промежутка, извлекаются из плазмы, что приводит к еще большему возрастанию ее потенциала относительно электродов разрядной системы. На практике увеличение потенциала плазмы возможно до момента самопроизвольного возникновения катодного пятна на поверхности электродов разрядной системы с отрицательным анодным падением потенциала относительно потенциала плазмы [135]. Например, такое увеличение потенциала плазмы может привести к образованию катодного пятна на поверхности полого анода, возникновению высокочастотных шумов тока разряда, искажениям его формы и амплитуды и др. Образованное на стенке полого анода катодное пятно может быстро перемещаться по его поверхности, повышать концентрацию эмиссионной плазмы и существенно исказить ее пространственную однородность, что приводит к локальному росту плотности плазмы и, как следствие, к неконтролируемому увеличению тока разряда с соответствующим увеличением эмиссионного тока. Также это катодное пятно может смещаться в область эмиссионной сетки или даже рождаться на ней. Все перечисленные механизмы существенно снижают управляемость параметрами пучка [135], и в конечном итоге приводят к электрическому пробоем ускоряющего зазора.

Необходимо отметить, что наличие нескольких механизмов электрических пробоев не означает, что электронные источники с СПЭ не способны стабильно генерировать пучки, а только показывает необходимость детального исследования эмиссионной способности таких катодов и механизмов электрических пробоев ускоряющего промежутка для дальнейшего развития ускорительной техники, где за основу берется отбор электронов из плазмы какого-либо разряда низкого давления.

Вторым способом повышения электрической прочности ускоряющего зазора является применение импульсных высоковольтных источников электропитания, позволяющих прикладывать к зазору импульсы напряжения,

длительность которых соизмерима с длительностью импульса тока пучка и меньше, чем время формирования и развития пробоя. Однако такое решение имеет два существенных недостатка, а именно дороговизну высоковольтной системы электропитания и сложность согласования нагрузки, которая приводит к неконтролируемым выбросам ускоряющего напряжения, а в случае вывода пучка в атмосферу еще и к появлению потерь тока пучка в выводной фольге на фронте и срезе импульса ускоряющего напряжения, характерных для ускорителей на основе взрывной эмиссии электронов [5, 52, 136].

Как уже было отмечено ранее, использование катодных узлов с контрагированной дугой позволяет снизить капельную фракцию материала катода на электродах разрядной системы. Это также благоприятно сказывается на электрической прочности высоковольтного ускоряющего зазора, поскольку снижает обострение электрического поля на эмиссионной сетке и других электродах в случае попадания микрокапель на эти электроды.

Отдельно надо отметить еще один способ увеличения электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка, особенно актуальный в случае использования СПЭ на основе дуги низкого давления с полым анодом, заключающийся в снижении неоднородности плотности тока эмиссии за счет использования не одного, а нескольких катодных узлов (организация, так называемого, многодугового режима горения разряда). В этом случае катодные узлы могут располагаться как параллельно [77, 86, 87, 137–139], так и перпендикулярно [34, 43, 80, 83, 140–142] оси извлечения электронов из СПЭ в ускоряющий промежуток. Авторы [80] отмечают существенное повышение электрической прочности ускоряющего промежутка при поперечном извлечении по сравнению с продольным. Ими установлено, что распределение плотности тока эмиссии зависит от угла φ наклона осей разрядных камер относительно оси полости. При $\varphi=8^\circ$ неравномерность распределения плотности тока по сечению пучка не превышает $\pm 10\%$, однако одновременно происходит некоторое увеличение сечения пучка. Снижение неоднородности плотности эмиссионного

тока совместно с другими методами позволяет увеличить площадь эмиссии вплоть до тысяч квадратных сантиметров, а также обеспечивает возможность генерации токов разряда амплитудой сотни ампер без электрического пробоя высоковольтного ускоряющего промежутка в отличие от использования СПЭ с одним плазмогенератором, расположенным на оси источника электронов.

Также необходимо отметить возможность повышения электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка за счет отклонения электронного пучка ведущим магнитным полем от продольной оси СПЭ [143, 144] или принудительного создания анодной плазмы за счет отдельного источника [145, 146, 147].

1.6 Выводы и постановка задач исследований

В результате проведенного литературного обзора можно сделать следующие выводы:

1. За последние 30 лет можно отметить как качественное, так и количественное развитие источников электронов, в частности, с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом, что проявляется в существенном росте диапазона параметров генерируемых электронных пучков, а также повышения стабильности их работы, что позволяет расширить их использование в научных и промышленных целях, однако остается ряд вопросов в понимании физики процессов эмиссии электронов и формирования пучков в таких источниках.

2. Сеточная/слоевая стабилизация границы эмиссионной плазмы является эффективным механизмом, позволяющим осуществлять независимую друг от друга регулировку основных параметров пучка. Изменение ширины приэлектродного слоя в полном аноде разряда СПЭ позволяет организовать самосогласованную ООС в условиях отбора электронов из плазмы и переключения их на коллектор. В ряде работ отмечаются механизмы, дестабилизирующие функции эмиссионной сетки, которые приводят к

нарушению работы СПЭ и возникновению электрического пробоя ускоряющего промежутка. Для снижения вероятности возникновения таких нестабильностей работы СПЭ, используются оптимальные условия генерации эмиссионной плазмы и различные виды катодных узлов.

3. Несмотря на то, что дуговой разряд может функционировать в сравнительно высоком вакууме, для генерации плазмы в больших вакуумных объемах используется принудительный напуск рабочего газа, необходимый для однородного заполнения этого объема плазмой, снижения фронта импульса тока разряда, создания оптимальных условий для извлечения электронов из плазмы, а также формирования и транспортировки электронного пучка. Оптимальным давлением для генерации эмиссионной плазмы является ($10^{-1} \div 10^0$) Па.

4. Схожесть механизмов генерации эмиссионной плазмы и формирования электронных пучков различной конфигурации позволяет создать единую упрощенную схему источников электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом. Общий ток в ускоряющем промежутке является суммой нескольких слагаемых, величина которых определяется электродной системой источника электронов и газовыми условиями, которые к тому же могут меняться в течение импульса генерации электронного пучка.

5. Неоднородность концентрации эмиссионной плазмы и плотности эмиссионной тока являются одними из основных параметров, определяющими предельные параметры генерируемого электронного пучка, а также возможность использования таких электронных пучков для обработки большинства облучаемых объектов (в газовой, жидкой или твердой фазе). Именно поэтому вне зависимости от дальнейшего использования разрабатываемых источников электронов существует необходимость разработки новых подходов снижения неоднородности плотности тока по сечению таких пучков большого сечения.

6. Стратегия развития диктует необходимость поиска новых решений как уже существующих задач использования электронных пучков, так и новых

задач, обусловленных быстрым технологическим развитием в мире, в том числе за счет использования радиационных электронно-пучковых технологий.

7. При генерации электронного пучка почти не уделяется внимания мощности импульсного электронного пучка в течение импульса, когда в основном исследователи оперируют таким параметром как «плотность энергии электронного пучка», введенной в облучаемый объект в течение импульса фиксированной длительности. В этом случае во многих статьях умалчивается о изменении мощности пучка в течение импульса, которая зависит от начального ускоряющего напряжения, его изменения в течении импульса тока пучка, изменения формы тока пучка и формы тока разряда и т.д., что может существенно влиять на режим облучения и его последствия. В частности, это подтверждается работами прикладного характера, например, по облучению лаковых покрытий различными типами ускорителей электронов, в которых было показано, что наилучшее качество полимеризации лаковых покрытий под действием электронного пучка продемонстрировали ускорители на основе взрывной эмиссии электронов, отличающиеся не только высокой удельной плотностью мощности пучка, но и его широким энергетическим спектром, ширина которого, однако, сложно поддается регулировке.

8. Развитие источников электронов, в частности с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления, продолжается и по-прежнему заключается в изучении физики генерации эмиссионной плазмы, эмиссии из нее электронов, формировании пучков в ускоряющем промежутке и расширении диапазона всех параметров генерируемых электронных пучков, а также в стабильности работы таких ускорителей, их управляемости и повторяемости режимов облучения, что представляется чрезвычайно важным и составляет суть данной диссертационной работы.

Таким образом, в рамках данной диссертационной работы представляется необходимым решение *следующих задач*:

- изучить физические процессы генерации эмиссионной плазмы в дуговых разрядах низкого давления в системах с СПЭ с полым анодом, эмиссии из нее электронов, формирование и транспортировку электронных пучков различных конфигураций;

- создать новые и модернизировать имеющиеся источники электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления, способные стабильно генерировать электронные пучки в широком диапазоне параметров (энергия электронов десятки – сотни кэВ, амплитуда импульса тока пучка единицы – сотни ампер, длительность импульса тока пучка единицы – сотни микросекунд, частота следования импульсов от одиночных импульсов до десятков импульсов в секунду);

- выявить и экспериментально продемонстрировать механизмы стабилизации тока электронного пучка в источниках электронов с СПЭ различной конфигурации, обеспечивающие расширение диапазона параметров генерируемых электронных пучков;

- определить способы снижения неоднородности плотности эмиссионного тока, в том числе ответственные за повышение электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка в источниках электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления;

- определить условия генерации модулированного электронного пучка субмиллисекундной длительности в низкоэнергетическом источнике электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления, позволяющие осуществлять управление мощностью тока пучка в течение импульса;

- продемонстрировать возможность малоинерционного управления температурой поверхности образцов, облучаемых низкоэнергетическим модулированным электронным пучком субмиллисекундной длительности в источнике с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления;

- разработать диагностическое оборудование для различных источников электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления для исследования

параметров генерируемых электронных пучков, а в частности: общей энергии пучка; распределения плотности энергии и тока пучка по его сечению; определения энергетического спектра электронов в пучке, выведенном в атмосферу; измерения параметров эмиссионной плазмы; измерения температуры поверхности мишени, облучаемой интенсивным электронным пучком;

- разработать современные и модифицировать ранее используемые системы электропитания и управления параметрами разработанных и модернизированных источников электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления;

– продемонстрировать новые возможности использования созданных и модернизированных источников электронов для обработки поверхности различных неорганических материалов с целью улучшения их эксплуатационных и функциональных свойств; генерации электронных пучков средних энергий для удержания температуры плазмы в открытой магнитной ловушке на установке «ГОЛ-3»; генерации высокоэнергетических широких электронных пучков с выводом в атмосферу и их использования для обработки различных органических материалов (модификация натурального латекса, радиационная обработка пленок ПВХ, предпосевная обработка семян).

Последняя докторская диссертация в области генерации электронных пучков с использованием источников с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом была защищена в 2000 г. Н.Н. Ковалем [148], однако постановка и решение вышеперечисленных задач ранее не выполнялись и являются естественным продолжением работ Н.Н. Коваля и соавторов, что позволит выйти на новый уровень в этом важном направлении научных и научно-технических исследований.

ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С СПЭ НА ОСНОВЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОЛЫМ АНОДОМ. МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Все экспериментальные исследования проводились, используя три основных типа источников электронов с СПЭ: низкоэнергетический (до 25 кэВ) источник «СОЛО», источник «Килоампер» средних энергий (до 100 кэВ), и высокоэнергетический (до 200 кэВ) источник «ДУЭТ», существенно отличающихся как конструктивно, так и схемотехнически, хотя основные принципы действия их сохраняются, что дает возможность анализа результатов и выработки общих рекомендаций по развитию источников электронов с СПЭ.

2.1 Низкоэнергетический источник электронов «СОЛО»

Схема и внешний вид источника электронов «СОЛО» с СПЭ на основе дуги низкого давления и плазменным анодом с открытой границей плазмы представлена на рисунке 2.1 и рисунке 2.2.

Иницирующий разряд загорается между положительным поджигающим электродом 1 и катодом 2 при приложении импульса напряжения U_{trig} величиной (12÷15) кВ. Основной дуговой разряд горит между катодом 2 и анодом 5, 6. Анодная вставка 3, электрически соединённая с анодом дугового разряда через токоограничительное сопротивление $R_{НА}$ и играющая роль полого анода, необходима для облегчения условий зажигания и стабильного горения дугового разряда и крепления дополнительного перераспределяющего электрода 4, имеющего с ней электрический контакт. Электрод 4 используется для выравнивания распределения плотности эмиссионного тока. Постоянное ускоряющее напряжение величиной (5÷25) кВ, обеспечиваемое высоковольтной конденсаторной батареей суммарной емкостью 6 мкФ, прикладывается между плоским эмиссионным электродом 6 с мелкоструктурной эмиссионной сеткой 5 диаметром 40 мм с размером ячейки 0,33×0,33 мм и извлекающим электродом 7,

выполненным в виде диафрагмы диаметром 82 мм. Извлекающий электрод 7, труба дрейфа 8 внутренним диаметром 80 мм и длиной ≈ 100 мм, и коллектор 10 диаметром ≈ 100 мм находятся под потенциалом «земли».

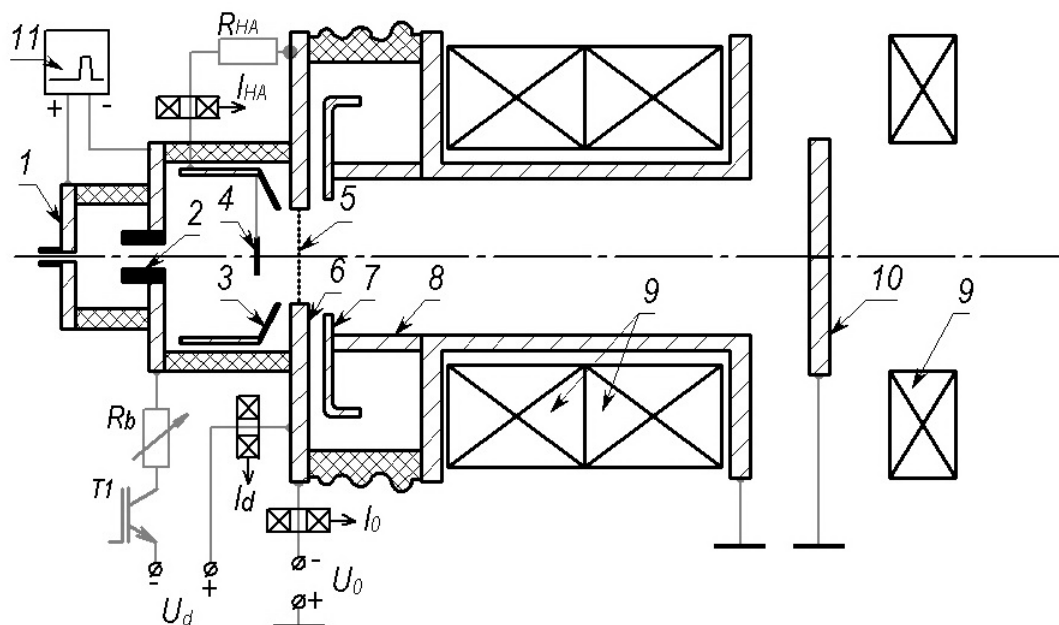


Рисунок 2.1 – Схема источника электронов «СОЛО»: 1 – поджигающий электрод; 2 – катод; 3 – полый анод (анодная вставка); 4 – дополнительный электрод (перераспределяющий электрод или электрод обратной связи); 5 – эмиссионная сетка; 6 – эмиссионный электрод; 7 – извлекающий (ускоряющий) электрод; 8 – труба дрейфа; 9 – магнитные катушки; 10 – коллектор

Отбор электронов из эмиссионной плазмы осуществляется через ячейки эмиссионной сетки первоначально под действием электрического поля, создаваемого электродами 7 и 8, а после образования анодной (пучковой) плазмы, ускорение электронов происходит в двойном слое между границами двух плазм: катодной (граница которой стабилизируется сеткой 5) и анодной (граница которой открыта и подвижна). Ускоренные электроны пучка транспортируются к коллектору в магнитном поле катушек 9, величина поля в которых варьируется в диапазоне $(0,01 \div 0,1)$ Тл. Ускоряющее напряжение фиксировалось с помощью высоковольтного щупа с внутренним резистивным делителем 1:1000.



Рисунок 2.2 – Фотография источника электронов «СОЛО»



Рисунок 2.3 – Фотография свечения анодной плазмы в области дрейфа электронного пучка, а также свечения мишени за счет нагрева электронным пучком субмиллисекундной длительности

Параметры: ускоряющее напряжение $U_0=16$ кВ, ток в ускоряющем промежутке $I_0=160$ А, длительность импульса $t=200$ мкс, $p = 45$ мПа (Ar), магнитное поле в верхней и нижней катушках $B_1 = 50$ мТл, $B_2 = 100$ мТл

Для электропитания СПЭ использовалась система, которая в эквиваленте представляет собой заряженную емкость, в цепи которой установлено переменное токозадающее сопротивление R_b (рисунок 2.1), величина которого может дискретно изменяться в течение импульса. Сравнительно простым способом изменения тока дугового разряда в течение его импульса (рисунок 2.4) является использование набора балластных сопротивлений R_N , каждый из которых задает определенную амплитуду тока разряда, протекающего через эти сопротивления от единой конденсаторной батареи C , во время открытого состояния соответствующих транзисторов VT_N . В данном случае использование четырех транзисторов VT_N позволяет получать $2^n=2^4=16$ значений амплитуды тока пучка в течение импульса, включая нулевое значение, что также может быть необходимо,

например, при введении энергии электронного пучка в поверхность образца несколькими импульсами, формируемыми в субмиллисекундном диапазоне длительностей тока пучка.

Данная схема электропитания и управления СПЭ позволяет изменять амплитуду тока разряда в диапазоне (0–220) А с дискретностью амплитуды и длительности 15 А и 10 мкс, соответственно, при максимальной общей длительности импульса до 1000 мкс, что удовлетворительно совпадает с результатами расчетов, проведенных в среде LT-SPICE (рисунок 2.5).

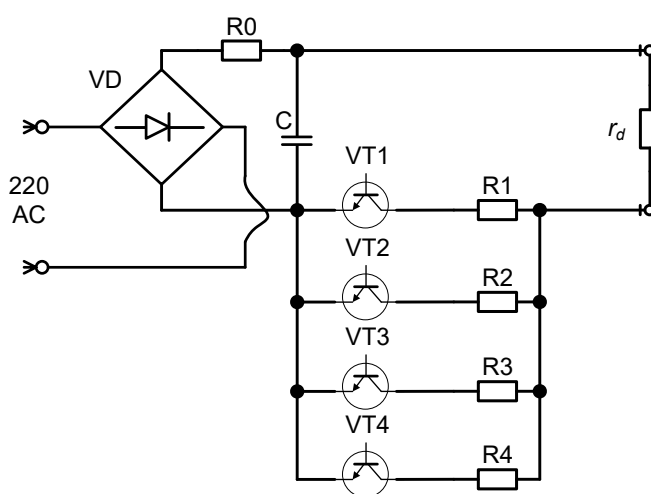


Рисунок 2.4 – Схема электропитания СПЭ в источнике электронов «СОЛО». r_d – импеданс разряда

Данный источник электропитания имеет постоянное напряжение холостого хода 300 В и относительно низкую выходную индуктивность (единицы мкГн), что обеспечивается за счет применения бестрансформаторных выходных цепей, когда система электропитания работает под высоким (до 25 кВ) потенциалом, под которым находится СПЭ (рисунок 2.4). Это позволяет пропорционально снижению индуктивности уменьшить фронт и срез импульса тока разряда (с десятков микросекунд до единиц микросекунд на сто ампер тока разряда), что было крайне важно при проведении настоящих экспериментов.

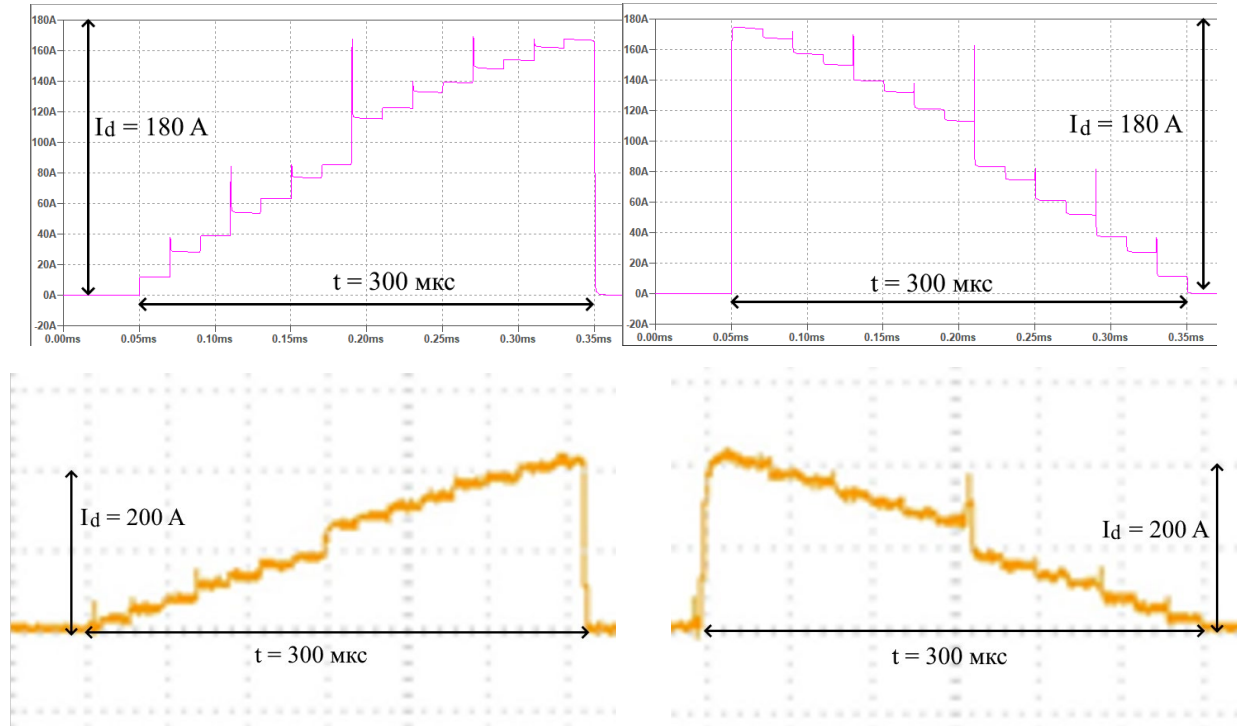


Рисунок 2.5 – Моделирование тока разряда в источнике электронов «СОЛО» (верхний ряд) и реальные осциллограммы тока дугового разряда (нижний ряд)

Необходимо отметить, что схемные решения, используемые ранее, обеспечивают возможность регулировки тока разряда, что определяется только лишь прецизионностью зарядки искусственной формирующей линии или просто токозадающего конденсатора. Однако, такие решения имеют существенный недостаток, заключающийся в том, что регулировка тока разряда за счет изменения напряжения на искусственной формирующей линии или конденсаторе приводит к тому, что ток разряда нестабильно инициируется при генерации токов разряда малой амплитуды (единицы ампер), что связано с низким (уровня 150 В) напряжением холостого хода источника электропитания разряда. Проблема инициирования разряда имеет глобальный характер для работы всего источника электронов в целом, особенно при необходимости генерации электронного пучка в частотно-импульсном режиме. Использование вышеописанной схемы позволило в значительной мере устранить нестабильность инициирования дугового разряда и повысить, таким образом, стабильность работы источника электронов с СПЭ

Для измерения температуры поверхности образцов, облучаемых импульсным электронным пучком, использовалась схема эксперимента, представленная на

рисунке 2.6. Металлические образцы 6 размером $15 \times 10 \times 5$ мм закреплялись в плоскости коллектора, роль которого играл стол-манипулятор 8. Температура поверхности образцов измерялась с помощью высокоскоростного инфракрасного пирометра Kleiber KGA 740-LO (диапазон температуры $300\text{--}2300$ °С, длина волны $2\text{--}2.2$ мкм, время отклика 6 мкс). Для герметизации объектива и обеспечения возможности регистрации температуры внутри вакуумной камеры использовалось кварцевое стекло толщиной 15 мм, прозрачное для заданного спектрального диапазона. Пирометр имеет линейный аналоговый выход (0 – 10) В, сигнал с которого регистрировался осциллографом. Для измерения коэффициента излучения исследуемого материала проводили калибровку пирометра по хромель-алюмелевой термопаре.

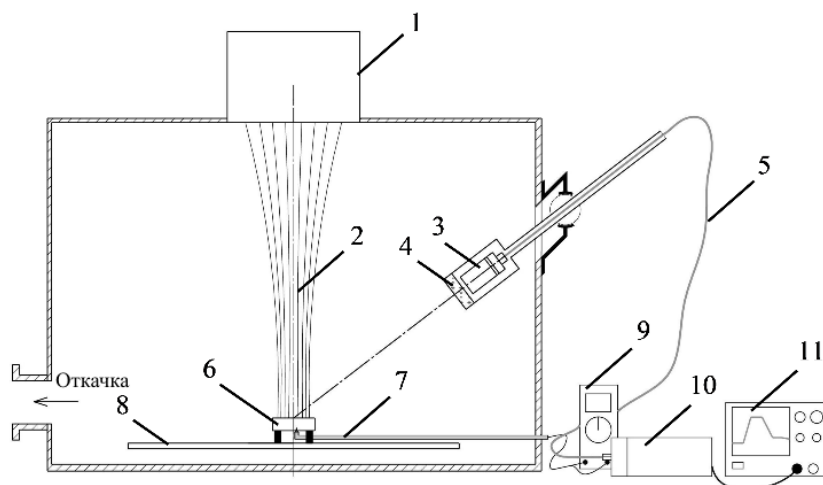


Рисунок 2.6 – Схема измерения температуры поверхности облучаемых образцов: 1 – источник электронов; 2 – электронный пучок; 3 – объектив LVO 25; 4 – кварцевое стекло марки КВ; 5 – оптический волновод; 6 – образец; 7 – хромель-алюмелевая термопара; 8 – стол-манипулятор; 9 – мультиметр; 10 – высокоскоростной инфракрасный пирометр Kleiber KGA 740-LO; 11 – осциллограф Tektronix TDS 1001B

Система измерения радиального распределения плотности энергии пучка в области взаимодействия с облучаемым материалом это секционированный калориметр, прототип которого был разработан Г.Е. Озуром с коллегами, а система опроса датчиков и отображения результатов измерений создана группой В.Н. Киселёва. Конструкция калориметра была модернизирована и для

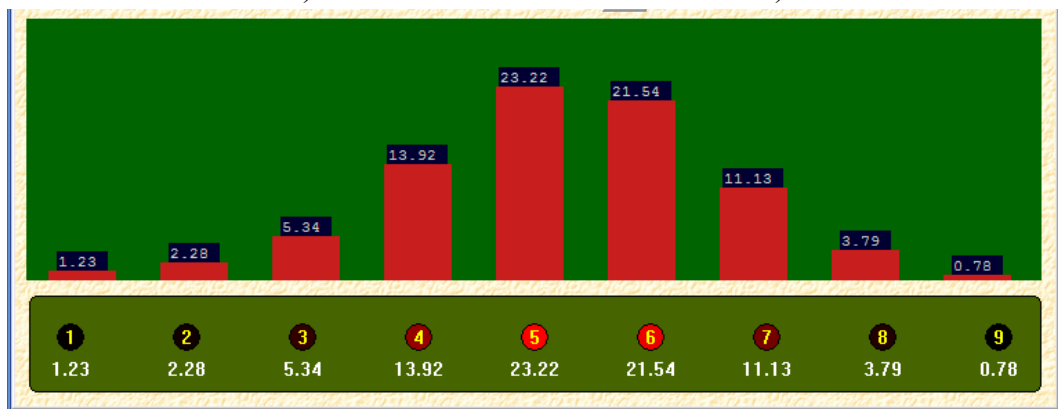
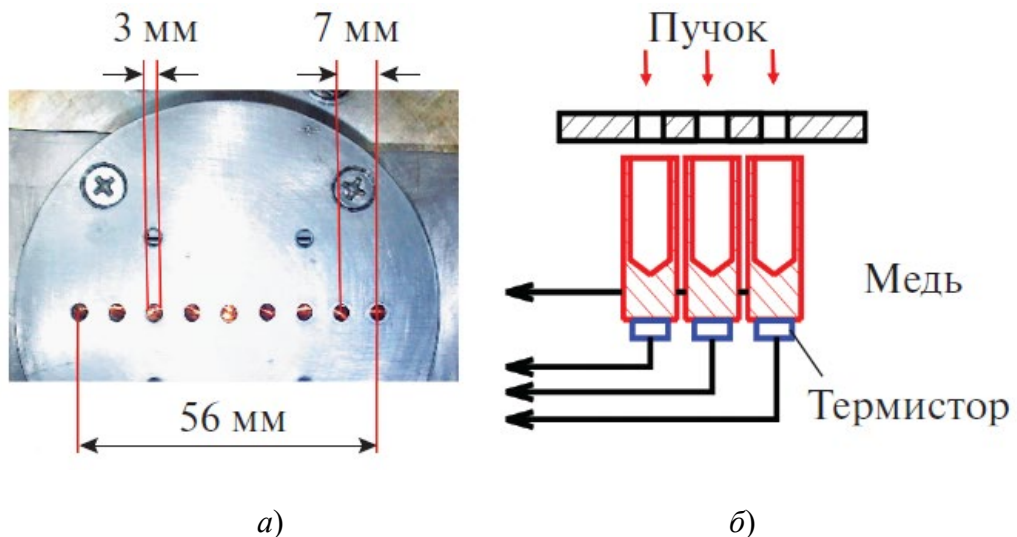
проведения экспериментов в источнике «СОЛО» представляла собой цилиндр, на приемном основании которого имеется 9 круглых отверстий диаметром 3 мм, расположенных линейно на одной оси, с расстоянием между соседними осями отверстий 7 мм (рисунок 2.7). В корпусе блока калориметра, выполненного из нержавеющей стали, линейно смонтированы 9 теплоизолированных поглотителей (цилиндры Фарадея), каждый из которых находится за своим отверстием, через которое на него попадает электронный пучок. К каждому поглотителю прикреплен терморезистор типа В57350К. Поглотители и терморезисторы хорошо теплоизолированы от корпуса калориметра. Измеряя сопротивление каждого терморезистора до и после воздействия на него электронным пучком, можно определить принесенную в отдельный поглотитель удельную энергию пучка. Затем, после импульса тока пучка, с помощью специальной электронной системы происходит опрос терморезисторов и строится распределение плотности энергии по сечению пучка.

Вакуумная камера откачивается турбомолекулярным насосом ТМН-500 со скоростью откачки 500 л/с до предельного давления $p_{\text{пред(НД)}} \approx 8 \cdot 10^{-4}$ Па. Затвор насоса – угловой, с пневматическим приводом. Для откачки ТМН и создания предварительного разрежения в вакуумной камере используется механический вакуумный насос типа АВЗ–20Д со скоростью откачки 20 л/с. Предварительная откачка камеры (до открытия затвора ТМН) производится до давления $p \approx 10$ Па.

Давление при работе форвакуумного насоса измеряется вакуумметром типа ВИТ12Т2 с преобразователем типа ПМТ-6, а давление в рабочей камере установки – вакуумметром Balzers TPG 251 А (или дополнительно с помощью Granville-Philips Moco Ion plus 392).

Напуск рабочего газа в источник электронов осуществляется через полиэтиленовую трубку длиной ≈ 0.5 м с внешним диаметром 6 мм, заполненную кварцевым песком для исключения возникновения газового разряда, что обеспечивает высоковольтную изоляцию на напряжение, превышающее максимальное ускоряющее (до 25 кВ). Один из концов трубки в этом случае

оказывается под потенциалом СПЭ (до -25 кВ), а второй под потенциалом вакуумной камеры («Земля»).



в)

Рисунок 2.7 – Внешний вид приёмной пластины калориметра (а) и вид калориметра в разрезе (б) источника электронов «СОЛЮ», а также характерное измеренное распределение плотности энергии пучка (в) при $I_d = 220$ А, $\tau = 100$ мкс, $U_0 = 20$ кВ, $p_{Ar} = 1,9 \cdot 10^{-2}$ Па

На «земляной» части газовой трубки установлен газовый регулятор РРГ-10 (3.6 л/час), позволяющий осуществлять регулировку и автоматическую стабилизацию газового потока, напускаемого в вакуумную камеру.

2.2 Источник электронов «Килоампер» средних энергий

Часть экспериментов проводилась с использованием источника электронов «КИЛОАМПЕР» с СПЭ на основе многодугового (шесть плазмодгенераторов) разряда низкого давления (рисунок 2.8 и рисунок 2.9). В вакуумной

камере 1 диаметром 80 см и длиной 100 см на проходном высоковольтном изоляторе закреплен СПЭ 2, представляющий собой полый цилиндр из нержавеющей стали диаметром 20 см и длиной 25 см. На одном из торцов цилиндра по окружности диаметром 15 см закреплены шесть катодных узлов с инициированием катодного пятна разрядом по поверхности диэлектрика (рисунок 2.10). Каждый катодный узел состоит из диэлектрического основания 3, на котором закреплены магниевый катод 4 и поджигающий электрод 5, разделенные коаксиальным зазором 1 мм. Магниевые катоды выполнены в виде стержня диаметром 4 мм и длиной 10 мм с аксиальным отверстием диаметром 1 мм для напуска рабочего газа в плазменный эмиттер. Для снижения неоднородности распределения плотности извлекаемого из СПЭ электронного тока и уменьшения вероятности пробоя ускоряющего промежутка на расстоянии 5 мм от каждого из катодов установлены металлические токоперераспределяющие электроды 10 диаметром 15 мм, электрически соединенные с поджигающим электродом 5.

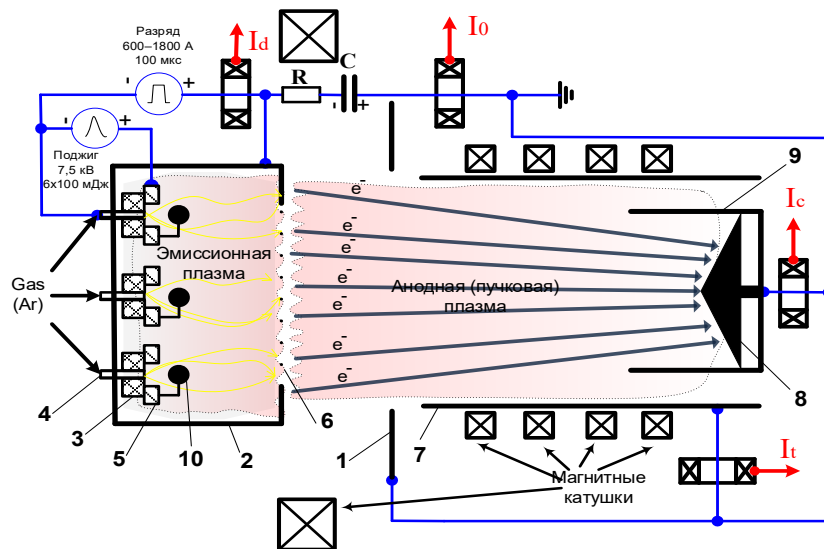


Рисунок 2.8 – Схема источника электронов «Килоампер»: 1 – фланец вакуумной камеры (ускоряющий электрод); 2 – СПЭ; 3 – изолятор; 4 – катод дугового разряда; 5 – поджигающий электрод; 6 – эмиссионная сетка; 7 – труба дрейфа; 8 – коллектор; 9 – металлический стакан



Рисунок 2.9 – Фотография источника электронов «Килоампер»

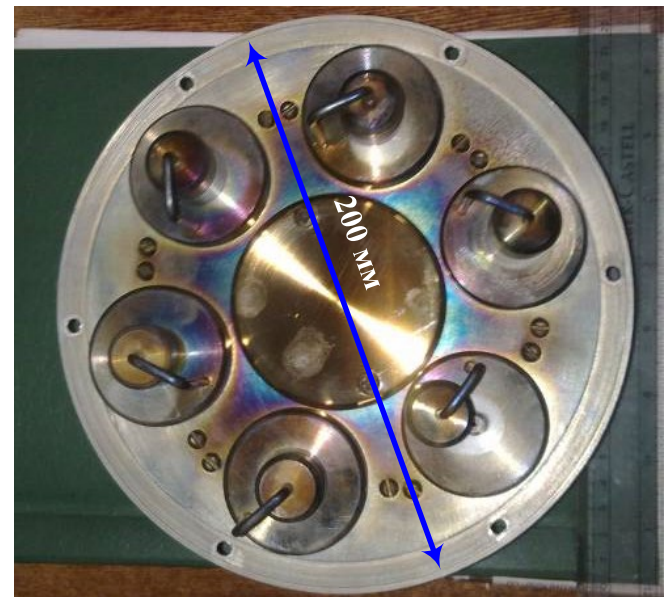


Рисунок 2.10 – Фотография многодугового катодного узла источника электронов «Килоампер»

Внутренняя поверхность СПЭ общей площадью около 0.2 м^2 играет роль общего полого анода для отдельных дуговых разрядов всех катодных узлов. Эмиссионное окно диаметром 14 см перекрыто мелкоструктурной сеткой 6 из нержавеющей стали с ячейками $\approx(0.4 \times 0.4)$ мм и геометрической прозрачностью 35%. На рисунке 2.11 приведена фотография эмиссионного электрода с отверстием диаметром $\varnothing 140$ мм, а также увеличенный вид используемой эмиссионной сетки. Расстояние между эмиссионной сеткой и фланцем камеры 1 составляет 90 мм. К этому промежутку приложено ускоряющее напряжение. Ускорение электронов происходит в катодном слое

между сеточным эмиссионным электродом 6, стабилизирующим границу катодной плазмы, и границей анодной пучковой плазмы, образующейся в ускоряющем зазоре и пространстве дрейфа пучка в процессе ионизации электронным пучком остаточного и рабочего газов.

Электроны, ускоренные до энергии, соответствующей приложенному ускоряющему напряжению $U_0 \leq 100$ кВ, поступают в трубу дрейфа 7 длиной 80 см и диаметром 16 см, в конце которой установлен цилиндр Фарадея с водоохлаждаемым медным конусообразным электродом 8 диаметром 10 см, помещенным в металлический стакан 9 такого же диаметра и высотой 25 см. Формирование и транспортировка электронного пучка осуществляется в ведущем магнитном поле величиной $(0,01 \div 0,05)$ Тл, картина которого представлена на рисунке 2.12.

Схема электропитания СПЭ позволяет получать в режиме одиночных импульсов общий ток разряда амплитудой до 1.8 кА с длительностью 100 мкс на полувысоте. На рисунке 2.13 представлены типичные осциллограммы, иллюстрирующие режимы нестабильной (*слева*) и стабильной (*справа*) работы катодного узла плазменного эмиттера. Разброс в срабатывании отдельных плазмогенераторов связан с неодновременным инициированием дугового разряда. В этом случае к источнику электропитания поджига предъявляются достаточно жесткие требования по обеспечению требуемой энергии для инициирования катодного пятна. Амплитуда импульса, прикладываемого к промежутку «поджигающий электрод – катод» составляет около 10 кВ, длительность 5 мкс, ток $\approx (3 \div 5)$ А. Эмпирически было установлено, что необходимая энергия для стабильного инициирования катодного пятна должна быть > 100 мДж.

Для наглядности на рисунке 2.14 представлено фото свечения в катодной области СПЭ при его нестабильной работе (рисунок 2.14, *слева*), когда один из плазмогенераторов не функционирует, и стабильная работа СПЭ (рисунок 2.14, *справа*), когда катодное пятно инициируется во всех шести плазменных источниках.

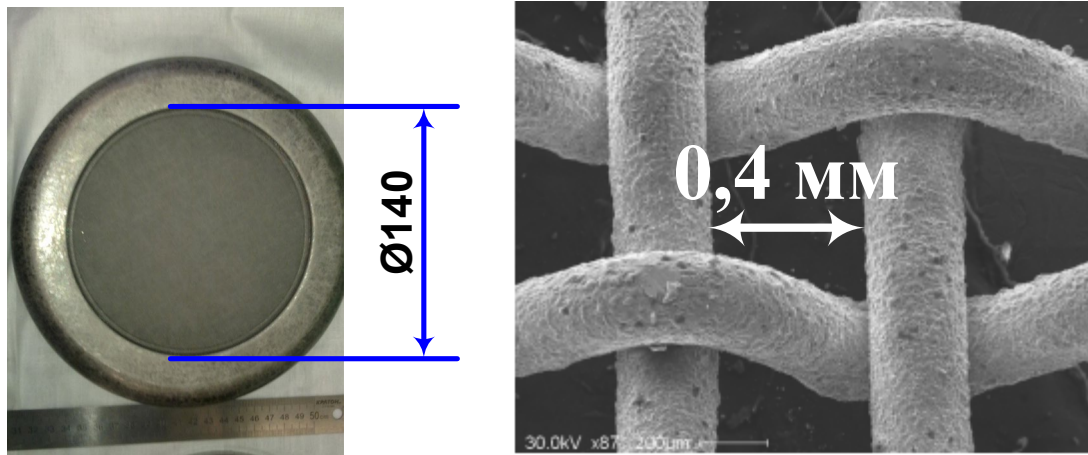


Рисунок 2.11 – Фотография эмиссионного электрода с окном $\varnothing 140$ мм (слева), а также увеличенный вид используемой эмиссионной сетки (справа).

Для подачи ускоряющего напряжения использовалась высоковольтная конденсаторная батарея общей емкостью $C=3$ мкФ (часть экспериментов проводилась при $C=6$ мкФ) (рисунок 2.15). Подвод электрического питания к плазменному катоду осуществляется семижильным высоковольтным кабелем марки КПВ–300/7, который при вводе в электронный источник помещен, как и высоковольтный изолятор, в герметичный металлический сосуд, наполненный газообразным азотом до давления $p=5$ атм, что обеспечивает подачу постоянного высокого напряжения до 100 кВ без электрических пробоев как твердотельной (высоковольтный изолятор), так и газовой изоляции в сосуде. Для ограничения тока через катод при иницировании катодного пятна поджигающий электрод 5 электрически соединен с полым анодом 2 через сопротивление $R_n=51$ Ом.

Последний факт имеет существенное значение при рассмотрении процессов отрицательной обратной связи, стабилизирующей амплитуду тока в ускоряющем промежутке (Глава 4). Схема электропитания СПЭ источника электронов «Килоампер» представлена на рисунке 2.16.

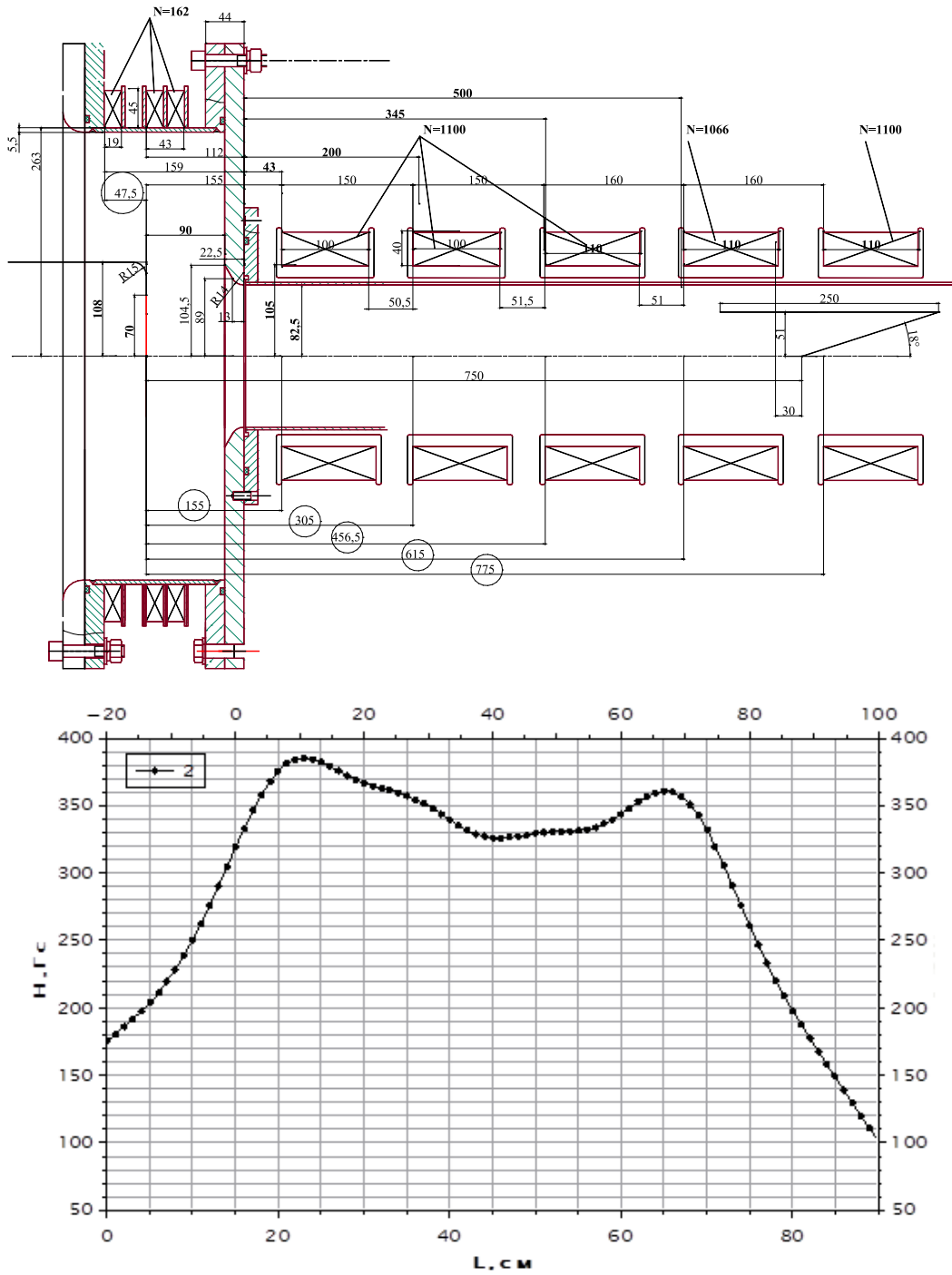


Рисунок 2.12 – Упрощенная конструкция области транспортировки электронного пучка (сверху) и конфигурация магнитного поля вдоль оси транспортировки электронного пучка (снизу). Координата $L=0$ соответствует положению эмиссионной сетки

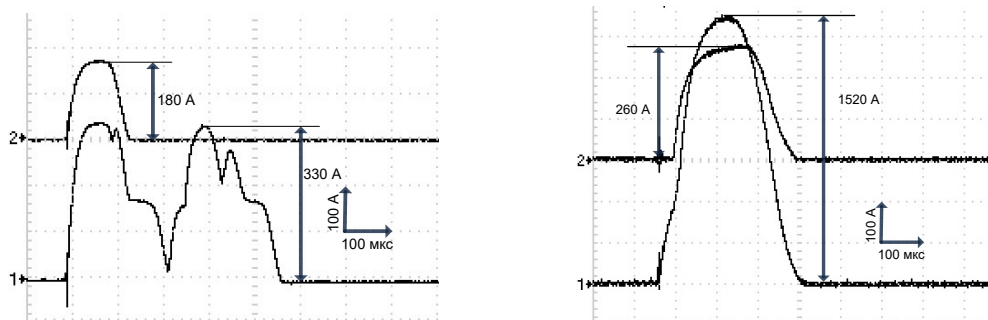


Рисунок 2.13 – Характерные осциллограммы токов разряда шести плазмогенераторов (1) и одного из плазмогенераторов (2) для несинхронного (слева) и синхронного (справа) запуска плазмогенераторов

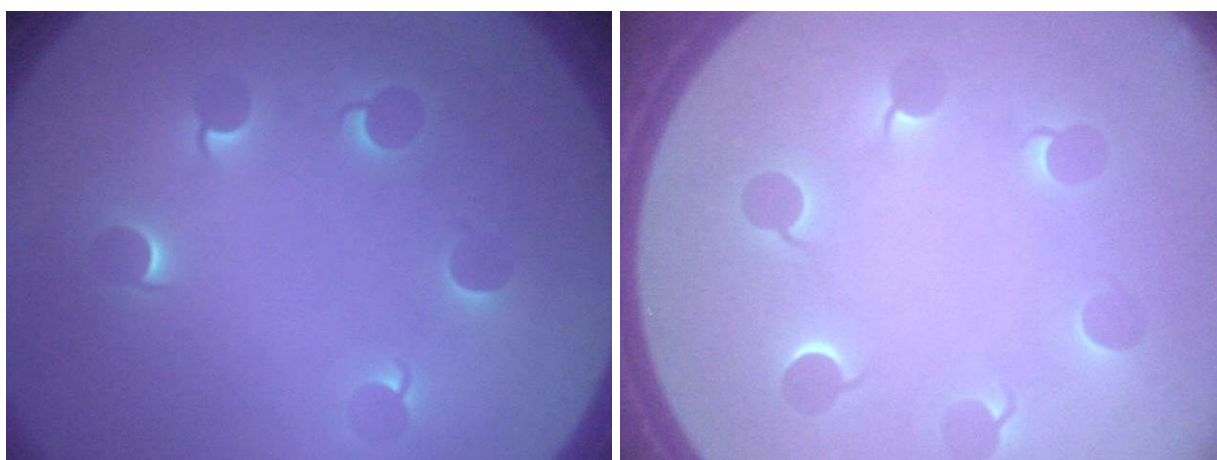


Рисунок 2.14 – Нестабильная (слева) и стабильная (справа) работа плазмогенераторов СПЭ источника электронов «Килоампер»



Рисунок 2.15 – Фотографии высоковольтной конденсаторной батареи источника электронов «Килоампер»: *слева* – общей емкостью 3 мкФ, *справа* – общей емкостью 6 мкФ

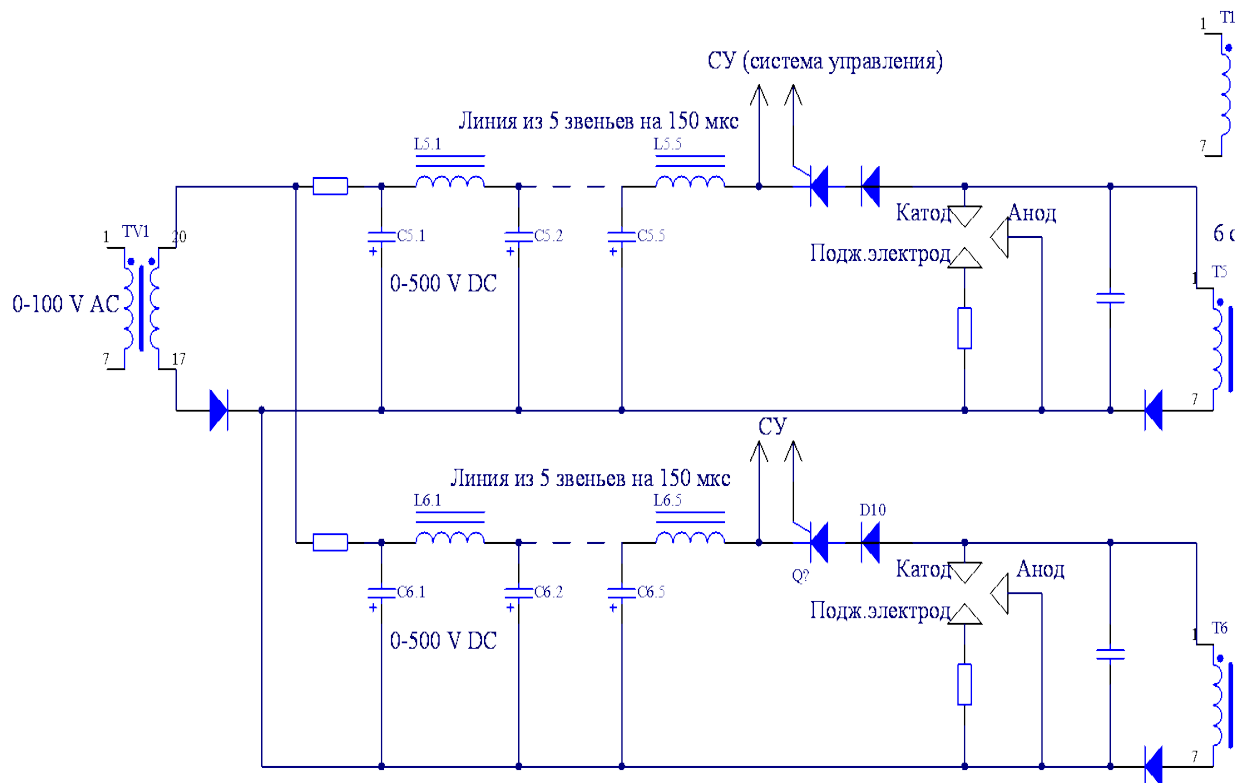


Рисунок 2.16 – Схема электропитания многодугового СПЭ источника электронов «Килоампер»

2.3 Высокоэнергетический источник электронов «ДУЭТ»

Упрощенная схема высокоэнергетического источника электронов «ДУЭТ» с многоапертурным СПЭ на основе дуги низкого давления с выводом генерируемого пучка большого сечения через выпускное фольговое окно в атмосферу и его внешний вид представлены на рисунке 2.17 и рисунке 2.18.

СПЭ 2 в таком источнике представляет собой полый полуцилиндр из нержавеющей стали, на торцах которого закреплены два катодных узла на основе дуги низкого давления, обеспечивающие ток амплитудой до $I_d=150$ А и длительностью импульсов тока до $t=250$ мкс с инициированием катодного пятна электрическим пробоем в газе между полым катодом 4 и поджигающим электродом 3. Внутренняя поверхность полуцилиндра играет роль общего полого анода 7 для двух катодных узлов. На эмиссионную сетку 5 с габаритными размерами (750×150) мм уложена маска 6 из нержавеющей стали толщиной 200 мкм. Маска разделяет эмиссионную поверхность на 344 ячейки с переменным диаметром отверстий $\varnothing(7\div 12)$ мм, которые являются отдельными эмиссионными структурами СПЭ. Полый анод 7 электрически соединен с эмиссионной сеткой 5 через сопротивление $R_{НА}$, что необходимо для переключения тока разряда в область эмиссионной сетки и стабилизации тока в ускоряющем промежутке I_0 (см. Главу 4). Под действием постоянного ускоряющего напряжения U_0 величиной до 200 кВ, приложенного между СПЭ и выпускным фольговым окном источника электронов, с плазменной поверхности этих эмиссионных структур осуществляется отбор электронов. Выпускное фольговое окно состоит из медной опорной решетки 8 толщиной 20 мм и выводной фольги 9 из алюминий-магниевого сплава АМг-2н толщиной 30 мкм, использование которой позволяет выводить через нее электроны при $U_0 \geq 80$ кВ. В опорной решетке с общей геометрической прозрачностью 56% имеется такое же количество соосных отверстий, как и в маске 6, но несколько большего диаметра, равного $\varnothing 15$ мм.

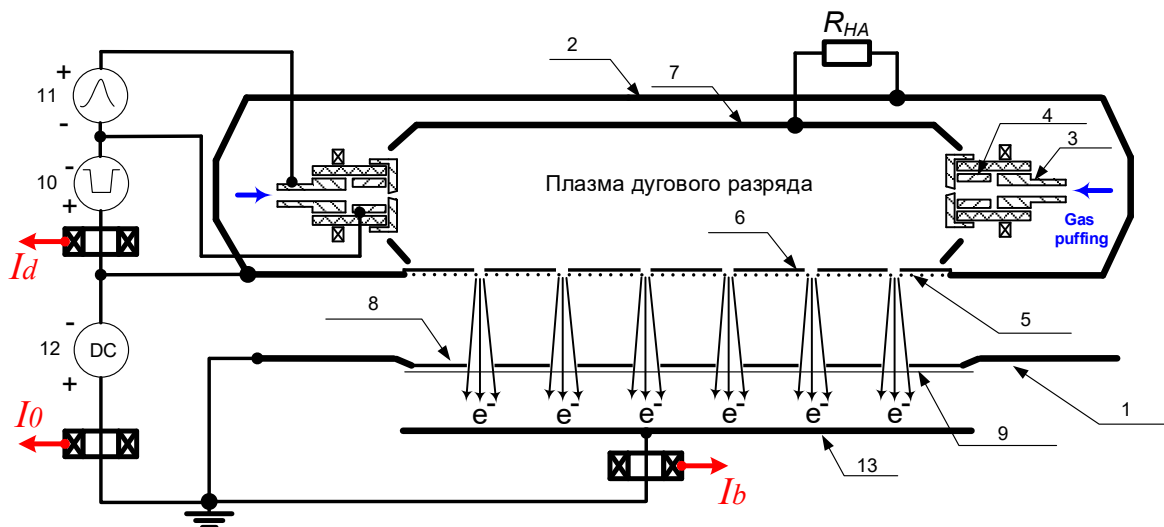


Рисунок 2.17 – Схема источника электронов «ДУЭТ»: 1 – вакуумная камера; 2 – СПЭ; 3 – поджигающий электрод; 4 – катод; 5 – эмиссионная сетка; 6 – маска; 7 – полый анод; 8 – опорная решетка выпускного фольгового окна; 9 – выпускная фольга; 10 – источник питания разряда; 11 – источник питания поджига; 12 – источник высокого напряжения (конденсаторная батарея); 13 – коллектор

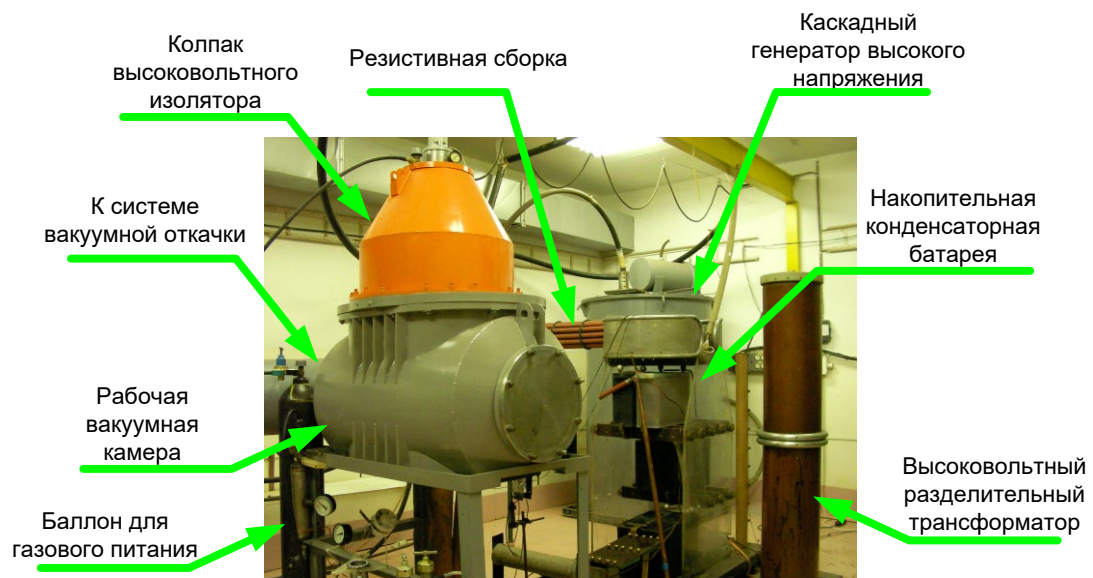


Рисунок 2.18 – Внешний вид макета широкоапертурного источника электронов «ДУЭТ»

Подвод электрического питания к плазменному катоду в источнике «ДУЭТ» также как в источнике «Килоампер» осуществляется семижильным высоковольтным кабелем марки КПВ–300/7 через проходной высоковольтный изолятор, помещенный в герметичный металлический сосуд, наполненный

газообразным азотом до избыточного давления $p=5$ атм, что обеспечивает в источнике электронов подачу постоянного высокого напряжения до 200 кВ без электрических пробоев любой из используемых изоляций.

Структурная схема системы электропитания источника электронов «ДУЭТ» представлена на рисунке 2.19 [149].

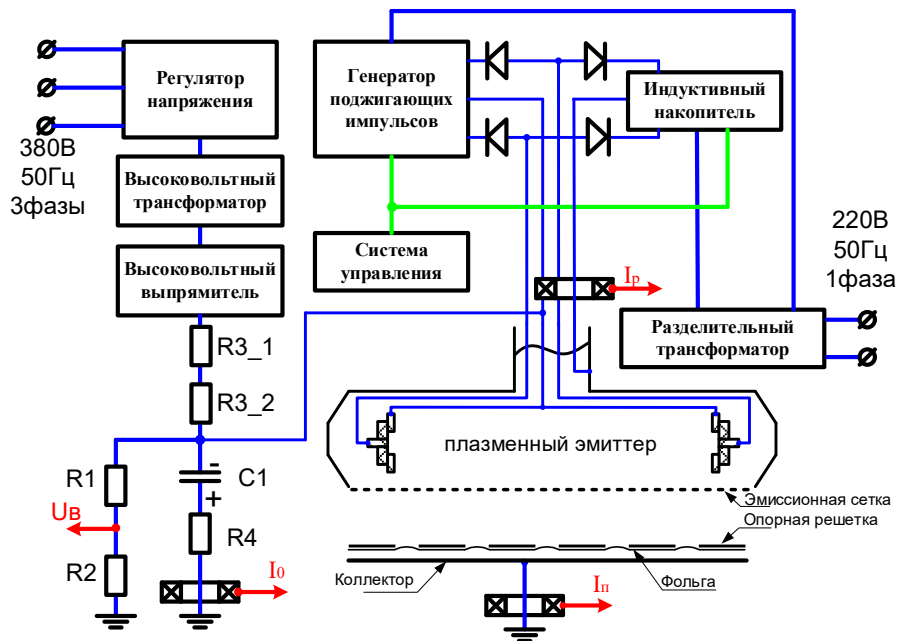


Рисунок 2.19 – Структурная схема электропитания источника электронов «ДУЭТ»

Схема электропитания дугового разряда (рисунок 2.20) позволяет осуществлять независимую регулировку амплитуды тока разряда, длительности и частоты следования импульсов в диапазонах $I_d=(10\div 150)$ А, $t=(5\div 250)$ мкс и $f=(0,1\div 50)$ с⁻¹.

Схема электропитания разряда работает следующим образом. При подаче на затворы транзисторов $Q1$ и $Q2$ управляющих импульсов происходит замыкание этих ключевых элементов и два двухобмоточных дросселя $TV1$ накапливают энергию в магнитном поле сердечников с распределенным зазором. Каждый из этих дросселей имеет две обмотки: первичную и вторичную. Величина запасаемой энергии ($E_{\max}=2$ Дж) зависит от необходимого тока разряда и определяется временем ($t_{\max}=800$ мкс) прикладывания постоянного напряжения величиной $300/2=150$ В к первичной обмотке каждого дросселя. Диодные сборки

$D4$ позволяют осуществлять в сердечнике накопление энергии, поскольку напряжение, прикладываемое к ним в этот момент времени, является запирающим. Накопление энергии в дросселе происходит до тех пор, пока ток первичных обмоток дросселей, включенных последовательно, не достигнет значения уставки. Как только ток первичных обмоток достиг значения уставки, проходит высоковольтный импульс амплитудой ≈ 10 кВ между катодами 4 и поджигающими электродами 3 СПЭ (рисунок 2.17). Одновременно с подачей поджигающего импульса происходит закрытие транзисторов $Q1$, $Q2$, на вторичных обмотках дросселей происходит переполяривание напряжения. Поскольку транзистор $Q3$ был заранее открыт, а к диодным сборкам $D4$ прикладывается напряжение прямой полярности, то ток начинает протекать через вторичные обмотки дросселей. Напряжение на вторичной обмотке дросселя ограничено коэффициентом трансформации, который в данном случае равен $k=2$. Ток, возникающий во вторичных обмотках дросселей, начинает протекать через нагрузку, определяя амплитуду тока дугового разряда I_d , который является суммой двух токов вторичных обмоток дросселей. Длительность импульса тока разряда, определяющая длительность тока пучка, зависит от времени открытого состояния транзистора $Q3$. Выключение транзистора $Q3$ приводит к тому, что ток из вторичных обмоток переключается в первичные обмотки дросселей и рекуперировать в конденсатор $C1$ через диоды $D2$ и $D7$. Это является завершающей фазой одного импульса тока разряда. Частота следования импульсов определяется частотой подачи оптических сигналов и для данного источника электропитания СПЭ не превышает $f=50$ с⁻¹.

Для формирования постоянного высокого напряжения используется высоковольтная конденсаторная батарея C_1 общей емкостью $C_1=0,26$ мкФ. Конденсаторная батарея представляет собой три последовательных каскада, параллельно соединенных между собой высоковольтных конденсаторов марки ИК-100/0,4 (по два в каждом каскаде) и сборку ограничительных резисторов

общим сопротивлением $R_4 \approx 100 \text{ Ом}$, ограничивающей ток электрического пробоя ускоряющего промежутка на уровне не более 2 кА.

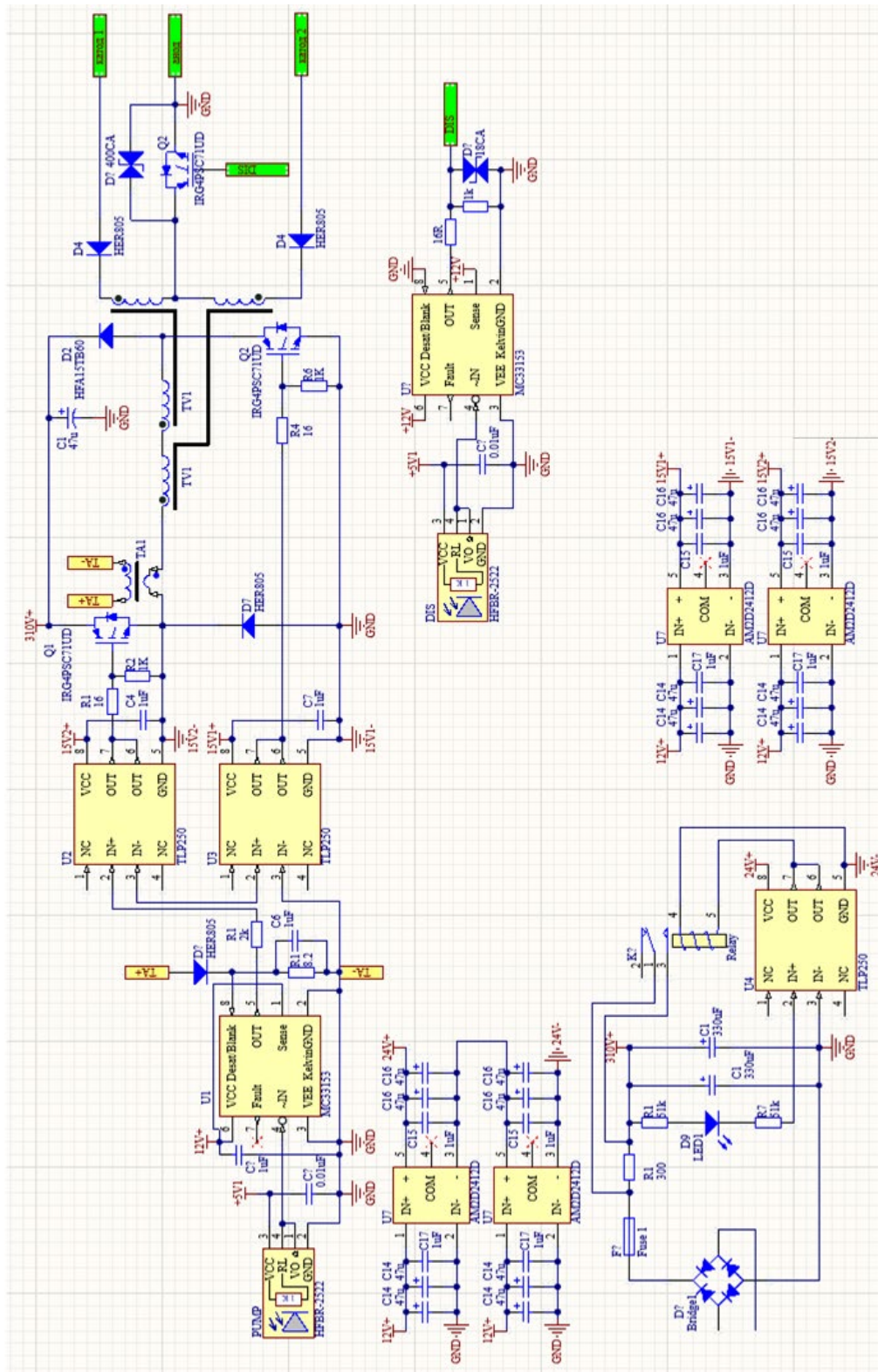


Рисунок 2.20 – Схема электропитания дугового разряда в источнике электронов «ДУЭТ»

Для облегчения работы с блоками электропитания СПЭ и изменения сопротивления $R_{НА}$ (см. рисунок 2.17) без разгерметизации вакуумной камеры, конденсаторная батарея была открыта и работала в атмосфере воздуха при нормальном давлении до напряжения не превышающего 200 кВ.

Для измерения распределения плотности тока по сечению пучка, выведенного в атмосферу, использовались три метода регистрации: измерение тока пучка коллекторами малой площади, калориметрический и пленочный, аналогичное экспериментам [150], позволяющие получать как качественные, так и количественные данные и сравнивать их друг с другом.

Калориметрический метод измерения плотности тока по сечению пучка, основанный на превращении кинетической энергии электронов в тепловую, осуществлялся с помощью стандартного калориметрического преобразователя типа ТПИ–2М.1 с чувствительностью $K=1 \cdot 10^{-4}$ В/Дж. Конструкция и внешний вид такого преобразователя представлены на рисунке 2.21. Основными элементами конструкции калориметрического преобразователя ТПИ–2М.1 (рисунок 2.21, *слева*), определяющими его функциональные характеристики, являются приемный элемент 1, выполненный в виде пластины ($60 \times 60 \times 10$) мм из рекристаллизованного графита, батарея хромель–копелевых термопар 2, проволочный константановый нагреватель 3 и дюралевый корпус 4. Процесс измерения энергии пучка заключается в подаче пучка на приемный элемент калориметра, нагреве пучком этого элемента, ожидании окончания переходного процесса и измерении выходного сигнала батареи термопар, который пропорционален плотности энергии измеряемого пучка. Измерение сигнала с калориметра производилось осциллографом Tektronix TDS 2014. Калориметр, фотография которого приведена на (рисунок 2.21, *справа*), устанавливался на расстоянии 20 мм от выводной фольги источника электронов и дискретно перемещался по продольной и поперечной сторонам выпускного фольгового окна. Плотность тока пучка в этом случае определялась по формуле:

$$j = \frac{U_{осц}}{K \cdot S \cdot (E_0 - \Delta E) \cdot t}, \quad (2.1)$$

где $U_{осц}$ – напряжение с батареи последовательно соединенных термопар, измеренное на осциллографе (рисунок 2.22), K – чувствительность калориметра; E_0 – энергия электронов в ускоряющем промежутке; ΔE – потери энергии пучка в выводной фольге, численно показанные в [151, 152]; S – площадь приемной пластины калориметра, равная 36 см^2 , t – длительность импульса тока пучка.

Из предположения, что ширина энергетического спектра электронов, вышедших через фольгу в атмосферу, по всей площади пучка одинаковая, измеряя $U_{осц}$, можно однозначно определить распределение плотности тока по сечению пучка с дискретностью по площади 36 см^2 , поскольку остальные коэффициенты в выражении (2.1) постоянны.

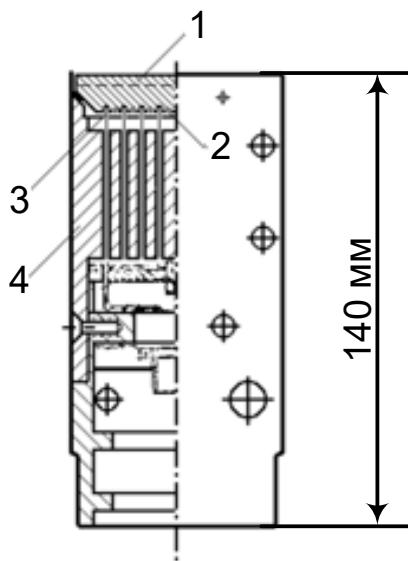


Рисунок 2.21 – Конструкция калориметрического преобразователя типа ТПИ–2М.1 (слева) и его фото (справа): 1 – приемный элемент; 2 – батарея хромель–копелевых термопар; 3 – нагреватель; 4 – дюралевый корпус

Второй способ измерения распределения плотности тока по сечению пучка основан на использовании специально разработанной автоматизированной системы на основе коллекторов малой площади. Для этого под выпускным фольговым окном устанавливались восемь датчиков системы измерения, представляющие собой коллекторные пластины из нержавеющей стали размером

5×5 см каждая, в цепи которых установлены конденсаторы 15 измерительных каналов системы измерений емкостью $C = 2.2$ мкФ ($\pm 2\%$) каждый. Из [153] известно, что в диапазоне энергий электронов пучка десятки-сотни килоэлектронвольт доля электронов, отраженных от поверхности коллектора слабо зависит от энергии электронов пучка, и определяется в основном атомным номером вещества, из которого выполнен коллектор. Т.к. все коллекторные пластины выполнены из одного материала, для относительного измерения распределения плотности тока пучка отражением электронов от пластин можно пренебречь. При этом важно отметить, что поскольку при выходе электронного пучка в атмосферу в воздухе генерируется плазма, через которую возможен уход электрического заряда на «землю», такая утечка тока может осуществляться и через заземленные коллекторные пластины, что может существенно исказить результаты измерений. Для уменьшения вероятности таких утечек все коллекторные пластины размещены за заземленным металлическим экраном, в котором выполнено 8 отверстий размером 4×4 см, соосных коллекторным пластинам. Для фиксации общего тока на «землю» со всех коллекторных пластин в «земляной» цепи установлен пояс Роговского, позволяющий определить общий ток ΣI_N через все датчики измерения. Кроме этого, все основные узлы системы измерения также расположены в заземленном стальном корпусе, необходимым для снижения влияния электрических наводок на работу измерительного устройства.

Разработанная система измерения [154, 155], блок-схема которой представлена на рисунке 2.23, а ее внешний вид на рисунке 2.24, *слева*, может быть условно разделена на три блока:

1. – измерительный блок (ИБ) (набор коллекторных пластин - датчиков), предназначенный для фиксации части тока ПБС;
2. – блок сбора и обработки первичных данных (БСОПД), в котором осуществляется внешняя синхронизация начала импульса тока пучка, совпадающего с прохождением поджигающего импульса тока разряда

(инициирование катодного пятна), с моментом запуска основной программы системы измерения, где после прохождения импульса тока пучка происходит опрос измерительных конденсаторов и отправка полученной информации на ПК по оптоволоконным каналам связи;

3. – ПК, необходимый для визуализации в реальном времени распределения плотности тока ПБС.

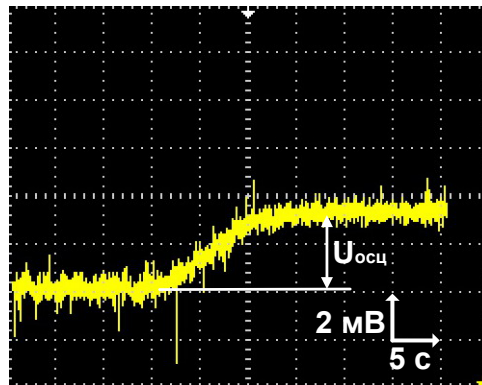


Рисунок 2.22 – Характерная оциллограмма напряжения $U_{осц}$ с батареи термопар калориметра ТПИ-2М.1 в установившемся режиме: ускоряющее напряжение $U_0=150$ кВ; ток в ускоряющем промежутке $I_0=26$ А; длительность импульса $t=40$ мкс; количество импульсов $N=30$ при частоте их следования $f=3$ с $^{-1}$

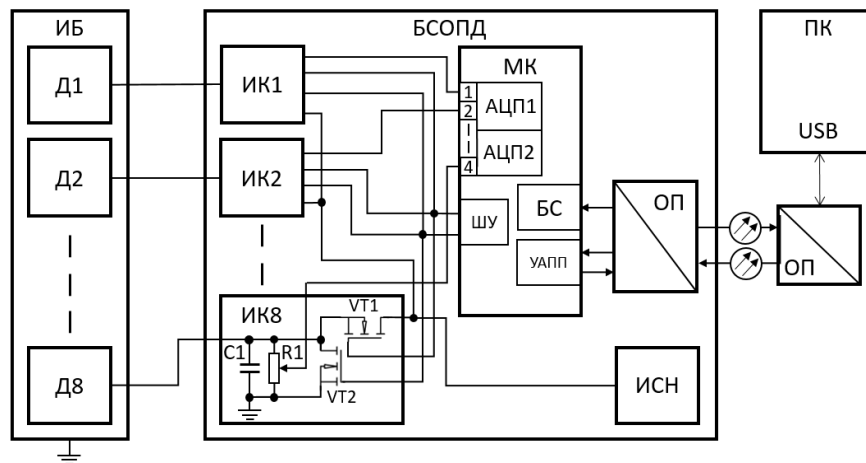


Рисунок 2.23 – Блок-схема разработанной системы измерения: ИБ – измерительный блок; Д – датчики; БСОПД – блок сбора и обработки первичных данных; ИК – измерительный канал; ШУ – шина управления; МК – микроконтроллер; АЦП – аналого-цифровые преобразователи; БС – блок синхронизации; УАПП – универсальный асинхронный приемопередатчик; ИСН – источник стабилизированного напряжения; ОП – оптический преобразователь; ПК – персональный компьютер

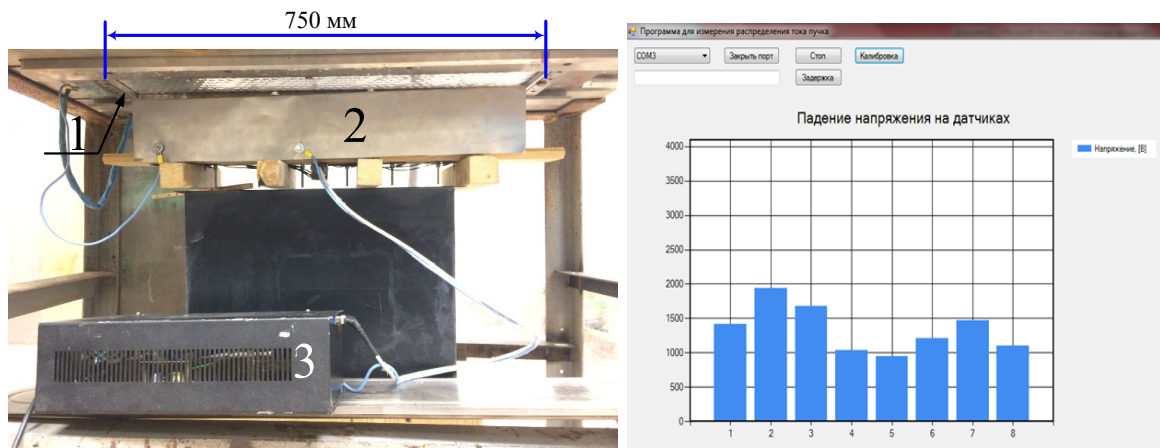


Рисунок 2.24 – Внешний вид системы измерения (слева) и демонстрация визуализации в реальном времени распределения плотности тока пучка по его длинной стороне (справа): 1 – выпускное фольговое окно; 2 – ИБ; 3 – БСОПД.

В измерительном канале системы сигнал с конденсатора идет на резистивный делитель напряжения, выполненный с использованием подстроечного потенциометра с сопротивлением дорожки $R=10$ кОм (ourns 3266W-1-103LF), который понижает уровень сигнала до допустимого входного уровня аналого-цифрового преобразователя (АЦП) микроконтроллера. Также, использование потенциометра позволяет проводить калибровку измерительного канала. Выбор сопротивления потенциометра осуществлялся из следующего условия: постоянная времени разряда измерительного конденсатора должна быть минимум на порядок больше суммы длительностей импульса и преобразования АЦП. В данном случае превышение составляет более, чем на два порядка.

В системе предусмотрена возможность измерения сигналов как положительной, так и отрицательной полярности. Изменение режима измерения осуществляется с помощью транзисторов VT1 и VT2 типа MOSFET (IRF8313PbF). Для измерения сигналов положительной полярности, например, при исследовании распределения ионного пучка (экспериментально не испытанно, но заложено в конструкцию разработанной системы измерения), между импульсами тока коллектора транзистор VT2 находится в замкнутом состоянии, что необходимо для разрядки измерительного конденсатора.

Транзистор $VT1$ в этом случае находится в разомкнутом состоянии. В случае измерения сигналов отрицательной полярности измерительный конденсатор перед измерением тока заряжается через транзистор $VT1$ до напряжения $+15\text{В}$ с помощью общего источника стабилизированного напряжения (ИСН). Транзистор $VT2$ при этом находится в разомкнутом состоянии, а распределение плотности тока оценивается по степени разрядки этих предварительно заряженных конденсаторов. Переключение режимов осуществляется программой с ПК. В обоих случаях при появлении импульса внешней синхронизации оба транзистора размыкаются до окончания импульса тока и завершения преобразования АЦП.

Сигнал с выхода резистивного делителя измерительного канала поступает на вход встроенного АЦП микроконтроллера (МК) $ATxmega128a1u$. В архитектуру данного МК входят два четырехканальных 12-битных АЦП, что позволяет проводить опрос всех 8 датчиков за ≈ 2 мкс при частоте тактового генератора 32 МГц. Малое время измерения и большой объем памяти (8 кбайт SRAM и 128 кбайт FLASH) дает возможность работы системы как в режиме одиночных импульсов, так и в частотно-импульсном режиме с накоплением результатов измерений.

Кроме того, наличие контроллера прямого доступа к памяти и системы событий позволили осуществить одновременное срабатывание обоих АЦП, устанавливать время задержки начала преобразования от появления импульса синхронизации с точностью до 100 нс, размыкание транзисторов $VT1$ и $VT2$ за время, не превышающее 100 нс после появления импульса синхронизации, запись данных в память МК без участия центрального процессора. Отдельно стоит отметить возможность настроить как вход, так и выход системы событий на вывод МК. Это позволяет масштабировать систему, используя дополнительные датчики и БСОПД. В этом случае выбирается один ведущий блок, который осуществляет работу по внешнему синхронизирующему сигналу с необходимой задержкой, а ведомые блоки ожидают появления сигнала на входе системы событий, по которому производится опрос датчиков. Стоит отметить, что при

этом длительность опроса не увеличивается. С учетом возможности передачи данных по универсальному синхронно/асинхронному приёмо/передатчику (УСАПП) в синхронном режиме с пропускной способностью 16 Мбод (1/2 тактовой частоты) и прямого доступа к памяти, можно сделать вывод, что возможности масштабирования системы и непрерывной работы в частотном режиме ограничены в основном интерфейсом связи с ПК. Для уменьшения погрешности измерений был использован внешний источник опорного напряжения (REF193GSZ).

Для связи с ПК и блока синхронизации были спроектированы и изготовлены платы оптических преобразователей на базе волоконно-оптических приемников (HFBR-2522z) и передатчиков (HFBR-1522z). Для синхронизации приемник подключался к входу системы событий. При появлении импульса синхронизации запускался таймер, который обеспечивал задержку запуска преобразования АЦП, которое запускалось по событию, сгенерированному этим таймером. Связь с источником синхронизации и ПК осуществлялась по оптоволокну. Для передачи данных со стороны МК использовался УСАПП в асинхронном режиме. Со стороны ПК связь осуществлялась посредством интерфейса USB через преобразователь интерфейса USB-UART (SiLabs sp2102) с дальнейшим преобразованием в оптический сигнал. Предельная полоса пропускания данной системы составляет 1 Мбод.

Для настройки и работы с измерительной системой была написана программа, позволяющей осуществлять калибровку системы. Каждый канал АЦП калибровался с помощью внешнего источника опорного напряжения (REF192ESZ). Смещение нуля вычислялось при замкнутом транзисторе VT2, максимальное измеряемое напряжение – при замкнутом транзисторе VT1. Характерная демонстрация визуализации в реальном времени распределения плотности тока пучка по его длинной стороне представлена на рисунке 2.24, *справа*.

Совпадение по форме тока ΣI_N и тока I_0 , представленных на осциллограмме (рисунок 2.25), подтверждает отсутствие какого-либо несамостоятельного разряда измерительных конденсаторов, что говорит о достоверности и корректности используемого способа измерения распределения плотности тока по сечению пучка. Следует особо отметить, что как само диагностическое устройство, так и электронная схема измерения распределения плотности тока по сечению электронного пучка ранее не было реализовано в такой постановке, что позволило получить ряд новых экспериментальных данных по динамике формирования пучков большого сечения в источниках электронов с СПЭ.

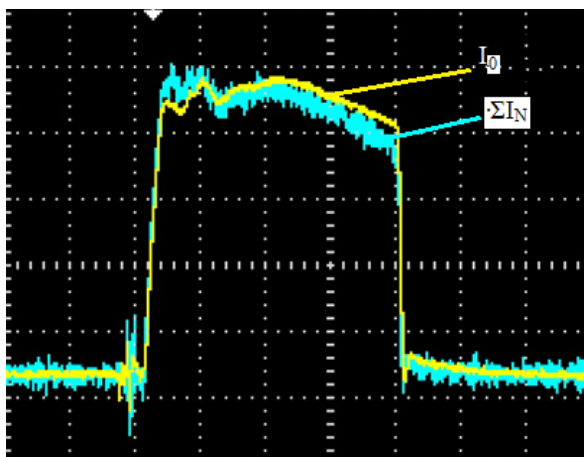


Рисунок 2.25 – Характерная осциллограмма тока в ускоряющем промежутке I_0 (20 А/кл.) и тока ΣI_N (0,25 А/кл.). Развертка: 25мкс/дел.

Третьим традиционным способом оценки распределения плотности тока по сечению пучка является анализ автографа пучка, полученного на полимерной пленке (винипрозе). Такая пленка при попадании на нее высокоэнергетического электронного пучка меняет свою оптическую плотность пропорционально поглощенной дозе излучения от электронного пучка [156]. При фиксированной энергии электронного пучка оптическая прозрачность винипроза отображает плотность заряда электронного пучка, а при фиксированном времени облучения – плотность тока пучка. Таким образом, зная значение средней плотности тока электронов, легко подобрать время облучения винипроза, при котором автограф

пучка будет содержать информацию о распределении плотности тока по сечению пучка.

Исследования распределения плотности тока по сечению пучка проводились по фиксации отпечатков электронного пучка на винипрозе, установленным как в вакууме, так и в атмосфере. Лист винипроза размером (750×150) мм укладывался на водоохлаждаемую заглушку, играющую роль анода ускоряющего высоковольтного зазора. При измерениях в вакууме для снятия заряда, накапливаемого на поверхности винипроза при бомбардировке последнего электронным пучком, на лист винипроза укладывалась заземленная фольга из алюминий-магниевого сплава АМг-2н толщиной 30 мкм, перекрывающая всю площадь винипроза. Это позволяет увеличить электрическую прочность высоковольтного ускоряющего промежутка при снятии распределения плотности тока по сечению пучка, достигая при этом режима облучения без электрических пробоев ускоряющего промежутка. После облучения винипроз выдерживался при комнатной температуре в воздушной атмосфере в течение времени около 24 часов для проявления, как это рекомендовано в [156]. Количественная оценка распределения плотности тока по сечению пучка осуществлялась при фотометрировании отпечатка пучка, считая, что потемнение винипроза пропорционально плотности тока пучка [156]. Для фотометрирования использовался люксметр «Light meter AZ instrument 8581» с максимальной чувствительностью на длине волны 550 нм и точностью измерений ±5% при площади приемного элемента люксметра ≈80 мм². Затем строилось распределение плотности тока по сечению пучка.

Определение средней энергии пучка в импульсе в вакуумном ускоряющем промежутке и средней мощности пучка осуществлялось по формулам:

$$E_{cp} = (U_{0_cp} - I_0 \cdot R_4) \cdot I_0 \cdot t_u, \quad P_{cp} = E_{cp} \cdot f, \quad (2.2)$$

где U_{0_cp} – среднее ускоряющее напряжение, прикладываемое к ускоряющему промежутку за время импульса тока пучка, I_0 – ток пучка в ускоряющем

промежутке, $R_4=100$ Ом – ограничительное сопротивление конденсаторной батареи, t_n и f – длительность и частота следования импульсов тока пучка.

Измерения средней мощности и энергии электронного пучка, выведенного в атмосферу, проводились тремя способами.

Первый способ калориметрический, с использованием показаний средней энергии пучка калориметром типа ТПИ–2М.1, который перемещался вдоль продольной и поперечной осей выпускного фольгового окна. Показания калориметра в данном случае показывают среднюю энергию пучка за один или более импульсов. Зная среднюю энергию пучка в импульсе, частоту следования импульсов в единицу времени и распределение плотности энергии по сечению пучка, можно однозначно оценивать среднюю энергию, а, соответственно, и среднюю мощность пучка, выведенного в атмосферу.

Второй способ измерения средней мощности пучка, выведенного в атмосферу, также является калориметрическим, но основан на другом принципе. В данном случае измерения средней мощности пучка осуществлялись по нагреву воды, охлаждающей выпускное фольговое окно. Зная скорость протока воды через охлаждающую систему окна, и измеряя ее температуру на входе и выходе, в установившемся режиме, когда температура на выходе из окна перестает увеличиваться, можно рассчитать среднюю мощность пучка, оставшуюся в виде потерь в выпускном окне. Разница между мощностью пучка P_0 , связанной с общим током в ускоряющем промежутке и мощностью потерь пучка в выпускном окне $P_{\text{ВФО}}$, будет равна средней мощности пучка, выведенного из ускоряющего промежутка в атмосферу. Дополнительно был специально разработан и изготовлен водоохлаждаемый коллектор из нержавеющей стали размером (800×200) мм, позволяющий фиксировать среднюю мощность пучка, выведенного в атмосферу, по такому же принципу. В этом случае мощность, выделяемая в виде тепла, приводящего к нагреву воды в коллекторе, всегда была на $\approx(10\div 15)\%$ меньше мощности пучка, выведенного в атмосферу, получаемой по нагреву воды в выпускном окне. К примеру, при средней мощности пучка в ускоряющем

промежутке $P_0 \approx 2000$ Вт, мощность пучка, рассеиваемая в выпускном окне, составляет $P_{\text{ВФО}} \approx 1300$ Вт, соответственно мощность пучка, выведенного в атмосферу должна быть около $P_b \approx 700$ Вт, но мощность пучка, фиксируемая водоохлаждаемым коллектором, составляет $P_b \approx 600$ Вт. Это, вероятно, связано с потерями энергии пучка в воздушном зазоре между выпускным окном и водоохлаждаемым коллектором, который в экспериментах был равен 20 мм, потерями за счет теплопроводности элементов крепления калориметра, а также отражением высокоэнергетических электронов от коллектора, а также с наличием в ускоряющем промежутке высокоэнергетических ионов, которые всегда суммируются с током ускоренных электронов на осциллограмме тока I_0 в ускоряющем промежутке. Основная погрешность измерений такого способа оценки средней мощности пучка, выведенного в атмосферу, в основном определяется неучтенными потерями по конструктивным элементам системы и прибором, измеряющим температуру воды. Важно отметить, что перепад температуры подбирается экспериментально за счет регулирования скорости протока воды. В экспериментах для измерения температуры использовался пирометр ПЕС–825/93, позволяющий осуществлять измерения с точностью в десятые доли градусов измеряемой температуры среды. Оцененная в экспериментах точность этого метода составила $\pm 10\%$

Еще одним из способов измерения средней энергии пучка, выведенного в атмосферу, был, так называемый, фольговый метод [157, 158], позволяющий построить энергетический спектр исследуемого пучка, а затем, зная максимум спектра, определить среднюю энергию электронов пучка. Суть метода заключается в следующем. На расстоянии 10 мм от выводной фольги располагался экранированный коллектор диаметром 65 мм, фиксирующий часть тока пучка, выведенного в атмосферу. Конструкция такого коллектора позволяет изменять толщину фольги–фильтра, через которую ускоренные электроны попадают на коллектор, либо набором тонких фольг, либо заменой одной фольги на другую более толстую. На рисунке 2.26 представлена конструкция

(рисунок 2.26, *слева*) и фотография (рисунок 2.26, *справа*) фольгового фильтра, установленного в атмосфере. В данных экспериментах толщина фольги–фильтра обеспечивалась набором алюминиевых фольг, толщина каждой из которых около 9 мкм. По мере увеличения количества фольг–фильтров между выпускным окном и коллектором, наблюдалось уменьшение величины фиксируемого на коллекторе электронного тока, что проиллюстрировано зависимостями, представленными на рисунке 2.27. На рисунке 2.28 представлены характерные осциллограммы токов в ускоряющем промежутке I_0 (3) и тока коллектора фольгового фильтра $I_{кф}$ (2), фиксируемого коллектором после прохождения пучком фольгового фильтра, а также изменения величины ускоряющего напряжения $\Delta U(I)$, которые подтверждают, что при заданном токе I_0 в ускоряющем промежутке величина тока коллектора $I_{кф}$ при фиксированной толщине фольги–фильтра зависит только от величины ускоряющего напряжения U_0 .

Определение параметров плазмы, генерируемой дуговым разрядом низкого давления в электродной системе СПЭ источника «ДУЭТ» осуществлялось с помощью цилиндрического зонда Ленгмюра диаметром 0,3 мм и длиной 5 мм [159]. Для измерения ВАХ зонда с учетом особенностей функционирования источника электронов (гальваническая развязка от высокого ускоряющего напряжения, использование высоковольтных кабелей с высокими паразитными параметрами и др.) использовалась специально разработанная схема, приведенная на рисунке 2.29. Для исключения влияния паразитных параметров схема измерения была расположена в максимальной близости к пространству генерации пучка с возможностью находиться под потенциалом СПЭ при подаче ускоряющего напряжения. Измерения зондовой ВАХ осуществлялось с помощью микроконтроллера (МК) (напряжение и ток зонда на сопротивлениях R_2 и $R_{ш}$, соответственно). Передача данных с вакуумной стороны осуществлялась в паузе между генерацией импульсов тока разряда в цифровом коде по жилам высоковольтного кабеля, подающим питание на МК величиной 3,5 В.

Принимающий МК, схема питания 3.5 В и источник импульсного смещения потенциала зонда находились в высоковольтном электростатическом экране с атмосферной стороны вместе со схемой электропитания СПЭ. Далее данные передавались на компьютер, используя оптоволоконные каналы связи.

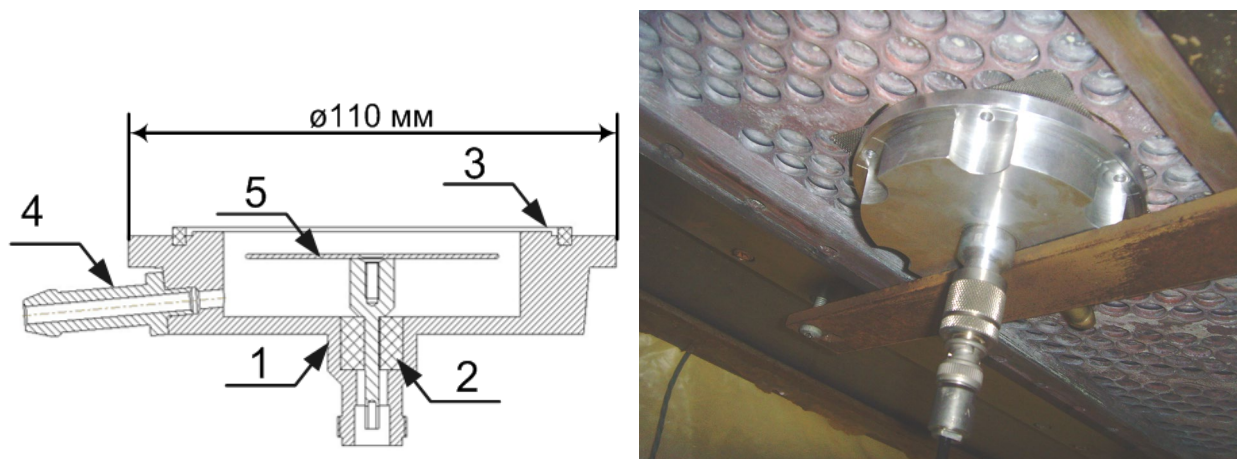


Рисунок 2.26 – Схема фольгового фильтра (слева) и его фотография, установленного под выпускным окном источника электронов «ДУЭТ» (справа): 1 – корпус; 2 – изолятор; 3 – крепление для фольг-фильтров; 4 – патрубок для вакуумной откачки; 5 – коллектор

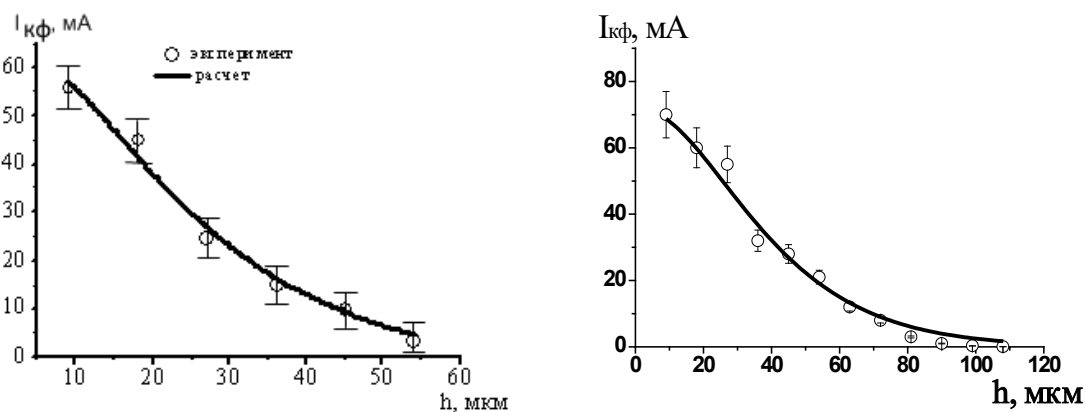


Рисунок 2.27 – Характерные зависимости тока пучка, фиксируемого на коллекторе фольгового фильтра $I_{кф}$ от толщины фольги-фильтра при общем токе в ускоряющем промежутке $I_0=10$ А:
слева – $U_0=130$ кВ; справа – $U_0=150$ кВ

Для исследования параметров эмиссионной плазмы использовался один плазмогенератор с иницированием катодного пятна разрядом по поверхности диэлектрика. Зонд устанавливался со стороны полого анода плазменного эмиттера на глубину 60 мм на различных расстояниях от плазмогенератора. Для снятия каждой зондовой характеристики фиксировалось 2000 точек. За один импульс

тока разряда проводилось измерение одной точки. Так, при частоте следования импульсов тока разряда 3 с^{-1} для получения одной зондовой характеристики требовалось около 10 минут. После снятия установленного количества точек проводилась операция вычисления среднего арифметического от тока зонда для одинаковых значений напряжения, и далее строилась конечная зондовая ВАХ (рисунок 2.30).

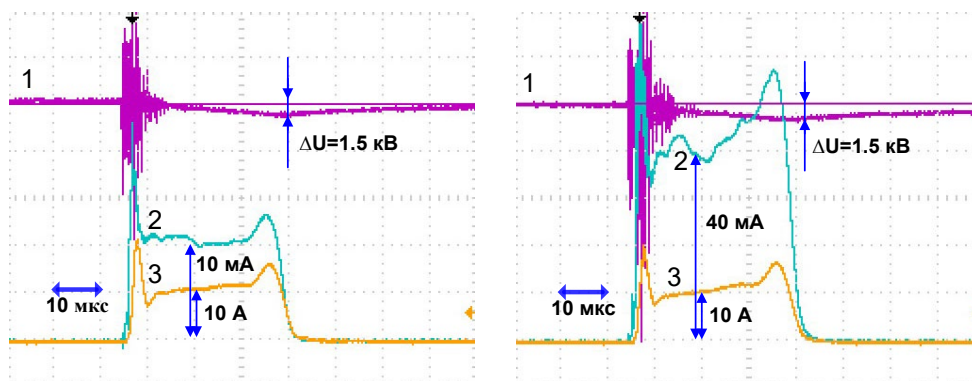


Рисунок 2.28 – Характерные осциллограммы: 1 – изменения напряжения на высоковольтной конденсаторной батарее ΔU ; 2 – тока коллектора фольгового фильтра I_{kf} ; 3 – тока в ускоряющем промежутке I_0 при ускоряющем напряжении $U_0=130 \text{ кВ}$ (слева) и $U_0=160 \text{ кВ}$ (справа) в экспериментах по определению энергетического спектра электронного пучка фольговым методом

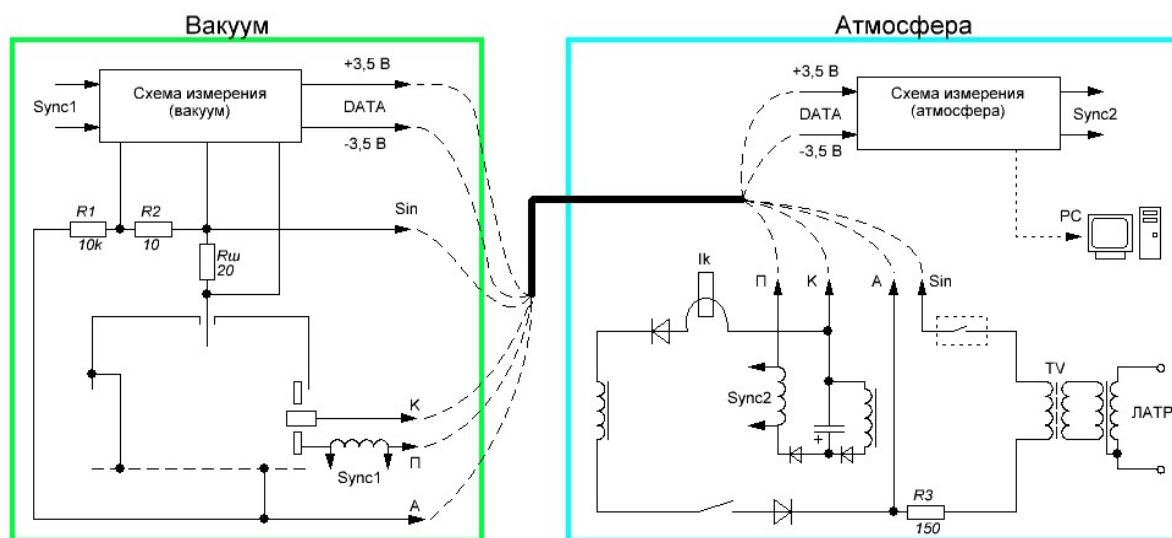


Рисунок 2.29 – Схема измерения зондовых характеристик эмиссионной плазмы

Расчет параметров плазмы производился по электронной ветви зондовой характеристики. Для получения температуры электронов строилась зависимость

натурального логарифма электронного тока от потенциала зонда. При обсчете полученных зависимостей типичное значение концентрации плазмы составило $n_e \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, при этом температура электронов достигала $T_e \approx 80 \text{ эВ}$. Такие высокие значения температуры можно объяснить наличием в разряде потока высокоэнергетических электронов [103], которые термализуются при многократных осцилляциях в полом аноде СПЭ и их среднюю (хаотизированную) энергию можно интерпретировать как электронную температуру плазмы. Также из ВАХ видно, что потенциал плазмы относительно анода разряда является положительным, а его типичная величина составляет $\varphi_p \approx 150 \text{ В}$. Высокий положительный потенциал плазмы может быть связан с ее высокой температурой, а так же с высоким отношением площади анода к площади катода ($S_a/S_c \geq 3000$) [37, 38].

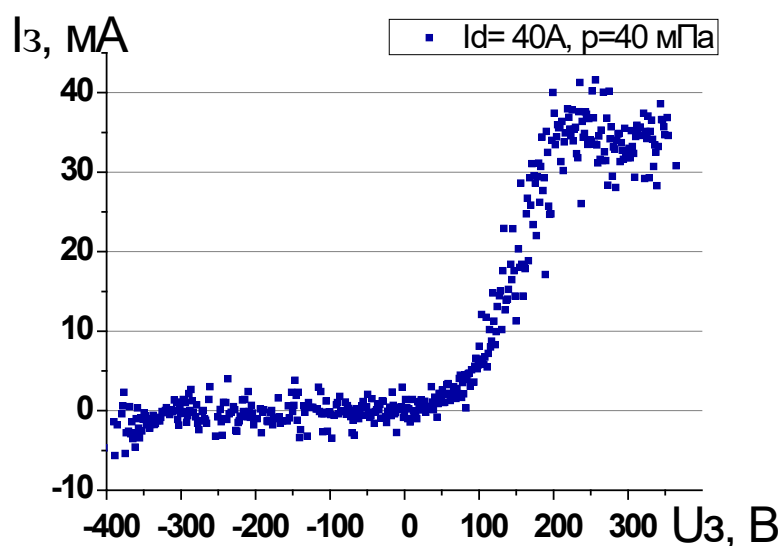


Рисунок 2.30 – Зондовая ВАХ дугового разряда низкого давления: ток разряда $I_d = 40 \text{ А}$, давление в камере $p = 40 \text{ мПа}$ при напуске газа Ar

В работе [103], посвященной исследованию работы электронных ускорителей с эмиттером на основе дугового разряда низкого давления, с помощью экранирования зонда и измерения энергетического спектра было доказано наличие в эмиссионной плазме потока высокоэнергетических электронов, рожденных, вероятнее всего, в прикатодной области разряда.

Наличие потока быстрых электронов приводит к затруднению определения параметров плазмы, вследствие чего было предложено произвести экранирование зонда от потока электронов со стороны катода данной разрядной системы.

Экран был выполнен из фольги из нержавеющей стали, толщиной 50 мкм (рисунок 2.31). Экран, находящийся под плавающим потенциалом, был удален от коллекторной части зонда на 30 мм с целью отсечь поток высокоэнергетичных электронов без возмущения плазмы вблизи зонда.

В зависимости от режима генерации плазмы в результате экранирования зонда была получена концентрация $(1\div 5)\cdot 10^{10}$ см⁻³, температура электронов снизилась до диапазона (20÷45) эВ, потенциал плазмы составил (90÷100) В (рисунок 2.32). В связи со снижением как температуры электронов, так и потенциала плазмы, можно также сделать вывод о вероятном наличии в плазме дугового разряда потока высокоэнергетических электронов, энергия которых несколько превышает напряжение горения разряда, что может быть связано, например, с наличием горба потенциала в прикатодной области разряда, описанного в работах [107, 160, 161].

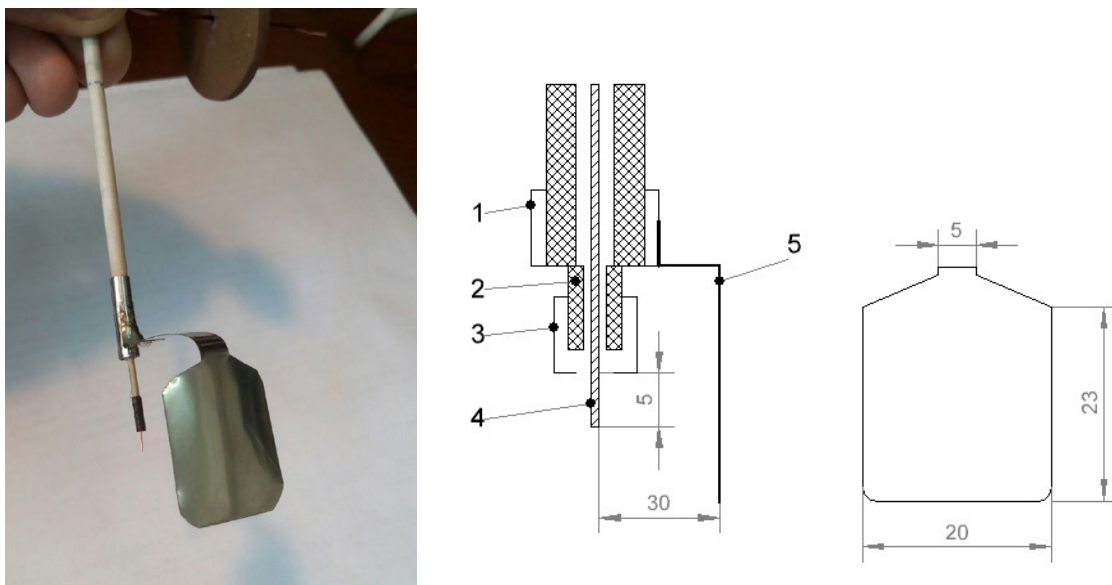


Рисунок 2.30 – Внешний вид (слева) и конструкция (справа) цилиндрического зонда с экраном:

- 1 – трубка из фольги нержавеющей стали; 2 – керамика; 3 – трубка из нержавеющей стали; 4 – зонд; 5 – экран из фольги из нержавеющей стали

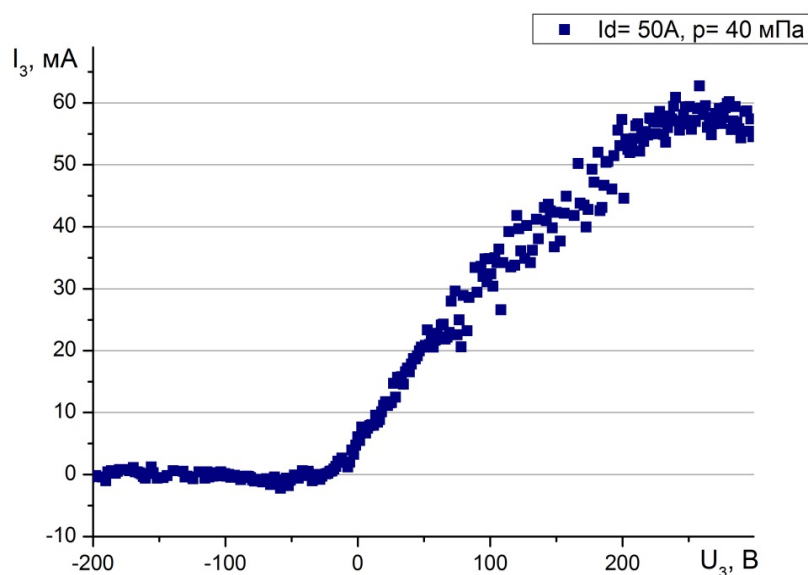


Рисунок 2.32 – Зондовая ВАХ плазмы дугового разряда низкого давления: ток разряда $I_d=50\text{ А}$, давление в камере $p=40\text{ мПа}$ (Ar)

2.4 Общие принципиальные и конструктивные особенности построения рассмотренных источников электронов и схем их электропитания и управления

Все описанные выше источники электронов отличаются конструкциями, параметрами генерируемых пучков, их конфигурацией и областью использования, но имеют общие особенности, а именно:

1. СПЭ во всех источниках основан на самостоятельном дуговом разряде низкого давления (с однократным инициированием в начале импульса тока разряда).
2. Дуговой разряд развивается в полой аноде, площадь которого может быть различной в зависимости от используемого источника электронов, но которая всегда многократно превышает площадь катода, достигая тысяч квадратных сантиметров. Отличительной особенностью такого способа генерации эмиссионной плазмы является отрицательное анодное падение потенциала, что приводит к повышению длины пути плазменного электрона, находящегося в этом

случае в потенциальной электростатической ловушке, а, следовательно, к росту концентрации эмиссионной плазмы и ее электрической проводимости. От параметров эмиссионной плазмы будет зависеть не только ширина приэлектродных слоев, но и распределение плотности тока разряда по имеющимся в СПЭ электродам. Несмотря на то, что каждый используемый тип источника электронов имеет свою электродную систему, отличающуюся не только размерами, но и параметрами генерируемого дугового разряда, а также условиями генерации электронного пучка, данное свойство выделено как общее, объединяющее все виды рассматриваемых СПЭ.

3. Давление рабочего газа (в основном Ar, реже N₂) во всех вышеописанных источниках электронов варьировалось в диапазоне $(1 \div 10) \cdot 10^{-2}$ Па, что определялось как условиями горения разряда и генерации эмиссионной плазмы, так и электрической прочностью ускоряющего промежутка.

4. Напуск рабочего газа в источники электронов «Килоампер» и «ДУЭТ» осуществляется через полиэтиленовую трубку длиной ≈ 7 м с внешним и внутренним диаметрами 5 мм и 1 мм, соответственно. Трубка уложена по развитой поверхности высоковольтного изолятора со стороны сосуда, наполненного газом (обычно азотом) до избыточного давления $p=5$ атм., обеспечивающего высоковольтную изоляцию на напряжение, превышающее максимальное ускоряющее (до 250 кВ). Один из концов трубки в этом случае оказывается под потенциалом СПЭ, а второй под потенциалом вакуумной камеры («Земля»). Для исключения вероятности зажигания высоковольтного тлеющего разряда (ВТР) в напускаемом газе внутри трубки обеспечивается избыточное давление в соответствии с правой ветвью кривой Пашена. Это достигается либо за счет установки на входе в вакуумную камеру дополнительного газового натекающего, позволяющего осуществлять регулировку скорости протока газа, напускаемого в вакуумную камеру, либо за счет установки на границу раздела «вакуум–трубка напуска» специальной пористой керамической вставки, либо заполнением полиэтиленовой трубки кварцевым песком. Поскольку используемая

керамика является пористым материалом с контролируемой газовой проницаемостью, то давление в трубке, через которую осуществляется напуск рабочего газа, будет определяться только длиной и сечением этой керамической вставки. Так, в источниках «Килоампер» и «ДУЭТ» при минимальном рабочем давлении в вакуумной камере 20 мПа избыточное давление в трубке превышает 2,5 атм., что при ее длине >5 м позволяет подавать ускоряющее напряжение до 250 кВ при использовании в качестве рабочих газов аргона или азота без электрического пробоя в газе по длине трубки. Использование кварцевого песка в источнике «СОЛО» позволяет обеспечить электрическую прочность в трубке выше 40 кВ при длине трубки ≈ 500 мм.

5. В качестве датчиков для измерения импульсных токов использовались специально рассчитанные и изготовленные пояса Роговского, поскольку такие измерения вносят минимальные искажения полезного сигнала в измерительную цепь и позволяют обеспечить гальваническую развязку от различных потенциалов электродов, в цепи которых осуществляется измерение токов. Так, использование для измерений токов, протекающих в различных цепях, поясов Роговского с чувствительностями 20 А/В и 50 А/В эквивалентно установке в эти цепи активных шунтов тока с сопротивлением $R_{ш}=0,25$ мОм и $R_{ш}=0,1$ мОм, что позволяет минимизировать погрешность измерений токов до $<5\%$ [162].

6. К ускоряющему зазору прикладывается постоянное высокое напряжение с частичным его уменьшением в течение импульса тока пучка за счет уноса заряда из высоковольтной конденсаторной батареи на энергопотребление электронного пучка.

7. Величина постоянного ускоряющего напряжения во всех источниках измерялась с помощью резистивных делителей с точностью не менее 5%. К примеру, для источника электронов «ДУЭТ» делитель составлял $(R_2:R_1)=(1:50000)$, что позволяло контролировать напряжение конденсаторной батареи, используя стрелочный прибор с погрешностью измерений $\leq 5\%$, а также измеряя напряжение U_B на сопротивлении R_2 с выводом данного сигнала на один

из каналов осциллографа Tektronix TDS-2014 с погрешностью измерений не более 5% (рисунок 2.19).

8. Для обеспечения работы на высоковольтной стороне схемы электропитания СПЭ, последняя запитывается через высоковольтный разделительный трансформатор. Для источников «Килоампер» и «ДУЭТ» данный трансформатор представляет собой цилиндр, заполненный трансформаторным маслом, выполненный из бакелитовой трубы высотой 2000 мм и диаметром 350 мм. Внутри этой трубы установлен сердечник из электротехнической стали сечением $\approx 30 \text{ см}^2$ с намотанными на него двумя обмотками в количестве 400 витков каждая с дополнительной межслойной изоляцией, выполненной тонкой фторопластовой лентой. Разделительный трансформатор рассчитан на передачу электрической мощности до 300 Вт с электрической изоляцией относительно «земляного» потенциала до 250 кВ. Для источника «СОЛЮ» разделительный трансформатор выполнен с тем же количеством витков, но размещен в металлическом баке размерами 400×350×300 мм и рассчитан на передачу электрической мощности до 300 Вт с электрической изоляцией относительно «земляного» потенциала до 50 кВ.

9. Формирование постоянного высокого напряжения в источниках электронов «ДУЭТ» и «Килоампер» происходит посредством каскадного генератора, представляющего собой высоковольтный трансформатор и выпрямитель, собранный по схеме учетверения напряжения, и высоковольтной конденсаторной батарее. Выходное напряжение каскадного генератора плавно регулируется с помощью включенного на сетевой стороне трехфазного регулятора, подающего на вход каскадного генератора прямоугольные импульсы напряжения $(10 \div 250) \text{ В}$ частотой 50 с^{-1} с регулируемой скважностью импульсов. Регулятор, выполненный по мостовой инверторной схеме, дистанционно управляется из пультной комнаты посредством оптоволоконных каналов связи. Регулировка осуществляется уставкой на блоке управления напряжения, прикладываемого к первичной обмотке высоковольтного трансформатора.

Каскадный генератор заряжает высоковольтную конденсаторную батарею, подключенную через ограничивающий резистор к ускоряющему промежутку.

10. Для управления регулятором напряжения, генератором поджигающих импульсов и индуктивным накопителем используются специально изготовленные оптоволоконные каналы связи.

2.5 Выводы

1. Разработаны, созданы и модернизированы три основных источника электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления, способных генерировать электронные пучки с параметрами, диапазон которых дополняет и расширяет друг друга, и имеющие схожие особенности генерации эмиссионной плазмы и электронного пучка, которые можно описать единой структурной схемой, предложенной для рассмотрения после проведения анализа литературных источников (Рисунок 1.2).

2. Разработанное, созданное и модернизированное экспериментальное оборудование имеет системы электропитания, каждая из которых всегда работает под высоковольтным потенциалом, и топология которых имеет принципиальные отличия не только по выходным электрическим параметрам, но и, в частности, по способу накопления энергии и передачи этой энергии в нагрузку. Так, для питания СПЭ использовались три схемотехнические топологии: искусственные формирующие линии, амплитуда тока в которых регулируется величиной зарядного напряжения; емкостные накопители, амплитуда тока в которых регулируется либо зарядным напряжением, либо балластным ограничительным сопротивлением; индуктивные накопители, амплитуда тока в которых регулируется за счет накопления энергии в магнитном поле сердечника повышением тока намагничивания.

3. Принцип работы всех рассматриваемых источников электронов с СПЭ позволяет осуществлять независимую регулировку основных параметров пучка (энергии ускоренных электронов, амплитуды тока пучка, длительности и частоты

следования импульсов) в достаточно широких пределах в результате уставки ускоряющего напряжения и изменения параметров тока разряда.

4. Несомненными преимуществами созданных источников электронов перед известными аналогами являются: их высокий КПД за счет использования в СПЭ дугового разряда низкого давления, что позволяет достигать больших уровней тока разряда (десятки–сотни ампер) при сравнительно низком (десятки вольт) его напряжении горения (малая мощность, вкладываемая в разряд); их работа в условиях постоянно приложенного ускоряющего напряжения, то есть использования высоковольтной конденсаторной батареи, емкостью которой сравнительно просто регулируется уровень снижения ускоряющего напряжения в течение импульса тока пучка; а также взаимная независимость регулировки основных параметров генерируемых пучков в широком диапазоне их изменения, что позволяет проводить более тщательные исследования процессов воздействия электронов на различные среды при использовании таких источников электронов в научных и практических целях.

5. Разработаны и апробированы различные методики измерения основных параметров пучка, а также методики, позволяющие оценить качество и степень воздействия таких электронных пучков на различные материалы.

6. Разработано и создано современное диагностическое оборудование, позволяющее проводить исследования как в области генерации эмиссионной плазмы и интенсивных электронных пучков субмиллисекундной длительности, так и в областях воздействия таких электронных пучков на органические и неорганические материалы.

ГЛАВА 3. УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ НА ОСНОВЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОЛЫМ АНОДОМ

Для генерации импульсных (сотни мкс) интенсивных (десятки-сотни ампер) электронных пучков чаще всего используют два типа накопителей для питания ускоряющего промежутка: 1) с использованием высоковольтной искусственной формирующей линии, энергия из которой в условиях согласования практически полностью отдается в нагрузку за время импульса тока пучка; 2) с использованием высоковольтной конденсаторной батареи с ее частичной разрядкой. Второй метод наиболее популярен, благодаря возможности генерации электронного пучка с более широким диапазоном длительностей импульсов, которая, как это было показано во многих экспериментах по модификации поверхности различных неорганических материалов [24, 33–38, 90–93], является одним из ключевых параметров энергетического воздействия. Тем не менее, в зависимости от интенсивности и длительности режима облучения какого-либо материала, ускоряющее напряжение может снизиться за время импульса генерации пучка на 50% и даже больше. Насколько бы ни снизилось напряжение на конденсаторной батарее при таком подходе обеспечения питания ускоряющего зазора, даже при постоянной амплитуде тока пучка его мощность линейно уменьшается в течение его импульса. При этом, при использовании электронного пучка в качестве теплового источника, когда длина пробега электрона в веществе существенно меньше глубины термического воздействия (единицы мкм против сотен мкм – например, при обработке неорганических материалов), внимание на снижении мощности пучка в течение его импульса не акцентируется. Чаще всего при использовании импульсных пучков исследователи оперируют терминами «плотность энергии» или «удельная энергия», сообщенная поверхности облучаемого образца за определенное время и измеряемая в [Дж/см²]. Также

энергия электронов чаще всего принимается постоянной, а соответственно, считается, что мощность пучка также постоянна в течение импульса, и изменением ускоряющего напряжения просто пренебрегают. Однако такое допущение можно делать не всегда. Кроме этого, в нескольких работах уже было показано, что основные тепловые процессы, инициированные в поверхности неорганических материалов, происходят за времена около нескольких десятков микросекунд, а основная энергия пучка выделяется в конце экстраполированного пробега электронов [24, 92, 171]. Это говорит о том, что при общей длительности пучка, достигающей сотен микросекунд, все-таки требуется контролировать скорость ввода энергии в поверхность образца, а, следовательно, мощность пучка в течение его импульса.

Если рассматривать источники электронов с более высокой энергией электронов (>100 кэВ), которая требуется, например, для вывода электронного пучка в атмосферу через тонкую металлическую фольгу, то нужно отметить, что использование высоковольтной конденсаторной батареи обладает одним важным преимуществом, заключающимся в условном постоянстве ускоряющего напряжения в течение импульса тока пучка, что снижает энергетические потери пучка в выводной фольге в отличие от использования высоковольтных формирующих линий. Однако, как и при использовании электронных пучков в качестве источников тепла при воздействии на поверхность металлов, при выводе электронного пучка в атмосферу также необходимо регулировать и контролировать его каждый основной параметр (энергию электронов, амплитуду тока пучка, длительность и частоту следования импульсов). Поскольку выводная фольга является наиболее слабым местом таких источников электронов и может выйти из строя в результате ее перегрева, плотности энергии таких пучков всегда существенно ниже плотностей энергии пучка, требуемых для обработки поверхности металлических материалов, но которых достаточно для обработки органических материалов в газовой, жидкой или твердой фазе.

Так, при использовании высокоэнергетических источников электронов воздействие на объект является не тепловым, а радиационным (когда глубина воздействия сравнима с длиной пробега электрона в веществе), а, следовательно, энергия электронов является очень важным параметром, который, прежде всего, определяет толщину слоя, модифицированного в результате электронно-пучкового воздействия. При этом в работах [12, 163] с использованием импульсных источников электронов на основе взрывной эмиссии электронов было показано, что широкий энергетический спектр электронного пучка, выведенного в атмосферу, позволяет получить лучшие эксплуатационные параметры модифицированного слоя. В этом случае противоречие заключается в том, что, с одной стороны, энергия электронов в пучке должна быть высокой для снижения энергетических потерь пучка в выводной фольге ускорителя, а, с другой стороны, энергетический спектр пучка, выведенного в атмосферу, должен быть максимально широким для обеспечения лучшего качества слоя, модифицированного в результате электронно-пучкового воздействия, по всей его толщине.

Физически обе эти задачи сводятся к одной, ориентированной на определение способов и механизмов генерации электронного пучка, позволяющих осуществлять управление таким параметром пучка как его мощность, равную произведению тока пучка на ускоряющее напряжение. В случае использования электронного пучка для нагрева поверхности металлических материалов мощностью пучка можно управлять за счет изменения его тока, а в случае использования электронного пучка для решения задач по радиационному воздействию на материалы мощностью пучка можно управлять за счет контролируемого изменения ускоряющего напряжения.

Оба способа управления могут быть также основаны на особенности источников электронов с СПЭ, заключающейся в возможности обеспечения широкого диапазона параметров генерируемого электронного пучка со слабой их зависимостью друг от друга благодаря сеточной стабилизации границы

эмиссионной плазмы. И хотя по отдельности оба примененных способа применялись ранее, целенаправленных усилий по изучению возможностей управления мощностью пучка во время импульса пучка субмиллисекундной длительности, когда одновременно контролируются и ток пучка, и ускоряющее напряжение, проведено не было.

3.1 Взаимосвязь процессов генерации эмиссионной (катодной) и пучковой (анодной) плазмы

Основные закономерности взаимосвязи процессов генерации разрядной плазмы в плазменном эмиттере (область 1) и пучковой плазмы в пространстве транспортировки пучка (область 2) можно описать на основе уравнений баланса ионов [37, 38, 105, 129, 164]:

$$\frac{dn_1}{dt} = (j_d + \gamma_1 \Gamma j_{i2}) \frac{u}{eV} + n_{a1} K_e n_1 - n_1 n_e \alpha_r - \frac{n_1}{T_1}, \quad (3.1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = n_{a2} \left[\left(\frac{j_{em} + \gamma_2 j_{i2}}{ev_b} \right) K_g + K_e n_2 \right] - n_2 n_e \alpha_r - \frac{n_2}{T_2}, \quad (3.2)$$

где нижние индексы 1 и 2 относятся к соответствующим областям 1 и 2; $T_{1,2} = R_{1,2}(M/kT_e)^{1/2}$ – среднее время выхода ионов на границы областей (стенки полого анода и трубы дрейфа); T_e – температура электронов плазмы, kT_e – энергия электронов; n_{a1} и n_{a2} – концентрация газа в полном аноде и пространстве дрейфа пучка; V – объем полого анода, K_e , K_d и K_g – коэффициенты ионизации газа плазменными электронами, быстрыми электронами тока разряда и электронами тока пучка, j_{i2} – плотность тока ионов из ускоряющего промежутка (области 2); γ_1 – количество электронов, рожденных в результате поступления одного быстрого иона в плазменный эмиттер из ускоряющего промежутка; γ_2 – коэффициент ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода и эмиссионной сетки; $I_{em} = \alpha \cdot I_d$ – ток эмиссии; α – коэффициент извлечения электронов. Если в цепи разряда ток фиксирован $I_d = I_{d1} + (\gamma_1 + 1) \cdot \chi \cdot j_{i2} \cdot S = const$, то бомбардировка катода дугового разряда

ускоренными ионами, поступающими из ускоряющего промежутка в пространство СПЭ, будет приводить к снижению доли электронов, рожденных в катодном пятне дугового разряда, а, следовательно, концентрация эмиссионной плазмы будет оставаться близкой к той, что была в отсутствие такой ионной бомбардировки.

При низких давлениях доминирующим видом ионизации является ударная (прямая или ступенчатая) ионизация. Преобладает поверхностная рекомбинация, а объем полого анода влияет на формирование и концентрацию дугового разряда [104]. На рисунке 3.1 представлена зависимость плотности тока разряда, усредненного по сечению полого анода. В источниках «Килоампер» и «СОЛО» при одинаковой плотности тока разряда концентрации плазмы могут отличаться в 3-4 раза за счет разных продольных размеров полых анодов. При сравнимых длительностях импульса тока пучка плотность тока эмиссии достигает: в источнике «ДУЭТ» – сотен mA/cm^2 (до $1 \text{ A}/\text{cm}^2$ [141]), в источнике «КИЛОАМПЕР» – единиц A/cm^2 [86, 87], а в источнике «СОЛО» – десятков A/cm^2 (до $100 \text{ A}/\text{cm}^2$ [165]).

Из решения уравнения (3.1) на линейном фронте тока разряда ($I_d = I_{d0}(t/t_{fr})$) концентрация разрядной плазмы зависит от времени:

$$n_1 \cong \frac{u I_{dm} t^2}{2eV t_{fr}} A(\gamma_1, j_2) \left(1 + \frac{2}{3} b_1 t\right), \quad (t < t_{fr}) \quad (3.3)$$

Здесь $b_1 = n_{a1} K_e$, $A \cong 1 + 0.3 \gamma_1 \alpha \Gamma v_i t K_g s$, s – отношение площади электрода, на которую попадают быстрые ионы из ускоряющего промежутка, к площади эмиссионного отверстия, $u = U_d/U_i$, U_i – потенциал ионизации. Концентрация плазмы, имеющая слабую зависимость от давления газа, увеличивается с ростом максимального значения тока эмиссии I_{dm} и длительности фронта тока разряда. Параметр A характеризует вклад в концентрацию разрядной плазмы вторичных электронов, обусловленных ионно-электронной эмиссией за счет быстрых ионов из ускоряющего промежутка.

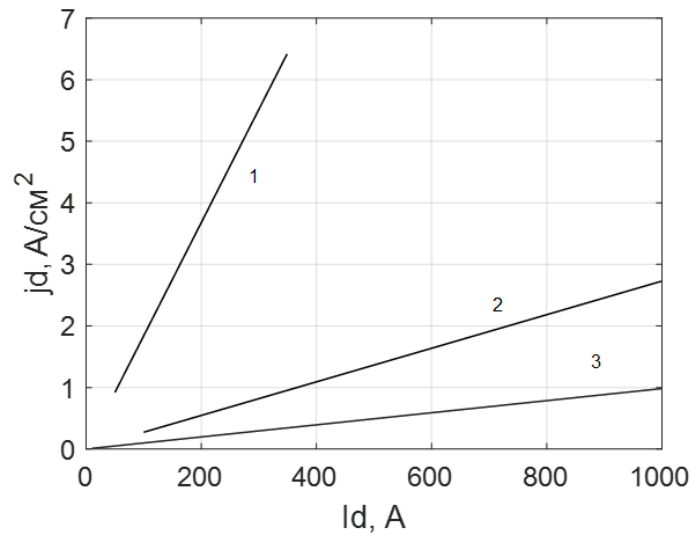


Рисунок 3.1 – Зависимость усредненной по сечению полого анода плотности тока разряда j_d от тока разряда I_d в источниках «СОЛО» (1), «Килоампер» (2) и «ДУЭТ» (3)

Из решения уравнения (3.2) концентрация пучковой плазмы разряда определяется процессами в СПЭ и пространстве транспортировки пучка, на линейном фронте тока разряда:

$$n_2 \cong \frac{\alpha j_{d\max} t^2}{2et_{fr}} n_{02} \sigma \left(1 + \frac{2}{3} bt\right), \quad (3.4)$$

здесь $b = 0.6\gamma_2 n_{a2} K_g (v_i/v_b) + n_{a2} K_e$, $v_i = (kT_e/M)$ боровская скорость. Первое слагаемое ($\sim t^2$) в соотношении (3.4) связано с ионизацией газа эмиссионными электронами. Второе слагаемое ($\sim t^3$) обусловлено вторичными электронами, появляющимися за счет ионно-электронной эмиссии с поверхности сеточного и эмиссионного электродов. Концентрация пучковой плазмы (3.4) зависит от тока эмиссии и длительности фронта тока разряда, от ускоряющего напряжения и материала эмиссионного электрода (коэффициент γ_2), концентрации и сорта газа, что также соответствует выводам из формулы (1.9), сделанным ранее.

Управляемость током в ускоряющем промежутке за счет изменения тока разряда СПЭ можно оценивать, используя два относительных коэффициента: $k_d = I_0/I_d$ (коэффициент усиления тока разряда) и $k_{em} = I_0/I_{em}$ (коэффициент усиления тока эмиссии):

$$k_d = \alpha k_{em} \cong \alpha [1 + 0.3(\gamma_2 + 1)n_{a2}K_g(v_i/v_b)t_{fr}] \quad (3.5)$$

которые зависят от давления и сорта газа, коэффициента вторичной эмиссии (ускоряющего напряжения), длительности фронта тока разряда.

Увеличение тока в ускоряющем промежутке при условии компенсации пространственного заряда электронов происходит на фронте тока разряда за счет ионной составляющей $(\gamma_{ef}+1) \cdot j_{i2}$. На фронте тока разряда плотность ионного тока j_i определяется не только скоростью ионов (бомбовской скоростью v_i) на входе в ускоряющий промежуток, но и скоростью движения границы плазмы (дрейфовой скоростью v_d):

$$j_i = 0.6en_i(v_i + v_d), \quad (3.6)$$

где $v_d = d_0 \sqrt{t_{fr}/t^3}$, $d_0 = d(t=t_{fr})$ – ширина ускоряющего промежутка в конце фронта тока разряда. При ускоряющем напряжении $U_0=20$ кВ и радиусе пучка $r_b=2$ см в интервале значений тока в ускоряющем промежутке $I_0=(50 \div 400)$ А ширина ускоряющего промежутка составляет $d_0 = (1,2 \div 0,44)$ см; при $U_0=70$ кВ и $r_b=7$ см в интервале $I_0=(150 \div 1000)$ А ускоряющий промежуток $d_0=(7 \div 2,6)$ см.

Таким образом, один из механизмов увеличения тока в ускоряющем промежутке на фронте тока разряда может быть связан с дрейфовой скоростью v_d границы пучковой плазмы. При этом, как видно из соотношения (3.6), чем больше d_0 , тем больше вклад в ионный ток дрейфовой составляющей (при условии компенсации пространственного заряда электронов в ускоряющем промежутке). Это объясняет экспериментальные закономерности в электронных источниках с СПЭ: чем меньше ток разряда, тем выше коэффициент усиления тока разряда $k_d = I_0/I_d$. На рисунке 3.2 показаны импульсы токов разряда и токов в ускоряющем промежутке. Искажение формы импульса тока пучка в ускоряющем промежутке обусловлено процессами взаимодействия интенсивного электронного пучка с поверхностью алюминиевой мишени, расположенной на расстоянии ≈ 50 см от эмиссионной сетки.

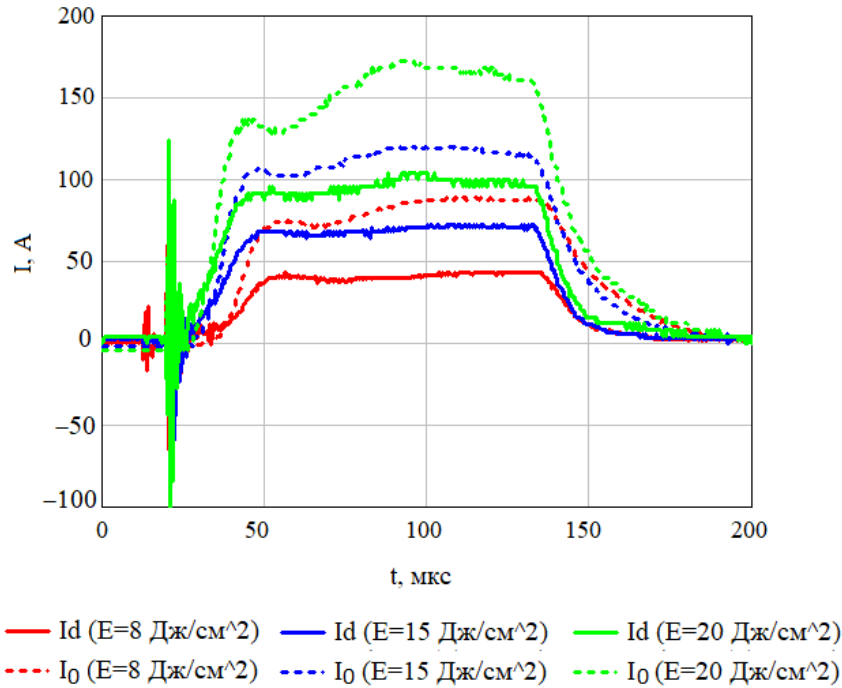


Рисунок 3.2 – Импульсы токов разряда I_d и в ускоряющем промежутке I_0 в источнике электронов «СОЛО» при $U_0=15$ кВ $t=150$ мкс, $p = 18$ мПа (Ar), $B_1 = 50$ мТл, $B_2 = 100$ мТл

3.2 Динамическое управление мощностью электронного пучка в течение его импульса субмиллисекундной длительности

3.2.1 Теоретическая часть

На рисунке 3.3 представлена упрощенная модель потребления энергии из высоковольтной конденсаторной батареи в течение генерации электронного пучка [166]. Модель предполагает потребление энергии из конденсаторной батареи C при выделении мощности на нелинейном сопротивлении r . Амплитуда тока I_0 определяется током разряда I_d [33–38], который управляет затвором некоего ключевого элемента SW.

Итак, предположим, что в конденсаторной батарее имеется энергия $W_c(0)$:

$$W_c(0) = \frac{C \cdot U(0)^2}{2}, \quad (3.7)$$

где $U(0)$ – напряжение на высоковольтной конденсаторной батарее в начале импульса тока пучка. Также $W_c(0)$ равно:

$$W_c(0) = W_c(t) + E_b(t) = \frac{C \cdot U(t)^2}{2} + E_b(t), \quad (3.8)$$

где $W_c(t)$ – энергия и напряжение, оставшиеся в конденсаторной батарее после прохождения пучка; $E_b(t)$ – энергия, которая была забрана из конденсаторной батареи (затраченная на генерацию электронного пучка и ускорение обратного ионного потока) и которая равна:

$$E_b(t) = \int P_b(t) dt, \quad (3.9)$$

где $P_b(t)$ – мощность пучка.

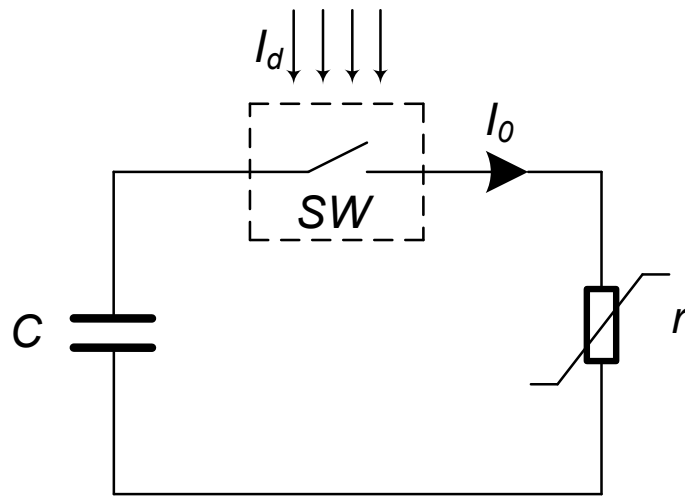


Рисунок 3.3 – Упрощенная модель работы источника электронов с СПЭ

В данной модели не учитываются такие факторы как наличие ограничительного сопротивления в цепи разрядки высоковольтной конденсаторной батареи, обычно составляющей единицы Ом, что приводит к падению напряжения на этом сопротивлении при протекании тока пучка (обычно до 1 кВ). Данная модель наиболее близко описывает процессы, происходящие в ускоряющем промежутке, в котором отсутствует ионная компонента тока I_{i2} , которая не приносит энергии на образец, но которая снижает напряжение на высоковольтной конденсаторной батарее и может достигать более десяти процентов от общего тока в ускоряющем промежутке (в зависимости от используемого материала эмиссионного электрода, его загрязнения, рода рабочего газа и энергии ускоренных ионов). Однако при этом нужно отметить, что появление ионной компоненты I_{i2} приведет к пропорциональному увеличению вторичных электронов, выбитых с поверхности эмиссионного электрода, поэтому

в этом случае данная модель также может быть использована, но с введением дополнительных коэффициентов, повышающих токовую/энергетическую нагрузку на коллектор. Также нужно отметить, что данная модель никак не учитывает пространственное изменение плотности тока пучка в течение импульса тока разряда (см. Главу 5).

Пренебрегая мощностью ионного пучка и зная закон изменения мощности электронного пучка, из формулы (3.9) можно достаточно просто вычислить его общее энергосодержание. Для того, чтобы решить данное уравнение применительно к источнику электронов с СПЭ, необходимо задаться длительностью электронного пучка, а также начальным значением ускоряющего напряжения. Тогда, зная закон изменения мощности пучка в течение его длительности и то, что $I_b(t) = P_b(t)/U(t)$, можно в явном виде определить закон изменения тока и напряжения на высоковольтной конденсаторной батарее, и наоборот:

$$U(t) = \sqrt{U(0)^2 - \frac{2}{C} \cdot \int P_b(t) dt}. \quad (3.10)$$

Для упрощения рассмотрим только три закона изменения мощности пучка в течение его импульса миллисекундной длительности, а именно, линейно падающую форму, с постоянной мощностью и линейно нарастающую.

Для проведения расчетов были приняты параметры пучка, сведенные в таблицу 3.1.

Таблица 3.1 – Задание начальных условий для расчета профиля мощности электронного пучка

$U(0)$, kV	P_{av} , W	t , ms	C , μF	E_b , Дж
20	10^6	1	6	10^3

где P_{av} – средняя мощность пучка в течение его длительности импульса t .

Рассмотрим три режима генерации электронного пучка.

а. Постоянная мощность пучка ($P_b = P_{av} = \text{const}$)

Из рисунка 3.4 видно, что ток пучка имеет нелинейный характер, что связано с нелинейным снижением ускоряющего напряжения по закону:

$$U(t) = \sqrt{U(0)^2 - \frac{2 \cdot P_{av} \cdot t}{C}}. \quad (3.11)$$

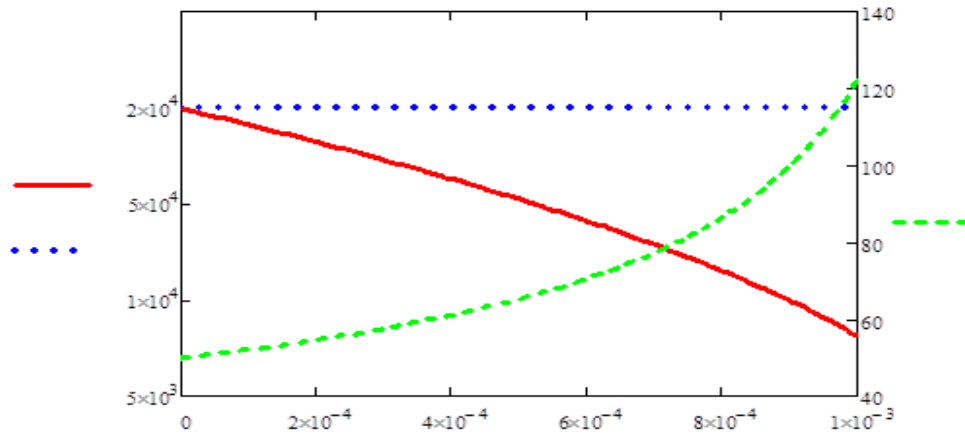


Рисунок 3.4 – Изменение тока пучка I_b и напряжения U на конденсаторной батарее при постоянной мощности пучка P_b в течение его импульса

б. Линейно растущая мощность пучка в течение его импульса

Для решения данной задачи необходимо ввести коэффициент изменения мощности в течение его импульса (для упрощения будем считать этот коэффициент постоянным во времени, что и даст линейное изменение мощности пучка в течение его импульса), а также задать начальное значение мощности пучка (значение, с которого начнется дальнейший рост мощности пучка):

$$A_p = 10^9 \text{ Вт/с}; \quad B_p = 5 \cdot 10^5 \text{ Вт}. \quad (3.12)$$

Видно, что в этом случае начальное значение мощности пучка должно удовлетворять условию $P_{av} > B_p$. Тогда:

$$P_b(t) = A_p \cdot t + B_p, \quad (3.13)$$

$$U(t) = \sqrt{U(0)^2 - \frac{2}{C} \cdot \left(\frac{A_p \cdot t^2}{2} + B_p \cdot t \right)}. \quad (3.14)$$

Из полученных зависимостей, представленных на рисунке 3.5, видно, что ток пучка имеет большой диапазон значений, однако, характер тока пучка и напряжения на конденсаторной батарее изменился слабо.

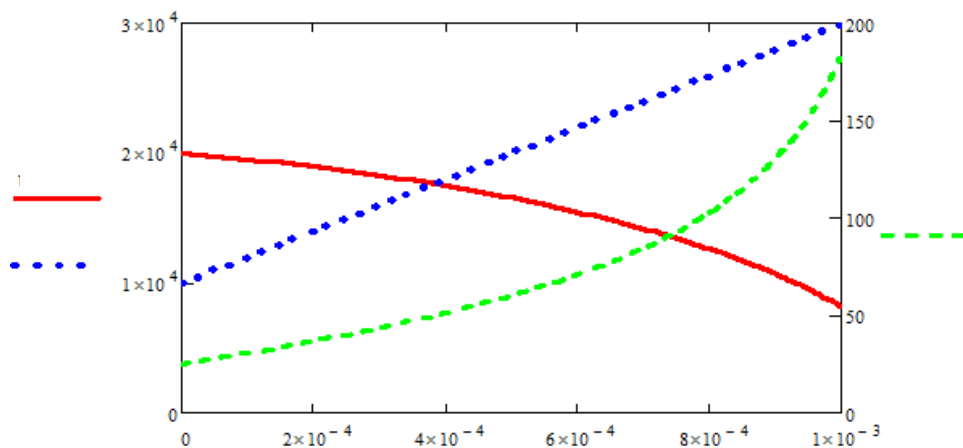


Рисунок 3.5 – Изменение тока пучка I_b и напряжения U на конденсаторной батарее при линейно растущей мощности пучка P_b в течение его импульса

Тем не менее, нужно отметить, что использование субмиллисекундного электронного пучка может быть крайне перспективно, например, для облучения керамики, поверхность которой трескается под действием электронного пучка в «классических» режимах облучения с прямоугольной формой импульса тока пучка. В области более высоких давлений рабочего газа (форвакуумная область давлений) авторы [167, 168] достигли удовлетворительных результатов облучения поверхности керамики без образования трещин, что связано с эффективным «снятием» поверхностного заряда, вносимого электронным пучком на поверхность, вторичной плазмой пучка. Изучение поведения отрицательного потенциала на поверхности в зависимости от тока пучка, длительности и частоты следования импульсов, энергии электронов и давления газа позволило определить и оптимизировать параметры импульсного форвакуумного электронного источника, применяемого для обработки диэлектриков и, в частности, для керамики. В более низком диапазоне давлений газа, рассматриваемым в данной диссертационной работе в качестве рабочего, в ряде работ [169, 170] отмечалось, что для уменьшения трещинообразования на поверхности керамики требуется снижение градиента температур в результате предварительного прогрева изделия в частотно-импульсном режиме с плотностью энергии в импульсе, недостаточной для плавления поверхностного слоя с последующим переходом в более интенсивный режим облучения, а, следовательно, есть все основания полагать,

что использование электронного пучка с нарастающей мощностью электронного пучка субмиллисекундной длительности может быть использовано для более эффективных режимов обработки внутри одного импульса, включающего и предварительный нагрев, и интенсивное облучение поверхности керамики.

в. Линейно спадающая мощность пучка в течение его импульса

Для построения зависимостей для линейно спадающей мощности пучка можно воспользоваться тем же коэффициентом, что и для растущей мощности (как в (3.12), с учетом того, что начальное значение мощности пучка должно удовлетворять условию $P_{av} < B_p$. Примем $B_p = 15 \cdot 10^5$ Вт. Тогда мощность пучка будет изменяться по закону:

$$P_b(t) = -A_p \cdot t + B_p, \quad (3.15)$$

$$U(t) = \sqrt{U(0)^2 + \frac{A_p \cdot t^2}{C} - \frac{2 \cdot B_p}{C} \cdot t}. \quad (3.16)$$

Одним из вариантов реализации системы с линейно спадающей мощностью является система с постоянным током разряда конденсатора. Данный режим наиболее интересен, поскольку очень часто встречается на практике [24, 37, 171, 172]. Действительно, при разряде конденсатора постоянным током, напряжение на нем будет спадать по линейному закону:

$$U_c(t) = U_c(0) - \frac{1}{C} \int I_c dt = U_c(0) - \frac{I_c(0) \cdot t}{C}. \quad (3.17)$$

В данном случае мощность, как произведение тока на напряжение, тоже будет спадать линейно. Оценим скорость спада мощности A_p в данной системе. Для этого умножим (3.17) на ток разряда конденсаторной батареи и приравняем к (3.15) с учетом того, что $B_p = U(0) \cdot I(0)$:

$$A_{p0} = \frac{I_c^2(0)}{C} = U'_c(t) \cdot I(0). \quad (3.18)$$

Результат моделирования представлен на рисунке 3.6. Как видно из графика, в данном случае энергия пучка несколько выше заданной в таблице 3.1. Очевидно, что в данном случае можно добиться требуемой энергии на подложке,

однако для этого, кроме тока пучка, придется варьировать и напряжение заряда высоковольтного конденсатора.

Рассмотрим случай, совпадающий по средней энергии пучка с вариантом, рассмотренным в «а», сохранив начальные условия, а также принятое выше значение начальной мощности в пучке. Тогда, при заданных временах, коэффициент изменения мощности $A_p=10^9$ Вт/с. Отметим, что $A_p > A_{p0}$, т.е. скорость снижения мощности будет несколько выше, чем в случае постоянного тока пучка.

Как видно из рисунка 3.7, ток становится монотонно убывающим. Также меняется характер изменения функции графика напряжения – из линейной она превращается в вогнутую.

Рассматривая полученные результаты моделирования в целом, можно прийти к выводу, что при линейном характере изменения мощности достаточно просто можно получить необходимую энергию на подложке в результате изменения тока разряда плазменного эмиттера.

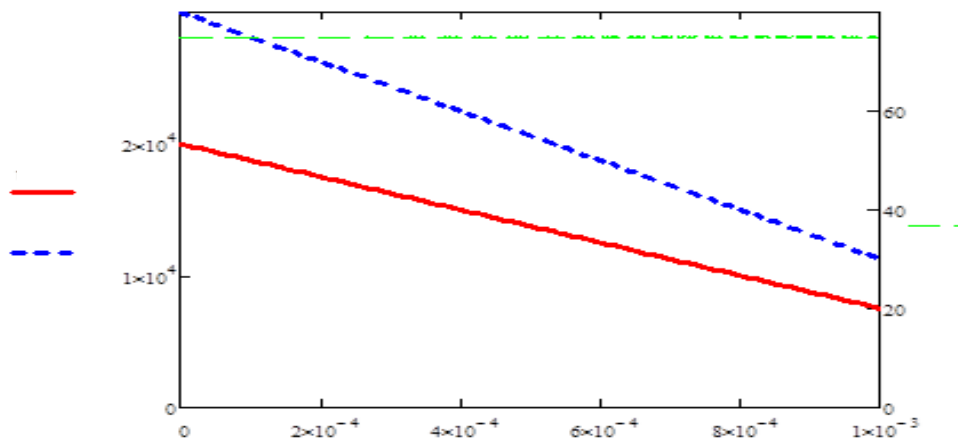


Рисунок 3.6 – Изменение напряжения U на конденсаторной батарее и мощности пучка P_b в течение его импульса при постоянном токе пучка $I_b = \text{const}$.

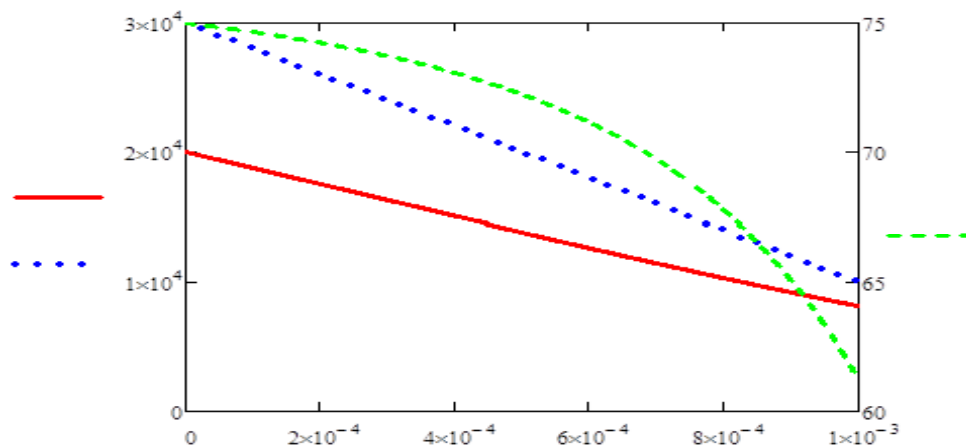


Рисунок 3.7 – Изменение напряжения U на конденсаторной батарее и мощности пучка P_b при нелинейном уменьшении тока пучка I_b в течение его импульса.

Полученная модель позволяет определить характер зависимости тока в разрядной ячейке источника электронов с СПЭ для получения необходимого уровня и характера изменения мощности генерируемого электронного пучка. Это может быть крайне важно с точки зрения использования такого технологического параметра как скорость введения энергии в материал. Важно еще раз отметить, что были рассмотрены наиболее простые законы изменения мощности пучка в течение его импульса, однако данная модель позволяет получить и другие, более сложные зависимости.

Также нужно отметить, что в данной модели не рассматриваются процессы ограничения тока пучка пространственным зарядом, подразумевая, что отрицательный заряд скомпенсирован ионной компонентой пучковой плазмы. Тем не менее, предельный ток ускоренных электронов I_{lim} зависит от конфигурации электродной системы и размеров пучка, ускоряющего напряжения U_0 и внешнего ведущего магнитного поля. В «СОЛО» ($r_b=2$ см и $R=4$ см) предельный ток $I_{lim} \approx 7$ А при $B_{zmax}=350$ Гс и $U_0=15$ кВ, в «Килоампер» ($r_b=7$ см, $R=8$ см, $B_{zmax}=350$ Гс) – при $U_0=70$ кВ $I_{lim} \approx 80$ А. Значения I_{lim} получены с применением метода крупных частиц, оценочные формулы применимы для замагниченного пучка релятивистских электронов. Оценки предельного тока в ускоряющем промежутке для высокоэнергетического источника электронов

«ДУЭТ» были выполнены по классическому расчету по закону «степени 3/2» для сечения пучка $S_b=75 \times 15 \text{ см}^2$ и длины межэлектродного зазора $d_{ac}=14 \text{ см}$: при $U_0=200 \text{ кВ}$ первеанс равен $P=1,35 \times 10^{-5}$, а $I_{lim} \approx 1200 \text{ А}$.

Условие компенсации пространственного заряда электронного пучка $n_i > n_b$ является необходимым для транспортировки пучка. Недостаточная нейтрализация отрицательного заряда эмиссионных электронов (как из эмиссионной плазмы, так и рожденных в результате ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода) в ускоряющем промежутке обуславливает затягивание фронта тока пучка в ускоряющем промежутке и «эрозии» его фронта. Время фронта тока пучка t_{gfr} можно записать в виде:

$$t_{gfr} = t_l + 2 \left[K_g v_b \left(\frac{t_{fr}}{t_l} - 1 \right) \right]^{-1}, \quad (3.19)$$

где $t_l = t_{fr}(I_l/I_{d0})$, v_b – скорость электронов пучка. Согласно формуле (3.19) время формирования плазменного канала t_{gfr} увеличивается с уменьшением давления газа, длительности фронта тока разряда и ускоряющего напряжения.

Таким образом, численные оценки, выполненные для источника электронов «СОЛО», показывают, что при использовании генератора плазмы на основе контрагированного дугового разряда низкого давления, и с учетом ранее полученных режимов генерации электронного пучка, полученных с его использованием, а также с учетом разряда конденсаторной батареи, питающей ускоряющий промежуток, возможно обеспечить динамическое управление мощностью пучка субмиллисекундной длительности за счет динамического изменения концентрации эмиссионной плазмы при пропорциональном изменении тока дугового разряда в СПЭ.

3.2.2 Экспериментальная часть

В параграфе 3.2.1 было показано, что управление мощностью пучка субмиллисекундной длительности может быть обеспечено за счет динамического изменения амплитуды тока пучка при соответствующем малоинерционном

изменении концентрации эмиссионной плазмы путем пропорционального изменения амплитуды тока разряда в течение импульса [173, 174].

В Главе 2 было показано, что система электропитания СПЭ источника электронов «СОЛО» позволяет генерировать амплитудно- и широтно-модулированный ток дугового разряда в течение импульса субмиллисекундной длительности, а также обеспечивать паузу между импульсами тока разряда, измеряющуюся десятками микросекунд, что также может быть необходимо при облучении поверхности различных неорганических материалов, добиваясь контролируемого изменения их структурно-фазовых состояний, а, соответственно, и физико-химических и эксплуатационных свойств. Поскольку для более стабильной работы СПЭ в интенсивных токовых режимах протяженность ионного слоя должна быть соизмерима с половиной ширины ячейки эмиссионной сетки, то использовалась сетка с ячейкой $0,33 \times 0,33$ мм. При этом ширина ионного слоя, согласно формуле (1.8), для указанного диапазона тока изменяется от 200 мкм до 60 мкм, что вполне удовлетворяет указанному требованию.

На рисунках 3.8–3.10 приведены характерные осциллограммы тока дугового разряда I_d , тока в ускоряющем промежутке I_0 и напряжения на ускоряющем промежутке U_0 . Прежде всего, из осциллограмм видно, что условия генерации могут быть такими, когда форма импульса тока пучка практически полностью повторяет форму импульса тока разряда, обеспечивая микросекундные фронты тока I_0 . Поскольку появление тока 2 приводит к снижению напряжения 3, это будет приводить к снижению мощности пучка в течение импульса даже при постоянной амплитуде его тока. Однако, используя возможность изменения тока разряда I_d в течение импульса, мощность пучка может быть не только постоянной (рисунок 3.8, б), но и растущей (рисунок 3.9, б) или более круто падающей, чем изменяется напряжение на высоковольтной конденсаторной батарее (рисунок 3.10, б). Важно, что средняя за импульс плотность энергии электронного пучка во всех трех случаях была специально подобрана одинаковой и составляла

25 Дж/см² как одного из наиболее популярных режимов облучения поверхности материалов и изделий.

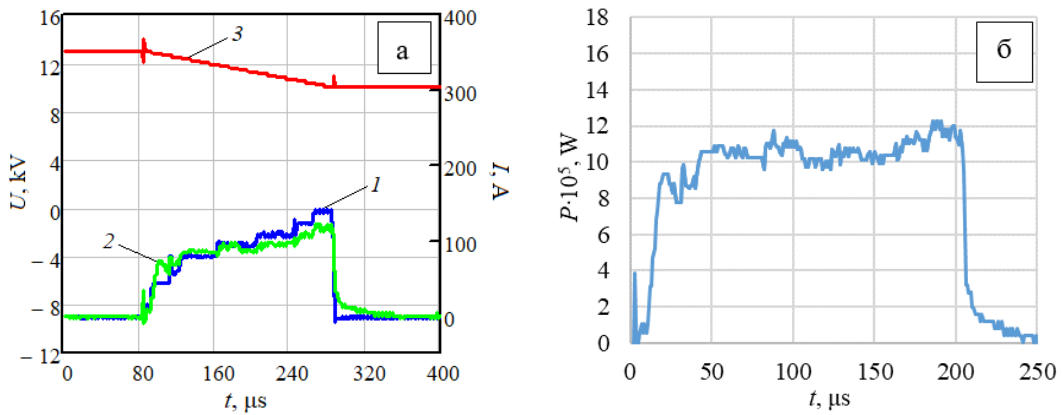


Рисунок 3.8 – Осциллограммы (а) $I_d - I$, $I_0 - 2$ и $U_0 - 3$ при квазипостоянной мощности пучка P (б) и плотности энергии пучка 25 Дж/см².

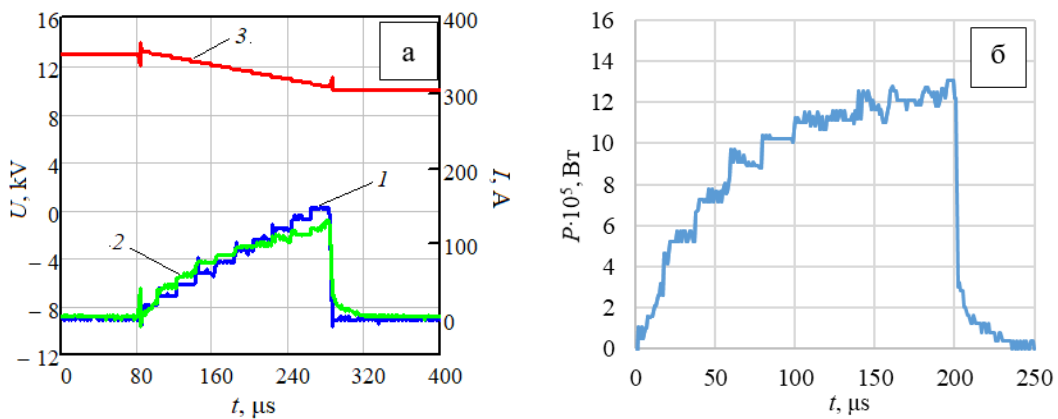


Рисунок 3.9 – Осциллограммы (а) $I_d - I$, $I_0 - 2$ и $U_0 - 3$ при растущей мощности пучка P (б) и плотности энергии пучка 25 Дж/см².

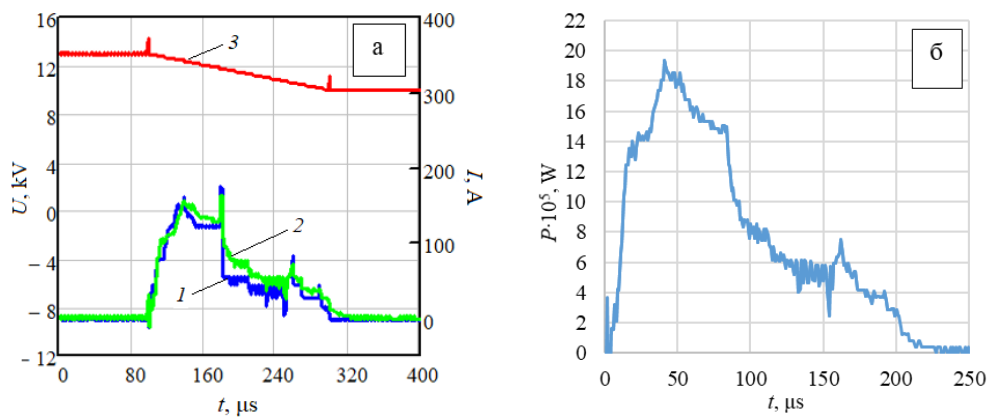


Рисунок 3.10 – Осциллограммы (а) $I_d - I$, $I_0 - 2$ и $U_0 - 3$ при спадающей мощности пучка P (б) и плотности энергии пучка 25 Дж/см².

Таким образом, показано, что данный способ управления позволяет генерировать субмиллисекундные пучки переменной мощности (до 10 МВт при максимальной скорости изменения не более 0,5 МВт/мкс), которые в том числе можно использовать для обработки различных металлических материалов с целью изменения функциональных свойств их поверхности с возможностью управления скоростью ввода энергии пучка в поверхность этих материалов.

Используя такой способ динамического управления мощностью пучка, были проведены демонстрационные эксперименты по удержанию температуры поверхности образца в течение миллисекундной длительности. Управление температурой поверхности облучаемого образца осуществлялось модуляцией амплитуды, частоты или ширины импульсов тока пучка внутри общего импульса тока пучка субмиллисекундной длительности за счет контролируемого малоинерционного изменения тока разряда I_d . Коэффициент пульсаций температуры, который в рамках эксперимента мог составлять менее 5%, определяется теплопроводностью материала, а также необходимым абсолютным значением температуры и степенью дискретизации тока пучка и его минимальной длительности.

На рисунке 3.11 представлены характерные осциллограммы ускоряющего напряжения U_0 , тока разряда I_d , тока в ускоряющем промежутке I_0 и измеренной температуры T поверхности образца из силумина. Возможности источника электронов были продемонстрированы на двух режимах облучения: с удержанием температуры поверхности образца выше температуры плавления силумина (рисунок 3.11, б), и с удержанием температуры меньше температуры плавления силумина (рисунок 3.11, в) [175]. Любой из режимов имеет ключевое сходство, связанное с введением в начале импульса тока пучка плотности энергии, равной 20 Дж/см^2 при длительности воздействия 200 мкс. Высокий коэффициент пульсаций температуры $>10\%$ в последнем случае связан с высокой дискретностью амплитуды тока ($I_{\text{dmin}}=15 \text{ А}$) и длительности ($t_{\text{dmin}}=10 \text{ мкс}$) дугового разряда в плазменном катоде, который, однако, может быть существенно

уменьшен при использовании более прецизионного источника электропитания разряда.

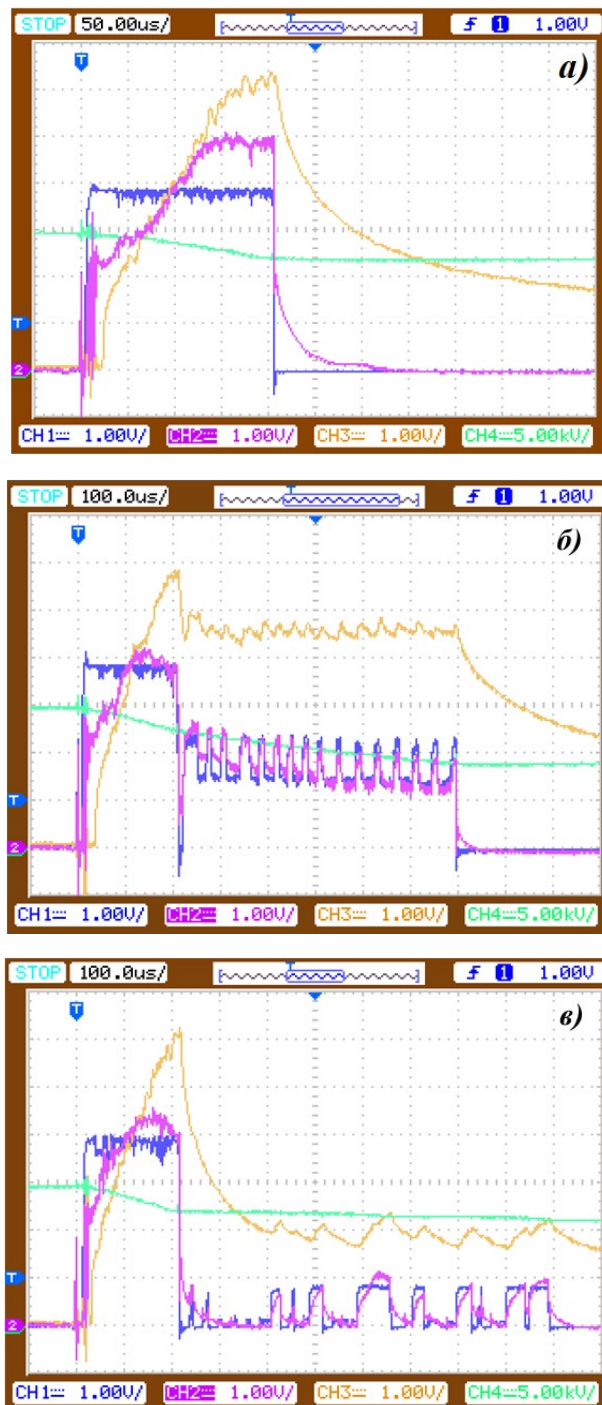


Рисунок 3.11 – Характерные осциллограммы тока дугового разряда I_a , 20 А/дел. (голубой), ток в ускоряющем промежутке I_0 , 20 А/дел. (фиолетовый), ускоряющего напряжения U_0 , 5 кВ/дел. (зелёный), и температуры поверхности силуминового образца T (оранжевый) оцениваемая как $T=308+164 \cdot U$, где $U = 1$ В/дел. в отсутствие режима последующего удержания температуры (а), удержания температуры $T \approx 1000$ °С (б), $T \approx 600$ °С (в)

В данном случае видно, что для удержания температуры поверхности образца на уровне $T \approx 600^\circ\text{C}$ ток разряда и ток пучка периодически падали до нулевого значения, обусловленные возможностями системы электропитания СПЭ. Однако инициирование разряда каждого следующего импульса внутри единой пачки импульсов осуществлялось без подачи поджигающего импульса за счет существования в эмиттере плазмы. Время релаксации плазмы, зависящее от амплитуды тока разряда, газовых условий и величины магнитного поля, в отсутствие ускоряющего напряжения составляло около 50 мкс, но явно их превышало в условиях интенсивного ускоренного ионного потока из анодной плазмы в плазму эмиттера (рисунок 3.12).

Математическая постановка задачи о динамике температурного поля при высокоэнергетическом воздействии электронного пучка на образец состоит в записи уравнения переноса тепла с учетом принимаемых предположений математической модели, граничных и начальных условий. В эксперименте электронный пучок низкоэнергетический (энергия электронов пучка < 15 кэВ), диаметр пучка много больше глубины прогрева за импульс облучения. Поэтому можно считать источник энергетического воздействия поверхностным, а тепловые процессы в образце рассматривать в одномерном приближении. Процесс нагрева сводится к задаче:

$$\begin{aligned} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right), \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow \infty} &= p(t) - \sigma \varepsilon (T^4 - T_w^4), \\ \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow \infty} &= 0, \\ t = 0: T &= T_0, \end{aligned} \quad (3.20)$$

где c - удельная теплоёмкость, ρ - плотность, λ - коэффициент теплопроводности, $p(t) = U(t)I(t)/(\pi r_0^2)$ - плотность мощности внешнего теплового источника, $U(t)$ и $I(t)$ ускоряющее напряжение и ток пучка, r_0 - средний радиус пучка, σ -

постоянная Стефана-Больцмана, ε - степень черноты, T_w - температура окружающей среды.

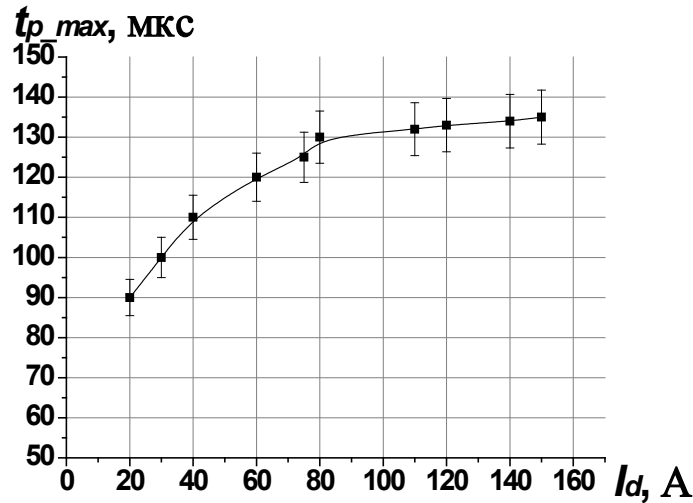


Рисунок 3.12 – Экспериментальная зависимость максимальной паузы t_{p_max} между импульсами тока разряда от амплитуды тока разряда I_d при $p = 18$ мПа (Ar), $B_1 = 50$ мТл, $B_2 = 100$ мТл, $U_0 = 0$ кВ

Математическая модель включает наличие двухфазной зоны, которая в системе «твердое тело – жидкость» характеризуется средней объемной долей жидкой фазы θ [176, 177]. Фазовый переход происходит в интервале температур ΔT , в котором фаза материала моделируется сглаженной функцией θ , изменяющейся от 1 до 0. Эффективная теплопроводность системы твердое тело-жидкость λ связана с проводимостью твердого тела λ_s и проводимостью жидкости λ_l выражением:

$$\lambda = (1 - \theta) \cdot \lambda_s + \theta \lambda_l \quad , \quad (3.21)$$

скрытая теплота плавления L включается в качестве дополнительного члена в теплоемкость: $c = c_s + L/\Delta T$.

Фазовый переход между жидкостью и твердым телом описывается аналогично. Численное решение задачи проводилось для следующих теплофизических значений: $\lambda_s = 140$ Вт/(см·К) ($T = 536$ °С), $\lambda_L = 60$ Вт/(см·К) ($T = 598$ °С), $c_s = 223$ Дж/(кг·К), $\rho = 2.7$ г/м³, $L = 385$ кДж/кг, температура фазовых переходов при плавления 567 °С и кристаллизации 559 С.

На рисунке 3.13 представлены результаты численного решения задачи (3.20). Расчетная температура поверхности $T(t)$ (рисунок 3.13, *слева*), полученная для экспериментальных импульсов тока и напряжения (рисунок 3.13, *справа*), имеет хорошее согласие с экспериментальными измерениями температуры поверхности, полученной по методике, изложенной в Главе 2. Импульсный характер зависимости $T(t)$ при удержании температуры поверхности связан с колебаниями тока пучка.

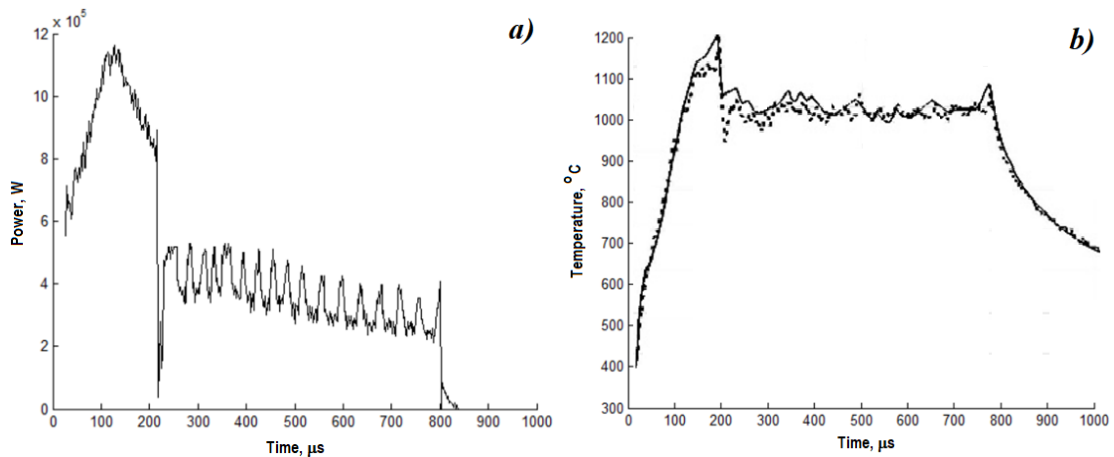


Рисунок 3.13 – Изменение мощности теплового источника (*слева*), расчетная (—) и экспериментальная температура поверхности облучаемого образца (---) (*справа*)

Экспериментальные результаты и результаты численного моделирования находятся в хорошем соответствии, что подтверждает реалистичность использования данного способа контроля и удержания температуры поверхности. Экспериментальные и численные исследования показали возможность управления основными технологическими параметрами электронно-пучкового воздействия с целью получения заранее заданных свойств поверхности материалов.

3.3 Физические ограничения при генерации модулированного электронного пучка

Ток электронного пучка в ускоряющем промежутке определяется условиями генерации плазмы – разрядной в полом аноде СПЭ (3.1) и пучковой в трубе дрейфа пучка (3.2). На форму импульса тока пучка и его величину наиболее

существенное значение оказывает давление газа. Давление газа, при котором работа источника осуществляется в отсутствии эрозии фронта тока пучка ($p > p_l$), а ток в ускоряющем промежутке не превышает ток разряда $k_d = I_0/I_d \leq 1$ ($p < p_{lb}$) записывается в виде неравенства $p_l < p < p_{lb}$:

$$\frac{2}{n_{a2} t_{fr} K_g} \frac{\alpha I_{d0}}{I_i} < \frac{p}{1(\text{Па})} < \left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right) \frac{1}{0.3(\gamma_2 + 1) n_{a2} t_{fr} K_g} \frac{v_b}{v_i}, \quad (3.22)$$

где n_{a1} – концентрация газа при давлении $p=1$ Па. Предельные значения давления газа p_l и p_{lb} уменьшаются с увеличением длительности фронта тока разряда, интервал давлений соотношения (3.22) уменьшается с увеличением коэффициента ионно-электронной эмиссии и амплитуды тока разряда.

При отключении тока разряда ($t_{fr} \sim 0$) динамика плотности тока электронного пучка согласно формуле (1.9) определяется процессами ионно-электронной эмиссии с металлической поверхности эмиссионного электрода, ионизации вторичными и плазменными электронами и релаксации плазмы (за счет выхода ионов на границы области транспортировки пучка). Ширина ускоряющего промежутка $d(t) \sim U_0^{3/4} (j_0(t))^{-1/2}$ при $U_0 = \text{const}$ увеличивается со временем, так как плотность тока пучка уменьшается по экспоненциальному закону:

$$j_0(t) = (\gamma_2 + 1) j_{i20} \exp \left[-\frac{Wt}{T_2} \right], \quad (3.23)$$

Здесь $W = (1 - 0.6\gamma T_2 K_b n_{a2} (v_i/v_b) - T_2 K_e n_{a2})^{-1}$. Время затухания импульса тока пучка увеличивается с ростом давления газа, скорости процессов ионизации газа ($K_{b,e}$) и ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода (γ_2).

Следует учитывать, что на величину плотности ионного тока j_{i20} в момент времени отключения ($t=t_u$) тока разряда могут оказывать влияние процессы взаимодействия электронного пучка с поверхностью мишени (рисунок 3.1).

3.3.1. Модуляция тока дугового разряда

Основным механизмом генерации плазмы дугового разряда, согласно (3.1), является ионизация молекул газа как электронами, ускоренными в прикатодном слое, так и плазменными электронами. Механизм релаксации эмиссионной плазмы при низких давлениях газа определяется преимущественно выходом ионов на стенки полого анода (поперек магнитного поля) $T_1 = r_{HA} / v_i$.

При отключении тока разряда внешней цепью ($I_d=0$) концентрация плазмы экспоненциально уменьшается со временем:

$$n_1 = n_{st} \cdot \exp[-tW_1/T_1]. \quad (3.24)$$

Здесь $W_1 = (1 - T_1 K_{en_{a1}})^{-1}$, $n_{st} = (n + n_{01})$ – сумма стационарной концентрации, полученной в результате решения уравнения (3.1), и концентрации n_{01} , обусловленной несамостоятельным зажиганием дуги с помощью высоковольтного импульса напряжения. В полом аноде радиусом $r_{HA} = 4$ см и при температуре плазмы $(5 \div 25)$ эВ $v_i = [2 \times (5 \div 25) / 50] \times 10^{-2} \times 3 \times 10^4 / 270$ см/мкс $= (0.5 \div 1)$ см/мкс (аргон), время $T_1 = 4$ см / $(0.5 \div 1)$ см/мкс $= 8 \div 4$ мкс. Так, за время $t = 2.3 \times (8 \div 4)$ мкс концентрация плазмы в полом аноде уменьшится на порядок.

Определим время релаксации разрядной плазмы t_{cr1} как критическое время, за которое концентрация снизится до величины n_{01} , в этом случае можно записать

$$t_{cr1} = T_1 W_1 \ln[1 + n/n_{01}]. \quad (3.25)$$

При длительности интервала между импульсами тока разряда $t \leq t_{cr1}$ в последующих импульсах дуга зажигается в самостоятельном режиме. Время t_{cr1} увеличивается с уменьшением концентрации n_{01} , которая является экспериментальным параметром. Критическое время t_{cr1} увеличивается также с ростом давления газа.

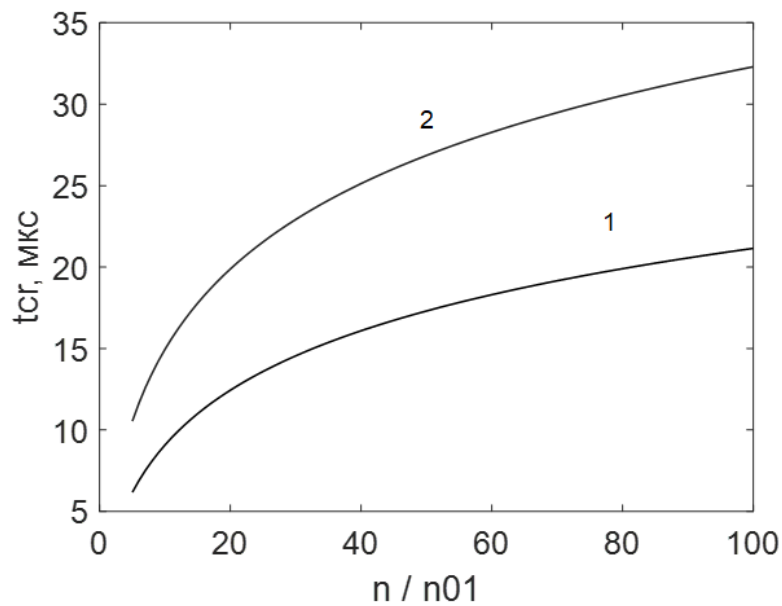


Рисунок 3.14 – Зависимость критического времени t_{cr1} от относительной плотности эмиссионной плазмы $n(t=t_{fr})/n_{01}$, 1 – $kT_e=15$ эВ, 2 – 8 эВ.

3.3.2. Модуляция тока электронного пучка

Основным механизмом генерации пучковой плазмы, согласно (3.2), является ударная ионизация эмиссионными и вторичными электронами, ускоренными в высоковольтном диодном промежутке, а также плазменными ионами в скрещенных ведущем магнитном поле и собственном электрическом поле транспортируемого пучка. Характерной особенностью является формирование неоднородной пучковой плазмы на фронте тока разряда благодаря значительно меньшей скорости выхода ионов по сравнению со скоростью поступления ионов в ускоряющий промежуток. В конце фронта тока разряда $t \geq t_{fr}$, когда скорость dI_d/dt стремится к нулю, выход ионов поперек магнитного поля (см. параграф 5.2, например, рисунок 5.7, рисунок 5.9, рисунок 5.10) обуславливает динамику радиального перераспределения концентрации пучковой плазмы, и соответственно, плотности тока пучка. В экспериментах с трапецевидной формой импульса тока разряда наличие плато у импульса тока I_0 (1.9) при $t \geq t_{fr}$ указывает на то, что ионный ток I_i в ускоряющем промежутке

остаётся постоянным. В математической модели (3.1) и (3.2) рассматриваются усредненные характеристики токов и плазмы.

После отключения тока разряда ($I_d=0$) плотность тока в ускоряющем промежутке $j_0 = (\gamma_2+1)j_{i2}$ снижается по экспоненциальному закону (3.24). В трубе дрейфа радиусом $R = 4$ см и при температуре плазмы 5 эВ время $T_2=R/v_i = 8$ мкс, и концентрация плазмы уменьшится на порядок за время $t = 18.4$ мкс, что находится в согласии с экспериментами на источнике электронов «СОЛО» (рисунок 3.11).

Уменьшение давления газа практически не влияет на формирование разрядной плазмы (3.3), однако приводит к эрозии и затягиванию фронта тока пучка (3.19). Этот эффект можно исключить благодаря остаточной концентрации плазмы в импульсном режиме, если длительность пауз Δt между импульсами тока разряда меньше, чем время релаксации плазмы в трубе дрейфа. Длительность паузы Δt можно определить из соотношения (3.25). Если за критическое время t_{cr2} определить время, при котором концентрация плазмы уменьшится до значения эмитируемых электронов, т.е. $n_i=n_b(t=t_{fr})$, то можно записать соотношение

$$t_{cr2}=T_2W_2\ln[W_2T_2n_{a2}]. \quad (3.26)$$

Здесь время t_{cr2} наиболее существенно зависит от давления газа p , как и скорость генерации разрядной плазмы p (3.2), увеличивается с ростом коэффициента ионно-электронной эмиссии и параметра $T_2=R/v_i$ (рисунок 3.15).

Ток пучка на коллекторе в соответствии с законом непрерывности тока в трубе дрейфа равен сумме тока в ускоряющем промежутке и тока плазменных электронов, близкому к току плазменных ионов, замыкающихся на трубу дрейфа $I_c=I_0+I_{it}$ ($I_{it}=I_{ec}$). Плазменные ионы по окончании фронта тока разряда поступают на боковые стенки трубы дрейфа, а замагниченные плазменные электроны – на коллектор (см. параграф 5.2, например, рисунок 5.7, рисунок 5.9, рисунок 5.10). Составляющая тока плазменных электронов ($I_{ec} = I_{it}$) в токе коллектора I_c может составлять до 20 %, что следует учитывать при решении задачи теплового

воздействия на мишень-коллектор, а также при экспериментальных измерениях тока коллектора.

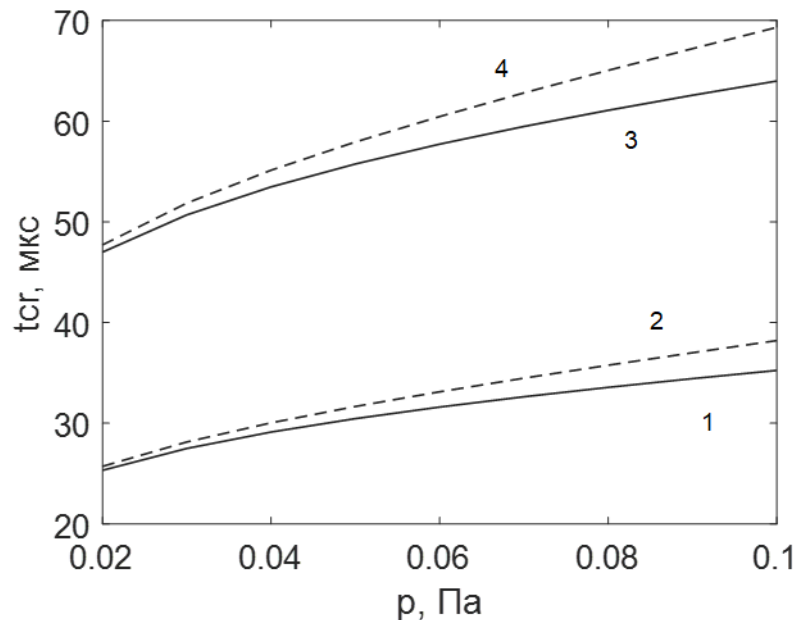


Рисунок 3.15 – Зависимость критического времени от давления газа 1, 2 – азот, 3, 4 – аргон; 2, 4 – $\gamma_2=1$; 1, 3 – $\gamma_2=2$

Управление амплитудно-частотными характеристиками пучка, требуемыми для пучковой обработки мишени, может осуществляться с помощью изменения параметров системы (давление газа, амплитудно-частотные характеристики тока разряда, длительность фронта тока разряда).

Так, математическая модель (3.1) и (3.2) позволяет определить основные закономерности в источнике с СПЭ: взаимосвязь параметров разрядной и пучковой плазмы, механизм и условия усиления тока эмиссии, условие формирования электронного пучка, компенсированного по заряду.

3.4 Управление шириной энергетического спектра электронного пучка, генерируемого источником электронов с сеточным плазменным эмиттером

В данном разделе представлены результаты расчетов и экспериментов, демонстрирующие возможность контролируемого изменения ширины энергетического спектра пучка, выведенного в атмосферу, используя

высокоэнергетический источник электронов «ДУЭТ» (см. Главу 2). Прежде всего, возможность управления шириной энергетического спектра электронного пучка, выведенного в атмосферу, может быть востребована при решении радиационных задач, когда длина пробега электронов в веществе соизмерима с глубиной воздействия на материал (сотни микрометров в веществе в твердой или жидкой фазе и единицы-десятки сантиметров в газе в зависимости от плотности вещества). Примером может служить радиационная обработка полимерных материалов, газов или других органических материалов [5, 12, 163]. В этом случае энергетический спектр электронного пучка является одним из основных параметров, поскольку именно спектр будет определять как качество обработки таких материалов или газов, так и производительность процесса обработки.

К примеру, при обработке лаковых покрытий и ряда других материалов бóльшую технологическую эффективность продемонстрировали источники электронов, способные обеспечивать импульсно-периодический характер воздействия мощного пучка на объект, что в случае обработки лака приводит к снижению ингибирующего эффекта кислорода воздуха в отличие от источников непрерывного действия со слаботочным пучком. Кроме импульсного характера воздействия электронного пучка на объект, качество обработки также определяет широкий энергетический спектр электронного пучка в таких системах, который в этом случае позволяет проводить более эффективную модификацию (отверждение) поверхностного слоя за счет различной глубины проникновения ускоренных электронов пучка вглубь лакового покрытия. В случае использования источников с взрывоэмиссионными катодами расширение энергетического спектра происходит не только в результате взаимодействия пучка с выводной фольгой и слоем воздуха до объекта облучения, но и из-за того, что форма импульса ускоряющего напряжения в таких источниках электронов чаще всего имеет сложную форму (иногда даже с отсутствием плоской вершины у импульса ускоряющего напряжения), что, кроме этого, приводит к появлению в

ускоряющем зазоре электронов, энергии которых недостаточно для преодоления выводной фольги, и, соответственно, к нагреву последней [5, 12, 163].

Емкость высоковольтной конденсаторной батареи в источниках с СПЭ выбирают такой, чтобы снижение ускоряющего напряжения в течение импульса тока пучка не превышало $(5\div 10)\%$, что, прежде всего, позволяет снизить тепловую нагрузку на выводную фольгу. Однако, поскольку изменение ускоряющего напряжения ΔU в течение импульса зависит только от емкости высоковольтной конденсаторной батареи и суммарного заряда, который был из нее забран, это позволяет осуществлять контролируемое изменение величины ΔU в течение импульса в результате подбора соответствующей емкости конденсаторной батареи при известном произведении $(I_0 \cdot t)$. Нужно отметить, что поскольку произведение $(I_0 \cdot t)$ в широкоапертурных источниках электронов с СПЭ импульсно-периодического действия с выводом пучка в атмосферу может достигать больших значений в том числе за счет роста площади электронного пучка, это может приводить к значительному снижению ускоряющего напряжения ΔU в течение импульса тока пучка.

Управление эмиссией электронов, а, соответственно, и током пучка в источнике электронов «ДУЭТ» осуществляется за счет изменения амплитуды тока разряда (рисунок 3.16, *слева*). Из зависимости, представленной на рисунке 3.16, *справа*, видно, что при фиксированном токе разряда I_d ускоряющее напряжение U_0 слабо влияет на величину тока в ускоряющем промежутке I_0 . На рисунке 3.17 представлены характерные осциллограммы импульсов тока разряда I_d , тока в ускоряющем промежутке I_0 и тока пучка I_b , выведенного в атмосферу. Видно, что, как и во многих других источниках электронов с плазменными катодами, условия генерации электронного пучка в таких источниках подбирают таким образом, что форма импульса тока пучка, выведенного в атмосферу, определяется импульсом тока разряда, форме которого чаще всего стараются придать квазипрямоугольную форму.

На рисунке 3.18 приведены характерные осциллограммы токов в ускоряющем промежутке I_0 и соответствующие им изменения напряжения на высоковольтной конденсаторной батарее в течение импульса тока пучка. Согласно математической модели связи тока и напряжения конденсатора ($i_c = C \cdot \frac{du_c}{dt}$), квазипрямоугольная форма тока I_0 приводит к линейному уменьшению ускоряющего напряжения, а, следовательно, к линейному уменьшению энергии электронов в пучке в течение его импульса.

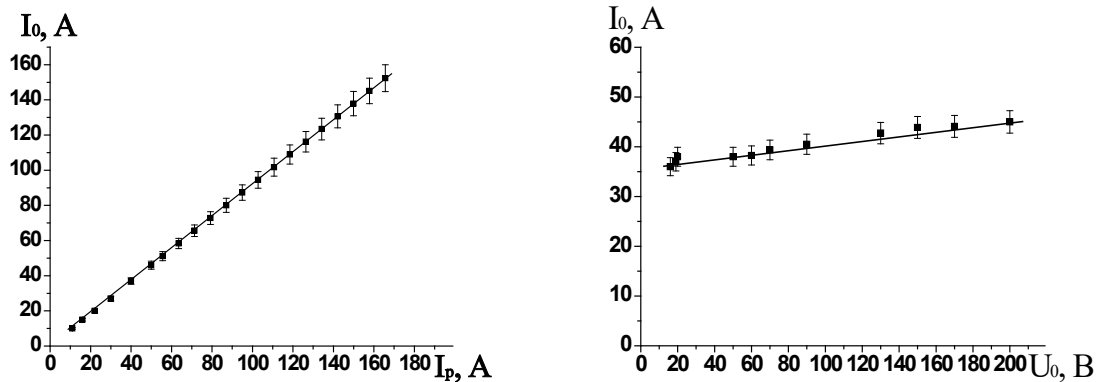


Рисунок 3.16 – Зависимости тока в ускоряющем промежутке I_0 от тока разряда I_d при $U_0=150$ кВ (слева) и тока I_0 от напряжения U_0 при $I_d=50$ А (справа): длина ускоряющего промежутка $d_0=140$ мм; $p=30$ мПа; размер ячейки эмиссионной сетки (0,4×0,4) мм, маска в СПЭ отсутствует

Величина ускоряющего напряжения в каждый момент времени позволяет определить суммарный энергетический спектр за весь импульс по кривым ослабления тока пучка в тонких металлических фольгах, полученным при соответствующих ускоряющих напряжениях (см. Главу 2).

На рисунке 3.19 приведены кривые ослабления тока пучка при различных ускоряющих напряжениях. Нужно отметить, что при замене нескольких фольг-фильтров на одну с эквивалентной толщиной, величина тока на коллектор I_{col} несколько возрастает, а погрешность измерений снижается.

Величина тока I_{col} практически не зависит от давления газа в ускоряющем промежутке, что видно из зависимостей, представленных на рисунке 3.19, справа, из чего также можно сделать вывод, что электронный пучок до взаимодействия с

выводной фольгой имеет узкий спектр, а его основное расширение происходит в результате его взаимодействия с выводной фольгой и слоем воздуха между выводной фольгой и коллектором фольгового фильтра.

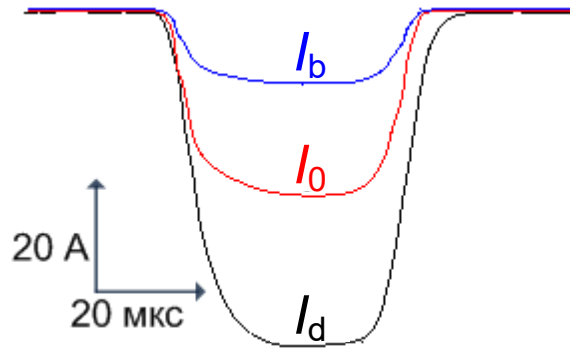


Рисунок 3.17 – Характерные осциллограммы импульсов токов I_d , I_0 и I_b , при $U_0=150$ кВ и давлении $p=50$ мПа (Ar): $R_{HA}=10$ Ом; размер ячейки эмиссионной сетки (0,4×0,4) мм; высоковольтный зазор $d_0=140$ мм

Для каждой экспериментальной кривой ослабления тока пучка, приведенных на рисунке 3.19, *слева*, строились соответствующие спектры и расчетные кривые ослабления тока пучка, пример которых представлен на рисунке 2.27.

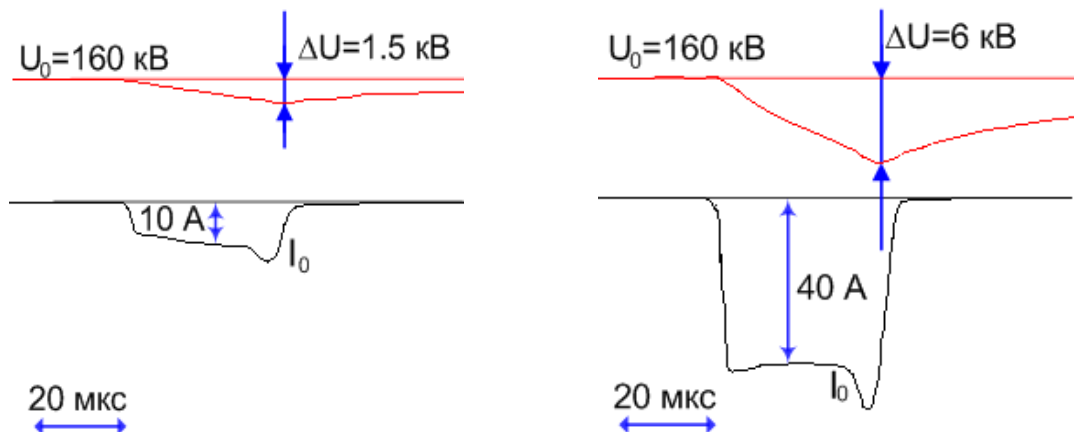


Рисунок 3.18 – Характерные осциллограммы тока в ускоряющем промежутке I_0 и напряжения ΔU на высоковольтной конденсаторной батарее: $I_0=10$ А (*слева*); $I_0=40$ А (*справа*)

Восстановление спектра электронного пучка, выведенного в атмосферу, по кривой его ослабления в тонких фольгах осуществлялось методом регуляризации Тихонова, разработанным для некорректно поставленной задачи решения

интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода, с минимальным числом априорных предположений о виде спектра [158, 178, 179].

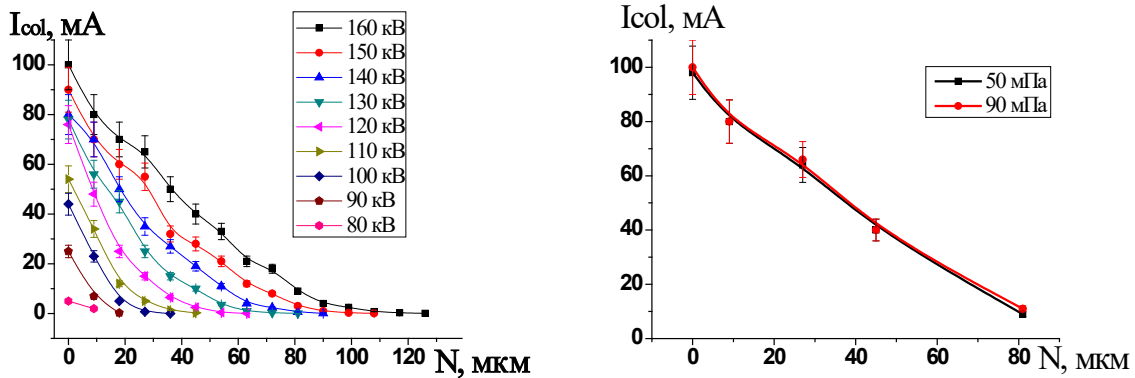


Рисунок 3.19 – Кривые ослабления тока пучка на коллектор I_{col} в зависимости от толщины фольги фильтра N при разных ускоряющих напряжениях U_0 (слева) и при разных давлениях рабочего газа и $U_0=160$ кВ (справа)

В качестве основной предпосылки возможности расчетного восстановления исходного спектра электронов $f(\varepsilon)$ полагалось, что известна точная зависимость коэффициента ослабления $\tau(\varepsilon, x)$ моноэнергетического пучка электронов с энергией ε после его нормального падения на плоский слой известного вещества толщиной x . В качестве такой функции $\tau(\varepsilon, x)$ были использованы полуэмпирические формулы из [180], которые апробированы для различных веществ (атомные номера Z от 4 до 82) и широкого диапазона энергий электронов (энергии электронов от 8 кэВ до 30 МэВ). Точность аппроксимации этими формулами экспериментального коэффициента ослабления была не хуже 3%.

Применительно к алюминию (атомный номер $Z = 13$, массовое число $A = 27$, плотность $\rho=2.7$ г/см³) эмпирическая зависимость для коэффициента ослабления монохроматического пучка электронов с энергией ε (МэВ) имеет следующий вид:

$$\tau(x, \varepsilon) \approx \frac{e^{S(\varepsilon)} + 1}{e^{S(\varepsilon)} + \exp\left\{\left(S(\varepsilon) + 2\right) \frac{x}{R(\varepsilon)}\right\}}. \quad (3.27)$$

Безразмерная функция $S(\varepsilon)$ и экстраполированная длина пробега $R(\varepsilon)$ (мм) рассчитывались по известным формулам [180].

Недостатком метода регуляризации является то, что он не может генерировать устойчивые решения с острыми пиками, так как стабилизирующий функционал «подавляет» такие функции. Было проведено тестирование метода в отношении его возможности восстановления узких спектров. Для этого был рассчитан коэффициент ослабления моноэнергетического пучка электронов с энергией 150 кэВ, а затем использована процедура генерации решения методом регуляризации. В результате был получен колоколообразный спектр (диапазон энергий по основанию (100÷200) кэВ), максимум которого соответствовал значению равному 150 кэВ.

Несмотря на то, что используемый метод эффективен при восстановлении только достаточно гладких спектров, также он может быть использован для спектров, содержащих узкие линии, позволяя выявить характеристические энергии этих линий. Применительно же к измерению средней мощности пучка такой способ является весьма перспективным, поскольку для ее измерения достаточно знать только величину выведенного тока пучка и его среднюю энергию.

Восстановленные энергетические спектры пучка, полученные при различных ускоряющих напряжениях, представлены на рисунке 3.20, *слева*. Суммарный энергетический спектр электронного пучка, представленный на рисунке 3.20, *справа*, был получен в результате сложения спектров, полученных для различных ускоряющих напряжений в диапазоне от 110 до 160 кВ. Видно, что в результате снижения ускоряющего напряжения в течение импульса тока пучка происходит расширение его энергетического спектра и смещение максимума спектра в область меньших энергий.

Полученный расчетно-экспериментальным путем энергетический спектр электронного пучка для реальных условий эксперимента представляет интерес

для анализа воздействия такого пучка на среды в различном агрегатном состоянии [181].

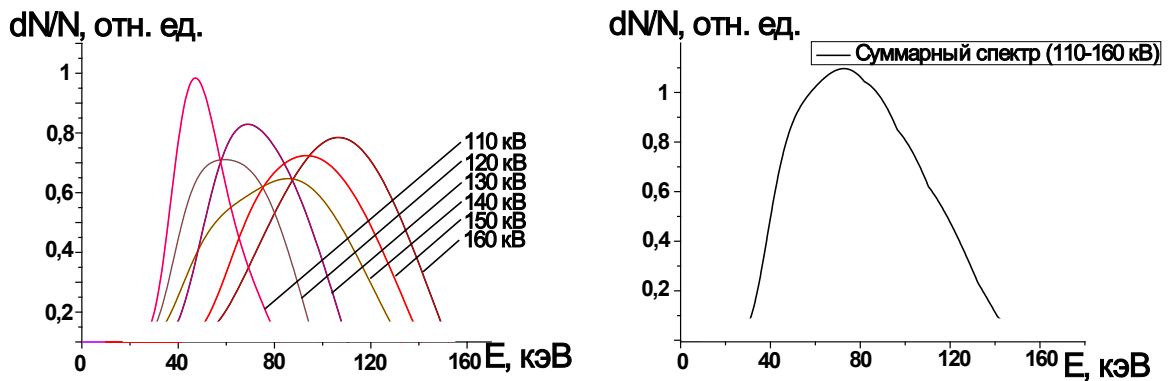


Рисунок 3.20 – Энергетические спектры электронного пучка, выведенного в атмосферу, снятые при различных ускоряющих напряжениях (*слева*) и суммарный энергетический спектр электронного пучка, выведенного в атмосферу, при изменении ускоряющего напряжения за длительность импульса тока пучка со 160 кВ до 110 кВ (*справа*). Условия эксперимента: выводная фольга АМг-2н толщиной 30 мкм, расстояние от фольги до коллектора 15 мм

Предположение о том, что средняя энергия электронного пучка соответствует максимуму энергетического спектра, было проверено экспериментально, за счет измерения энергии электронного пучка стандартным калориметром ТПИ-2М.1. Зная среднюю плотность тока электронного пучка в атмосфере (также экспериментально измеренную), среднюю энергию электронного пучка можно оценить, используя выражение $E_0 = E/(j \cdot t)$, где E , j , t – измеренная плотность энергии, плотность тока и длительность импульса электронного пучка. Расчеты показывают, что при $U_0 = 160$ кВ средняя энергия электронного пучка составляет около $E_0 = 110$ кэВ, что совпадает с результатами, приведенными на рисунке 3.20, *слева*.

В результате показано, что за счет прогнозируемого изменения ускоряющего напряжения в течение импульса тока пучка происходит управляемое расширение его энергетического спектра и смещение максимума спектра в область меньших энергий. Поскольку в таких источниках электронов форма импульса тока пучка чаще всего имеет квазипрямоугольную форму и определяется формой импульса тока разряда, а также слабо зависит от величины

ускоряющего напряжения, это позволяет рассчитывать величину ускоряющего напряжения в каждый момент импульса тока пучка, и, соответственно, определять его суммарный энергетический спектр, информация о форме которого необходима для конкретных применений этих источников как в научных, так и технологических целях.

3.5 Выводы

В Главе 3, используя численные методы и реальные эксперименты, продемонстрировано, что слабая зависимость основных параметров электронного пучка в системах источников электронов с СПЭ на основе дуги низкого давления позволяет управлять таким важным параметром электронного пучка как его мощность. При этом управление мощностью пучка осуществляется непосредственно в течение его импульса субмиллисекундной длительности.

В случае источника электронов «СОЛЮ» было показано, что управление мощностью пучка в течение его импульса может быть реализовано с помощью модуляции тока пучка за счет пропорционального изменения тока дугового разряда во время его импульса. Определены физические ограничения такого способа генерации электронного пучка в условиях единого поджигающего импульса, инициирующего дуговой разряд, заключающиеся в затруднении автоподхвата импульса тока разряда в пачке с увеличением паузы между импульсами тока разряда. Максимальная длительность паузы между импульсами зависит от условий генерации эмиссионной плазмы (амплитуд тока разряда, давления и вида рабочего газа, величины и конфигурации магнитного поля, а также размеров СПЭ), растет с увеличением ускоряющего напряжения, и в стандартных для источника «СОЛЮ» режимах генерации электронного пучка составляет порядка 100 мкс.

Модулирование тока электронного пучка за счет пропорционального изменения тока дугового разряда – это очень простая и надежная система управления, позволяющая достигать высоких скоростей изменения мощности

пучка, достигающей 0,5 МВт/мкс и выше при максимальной мощности электронного пучка около 10 МВт, что позволяет варьировать скорость вклада энергии в поверхность металлических материалов, и не было реализовано ранее, а в итоге открывает новые технологические возможности для источников электронов такого типа.

В случае использования высокоэнергетических источников электронов типа «ДУЭТ» с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления, сеточная или слоевая стабилизация границы эмиссионной плазмы также позволяет осуществлять управление мощностью электронного пучка, однако в отличие от источника электронов «СОЛО», где реализуются тепловые воздействия на поверхность неорганических материалов, изменение мощности электронного пучка в источнике «ДУЭТ» является следствием разряда высоковольтной конденсаторной батареи, что приводит к контролируемому изменению ширины энергетического спектра электронного пучка, выведенного в атмосферу, являющегося крайне важным параметром при рассмотрении большинства технологических процессов с участием радиационного воздействия электронного пучка на поверхность различных органических материалов, а также на лазерные смеси газов при их накачке электронным пучком. Так, при постоянном ускоряющем напряжении величиной $U_0=160$ кВ ширина энергетического спектра электронного пучка (на полувысоте) в атмосфере на расстоянии 30 мм от выводной фольги источника электронов составляет ≈ 60 кэВ, а при ускоряющем напряжении, изменяющемся по линейному закону в течение импульса тока пучка в диапазоне (160÷100) кВ, ширина энергетического спектра пучка достигает 120 кэВ.

При этом обеспечивается возможность компенсации потерь электронного пучка в фольге за счет динамического изменения амплитуды тока разряда и, соответственно, амплитуды тока в ускоряющем промежутке при энергии электронов E не ниже минимальной пороговой величины $E_{пор}$, определяемой материалом и толщиной фольги, и полного выключения тока пучка при $E < E_{пор}$,

что снижает ударную тепловую нагрузку на фольгу и предотвращает ее разрушение.

Важно отметить, что полноценное управление мощностью пучка может быть достигнуто только при организации стабильных условий работы источника электронов с хорошей воспроизводимостью параметров электронного пучка, заключающейся, в том числе, в повышении электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка. Стабильность генерации, заключающаяся в снижении числа электрических пробоев в «классических» режимах генерации пучка, обеспечивается за счет поиска оптимальных режимов энергетических вкладов, противоречивость которых заключается, например, в организации удовлетворительных для генерации и транспортировки электронного пучка параметров эмиссионной/катодной плазмы и пучковой/анодной плазмы. Противоречивость заключается в необходимости создания газовых условий, с одной стороны, достаточных для компенсации пространственного заряда электронного пучка, транспортируемого в ведущем магнитном поле до коллектора-мишени, но, с другой стороны, не превышающих пороговых значений, нарушающих слоевую стабилизацию границы эмиссионной плазмы.

Определение оптимальных условий генерации электронного пучка позволяет генерировать электронные пучки мегаваттного уровня миллисекундной длительности и даже выше, а, следовательно, достигать большей интегральной энергии электронного пучка, что также перспективно для дальнейшего использования таких электронных пучков для науки и техники.

ГЛАВА 4. СПОСОБЫ ВВЕДЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ ПО ТОКУ ПУЧКА В ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ

Над решением задачи повышения электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка в источниках электронов с СПЭ различного типа работают многие годы практически все исследователи, занимающиеся разработкой, созданием и эксплуатацией источников электронов такого типа. Основные причины электрических пробоев были рассмотрены в Главе 2, но нужно отметить, что все усилия исследователей в этом случае направлены либо на расширение предельных параметров генерируемого электронного пучка, либо на повышение стабильности работы источников электронов, заключающейся в снижении количества электрических пробоев ускоряющего промежутка и управляемости током пучка от импульса к импульсу, что крайне важно для использования любого источника электронов при решении технологических задач любого типа. Понимание процессов, происходящих в плазменном эмиттере и источнике электронов в целом приводит к тому, что постепенно предельные параметры пучка расширяются. В данной Главе также будут рассмотрены несколько новых способов повышения электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка в источниках электронов с СПЭ, которые ранее не были исследованы и описаны в литературе, и которые также позволяют расширить диапазон устойчивой работы таких источников электронов.

4.1 Влияние системы электропитания на стабильность работы источников электронов с сеточными плазменными эмиттерами

Все три типа источников электронов, рассматриваемых в настоящей диссертационной работе, а также многие другие источники электронов с плазменным эмиттером, работающие в условиях существования

анодной/пучковой плазмы и эмиссия в которых осуществляется из эмиссионного электрода, имеющего потенциал анода разряда, на основе работы [182] можно представить в виде единой эквивалентной электрической схемы, представленной на рисунке 4.1.

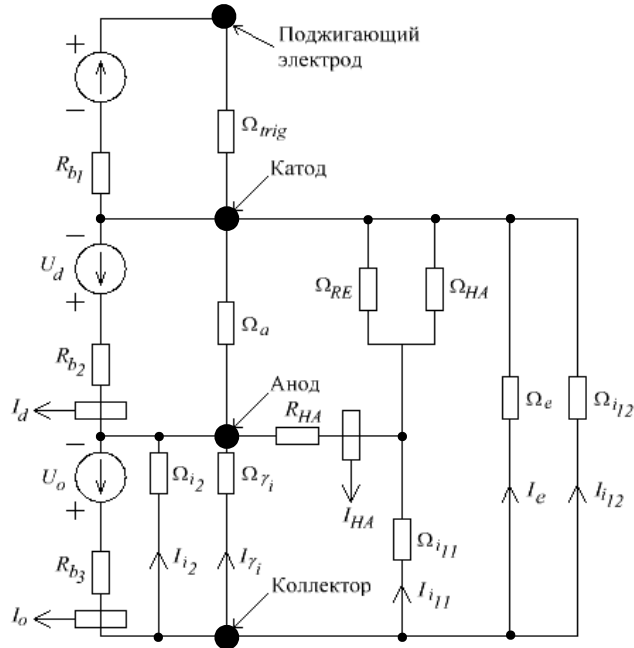


Рисунок 4.1 – Эквивалентная электрическая схема источников электронов с плазменными эмиттерами различной конфигурации и широким диапазоном параметров генерируемого электронного пучка

Используя такую упрощенную модель работы источника электронов, можно сравнительно просто описать процессы, происходящие как в плазменном эмиттере или ускоряющем промежутке, но также, что еще более важно, можно продемонстрировать влияние одной электрической цепи на другую.

Величиной Ω на рисунке 4.1 обозначена электрическая проводимость межэлектродных промежутков и приэлектродных слоев, измеряемая в $[\text{Ом}^{-1}] = [\text{См}]$. Все эти величины являются переменными, поскольку, например, зависят от параметров эмиссионной плазмы и меняются в процессе переключения тока с одного электрода на другой.

Несмотря на то, что такая схема является упрощенной, она позволяет определить как замыкаются основные токи в цепях различных источников

электронов в зависимости от условий генерации и транспортировки электронного пучка. Согласно общей модели источников электронов с СПЭ, описанной в Главе 2, из рисунка 4.1 видно, что ток дугового разряда инициируется вспомогательным источником электропитания U_{trig} , т.е. напряжения поджига дуги. Инициирование катодного пятна позволяет развиваться току от источника электропитания основного дугового разряда U_d . При этом если ускоряющее напряжение U_0 отсутствует, и величина Ω_e стремится к нулю, ток дугового разряда I_d замыкается через анод (эмиссионный электрод) и полый анод, который может быть электрически соединен с перераспределяющим электродом, подключенные через ограничительное сопротивление $R_{\text{НА}}$, определяющее долю тока разряда, протекающего в его цепи. Переключение тока разряда в область анода-эмиссионного электрода происходит благодаря появлению падения напряжения $U_{\text{НА}}$ на резисторе $R_{\text{НА}}$, полярность которого отрицательна относительно анода разряда. Появление ускоряющего напряжения U_0 приводит к появлению проводимости Ω_e в цепи ускоряющего промежутка. Одно только то, что появилась альтернативная цепь для замыкания тока разряда (даже не беря во внимание изменения параметров эмиссионной плазмы или присеточных слоев) приводит к его переключению в ускоряющий промежуток. В отсутствие и/или пренебрежимо малой величине ионной компоненты тока в ускоряющем промежутке электронный пучок будет состоять из тока эмиссии I_{em} , величина которого зависит от множества факторов, также описанных в Главе 1. В диапазоне рассматриваемых давлений рабочего газа $(0,6 \div 10) \cdot 10^{-2}$ Па такой режим работы чаще всего наблюдается при высоких ускоряющих напряжениях (~ 100 кВ и выше) и низких плотностях тока пучка (≤ 100 мА/см²).

Тем не менее, каким бы ни был режим генерации электронного пучка, в экспериментах ионная компонента тока в ускоряющем промежутке всё-таки наблюдается (Ω_{i2}), что, в том числе, приводит к появлению вторичных гамма-электронов ($\Omega_{\gamma i}$), эмитируемых с поверхности эмиссионного электрода в результате ионно-электронной эмиссии. Величина Ω_{i2} определяется

концентрацией синтезируемой пучковой плазмы, а, следовательно, зависит от тока пучка, давления рабочего газа, величины магнитного поля и др., а Ω_{yi} определяется током и энергией ускоренных ионов, их массой и материалом эмиссионного электрода.

Появление электрической проводимости в ускоряющем промежутке Ω_e , значение которой превышает общую проводимость приэлектродных слоев Ω_{RE} , Ω_{HA} и Ω_a приводит к увеличению амплитуды тока разряда I_d . Увеличение тока разряда прежде всего связано с типом используемого источника электропитания разряда, роль которого чаще всего выполняет заряженный конденсатор и последовательно включенное с ним балластное сопротивление. Поскольку такое балластное сопротивление не может являться аналогом бесконечно большого выходного сопротивления идеального генератора тока, то рост проводимости нагрузки будет приводить к увеличению через нее тока.

Кроме этого, из представленной схемы (рисунок 4.1) видно, что к дополнительному росту тока разряда может приводить появление проводимости Ω_{i12} в цепи между коллектором и катодом дугового разряда. Такая проводимость может возникнуть, например, в результате бомбардировки катода разряда ионами из ускоряющего промежутка.

Такое увеличение тока дугового разряда можно рассматривать как положительную обратную связь по току пучка, поскольку увеличение тока разряда будет приводить к соответствующему увеличению амплитуды тока пучка. Ограничивающим фактором здесь является режим короткого замыкания для источника электропитания разряда. На практике однако известны режимы, когда ток разряда может даже превышать ток короткого замыкания источника электропитания (из-за последовательного включения в рассмотрение источника электропитания разряда дополнительного потенциала, обусловленного влиянием высоковольтного источника электропитания) [116], однако в рамках данной диссертации автор не видит смысла рассматривать такие режимы генерации в

силу невозможности или крайней сложности их использования для практических применений.

Нивелирование такой положительной обратной связи, приводящей к росту тока пучка и тока разряда, может достигаться за счет использования генераторов тока, внутреннее сопротивление которых близко к идеальному. В этом случае рост проводимости в межэлектродных промежутках для источника питания разряда будет приводить к снижению напряжения горения разряда, но сохранению его амплитуды тока. Так, например, для случая бомбардировки катода дугового разряда ионами, ускоренными в высоковольтном зазоре и выбивающих с его поверхности вторичные гамма-электроны, ток дугового разряда становится менее самостоятельным, что при фиксированной амплитуде тока разряда будет приводить к самосогласованному снижению амплитуды тока разряда на величину $I_i \times (1 + \gamma_c)$, обусловленного снижением токовой нагрузки на катодное пятно.

Переход к источнику электропитания разряда, имеющего близкое к идеальному внутреннее сопротивление, возможен за счет использования в качестве накопителя энергии не емкостного, а индуктивного накопителя. В этом случае, зная математическую модель, связывающую ток и напряжение дросселя ($u_L = L \cdot di_L/dt$), можно заключить, что повышение проводимости контура для источника электропитания разряда будет приводить к уменьшению напряжения, прикладываемому к разрядному промежутку, что эквивалентно понижению напряжения горения разряда при постоянной амплитуде тока. Поскольку при использовании дросселя в качестве накопителя энергии последняя копится в магнитном поле сердечника, то из этой же модели следует, что скорость передачи энергии в нагрузку зависит от индуктивности этого дросселя и напряжения на нагрузке. В этом случае рост проводимости эмиссионной плазмы и снижение напряжения горения разряда приводят к снижению спада плоской вершины импульса тока разряда.

На рисунке 4.2 и рисунке 4.3 представлены характерные осциллограммы, полученные на источнике электронов «СОЛО», из которых видно, что использование емкостного накопителя энергии (рисунок 4.2) приводит к зависимости амплитуды тока разряда от условий генерации электронного пучка и развитию описанной выше положительной обратной связи, заключающейся в увеличении тока разряда в начале его импульса. В отличие от емкостного накопителя, при использовании дросселя в качестве накопителя энергии, на осциллограмме тока разряда отсутствуют какие-либо выбросы тока в течение всего импульса длительностью $t=500$ мкс (рисунок 4.3), хотя на импульсе тока в ускоряющем промежутке I_0 плоская вершина отсутствует. Поскольку напряжение горения дугового разряда слабо зависит от амплитуды тока разряда (рисунок 4.4 и рисунок 4.5), то из математической модели $u_L = L \cdot \frac{di_L}{dt}$ следует, что ток разряда будет иметь практически линейный характер изменения во времени (нелинейность определяется только гистерезисной кривой выбранного магнитного материала дросселя и сопротивлением проводов в контуре нагрузки, которыми при правильном расчете дросселя можно пренебречь).

В этом случае можно однозначно утверждать о важности используемой системы электропитания с точки зрения исключения образования положительной обратной связи, приводящей к неконтролируемому росту тока дугового разряда, а соответственно и тока электронного пучка. Исключение такой положительной обратной связи (ПОС) должно приводить к повышению электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка и достижению более высокой управляемости процессом обработки материалов за счет более точного прогнозирования формы импульса тока пучка в течение его импульса.

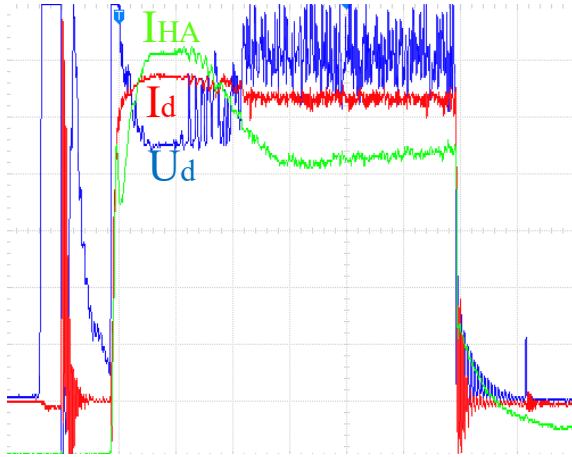


Рисунок 4.2 – Осциллограммы токов и напряжения разрядной системы с емкостным выходом источника электропитания разряда в источнике электронов «СОЛО»: синий луч – напряжение горения разряда U_d , 10 В/кл., красный луч – ток разряда, 10 А/кл., зеленый луч – ток на полый анод, 400 мА/кл. Режим: $t=120$ мкс; $p=25$ мПа; $B_1=20$ мТл, $B_2=100$ мТл

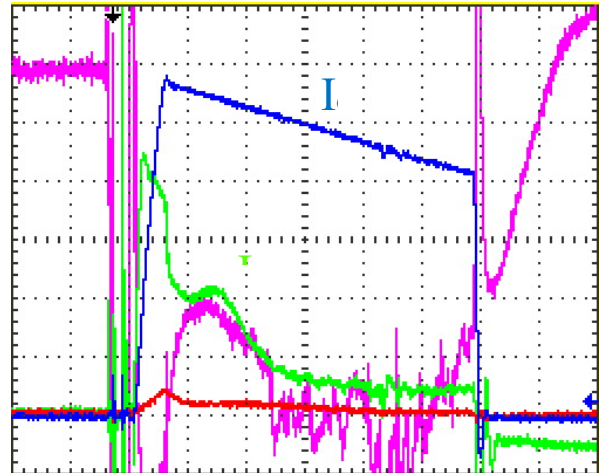


Рисунок 4.3 – Осциллограммы токов и напряжения разрядной системы с индуктивным выходом источника электропитания разряда в источнике электронов «ДУЭТ»: синий луч – ток разряда I_d , 10 А/кл., зеленый луч – ток на полый анод $I_{НА}$, 1 А/кл., фиолетовый луч – напряжение горения разряда U_d , 20 В/кл., $t=150$ мкс; $p=40$ мПа; диаметр отверстий в маске 12 мм, сетка с ячейкой 1×1 мм.

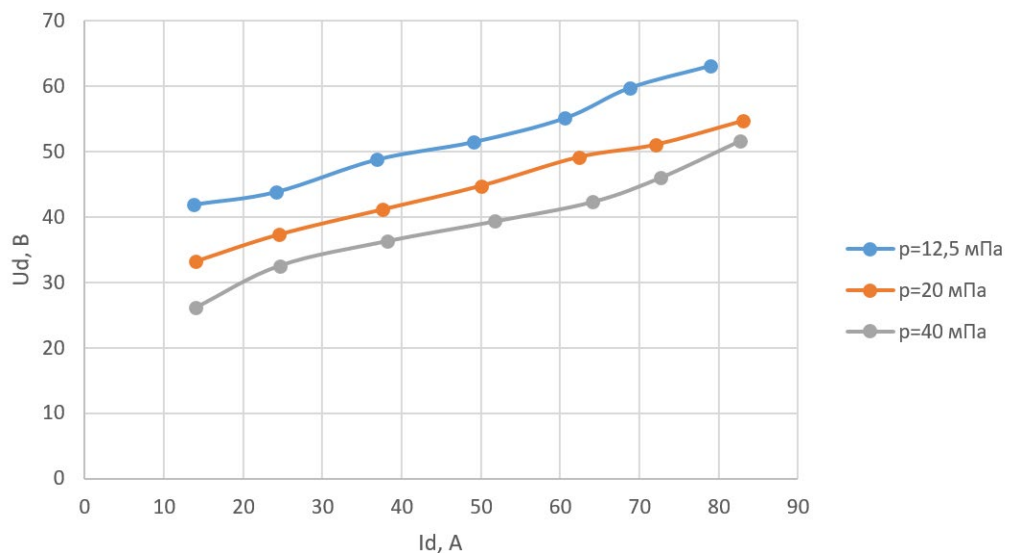


Рисунок 4.4 – ВАХ дугового разряда в источнике электронов «СОЛО» при ускоряющем напряжении $U_0=15$ кВ и разных давлениях рабочего газа: кривая 1 – $p=12,5$ мПа; кривая 2 – 20 мПа; кривая 3 – 40 мПа.

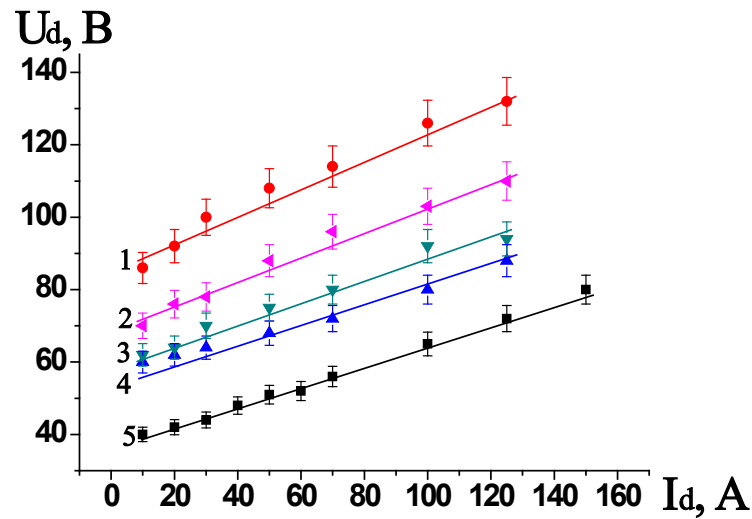


Рисунок 4.5 – ВАХ дуговых разрядов при $p=50$ мПа и $R_{\text{НА}}=0$ Ом при работе различных катодных узлов в источнике электронов «ДУЭТ»: 1 – катодный узел на основе ячейки Пеннинга [68]; 3,4 – катодный узел с открытой дугой с вольфрамовым и магниевым катодом, соответственно [108]; 2,5 – катодный узел [111, 115] без кольцевого магнита и с кольцевым магнитом, соответственно

В итоге из рисунков 4.1–4.3 и из формулы (1.9) видно, что величина тока I_0 в течение импульса может изменяться в результате нескольких механизмов, а именно: а) в результате изменения доли электронов, извлекаемых из плазменного эмиттера (изменение коэффициента α); б) в результате изменения величины тока ускоренных ионов, рожденных в результате ионизации остаточного, рабочего, десорбированного газов, а также паров мишени, определяющего, в том числе, величину тока гамма-электронов, рожденных в результате бомбардировки эмиссионного электрода ускоренными ионами. Кроме этого, из формулы (1.9) видно, что часть тока ускоренных ионов, равная $(I_i \times \Gamma)$ не участвует в наработке гамма-электронов, поскольку проникает в пространство СПЭ через ячейки эмиссионной сетки. Эти ионы приводят к изменению условий генерации эмиссионной плазмы, имея противоречивый характер с точки зрения стабильности работы источника электронов, поскольку, с одной стороны, повышают потенциал эмиссионной плазмы и приводят к неконтролируемому

росту ее концентрации (чаще всего локальному), но с другой стороны могут обеспечивать более стабильное горение разряда в пространстве СПЭ (снижают его импеданс), облегчают инициирование разряда, в том числе, в модулированном режиме, обеспечивая при необходимости бóльшую паузу между импульсами тока разряда при генерации пачки импульсов тока разряда вплоть до нано- или микросекундной длительности каждого из импульсов при субмиллисекундной или миллисекундной длительности всей пачки импульсов тока пучка.

На практике при эксплуатации источников электронов с СПЭ есть проблема, заключающаяся в изменении во времени всех параметров, входящих в формулу (1.9), от каждого из которых зависит величина тока I_0 . Кроме этого, неидеальность используемых генераторов тока, как это было показано выше (рисунок 4.2), приводит к тому, что амплитуда тока дугового разряда зависит от его импеданса (который может изменяться в очень широких пределах – от десятков Ом до десятых долей Ом). Так, поступление ускоренных ионов в пространство СПЭ из анодной плазмы сопровождается неконтролируемым уменьшением импеданса разряда и соответствующим ростом его тока, что приводит к появлению не отрицательной, а положительной обратной связи, росту концентрации эмиссионной плазмы, что сопровождается уменьшением ширины приэлектродного слоя l_i . Рост концентрации эмиссионной плазмы n_e приводит к снижению толщины ионного слоя l_i и соответствующему росту коэффициента извлечения α . Коэффициент ионно-электронной эмиссии γ_2 тоже может изменяться в реальных экспериментальных условиях, что определяется как энергией ускоренных ионов, изменяющейся в течение импульса за счет снижения ускоряющего напряжения в течение импульса тока пучка, так и степенью загрязнения эмиссионного электрода, появлением ионов десорбированного газа, в том числе, и с коллектора, масса которых может отличаться от ионов рабочего газа и пр. Величина ионного тока также изменяется в течение импульса тока пучка, что связано с инерционностью наработки анодной плазмы, изменением газовых условий в пространстве ускорения и дрейфа электронного пучка,

обусловленного взаимодействием электронного пучка с рабочим, остаточным и десорбированным газами, а также с парами материала коллектора.

В итоге можно заключить, что появление в высоковольтном зазоре ускоренных ионов приводит к дестабилизации тока I_0 , приводя к росту его амплитуды, как за счет увеличения коэффициента извлечения α , так и за счет доли гамма-электронов, что, в свою очередь, может вызывать электрический пробой высоковольтного ускоряющего промежутка.

4.2 Стабилизация тока пучка за счет обратно пропорционального изменения амплитуды тока дугового разряда

Используя одно из главных свойств источников электронов с СПЭ, а именно простоту управления током пучка в результате изменения концентрации эмиссионной плазмы при практически линейной зависимости тока пучка от тока разряда, можно формировать плоскую вершину импульса тока пучка за счет снижения тока разряда во времени, то есть формируя падающую вершину импульса тока разряда. Даже при постоянной амплитуде тока разряда форма тока в ускоряющем промежутке может быть сложной. Данное утверждение основано на анализе сотен осциллограмм (в том числе представленных на рисунке 4.2).

На рисунке 4.6 приведена осциллограмма, полученная в источнике электронов «ДУЭТ» [183, 184], из которой также видно, что в нестабильном режиме работы при постоянном токе разряда амплитудой $I_d=10$ А (на рисунке 4.6 не представлена) импульс тока I_0 имеет нарастающую форму, что приводит к пропорциональному увеличению тока пучка I_b , выведенного в атмосферу. В этом случае также использовалась система электропитания на основе емкостного накопителя энергии, но нестабильности тока пучка и тока коллектора в данном случае преимущественно обусловлены не описанной выше ПОС, а изменением условий генерации электронного пучка (например, наличием диэлектрических включений на электродах высоковольтного ускоряющего промежутка или неконтролируемым ростом давления газа как в пространстве СПЭ, так и области

ускорения электронного пучка), вызванного, например, десорбцией газа с электродов и коллектора.

Из принципа работы источников электронов с СПЭ и формулы (1.9) следует, что снижение тока эмиссии будет приводить к снижению амплитуды тока в ускоряющей промежутке, что можно рассматривать как один из способов введения последовательной отрицательной обратной связи, приводящей к компенсации роста тока пучка, приведенного на рисунке 4.6.

Для решения задачи, связанной со снижением амплитуды тока разряда в течение его импульса, использовалась схема электропитания СПЭ на основе индуктивного накопителя с возможностью организации падающей вершины тока разряда (рисунок 2.20). Поскольку эксперименты проводились в источнике электронов «ДУЭТ», имеющим два катодных узла, то скорость спада тока разряда в течение импульса определялась индуктивностью двух одинаковых дросселей, являющихся накопителем энергии для питания дугового разряда. Каждый дроссель рассчитан таким образом, чтобы за длительность импульса $t=100$ мкс амплитуда тока I_d уменьшалась не более чем на 50%.

Из осциллограммы, представленной на рисунке 4.7, видно, что уменьшение тока I_d во времени со скоростью $\approx 0,5$ А/мкс приводит к компенсации роста тока I_0 , который в итоге имеет квазипостоянную плоскую вершину в течение импульса длительностью 100 мкс. При этом вершина импульса тока разряда I_d линейно падает, согласно всё той же математической модели дросселя.

Данный способ введения ООС является сравнительно простым и может быть использован в конкретном типе источника электронов с СПЭ, однако он сложно реализуем в условиях стохастического характера возникновения факторов, дестабилизирующих работу источников и ускорителей электронов с СПЭ, поскольку требует введения быстродействующей ООС на уровне сотен кГц и даже единиц МГц, что существенно повышает требования к используемой схемотехнике систем электропитания и управления СПЭ, а, соответственно,

приводит к их усложнению и удорожанию, хотя в некоторых случаях может быть и оправданным.

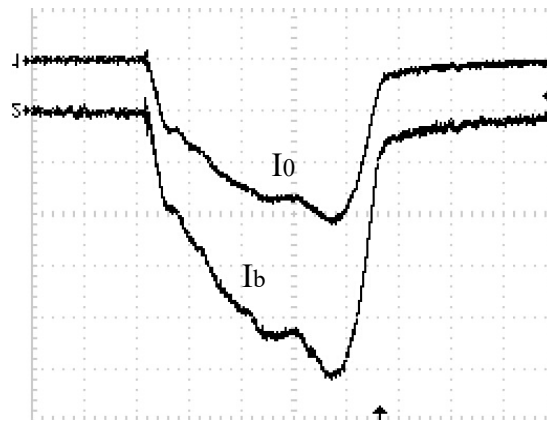


Рисунок 4.6 – Осциллограмма тока в ускоряющем промежутке I_0 и тока пучка I_b , выведенного в атмосферу при ускоряющем напряжении 200 кВ в экспериментах без маски 5 (см. рисунок 2.17). Масштаб: по горизонтали 10 мкс/дел., по вертикали для I_0 – 2 А/дел., для I_b – 0,5 А/дел. $I_d=10$ А, $p=35$ мПа

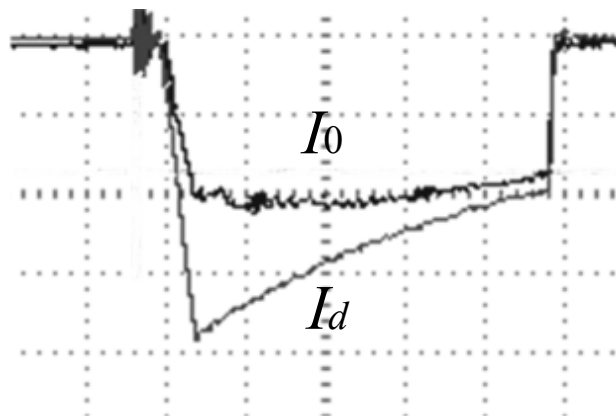


Рисунок 4.7 – Коррекция тока в ускоряющем промежутке I_0 в результате снижения тока разряда I_d за время импульса тока пучка в экспериментах с маской 6 (см. рисунок 2.17). Масштаб: по горизонтали 20 мкс/дел., по вертикали 10 А/дел

4.3 Введение отрицательной обратной связи в ток пучка по обратному ионному потоку из ускоряющего промежутка в сеточный плазменный эмиттер

Суть любой обратной связи заключается в том, что часть выходного сигнала попадает на вход усилителя. Согласно [185] обратная связь называется отрицательной (рисунок 4.8), когда выходной сигнал усилителя вычитается из

входного, а его коэффициент усиления (коэффициент передачи) $\beta = U_{ООС} / U_{ВЫХ} \leq 1$. ООС отсутствует, когда $\beta = 0$, а, следовательно, $U_{ООС} = 0$.

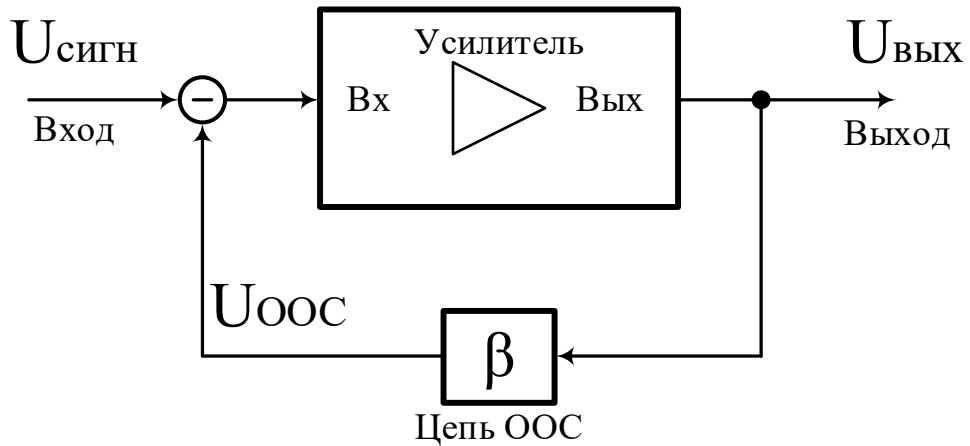


Рисунок 4.8 – Типовая схема усилителя с отрицательной обратной связью

Одним из видов ООС является обратная связь по току или последовательная по выходу (рисунок 4.9). Ее характерной особенностью является то, что сигнал $U_{ВХ СВ}$ меняется прямо пропорционально сигналу выходного тока $I_{ВЫХ}$, а сама связь может существовать только при наличии этого тока, то есть исчезает в режиме холостого хода.

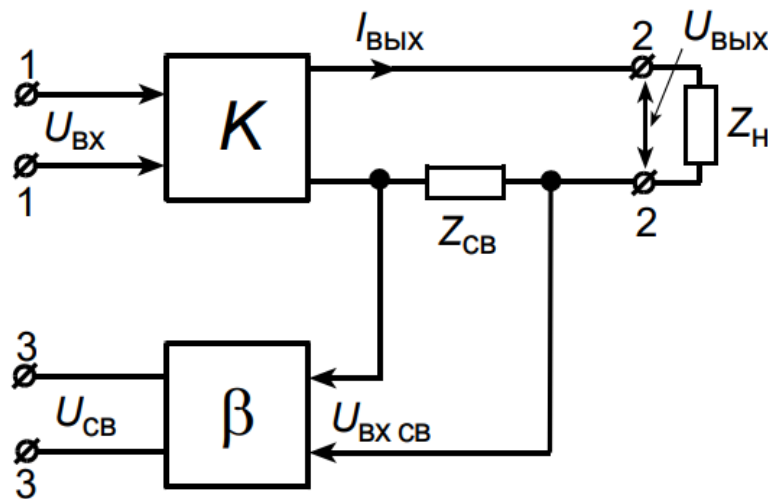


Рисунок 4.9 – ООС по току или последовательная по выходу

Такой подход в организации последовательной ООС заключается в оценке доли тока в ускоряющем промежутке, и пропорциональному снижению доли электронов, извлекаемых из СПЭ [186]. На рисунке 4.10 представлена структурная схема реализации такой ООС. Из представленной схемы видно, что

как в формуле (1.9) ток I_0 представляет собой сумму токов I_{em} , I_{i2} и тока вторичных электронов $I_{i2}\gamma_{ef}$, рожденных в результате ионно-электронной эмиссии ($\gamma_{ef} = [(1-\Gamma)\gamma_2 + \Gamma\gamma_1]$ определяется энергией ионов, материалом эмиссионного электрода, конструкцией СПЭ, давлением и родом рабочего газа, величиной и конфигурацией ведущего магнитного поля и др.). Однако также из представленной схемы видно, что ток эмиссии I_{em} является разницей между током разряда и током, замыкающимся на любые другие электроды разрядной системы (например, эмиссионную сетку, полый/промежуточный анод, или токоперераспределяющий электрод).

Экспериментальное подтверждение возможности стабилизации тока в ускоряющем промежутке в результате самосогласованного переключения тока разряда на дополнительный электрод в условиях его ионной бомбардировки проводились как на установке «СОЛО», так и на установке «ДУЭТ».

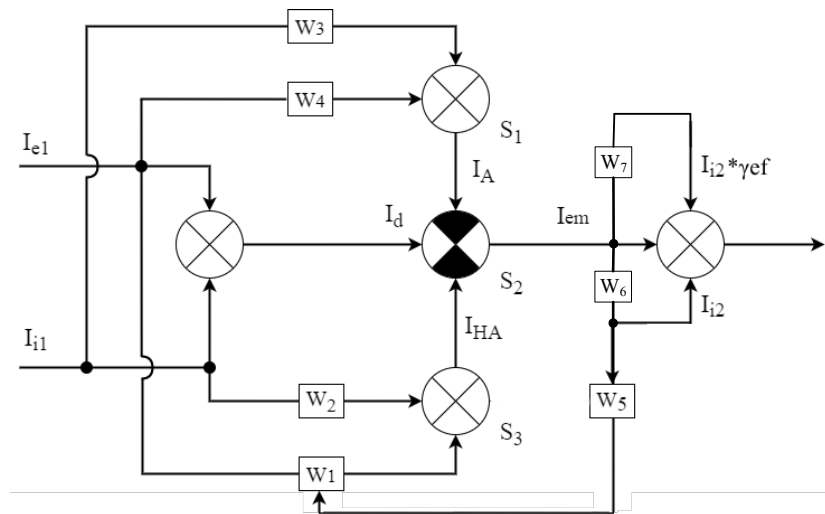


Рисунок 4.10 – Структурная схема реализации последовательной ООС по току в ускоряющем промежутке. Функции $W1-W7$ зависят от геометрических размеров всех электродов источника электронов, от параметров и условий генерации электронного пучка

Несмотря на то, что указанные источники электронов имеют разные диапазоны параметров электронного пучка, в обоих источниках электронов присутствует электрод – анодная вставка (рисунок 2.17 для источника «ДУЭТ» – электрод 7, рисунок 2.1 для источника «СОЛО» – электрод 3 с подключенным к нему дополнительным электродом 4). Прежде всего, анодная вставка

используется для облегчения инициирования разряда и его дальнейшего переключения в область эмиссионной сетки. В случае источника электронов «СОЛО» в разрядной системе СПЭ присутствует перераспределяющий электрод 4, электрически соединенный с анодной вставкой 3, установленный на продольной оси эмиттера и необходимый для снижения пространственной неоднородности плотности эмиссионного тока.

С учетом формулы (1.9) можно также сказать, что в обоих источниках ток I_{HA} , фиксируемый в цепи резистора R_{HA} представляет собой сумму токов из эмиссионной плазмы (электронной I_e и ионной I_{i1} компоненты), тока ускоренных ионов, прошедших через ячейки сетки в пространство плазменного эмиттера и бомбардирующих электрод 4 (в источнике «СОЛО») или электрод 7 (в источнике «ДУЭТ»), а также тока вторичных электронов, возникающих в результате бомбардировки этих электродов ускоренными ионами, число которых зависит от коэффициента ионно-электронной эмиссии γ_3 материала, из которого изготовлены эти электроды :

$$I_{HA} = I_e - I_{i1} - I_{i2} (S_4 \Gamma / S_5) (1 + \gamma_3) \quad (4.1)$$

где S_4 – площадь проекции перераспределяющего электрода на плоскость эмиссионного электрода, ограниченную эмиссионным отверстием, перекрытым сеткой 5 и S_5 – площадь эмиссионного отверстия (на примере источника «СОЛО» рисунок 2.1).

Скорость роста концентрации разрядной плазмы (3.1) возрастает с увеличением плотности тока ионов j_{i2} , поступающих из ускоряющего промежутка. Исходя из решения уравнения (3.2), плотность ионного тока j_{i2} в ускоряющем промежутке можно представить в виде $j_{i2} = j_{em} F(n_{g2}, \gamma_2)$ ($j_{em} \neq 0$), где для стационарного режима функция $F(n_{g2}, \gamma_2) \approx b[1 - \gamma_2(\Gamma - 1)b]^{-1}$, $b = 0.4L_i / \lambda_2$.

В рассматриваемых источниках с СПЭ транспортировка электронного пучка осуществляется в плазме, генерируемой самим пучком. Поэтому следует отметить отличия в работе источника электронов при максимально одинаковых условиях

генерации электронного пучка, но различных давлениях рабочего газа. На осциллограммах рисунка 4.11, полученных в источнике электронов «СОЛО», можно наблюдать, что при установленном перераспределяющем электроде 4 имеется характерный всплеск на фронте тока I_{HA} , прежде всего обусловленный током плазменных электронов I_e , поскольку ток в ускоряющем промежутке еще отсутствует.

Меньшую амплитуду тока I_{HA} при увеличении давления рабочего газа (рисунок 4.11, *справа*) можно объяснить компенсацией электронной компоненты разряда ионной компонентой I_{i1} [37, 38, 128, 187], которая с ростом давления газа увеличивается вместе с концентрацией эмиссионной плазмы.

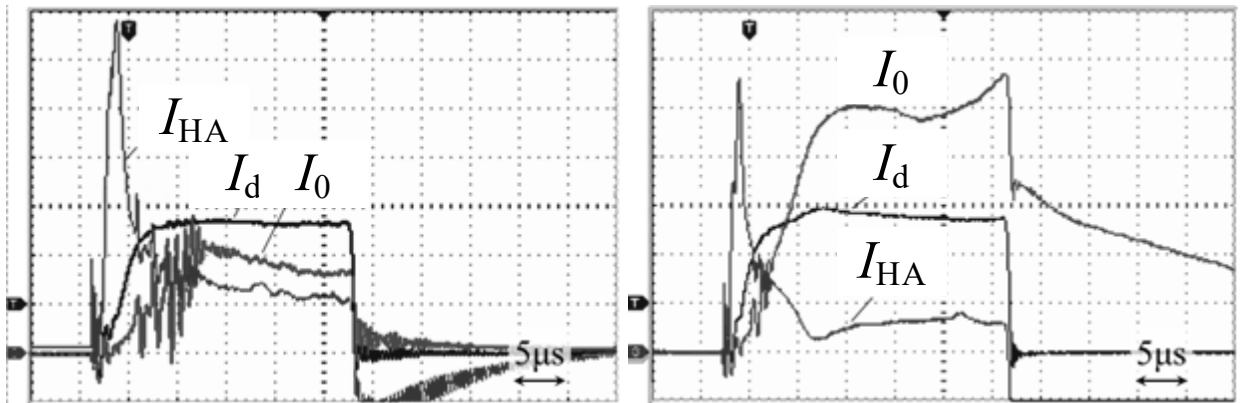


Рисунок 4.11 – Осциллограммы тока разряда I_d (40 А/дел), тока в цепи полого анода I_{HA} (4 А/дел) и тока в ускоряющем промежутке I_0 (40А/дел) при поле соленоидов: $B_1=50$ мТл, $B_2=100$ мТл. $p=65$ мПа (*слева*) и 110 мПа (*справа*)

Кроме этого, как видно из рисунка 4.11, при более высоком давлении рабочего газа увеличивается скорость роста тока I_0 , что связано с уменьшением времени, требуемого для наработки анодной (пучковой) плазмы [135]. В зависимости от условий генерации пучка, в том числе от величины ведущего магнитного поля или давления рабочего газа, это время может достигать десятков микросекунд. При повышенном давлении рабочего газа ток I_0 превышает ток дугового разряда I_d , что также отмечалось в работах [135, 188, 189], и связано с ростом тока ускоренных ионов I_{i2} и гамма-процессами в плазменном эмиттере

(формула (1.9)). Отношение токов $\frac{I_0}{I_d} = \frac{\alpha + F[\gamma_2(\Gamma - 1) + \gamma_1 \Gamma s_2]}{\alpha}$ растет с увеличением давления газа и коэффициентов γ_1, γ_2 .

Как было отмечено ранее, расположение источника электропитания разряда на высоковольтной стороне позволило в экспериментах снизить паразитную индуктивность в цепи питания дугового разряда (с десятков мкГн в случае использования разделительного трансформатора до единиц мкГн). Это позволяет генерировать импульсы тока разряда с существенно меньшими фронтом и срезом и в том числе проанализировать работу источника электронов в момент окончания импульса тока разряда. Так, в отличие от работ [135, 188, 189] на осциллограммах рисунка 4.11 видно, что при относительно крутом (≈ 100 А/мкс) срезе импульса тока I_d и повышенном давлении рабочего газа происходит резкое (~ 1 мкс) уменьшение тока I_0 , обусловленное прекращением эмиссии электронов из СПЭ, предшествующее дальнейшему более медленному спаду тока I_0 , обусловленного релаксацией анодной (пучковой) плазмы [164].

Предположение о прекращении эмиссии электронов из СПЭ после выключения тока разряда, прежде всего, основано на факте, что в этот же момент происходит резкая смена полярности тока I_{HA} , что приводит к появлению положительного потенциала на электродах 3, 4 (рисунок 2.1) относительно эмиссионного электрода СПЭ. Смена полярности тока I_{HA} , вероятнее всего, связана с продолжающейся бомбардировкой электрода 4 ионами из ускоряющего промежутка, но отсутствием электронной компоненты тока разряда, ранее замыкающейся на электроды 3, 4 в течение импульса тока разряда. При такой постановке также предполагается, что гамма-электроны с поверхности электрода 4 (согласно формуле (4.1)) больше не участвуют в процессе токоотбора из СПЭ, поскольку не могут преодолеть потенциальный барьер, образованный между эмиссионной плазмой и положительно смещенным электродом 4. Ток пучка в этом случае определяется в основном процессами ионно-электронной эмиссии с поверхности сеточного и эмиссионного электродов 5, 6 (рисунок 2.1)

под действием ионов, нарабатываемых пучком электронов из газа, по-прежнему имеющегося в трубе дрейфа δ , а его величина в соответствии с уравнением (4.2) уменьшается экспоненциально со временем:

$$I_0(t) = I_0 \exp[-(t/T_2)(1 - \gamma_2(\Gamma - 1)L_2/\lambda_2)]. \quad (4.2)$$

Длительность тока $I_0(t)$ увеличивается с ростом концентрации газа и коэффициента ионно-электронной эмиссии с поверхности эмиссионного электрода.

При окончании импульса тока I_d и ступенчатом снижении тока I_0 происходит изменение полярности тока I_{HA} (рисунок 4.11). Дальнейшая форма тока I_{HA} повторяет форму тока I_0 , отличаясь только полярностью и амплитудой.

Предполагая, что к моменту окончания импульса тока разряда нет эмиссии из плазменного катода, т.е. согласно формуле (1.9) компоненты $I_{em}=0$ и $I_{i2} \cdot \Gamma \cdot \gamma_1=0$, и принимая $\gamma_2 \approx 3.5$ при $U_0=15$ кВ [131, 132], а эффективную геометрическую прозрачность эмиссионного электрода для ускоренных ионов Γ с учетом наличия периферийной металлической части эмиссионного электрода и достаточно узкого (около 3 см) распределения плотности тока I_0 в форме гауссианы, принимая равной $\Gamma \approx 0.3$, можно оценить величину тока ускоренных ионов I_{i2} . Так, для осциллограмм на рисунке 4.11 к моменту окончания импульса тока разряда амплитудой $I_d \approx 100$ А эффективный коэффициент извлечения электронов из плазменного эмиттера равный $\alpha_{eff} = (I_{em} + I_{i2} \cdot \Gamma \cdot \gamma_1) / I_d$ при давлении $p=65$ мПа составлял $\alpha_{eff} \approx 0,4$ и $I_{i2} \approx 5.5$ А (рисунок 4.11, *слева*), а при давлении $p=110$ мПа $\alpha_{eff} \approx 0,81$ и $I_{i2} \approx 40$ А (рисунок 4.11, *справа*).

Эти данные удовлетворительно согласуются с расчетами [129] и измерениями, приведенными в [188].

При отсутствии ускоряющего напряжения доля тока разряда, замыкающаяся в цепи анодной вставки, определяется конфигурацией электродной системы, типом используемого плазмодгенератора, величиной самого тока разряда, а также величиной сопротивления, установленного в цепи анодной вставки таким образом, что величина напряжения на анодной вставке относительно анода

разряда в рассматриваемых источниках электронов варьируется в диапазоне $(10 \div 60)$ В и растет с ростом тока разряда в диапазоне $(10 \div 250)$ А (рисунок 4.12). Влияние величины R_{HA} на переключение тока разряда в область эмиссионной сетки и соответствующий этому рост коэффициента извлечения α определяется, вероятно, динамикой пристеночного ионного слоя пространственного заряда в ячейках эмиссионной сетки. При зажигании разряда и наличии в схеме сопротивления R_{HA} на нем появляется отрицательное относительно анода смещение потенциала, что приводит к появлению дополнительного потенциального барьера для термализованных электронов плазмы и еще большему числу их столкновений с атомами рабочего газа. Появление потенциального барьера для плазменных электронов приводит к тому, что электронный ток переключается в область эмиссионной сетки.

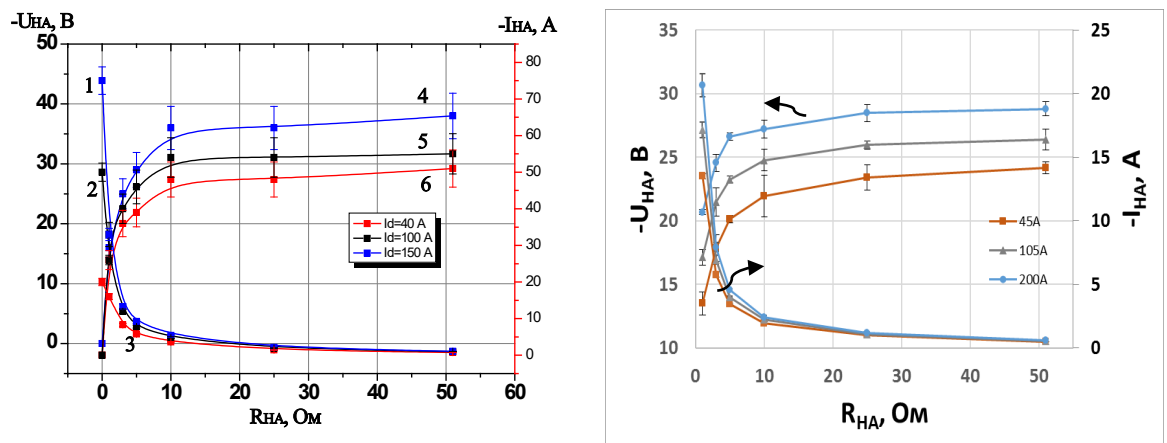


Рисунок 4.12 – Зависимость тока I_{HA} (кривые 1, 2, 3) и напряжения U_{HA} (кривые 4, 5, 6) от величины сопротивления R_{HA} при разных токах разряда I_d в источнике электронов «ДУЭТ» (слева) и источнике электронов «СОЛО» (справа)

Из графиков, представленных на рисунке 4.12 и снятых для установившихся режимов тока дугового разряда, видно, что с ростом тока основного разряда I_d растет величина тока в цепи полого анода. При этом рост величины сопротивления в цепи полого анода приводит к уменьшению тока I_{HA} таким образом, что величина автосмещения потенциала остается на уровне $(15 \div 30)$ В в источнике «СОЛО» и на уровне $(30 \div 50)$ В в источнике «ДУЭТ» в

зависимости от условий генерации эмиссионной плазмы (давления газа, амплитуды тока разряда, величины магнитного поля и др.).

Зондовые исследования, проведенные в источнике электронов «ДУЭТ» [159], показали, что увеличение амплитуды тока разряда приводит к повышению концентрации эмиссионной плазмы, что подтверждается возрастанием тока насыщения зонда (рисунок 4.13, *слева*). Вследствие повышения концентрации плазмы происходит снижение температуры электронов, которое подтверждается увеличением угла наклона зондовой характеристики, что связано с увеличением количества взаимодействий между частицами. Изменение давления газа в диапазоне $p=(20\div 70)$ мПа при неизменной амплитуде тока разряда $I_d=50$ А приводит к небольшому увеличению концентрации плазмы (рисунок 4.13, *справа*), однако температура электронов изменяется незначительно и составляет $T_e \approx 20$ эВ.

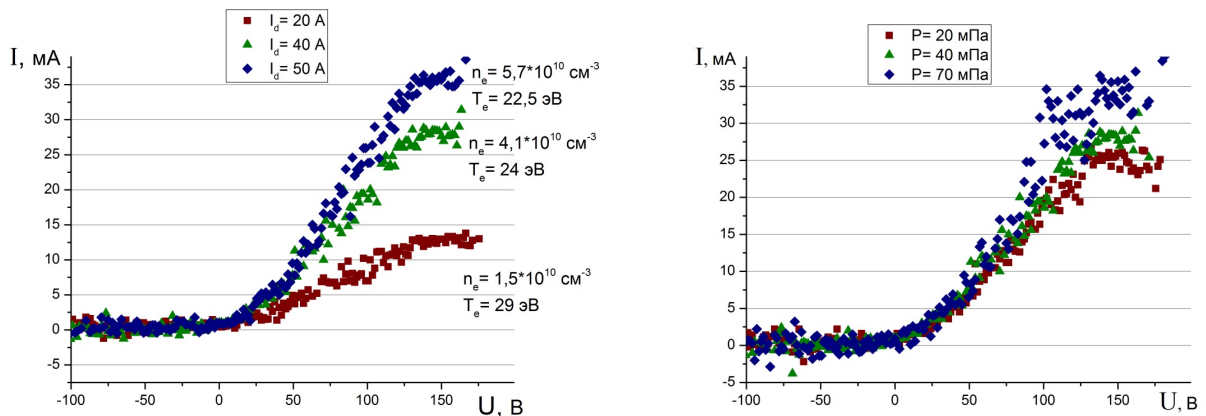


Рисунок 4.13 – Зондовые характеристики, снятые на источнике электронов «ДУЭТ» при различных токах разряда (*слева*) и различных давлениях рабочего газа (*справа*)

Включение сопротивления $R_{HA}=10$ Ом в цепь полого анода способствует увеличению потенциального барьера для электронов на стенках полого анода, что приводит к повышению количества их осцилляций в пространстве плазменного эмиттера и, как результат, к повышению концентрации плазмы внутри эмиттера, что подтверждает зондовая характеристика, приведенная на рисунке 4.14.

Из представленных на рисунке 4.15 осциллограмм, полученных на установке «СОЛО», видно, что при $R_{HA}=0$, когда потенциал электрода 4, анодной вставки 3 и анода 5, 6 (рисунок 2.1) дугового разряда одинаковый, амплитуда тока I_{HA} соизмерима с амплитудой тока разряда I_d (рисунок 4.15, а). В этот момент ток разряда преимущественно замыкается по оси системы через электрод 4, что было подтверждено отдельными зондовыми измерениями. При наличии ускоряющего напряжения и зажигании дугового разряда видно, что в течение первых двадцати микросекунд разряд переключается в область эмиссионной сетки, что приводит к появлению тока I_0 (с амплитудой I_{0max}), а ток I_{HA} даже меняет свой знак (рисунок 4.15, б), что можно объяснить замыканием тока ускоренных ионов на электрод 4 со стороны ускоряющего промежутка. При этом амплитуда тока I_{HA} обратной полярности также измеряется десятками ампер ($I_{HAmax} \approx -50$ А).

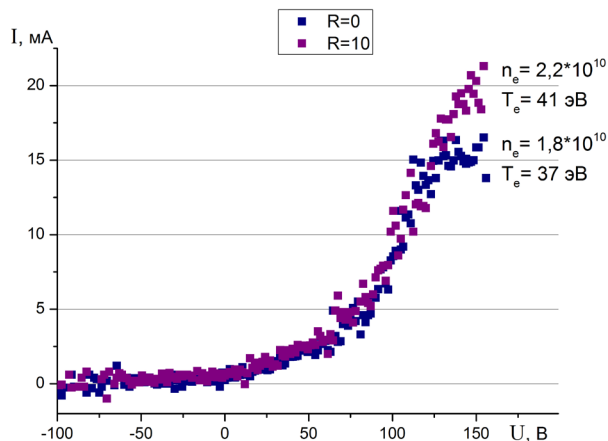


Рисунок 4.14 – Зондовые ВАХ, снятые на источнике электронов «ДУЭТ» при разных сопротивлениях в цепи полого анода: $I_d=40$ А, $p=70$ мПа, расстояние от катода – 30 см

Также, как и на установке «ДУЭТ», введение в электродную систему сопротивления R_{HA} на установке «СОЛО» приводит к снижению тока I_{HA} (рисунок 4.12 и рисунок 4.15, в), но появлению автосмещения U_{HA} . Похожее снижение тока I_{HA} можно наблюдать при повышении давления рабочего газа в отсутствие ускоряющего напряжения, что, вероятно, обусловлено ростом концентрации эмиссионной плазмы и, соответственно, возрастающим током ионов из этой плазмы на вставку 3 и электрод 4.

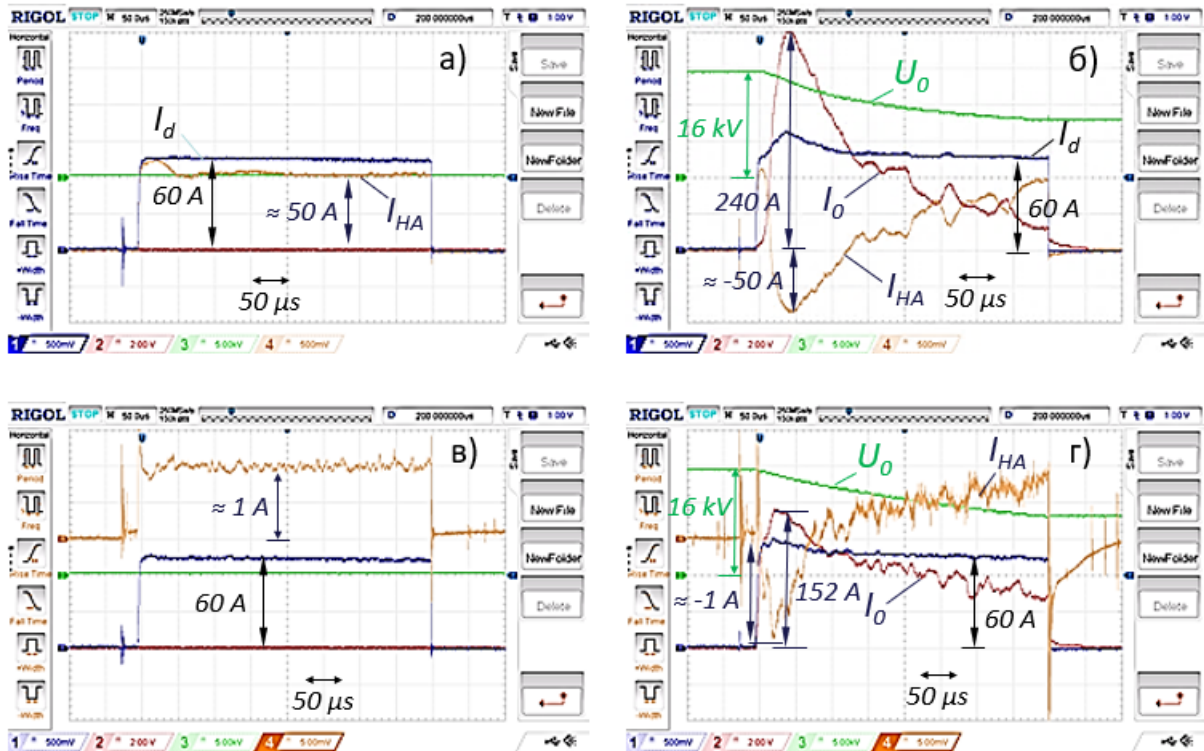


Рисунок 4.15 – Характерные осциллограммы тока разряда I_d , тока анодной вставки I_{HA} , тока в ускоряющем промежутке I_0 , ускоряющего напряжения U_0 при $R_{HA}=0$ Ом (а, б) и $R_{HA}=51$ Ом (в, г) в отсутствие (а, в) и наличии (б, г) ускоряющего напряжения при диаметре электрода 4 равным 35 мм (см. рисунок 2.1)

Из рисунка 4.15, в видно, что в отсутствие ускоряющего напряжения введение сопротивления $R_{HA}=51$ Ом приводит к появлению высокочастотной модуляции тока I_{HA} с частотой на уровне ≈ 50 кГц. Ток разряда при этом имеет постоянную амплитуду и ВЧ-модуляции на нем практически отсутствуют, что говорит о его динамическом перестроении в пространстве СПЭ. При наличии напряжения U_0 и зажигании тока дугового разряда появляется ток I_0 (рисунок 4.15, г), амплитуда которого имеет явно выраженный максимум I_{0max} в первые десятки микросекунд, также, как и при $R_{HA}=0$, однако амплитуда этого выброса меньше на $\approx 30\%$. Наличие тока I_0 снова приводит к интенсивной бомбардировке электрода 4 вплоть до переполяривания суммарного тока I_{HA} , что также обусловлено преобладающим влиянием ионной компоненты тока ускоренных ионов над электронной компонентой тока разрядного промежутка.

В условиях интенсивной ионной бомбардировки электрода 4 вместе с изменением полярности тока I_{HA} меняется полярность U_{HA} и в пространстве СПЭ появляется положительно смещенный электрод, относительно анода разряда, что приводит к переключению доли тока разряда на электроды 3 и 4, а, следовательно, к снижению коэффициента извлечения α . Таким образом включается самосогласованный механизм ООС, когда увеличение тока I_0 ведет к снижению α , т.е. пропорциональному уменьшению эмиссионного тока, а следовательно, и тока пучка.

На рисунке 4.16 представлена зависимость коэффициента усиления тока разряда $k_d=I_0/I_d$ от величины сопротивления R_{HA} при разных токах разряда I_d . Из представленной зависимости видно, что при $R_{HA}=0$ Ом коэффициент k_d может достигать значения $k_d=4$ и тем выше, чем ниже амплитуда тока дугового разряда. При этом вне зависимости от амплитуды тока дуги с увеличением R_{HA} коэффициент k_d кратно снижается и достигает насыщения при $R_{HA}\approx 25$ Ом. Нужно отметить, что токи разряда, указанные на графике представлены для случая, когда ускоряющее напряжение отсутствует, но значения k_d вычислялись по мгновенным значениям тока разряда (по максимуму тока I_{dmax}), как это было отмечено выше (см. рисунок 4.15, б, г), достигающих $I_{dmax}=30$ А и $I_{dmax}=80$ А, соответственно.

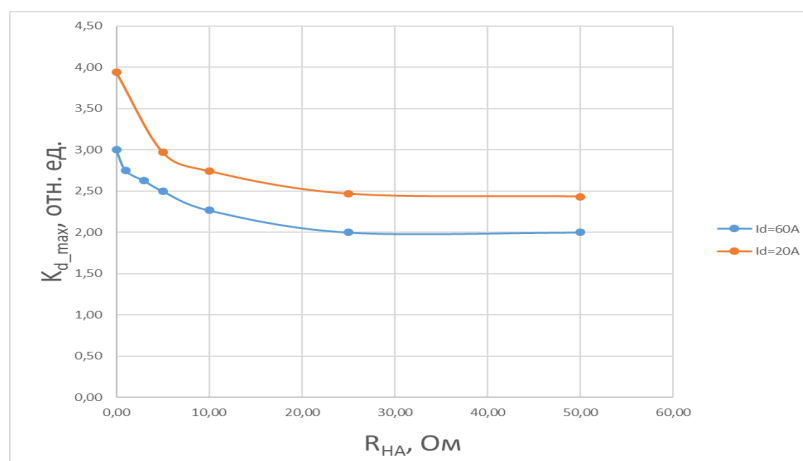


Рисунок 4.16 – Зависимость коэффициента усиления тока разряда $k_d=I_0/I_d$ от величины сопротивления R_{HA} при разных токах разряда I_d . $U_0=16$ кВ, $p=75$ мПа, $B_1=50$ мТл, $B_2=100$ мТл.

Также важно отметить, что увеличение сопротивления R_{HA} в диапазоне (0÷51) Ом и выше приводит к снижению амплитуды выброса тока I_{HAmax} таким

образом, что напряжение U_{HAmax} имеет немонотонную функцию, а его максимальное значение изменяется в диапазоне $+(35\div 45)$ В (рисунок 4.17).

Для того, чтобы подтвердить описанный выше механизм ООС электрод 4 был заменен на два электрода: электрод 4_1 и электрод 4_2 (рисунок 4.18), площадь, материал и форма которых одинакова. На рисунке 4.18 показано, что оба электрода 4_1 и 4_2 включены через единое сопротивление R_{HA} , а значит находятся под одинаковым потенциалом относительно анода разряда. Такое расположение электродов позволяет реализовать условия генерации эмиссионной и пучковой плазмы, когда ионы, поступающие из ускоряющего промежутка в пространство СПЭ, бомбардируют электрод 4_2 , но не способны достичь электрода 4_1 .

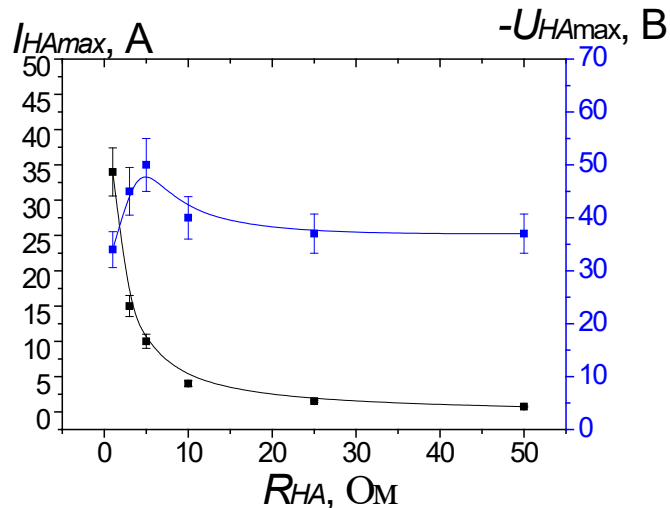


Рисунок 4.17 – Зависимость максимума тока I_{HAmax} (обратная полярность I_{HA} на рисунке 4.15, б,г) и падения напряжения U_{HAmax} в момент максимума тока от величины сопротивления R_{HA}

Из осциллограмм, представленных на рисунке 4.19, *слева*, видно, что при $R_{HA}=0$ Ом ток в ускоряющем промежутке достигает $I_{0max}\approx 120$ А, а максимальный ток в цепи электрода 4_2 равен $I_{4max}\approx 20$ А. Поскольку ток в цепи электрода 4_1 в этот момент близок к нулю, можно сделать вывод, что все электроны, рожденные в катодном пятне дугового разряда, замыкаются в область эмиссионной сетки и захватываются электрическим полем ускоряющего промежутка, а, следовательно, можно заключить, что фиксируемый ток I_{42max} обусловлен ускоренными ионами, бомбардирующими электрод 4_2 . Согласно формуле (1.9), предполагая, что

эффективная геометрическая прозрачность эмиссионной сетки и эмиссионного электрода составляют $\Gamma \approx 50\%$, можно оценить долю тока ионов в ускоряющем промежутке, которая в данном случае составляет около $I_{i2} \approx 40$ А.

При введении в цепь полого анода сопротивления R_{HA} токи в цепях электродов 4_1 и 4_2 становятся противоположного знака (рисунок 4.19, *справа*), а их сумма может быть близка к нулевому значению $(I_{41} + I_{42}) \approx 0$, что подтверждает механизм компенсации ионной компоненты электронной, описанный выше. К сожалению, измерить абсолютную величину тока ионов, бомбардирующих электрод 4_2 , и электронов, замыкающихся на электрод 4_1 , не представлялось возможным в силу конструктивных сложностей. Это связано с тем, что часть быстрых электронов эмиссионной плазмы замыкается, в том числе, на анодную вставку 3, о чем свидетельствуют осциллограммы, полученные в отсутствие ускоряющего напряжения (рисунок 4.20). Более того, из представленных осциллограмм видно, что ток разряда преимущественно замыкается не на ближний к катоду разряда электрод 4_1 , а на дальний электрод 4_2 , электрически соединенный с анодной вставкой 3 (в пропорции 1/3 против 2/3).

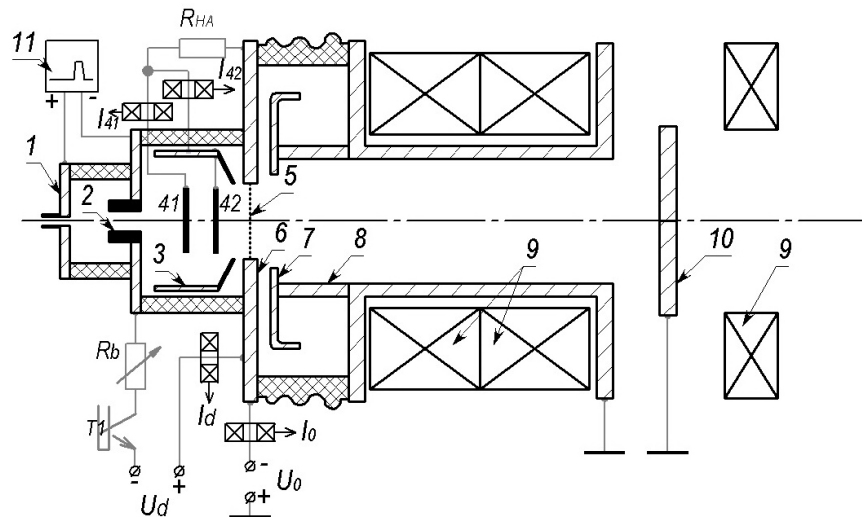


Рисунок 4.18 – Схема источника электронов «СОЛО»: 1 – поджигающий электрод; 2 – катод; 3 – полый анод (анодная вставка); 41 – электрод для фиксации быстрых плазменных электронов; 41 – электрод для фиксации ионов из ускоряющего промежутка; 5 – эмиссионная сетка; 6 – эмиссионный электрод; 7 – извлекающий (ускоряющий) электрод; 8 – труба дрейфа; 9 – магнитные катушки; 10 – коллектор

В результате проведенных экспериментов было показано, что введение сопротивления в цепь электрода, на который замыкается часть тока дугового разряда и подверженного бомбардировке из ускоряющего промежутка, можно достигать режимов генерации электронного пучка, когда доля ионной компоненты тока I_0 необходима для организации последовательной обратной связи по току пучка за счет самосогласованной компенсации этой компоненты быстрыми электронами разряда, что приводит к пропорциональному снижению коэффициента извлечения электронов из СПЭ в ускоряющий промежуток.

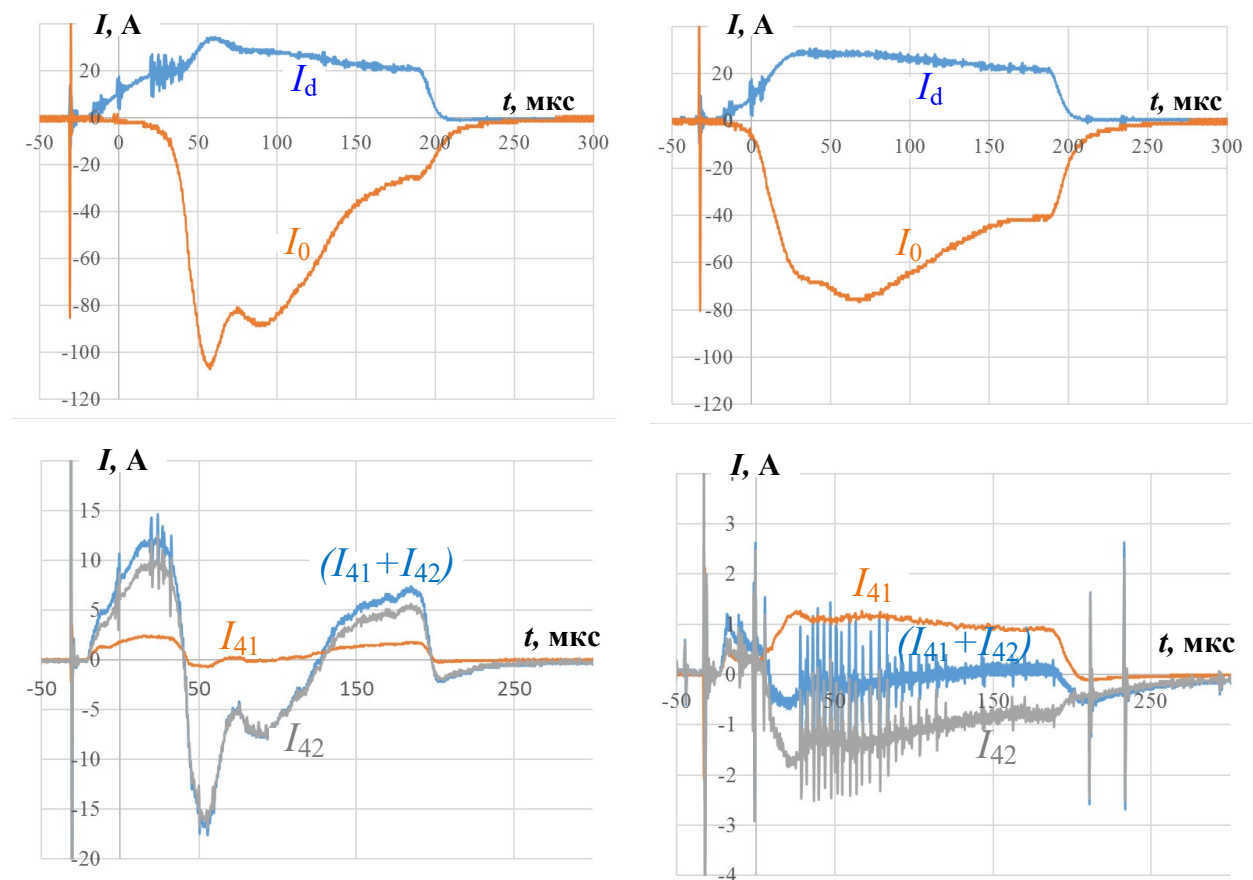


Рисунок 4.19 – Осциллограммы токов в цепях СПЭ (см. рисунок 4.18), а именно тока разряда I_d , тока в ускоряющем промежутке I_0 , тока I_{41} в цепи электрода 4_1 , тока I_{42} в цепи электрода 4_2 и суммы токов $(I_{41} + I_{42})$ при $U_0 = 16$ кВ. *слева* – $R_{HA} = 0$ Ом, *справа* – $R_{HA} = 25$ Ом

Такой способ организации ООС позволяет повысить стабильность работы источника электронов, заключающуюся в снижении количества электрических пробоев ускоряющего промежутка и повышении управляемости всей системы в целом и также может использоваться в других источниках электронов, с

плазменными эмиттерами различной конфигурации, а также условиями и параметрами генерируемого электронного пучка.

В экспериментах на источнике «СОЛЮ» введение самосогласованной ООС за счет обратного тока ионов позволило увеличить ускоряющее напряжение в беспробоном режиме с 15 кВ до 25 кВ при прочих одинаковых условиях.

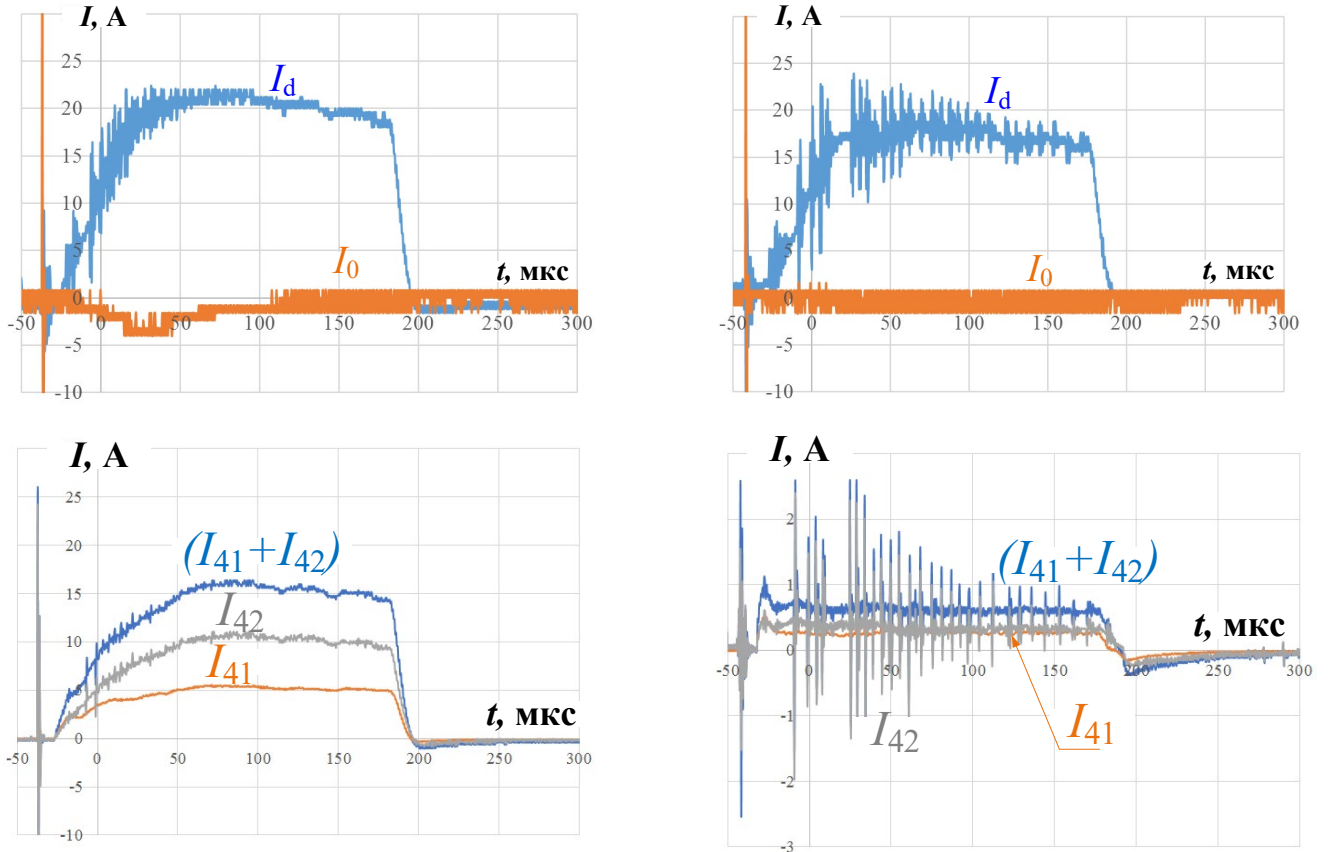


Рисунок 4.20 – Осциллограммы токов в цепях СПЭ (см. рисунок 4.18), а именно тока разряда I_d , тока в ускоряющем промежутке I_0 , тока I_{41} в цепи электрода 4_1 , тока I_{42} в цепи электрода 4_2 и суммы токов $(I_{41} + I_{42})$ при $U_0=0$ кВ. а – $R_{HA}=0$ Ом, б – $R_{HA}=25$ Ом.

4.4 Конструктивные особенности введения самосогласованной отрицательной обратной связи в источниках электронов

Номенклатура имеющихся в настоящее время в мире источников электронов с СПЭ достаточно широкая. Каждый из таких источников предназначен для решения задач различного типа и отличается не только электрическими параметрами генерируемого электронного пучка, но и геометрическими особенностями. Однако, как это было отмечено выше, каким-бы

ни был источник электронов с СПЭ, введение ООС является одним из необходимых условий его стабильной работы.

Именно поэтому, в рамках данного параграфа на примере трех разных источников электронов, а именно «СОЛО», «КИЛОАМПЕР» и «ДУЭТ» будут рассмотрены конструктивные и электрические особенности введения самосогласованной ООС по току в ускоряющем промежутке, описанной в параграфах 4.1 и 4.3.

4.4.1 Введение ООС в источник электронов с СПЭ с осевым размещением одного плазмогенератора (источник электронов типа «СОЛО»)

Из данных, представленных в параграфах 4.1 и 4.3, можно сформулировать рекомендации о способах повышения глубины ООС при наличии интенсивной ионной бомбардировки электродов, находящихся в пространстве СПЭ.

Поскольку для источников электронов, имеющих один плазмогенератор, наличие перераспределяющего электрода необходимо для выравнивания плотности тока по сечению пучка, облегчения инициирования и развития дуги, а также преимущественного переключения тока разряда в область эмиссионной сетки (для повышения эффективности извлечения электронов из СПЭ в ускоряющий промежуток), то этот же электрод можно использовать в качестве электрода ООС. В этом случае к перераспределяющему электроду предъявляется еще одно дополнительное требование, заключающееся в необходимости увеличения его площади таким образом, чтобы его сторона, обращенная к эмиссионной сетке, могла перехватить максимально возможное количество ионов, влетающих из ускоряющего промежутка в пространство СПЭ, не ограничивая в то же время ток эмиссии электронов из плазмы СПЭ.

Сопротивление в цепи перераспределяющего электрода в этом случае должно быть подключено к аноду разряда и быть максимально большим (вплоть до плавающего потенциала). Однако увеличение сопротивления может приводить к ухудшению условий инициирования и развития дугового разряда. В этом случае

в пространстве СПЭ можно использовать не один, а два электрода (рисунок 4.21): первый – перераспределяющий электрод 4_1 устанавливается со стороны катода и подключается через сопротивление $R1 < 100$ Ом, а второй – электрод ООС 4_2 устанавливается со стороны эмиссионной сетки 5 и подключается через сопротивление $R2 > 1$ кОм (вплоть до плавающего потенциала).

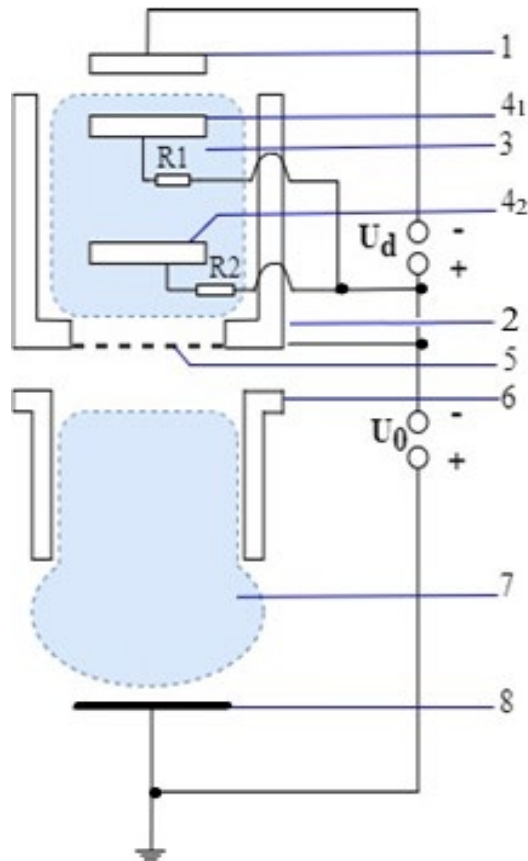


Рисунок 4.21 – Размещение двух электродов в пространстве СПЭ в источнике электронов с одним плазмогенератором: 1 – катод дугового разряда; 2 – стенки плазменного эмиттера; 3 – эмиссионная плазма; перераспределяющий электрод; 4_2 – электрод ООС; 5 – эмиссионная сетка; 6 – ускоряющий электрод, совмещенный с трубой дрейфа; 7 – анодная/пучковая плазма; 8 – коллектор

4.4.2 Введение ООС в источник электронов с многодуговым СПЭ (источник электронов типа «КИЛОАМПЕР»)

Увеличение площади электрода, расположенного в пространстве СПЭ, и одна из сторон которого обращена к эмиссионной сетке, это не всегда возможный способ, который, например, при увеличении площади эмиссии может приводить к

существенной пространственной неоднородности распределения плотности тока по сечению электронного пучка, что недопустимо при решении некоторых технологических или научных задач. Именно поэтому в источнике электронов «КИЛОАМПЕР» увеличение площади эмиссионной сетки и переход к многодуговой организации работы СПЭ не позволил использовать такой подход. При этом, надо повторить, что в данной конструкции источника электронов нет какой-либо анодной вставки, но в конструкции каждого из шести катодных узлов используются перераспределяющие электроды 10 (рисунок 2.8), которые электрически соединены с поджигающими электродами 5 , и которые электрически соединены с полым анодом дугового разряда через сопротивления $R=51$ Ом. Введение этого сопротивления обусловлено конструктивными решениями из-за необходимости электропитания всех шести катодов одним семижильным высоковольтным кабелем КПВ-300, когда инициирование каждого дугового разряда происходит за счет протекания тока через отдельную жилу кабеля, подключенную к общему полному аноду всех шести разрядов. К сожалению, в рамках диссертационной работы не было проведено экспериментов, ориентированных на исследование механизмов ООС в данном источнике электронов. Однако эксперименты, проведенные на источнике электронов «СОЛО» позволяют утверждать, что введение этих ограничительных сопротивлений между каждым поджигающим электродом и полым анодом дугового разряда позволяет организовать такую же самосогласованную ООС, когда в условиях интенсивной ионной бомбардировки перераспределяющих электродов 10 (рисунок 2.8) появляется самосогласованное уменьшение доли тока эмиссии за счет переключения тока разряда на эти электроды на величину тока ионов [190], поступающих в пространство СПЭ из ускоряющего промежутка согласно формуле (1.9).

4.4.3 Введение ООС в источник электронов с СПЭ с расположением продольной оси плазмогенераторов поперек направления извлечения электронов (источник электронов типа «ДУЭТ»)

Оценки показывают, что при давлении рабочего газа $p < 10^{-1}$ Па в анодной полости СПЭ длина свободного пробега в источнике электронов «ДУЭТ» составляет десятки метров и при плотности тока пучка $j_b < 100$ мА/см² для проведения численных оценок и моделирования ускоряющий промежуток можно считать вакуумным. Такое же заключение было сделано после проведения экспериментов по измерению энергетического спектра пучка из рисунка 3.19 (параграф 3.4). Тем не менее, расчеты показывают [187], что в стабильных режимах генерации электронного пучка доля ионного тока в ускоряющем промежутке может достигать единиц процентов. Кроме этого, о наличии в ускоряющем промежутке ионов свидетельствует автограф ионного пучка, оставленный на эмиссионной сетке 5 (рисунок 4.22, *сверху*) и полом аноде 7 (рисунок 4.22, *снизу*) (схема источника электронов «ДУЭТ» см. рисунок 2.17).

Эксперимент проводился в отсутствие в плазменном катоде маски (рисунок 4.23). Автограф ионного пучка был получен при длительной (многодневной) постановке эксперимента, когда общее количество импульсов тока пучка было порядка 10^5 имп. Вероятнее всего, автограф ионного пучка на эмиссионной сетке и полом аноде СПЭ образовался из-за наличия в вакуумной камере паров вакуумного масла, которое полимеризуется в результате бомбардировки электродов ускоренными ионами. Несколько уменьшенные габаритные размеры отпечатка ионного пучка на эмиссионной сетке, и еще меньшие на полом аноде СПЭ, вероятнее всего, связаны, с наличием в месте контакта вакуумной камеры с опорной решеткой фаски, приводящей к фокусировке ионного пучка. В данном случае ионы могут родиться, например, в результате ионизации десорбированного с поверхности выводной фольги и

опорной решетки газа, а автографы могут быть обусловлены фокусировкой ионных пучков в выводных каналах опорной решетки.

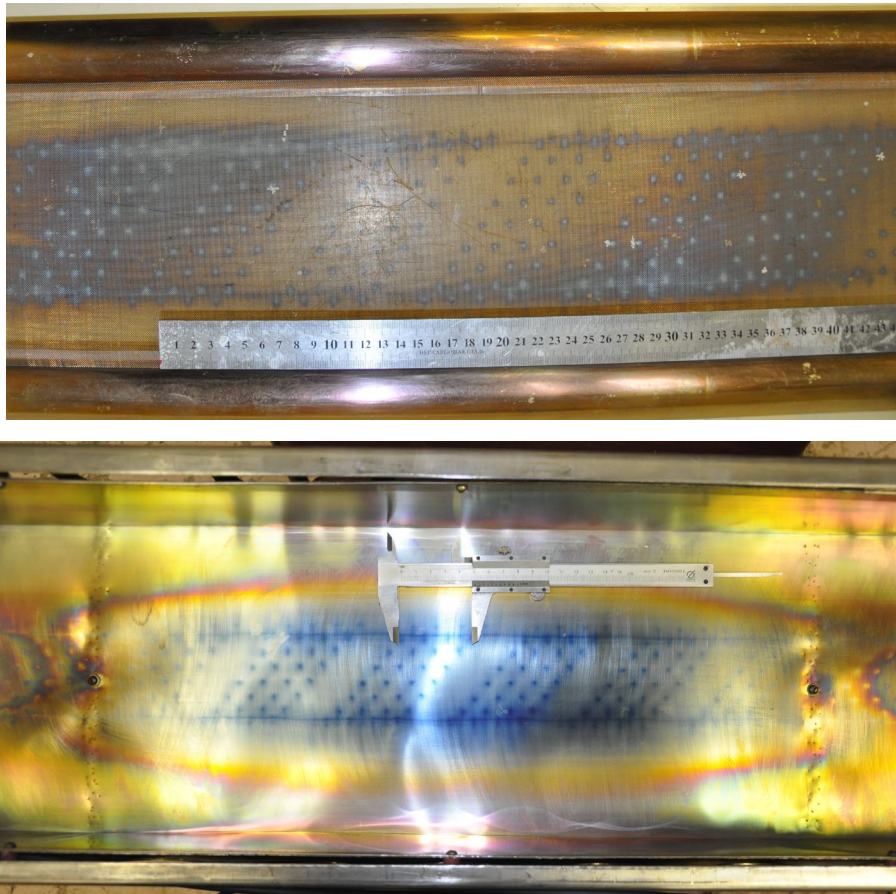


Рисунок 4.22 – Автографы ионного пучка, оставленные на эмиссионной сетке со стороны высоковольтного ускоряющего промежутка (сверху) и на полой аноде разряда (снизу), полученные в экспериментах в отсутствие маски в плазменном катоде

Из представленных автографов ионного пучка сложно определить их долю в общем токе в ускоряющем промежутке при генерации электронного пучка, однако всё-таки можно заключить, что ионы в ускоряющем промежутке есть, и они тоже могут влиять как на транспортировку электронного пучка, так и в целом на электрическую прочность высоковольтного ускоряющего зазора. Кроме этого, стоит отметить, что при столь высокой энергии ионов (например, 200 кэВ) коэффициент ионно-электронной эмиссии может достигать значения $\gamma_2 \approx 10$, а, следовательно, согласно формуле (1.9) ток в ускоряющем промежутке может быть также в некоторой степени обусловлен ионно-электронными процессами.

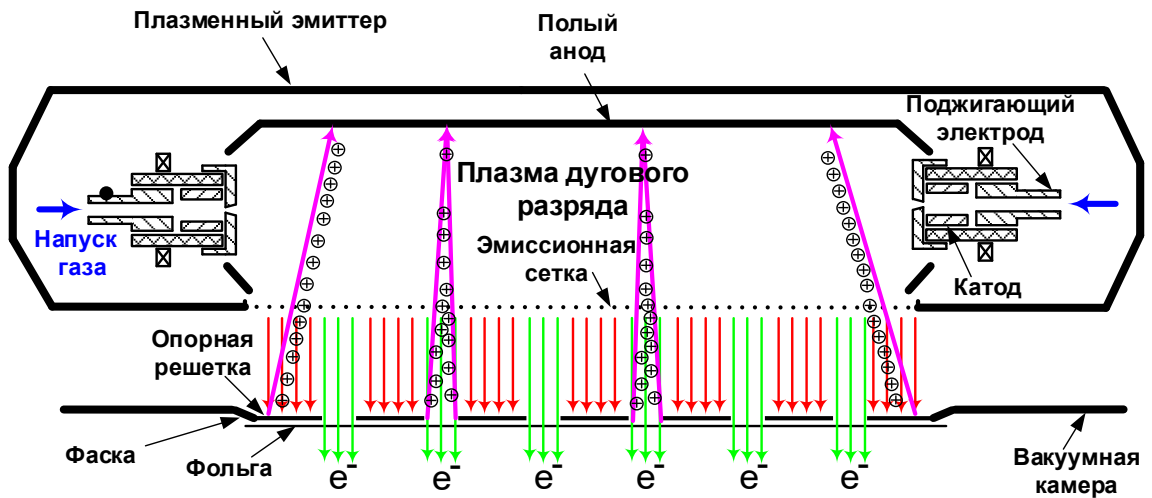


Рисунок 4.23 – Траектории электронного и ионного пучков

Именно поэтому важно отметить, что в таких источниках электронов с поперечным расположением плазмодгенераторов исключается проводимость Ω_{i12} (рисунок 4.1), обусловленная достижением ускоренными ионами катода дугового разряда, однако появляется возможность полного перехвата этих ионов, проникающих в пространство плазменного эмиттера, за счет введения в электродную систему СПЭ полого анода 7 и подключенного к аноду разряда через сопротивление R_{HA} .

4.5 Выводы

В данной главе показано, что при генерации электронного пучка в различных источниках электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом существует достаточное количество факторов, дестабилизирующих работу этих источников. Экспериментально апробировано несколько способов повышения электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка, приводящих к достижению более высокой управляемости процессом обработки материалов за счет более точного прогнозирования формы импульса тока пучка в течение его импульса. К этим способам относятся:

1. Повышение электрической прочности ускоряющего промежутка за счет использования систем электропитания СПЭ на основе индуктивных накопителей энергии, позволяющих генерировать импульсы тока разряда, амплитуда которых не зависит от проводимости плазменного канала. При генерации импульса тока пучка это позволяет исключить образование положительной обратной связи, присущей для систем электропитания СПЭ с емкостным выходом, которая заключается в неконтролируемом росте тока пучка, определяемого таким же неконтролируемым ростом тока дугового разряда.

2. Повышение электрической прочности ускоряющего промежутка за счет введения ООС, обеспечиваемой за счет снижения концентрации эмиссионной плазмы, пропорционального росту тока пучка, обусловленного ионно-электронной эмиссией как с поверхности эмиссионного электрода, так и из эмиссионной плазмы. Такой способ организации ООС достаточно сложен в реализации, что связано с необходимостью использования быстродействующих цепей обратной связи (~ 1 МГц), однако может быть организован, например, путем обеспечения падающей вершины импульса тока разряда, скорость спада которой определяется конкретным типом источника электронов.

3. Повышение электрической прочности ускоряющего промежутка за счет введения последовательной ООС по току в ускоряющем промежутке, за счет фиксации части ускоренного ионного потока, проникающего в пространство СПЭ. Суть такого способа стабилизации амплитуды тока в ускоряющем промежутке заключается в самосогласованном снижении тока эмиссии на величину тока ионов, фиксируемых в СПЭ на специальном электроде ООС, при неконтролируемом росте концентрации анодной/пучковой плазмы. Данный эффект вносит дополнительную ясность в необходимость использования перераспределяющих электродов не только для целей снижения неоднородности плотности тока пучка или повышения эффективности извлечения электронов, но и как способа достижения удовлетворительной повторяемости режимов облучения различных материалов и изделий, позволяющего нивелировать

случайные выбросы тока в ускоряющем промежутке, приводящие к неконтролируемому вкладу энергии в поверхность облучаемого образца, а также к электрическому пробое ускоряющего промежутка.

Все перечисленные способы можно рекомендовать для большинства плазменных источников электронов на основе различных разрядов низкого давления, но особенно повышенного давления (например, форвакуумного диапазона), где генерация анодной/пучковой плазмы неизбежна. Такие источники могут отличаться друг от друга параметрами генерируемого электронного пучка, геометрическими размерами электродов и апертуры пучка, режимом генерации (непрерывный или импульсный) и т.д., но все они будут подчиняться механизмам, описанным в данной главе.

ГЛАВА 5. СНИЖЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛОТНОСТИ ТОКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ

Эффективная эмиссия электронов из плотных импульсных плазменных образований позволяет создавать источники электронов с СПЭ, которые обладают рядом преимуществ перед источниками на основе других видов эмиссии. Параметры пучка, достигаемые с помощью таких источников электронов, регулируются в широких пределах, но в мегаваттном диапазоне импульсных мощностей при субмиллисекундных длительностях импульсов тока дальнейшее увеличение любого из основных параметров пучка ограничено возникновением электрического пробоя ускоряющего промежутка. В том числе, это связано со значительной неоднородностью плотности эмиссионного тока и, как следствие, неоднородностью плотности тока пучка ускоренных электронов. Основной же причиной стремления многих исследователей и разработчиков различных источников электронов к снижению неоднородности плотности тока пучка по его сечению является конечное использование этого оборудования для решения задач, в которых высокая неоднородность пучка является неприемлемой. Именно поэтому исследования в данной главе направлены на поиск способов снижения неоднородности плотности тока эмиссии и расширения предельных параметров генерируемого электронного пучка в системах источников электронов с СПЭ.

5.1 О неоднородности плотности тока пучка в аксиально симметричных источниках электронов с одним плазмогенератором

Существенная часть данной главы посвящена расширению предельных параметров интенсивных электронных пучков, плотности энергии которых достаточно для модификации поверхности различных металлических материалов ($10 \div 100$ Дж/см²). Для этих целей неоднократно использовался источник электронов «СОЛО», однако дальнейшее расширение его параметров (например,

амплитуды или длительности тока пучка) невозможно без принятия дополнительных мер по снижению неоднородности плотности тока как в области эмиссии, так и в области мишени. Измерения (рисунок 5.1), проведенные на установке «СОЛО» при подключенных к аноду зондах, показали, что на фронте тока разряда (первые несколько микросекунд) большая часть (близкая к 100%) тока замыкается по оси системы. В отсутствие перераспределяющего электрода 4 (рисунок 2.1) ток I_{HA} нарастает до амплитудного значения за ≈ 20 мкс без пика на фронте в отличие от случая, когда этот электрод установлен, что косвенным образом также подтверждает развитие разряда от оси системы.

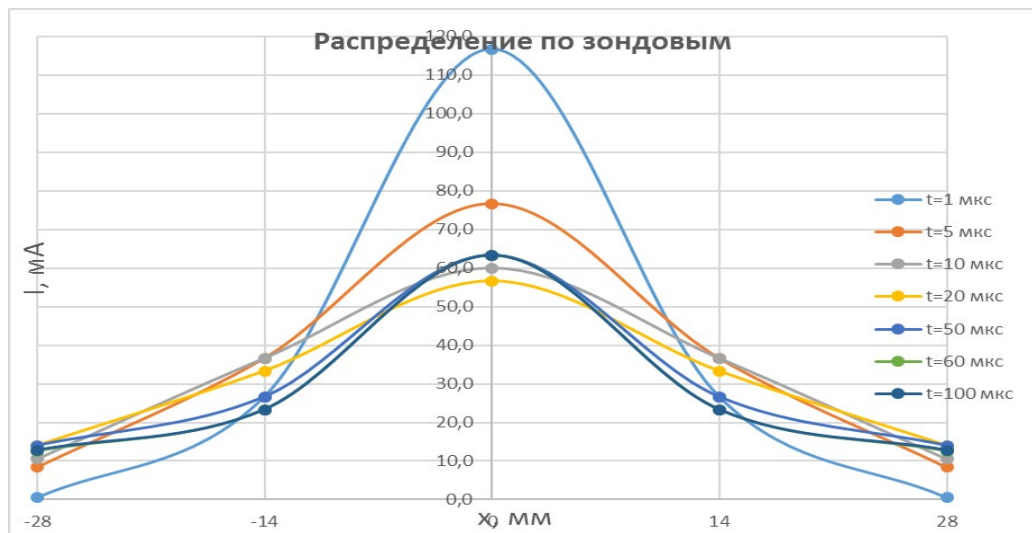


Рисунок 5.1 – Развитие дугового разряда (результат зондовых измерений). Параметры эксперимента $I_d=60$ А, $p=25$ мПа, $B_1=20$ мТл, $B_2=100$ мТл

На рисунке 5.2 и рисунке 5.3 приведены результаты численного исследования влияния радиуса перераспределяющего электрода на распределение концентрации разрядной плазмы при параметрах: ток разряда $I_d=150$ А, напряжение $U_d=50$ В, диаметр эмиссионного отверстия 4 см. Отмечено, что вне зависимости от величины ведущего магнитного поля в диапазоне (50÷500) мТл и амплитуды тока разряда в диапазоне (20÷250) А в первые несколько микросекунд разряд имеет максимальную плотность в области центрального зонда, с течением времени расширяясь в пространстве СПЭ. Разряд достигает установившегося режима горения, когда величины токов на каждый из зондов постоянны в течение

оставшейся части импульса, не раньше чем через $\approx(40\div 60)$ мкс от момента зажигания дугового разряда. Такое же заключение можно сделать на основе измерений энергии пучка на секционированном калориметре, из которых видно, что в отсутствие перераспределяющего электрода в плазменном катоде такая сложная «пикированная» форма плотности энергии пучка в плоскости мишени, когда «пик» плотности энергии уменьшается с увеличением длительности импульса тока пучка и достигает квазиустановившегося значения не раньше, чем через 100 мкс. Отдельно нужно отметить, что рост величины ведущего магнитного поля приводит к увеличению плотности тока разряда в осевой области источника электронов. Наиболее стабильные режимы генерации электронного пучка субмиллисекундной длительности при этом достигаются в условиях, когда плотность тока эмиссии не превышает десятков A/cm^2 при энергии ускоренных электронов до нескольких десятков кэВ.

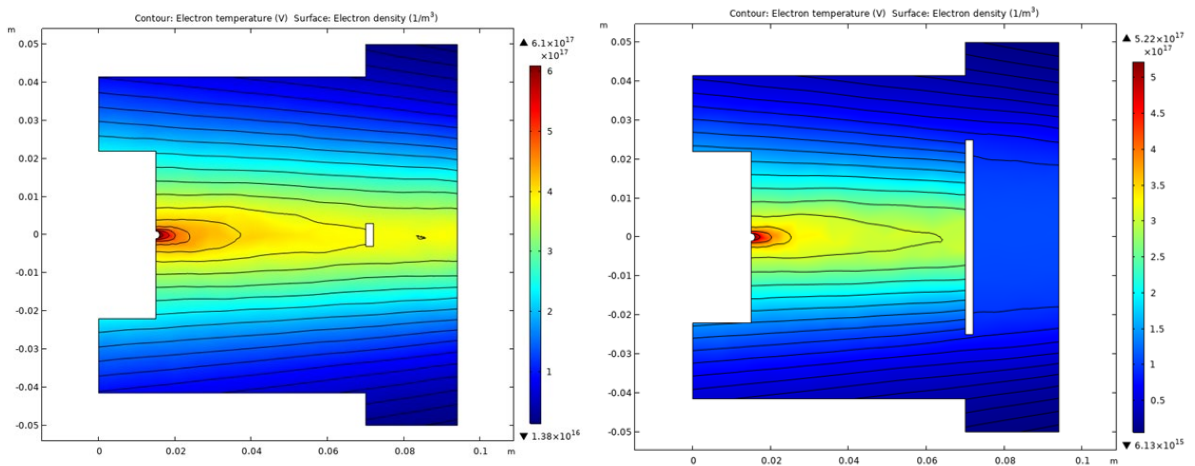


Рисунок 5.2 – Пространственное распределение плотности эмиссионной плазмы и контурные линии температуры плазменных электронов при радиусе перераспределяющего электрода $r_{re} = 0,3$ см (слева) и 2,5 см (справа)

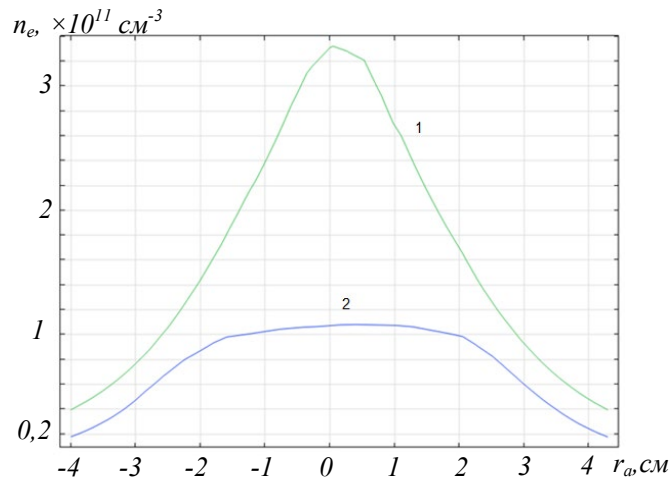


Рисунок 5.3 – Радиальное распределение плотности плазменных электронов при радиусе перераспределяющего электрода $r_{re} = 2,5$ см в сечении $z = 2$ см (1) и 8,4 см (2)

5.2 Генерация электронного пучка в источнике электронов на основе многодугового сеточного плазменного эмиттера

Обеспечить более высокую равномерность плотности эмиссионного тока, извлекаемого в ускоряющий промежуток из СПЭ, можно созданием эмиттера с многокатодной разрядной системой (в эксперименте использовалось шесть катодных узлов) и большей площадью эмиссионной сетки ($\approx 150 \text{ см}^2$), что было реализовано в источнике электронов «Килоампер». Рассчитанная конфигурация внешнего магнитного поля позволяет с минимальными потерями на стенках трубы дрейфа транспортировать электронный пучок на значительное расстояние (~ 1 м) при низком ($\approx 0,04$ Па) давлении.

Увеличение площади эмиссии позволяет снизить плотность эмиссионного тока с десятков до единиц А/см^2 , а использование многодуговой системы – снизить неоднородность плотности эмиссионного тока, которая была рассчитана на основе результатов, полученных на установке «СОЛО». Результаты моделирования представлены на рисунке 5.4.

На рисунке 5.5 показана геометрия плазменного катода и распределение плотности электронов плазмы в сечении выходной апертуры СПЭ, где устанавливается эмиссионная сетка. Показано (рисунок 5.5, справа), что в такой

геометрии концентрация разрядной плазмы на выходной апертуре СПЭ имеет локальный минимум на оси системы источника электронов.

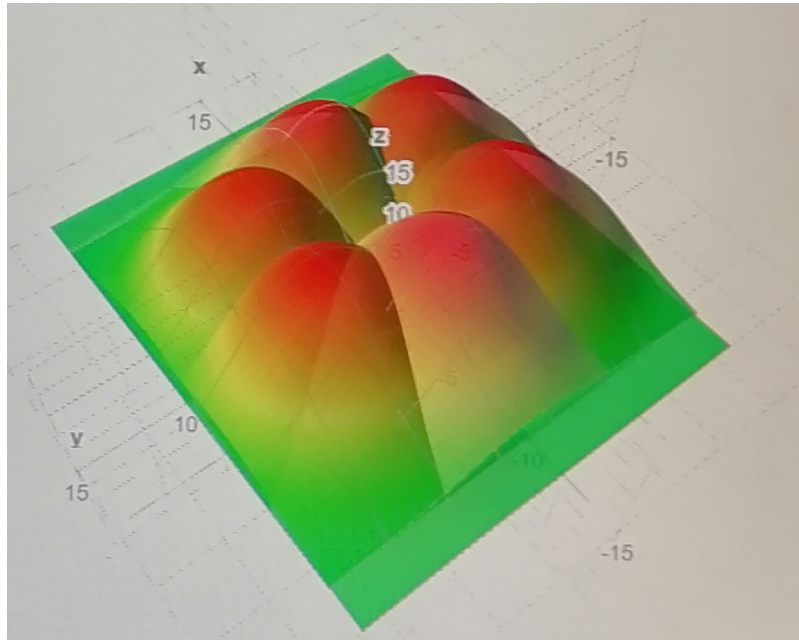


Рисунок 5.4 – Моделирование неоднородности плотности тока эмиссии для источника электронов «КИЛОАМПЕР» в многодуговом СПЭ без учета влияния внешнего магнитного поля. Параметры расчета: суммарный ток разряда $I_d=360$ А, $t=120$ мкс, $p=25$ мПа, $B_1=20$ мТл, $B_2=100$ мТл

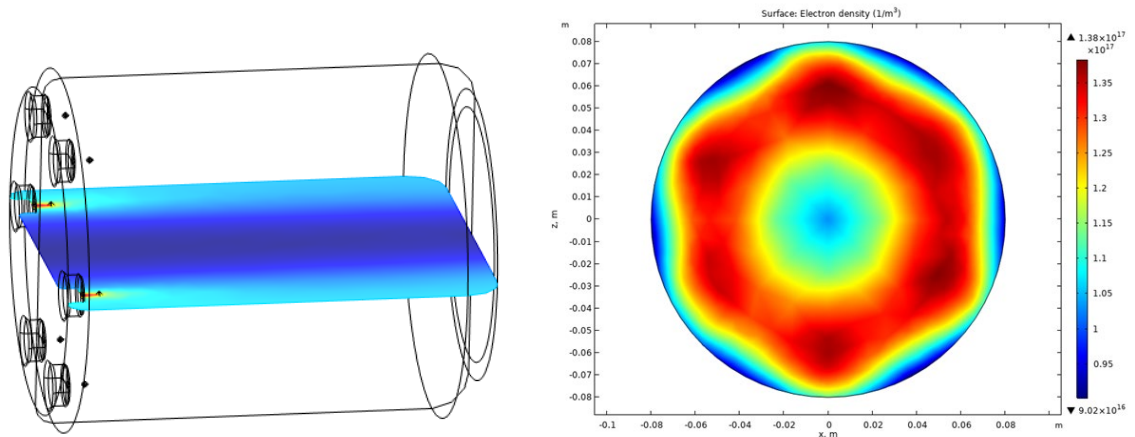


Рисунок 5.5 – Геометрия расчетной области плазменного катода источника «Килоампер» (слева) и распределение плотности электронов плазмы в сечении выходной апертуры (справа)

Из рисунка 5.6 видно, что концентрация плазменных электронов n незначительно изменяется от давления газа, а температура плазменных электронов имеет немонотонную зависимость. Наиболее существенное влияние

на концентрацию и температуру плазмы оказывает напряжение в двойном прикатодном слое.

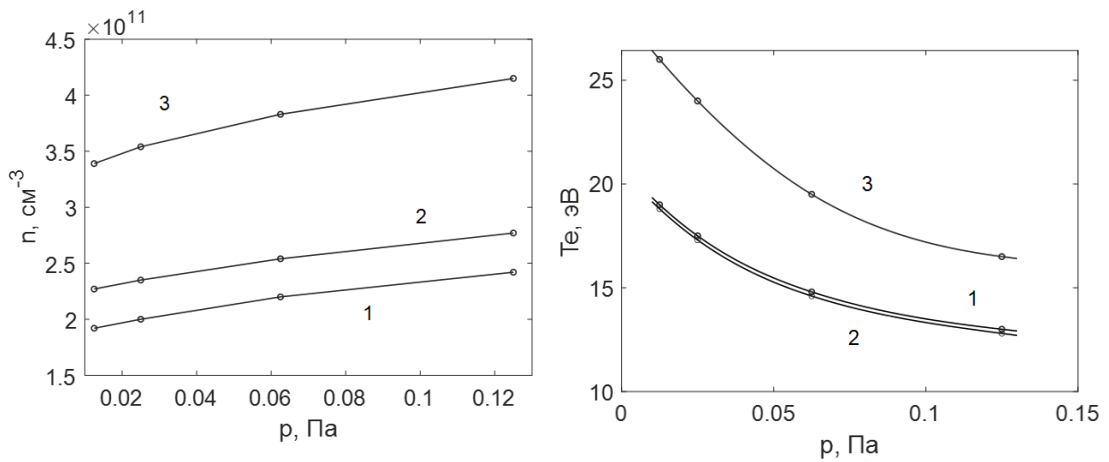


Рисунок 5.6 – Расчетные зависимости концентрации (слева) и температуры (справа) электронов плазмы от давления азота при напряжении в двойном слое U_d и токе разряда I_d : 1 – $U_d = 50$ В и $I_d = 600$ А; 2 – $U_d = 50$ В и $I_d = 900$ А; 3 – $U_d = 70$ В и $I_d = 600$ А.

Характерные осциллограммы тока дугового разряда I_d , тока в ускоряющем промежутке I_0 , тока трубы дрейфа I_t и тока коллектора I_c при использовании конденсаторной батареи емкостью $C=3$ мкФ, давлении рабочего газа $p=0.04$ Па (Ar) и начальном ускоряющем напряжении $U_0=70$ кВ приведены на рисунке 5.7, слева. Из осциллограмм видно, что при зажигании разряда электронный пучок замыкается на трубу дрейфа 7 (ток I_t) (рисунок 2.8), коллектор 8, 9 (ток I_c) и вакуумную камеру 1 (не представлена). В некоторый момент времени, определяемый условиями эксперимента, токи I_0 , I_t и I_c по модулю резко возрастают, при этом полярность тока I_t меняет знак на противоположный. Транспортировка электронного пучка осуществляется в условиях компенсации его пространственного заряда ионами, образующимися в пространстве дрейфа при взаимодействии электронного пучка с остаточным и рабочим газом. В начале импульса компенсация пучка еще не полная, и в токе I_t преобладает электронная компонента. По мере компенсации пространственного заряда пучка, ионы, образованные в протяженном пространстве дрейфа, преимущественно замыкаются на трубу дрейфа 7 поперек линий ведущего магнитного поля, в то время как низкоэнергетические электроны движутся вдоль

силовых линий магнитного поля и уходят на коллектор 8, 9. Кроме этого, внешнее продольное магнитное поле обеспечивает сжатие пучка при его формировании, что позволяет транспортировать его до коллектора с минимальными потерями тока на стенках вакуумной камеры и трубы дрейфа. Превышение тока I_0 над током I_d в данном случае также свидетельствует о наличии ионно-электронной эмиссии согласно формуле (1.9), а слабую зависимость тока пучка от величины ускоряющего напряжения (рисунок 5.7, *справа*) можно объяснить ограниченной током разряда эмиссионной способностью СПЭ и слоевой стабилизацией границы эмиссионной плазмы.

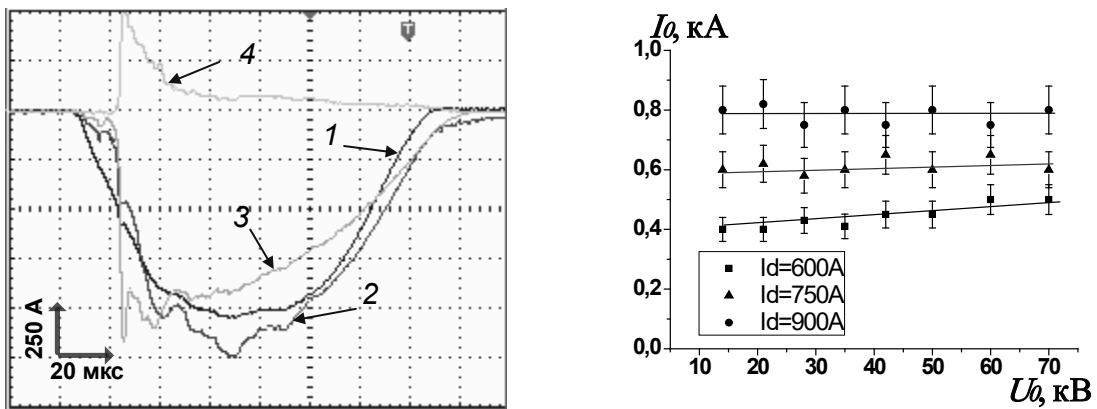


Рисунок 5.7 – Характерные осциллограммы токов на установке «Килоампер»: 1 – I_d ; 2 – I_0 ; 3 – I_c ; 4 – I_t при $U_0=70$ кВ и давлении рабочего газа $p(\text{Ar})=2 \cdot 10^{-2}$ Па (*слева*) и зависимость тока I_0 от U_0 для разных токов разряда I_d при $C=3$ мкФ (*справа*)

При увеличении емкости конденсаторной батареи до $C=6$ мкФ характер зависимости $I_0=f(U_0)$ практически не изменился, и при начальном ускоряющем напряжении $U_0=90$ кВ максимальный ток I_0 , при котором не происходил пробой ускоряющего промежутка, составил $I_0=500$ А, а величина тока $I_0=1$ кА стала достижимой только при снижении до $U_0=50$ кВ (при $C=3$ мкФ начальное ускоряющее напряжение достигало $U_0=70$ кВ).

На основе проведенных экспериментов можно сделать заключение, что использование многодугового разряда позволяет не только снизить плотность тока эмиссии до уровня нескольких А/см² при общем токе $I_0 \sim 1$ кА, но и снизить неоднородность плотности эмиссионного тока до уровня $\leq 20\%$, что позволило

повысить ускоряющее напряжение до 80 кВ и его амплитуду до 1 кА, так и энергию пучка до ≈ 5 кДж.

При отклонении от конфигурации продольного магнитного поля, представленной на рисунке 2.12, наблюдались нестабильности тока в ускоряющем промежутке с наличием выбросов тока как в начале, так и в конце импульса тока пучка, приводящие в итоге к электрическому пробоем высоковольтного ускоряющего промежутка, максимальная электрическая прочность которого наблюдается при величине продольного магнитного поля в диапазоне (350÷450) Гс (рисунок 5.8). На рисунке 5.9 представлены характерные осциллограммы токов с выбросами, соответствующие разной величине продольного магнитного поля при единой геометрии линий ведущего магнитного поля.

Изменение конфигурации ведущего магнитного поля за счет уменьшения его величины в конце трубы дрейфа, приводит, вероятно, к расфокусировке электронного пучка и к увеличению времени образования концентрации анодной плазмы, достаточной для компенсации пространственного заряда пучка, а соответственно, к увеличению времени формирования плазменного канала, необходимого для генерации и транспортировки пучка. Увеличением давления рабочего газа можно сократить задержку образования анодной плазмы, но достичь электрической прочности, достигаемой при использовании оптимальной конфигурации продольного магнитного поля в условиях эксперимента было невозможно. Так, при токе через катушку №5 $I_5=0$ А и уменьшении величины магнитного поля в катушке №4 до величины ≈ 100 Гс при суммарном токе разряда 500 А и давлении рабочего газа (Ar) 20 мПа, задержка образования анодной плазмы составляет 80 мкс (рисунок 5.10, *слева*). При увеличении давления до 25 мПа задержка уменьшалась до 30 мкс (рисунок 5.10, *справа*). Задержка образования анодной плазмы в этом случае также увеличивается по мере увеличения ускоряющего напряжения, что, вероятно, связано с уменьшением сечения ионизации рабочего газа электронным пучком.

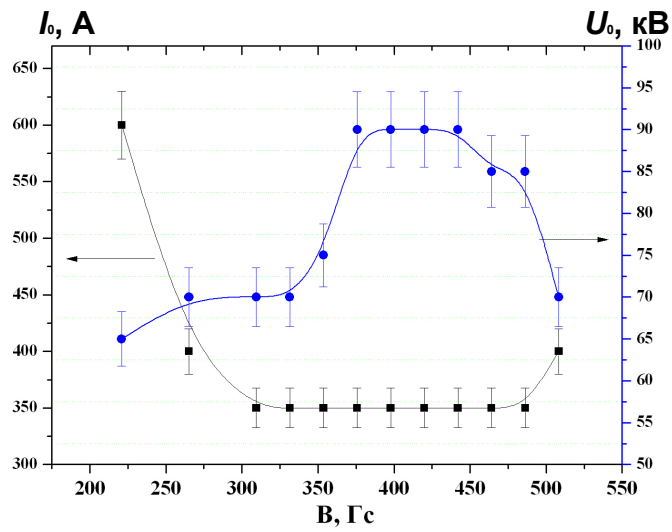


Рисунок 5.8 – Зависимости тока в ускоряющем промежутке I_0 и максимального ускоряющего напряжения U_0 , от максимальной величины продольного магнитного поля B для единой геометрии магнитных линий этого поля

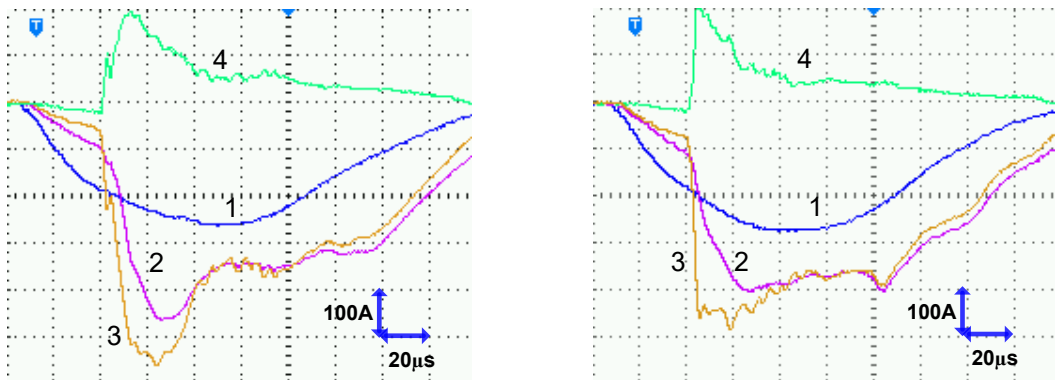


Рисунок 5.9 – Характерные осциллограммы импульсов тока при различной величине продольного магнитного поля: 1 – ток разряда I_d , 2 – ток в ускоряющем промежутке I_0 , 3 – ток коллектора I_c , 4 – ток трубы дрейфа I_t . Слева – 260 Гс, справа – 370 Гс

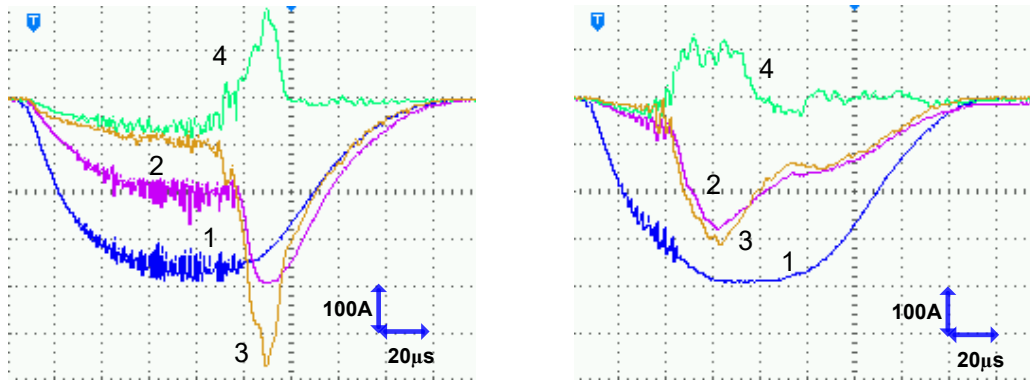


Рисунок 5.10 – Осциллограммы токов при задержке образования анодной плазмы при различных давлениях рабочего газа: 1 – ток разряда I_d , 2 – ток в ускоряющем промежутке I_0 , 3 – ток коллектора I_c , 4 – ток трубы дрейфа I_t . Слева – 20 мПа, справа – 25 мПа

Для оптимальной конфигурации магнитного поля, представленной на рисунке 2.12, была исследована электрическая прочность высоковольтного ускоряющего промежутка в зависимости от давления рабочего газа. Из зависимостей, снятых для различных токов разряда и представленных на рисунке 5.11, *слева*, видно, что максимальная величина ускоряющего напряжения достижима в достаточно узком диапазоне давлений, равном (10÷20) мПа. Увеличение давления в данном случае необходимо из следующих соображений. Поскольку ток в ускоряющем промежутке складывается из тока первичных электронов, извлекаемых из плазменного эмиттера, тока ионов, ускоренных между границей анодной плазмы и эмиссионной сеткой, бомбардирующих поверхность этой сетки и присеточного электрода, и тока электронов, образованных в результате ионно-электронной эмиссии, то величина тока в ускоряющем промежутке существенно зависит от давления рабочего газа, что также подтверждается зависимостью, представленной на рисунке 5.11, *справа*.

В неоднородных внешних полях при обеспечении зарядовой нейтрализации транспортируемого электронного пучка осуществляется его фокусировка. Оптимальные соотношения между параметрами пучка и внешним полем, обеспечивают одновременно необходимые параметры фокусировки и стабилизации электронного пучка, транспортируемого в условиях полной

зарядовой нейтрализации. На рисунке 5.12 показаны примеры фазовых портретов электронного пучка в трубе дрейфа источника «Килоампер».

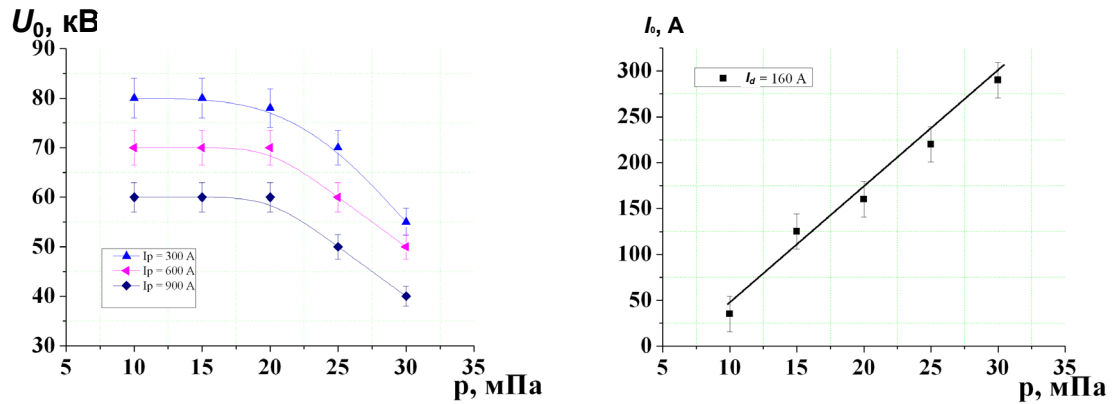


Рисунок 5.11 – Зависимости максимального ускоряющего напряжения U_0 от давления рабочего газа p при разных токах разряда I_d (слева) и зависимость тока в ускоряющем промежутке I_0 от давления рабочего газа p при фиксированном токе разряда (справа). Рабочий газ – аргон

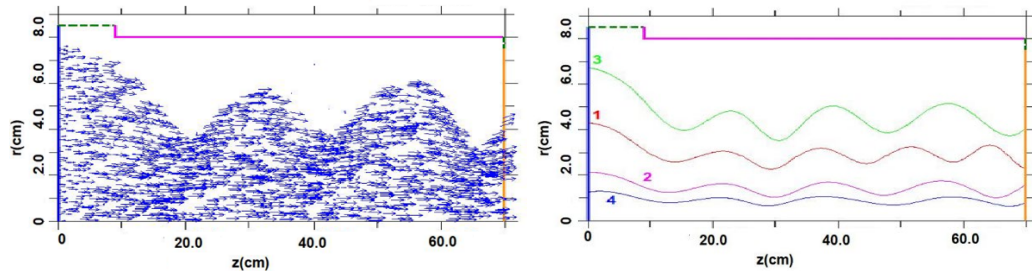


Рисунок 5.12 – Фазовый портрет (слева) и траектории (справа) некоторых электронов пучка в трубе дрейфа в неоднородном ведущем магнитном поле: слева – ток эмиссии 440 А, $B_{\max}=250$ Гс; справа – 220 А, $B_{\max}=375$ Гс; $U_0=70$ кВ, векторы – импульсы скоростей электронов

На рисунке 5.13 представлен автограф электронного пучка, полученный в источнике электронов «КИЛОАМПЕР», оставленный на коллекторе в виде переplava его поверхности. Видно, что диаметр автографа превышает 50 мм и несмотря на имеющийся локальный минимум в распределении плотности эмиссии в области выходной апертуры СПЭ, на коллекторе наблюдается явный максимум плотности тока на оси источника электронов, приводящий к интенсивному испарению материала коллектора. Из этого можно сделать вывод, что в результате транспортировки электронного пучка до коллектора на расстояние около 1 м происходит перераспределение плотности тока пучка. При этом в экспериментах энергия электронного пучка впервые достигла уровня

≈ 5 кДж при длительности импульса тока пучка на полувысоте ≈ 100 мкс, что было возможно за счет использования многодугового СПЭ с полым анодом. Это позволяет сформулировать следующую рекомендацию: одним из путей дальнейшего роста энергии электронного пучка является снижение неоднородности плотности тока пучка в плоскости обрабатываемого изделия за счет снижения плотности тока эмиссии на оси СПЭ.

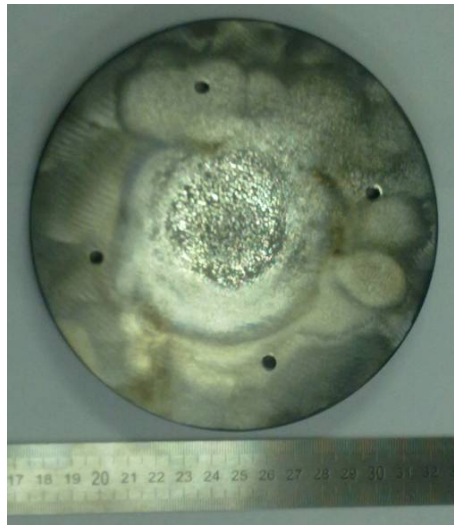


Рисунок 5.13 – Автограф электронного пучка, полученный в источнике электронов «КИЛОАМПЕР» на плоском коллекторе из нержавеющей стали

5.3 Использование многоапертурной электронно-оптической системы в источнике электронов с сеточным плазменным эмиттером

Известно, что для уменьшения вероятности замыкания тока электрического пробоя ускоряющего промежутка на выводную фольгу, что может приводить к выводу ее из строя, более оптимальной является конфигурация опорной решетки с перфорацией круглыми отверстиями [80], а для увеличения геометрической прозрачности опорной решетки – их сотовая система размещения. Такая система размещения отверстий приводит к сравнительно низкой геометрической прозрачности опорной решетки, которая с учетом водяных каналов охлаждения обычно находится в диапазоне (50–70) %, что приводит к существенным потерям электронного пучка на опорную решетку. Именно поэтому целесообразно разделить эмиссионную поверхность эмиссионной сетки на участки, эмиссия

электронов с которых имеет максимальную вероятность вывода электронного пучка в атмосферу. Кроме этого, при генерации пучков столь большой площади ($\sim 1000 \text{ см}^2$) обязательно встает вопрос снижения неоднородности плотности тока пучка. Для решения обеих проблем (снижения потерь и неоднородности плотности тока пучка) может использоваться многоапертурная электронно-оптическая система.

Для этого на эмиссионную сетку 5 (рисунок 2.17) с габаритными размерами (750×150) мм и размером ячейки (0,4×0,4) мм укладывалась маска б из нержавеющей стали толщиной 0,2 мм, которая была перфорирована круглыми отверстиями, диаметр которых изменялся в зависимости от поставленного эксперимента в диапазоне (7÷12) мм. Маска укладывалась на эмиссионную сетку и приваривалась к ней точечной сваркой для улучшения электрического контакта и выравнивания поверхности маски с плоской поверхностью эмиссионной сетки. Такой способ организации эмиссионной поверхности позволяет разделить последнюю на 344 круглых ячейки, что необходимо и для снижения потерь тока пучка на опорной решетке выпускного окна. В этом случае под действием ускоряющего напряжения эмиссия электронов осуществляется дискретно с плазменной поверхности этих структур. Таким образом, широкий электронный пучок представляет суперпозицию элементарных пучков, сформированных отдельными эмиссионными структурами, плазменная граница которых стабилизирована сеткой. В опорной решетке 8 имеется такое же количество соосных отверстий, как и в маске б эмиссионной структуры, но всегда большего диаметра, равного 15 мм. Фотографии маски и опорной решетки представлены на рисунке 5.14.

При извлечении электронов из СПЭ в ускоряющий промежуток в отсутствие маски б (рисунок 2.17) и использовании сетки с ячейкой (0,4×0,4) мм с общей геометрической прозрачностью равной 44% экспериментально было получено, что максимальный коэффициент извлечения электронов $\alpha \approx 0,6$ достигается при величине сопротивления в цепи полого анода 7 $R_{\text{НА}} \geq 10 \text{ Ом}$

(рисунке 5.15, *слева*). Кроме этого, из представленной зависимости видно, что коэффициент извлечения α увеличивается по мере увеличения амплитуды тока разряда I_d , что также может быть связано с уменьшением ширины приэлектродного ионного слоя, согласно формуле (1.8).

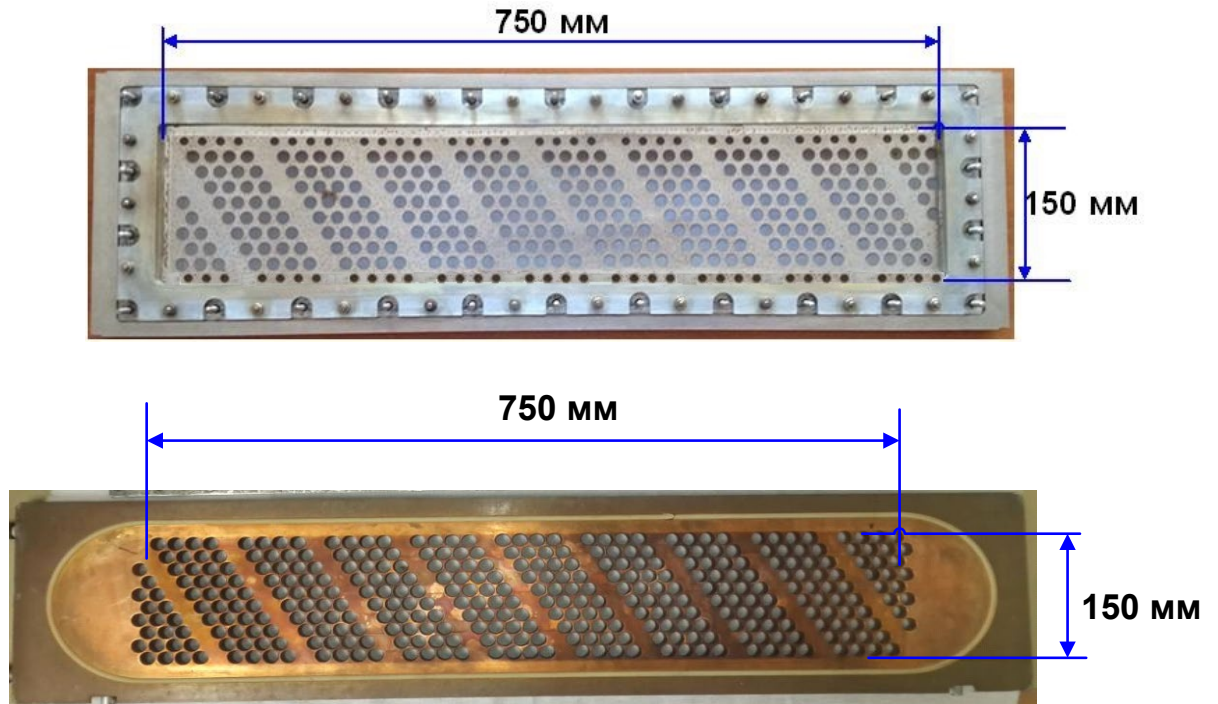


Рисунок 5.14 – Фотография маски, приваренной точечной сваркой к эмиссионной сетке СПЭ (сверху), и фотография опорной решетки (снизу)

Поскольку геометрическая прозрачность эмиссионной сетки, равная $\approx 50\%$, меньше коэффициента извлечения α , становится явным механизм переключения тока разряда в ячейки эмиссионной сетки под действием провисающего в СПЭ потенциала высоковольтного анода, роль которого выполняет выпускное фольговое окно. Из рисунка 5.15 видно, что такой способ переключения тока весьма эффективен, поскольку напряжение горения разряда в этом случае изменяется незначительно (рисунке 5.15, *справа*), а коэффициент извлечения электронов α увеличивается в более чем два раза (рисунке 5.15, *слева*), что повышает эффективность работы СПЭ [191, 192].

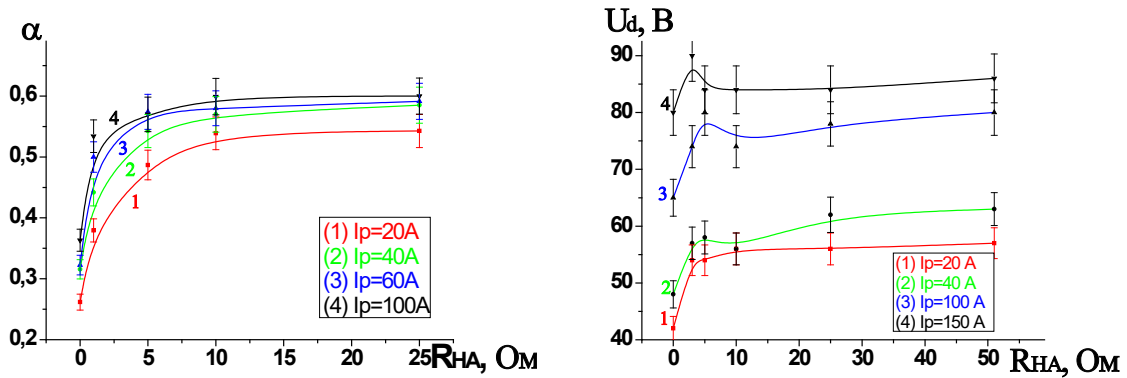


Рисунок 5.15 – Зависимости коэффициента извлечения α электронов из СПЭ в отсутствие маски при $U_0=160$ кВ (слева) и напряжения горения разряда U_d (справа) от сопротивления в цепи полого анода R_{HA} , размер ячейки эмиссионной сетки (0,4×0,4) мм

Влияние величины сопротивления R_{HA} на переключение тока разряда в область эмиссионной сетки и соответствующий этому рост коэффициента извлечения α определяется, вероятно, динамикой пристеночного ионного слоя пространственного заряда в ячейках эмиссионной сетки, описанной в параграфе 4.3. При зажигании разряда и введении в схему сопротивления R_{HA} на последнем появляется отрицательное относительно анода смещение потенциала (рисунок 4.12), что приводит к появлению дополнительного потенциального барьера для термализованных электронов плазмы. Дополнительный потенциальный барьер приводит к еще большему запираению термализованных электронов в пространстве полого анода и еще большему числу их столкновений с атомами рабочего газа. Электронам становится легче уйти в область с более низким потенциальным барьером, и основной электронный ток переключается в область эмиссионной сетки.

При введении в СПЭ металлической маски b (рисунок 2.17) с постоянным диаметром отверстий 12 мм и общей геометрической прозрачностью $\approx 30\%$, уложенной на эмиссионную сетку с размером ячейки (0,4×0,4) мм, коэффициент извлечения электронов α уменьшается прямо пропорционально геометрической прозрачности маски и при $U_0=160$ кВ и $I_a=60$ А составляет $\alpha \approx 0,6 \times 0,3 \approx 0,2$ (рисунок 5.16). Используя эмиссионную сетку с размером ячейки (0,4×0,4) мм в

диапазоне токов разряда $I_d=(10\div 100)$ А при длительности импульса тока разряда на полувывсоте $t=40$ мкс, длине ускоряющего зазора $d_0=(70\div 200)$ мм, давлении рабочего газа $p=(20\div 60)$ мПа невозможно было получить коэффициент извлечения α , по абсолютной величине превышающий значение геометрической прозрачности маски. Это связано с толщиной присеточного слоя, расчетная толщина которого в указанных диапазонах была не меньше $l=50$ мкм, что приводило к тому, что извлечение электронов осуществлялось через потенциальный барьер и частично открытую границу эмиссионной плазмы.

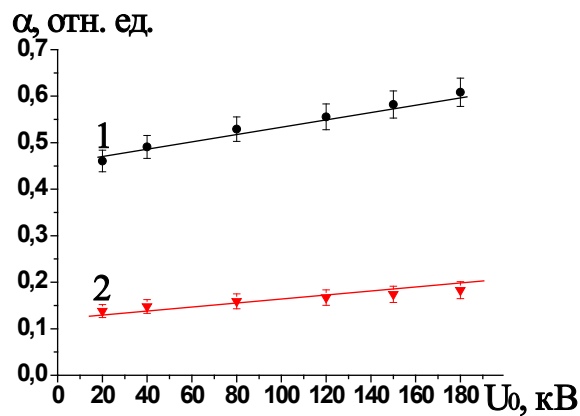


Рисунок 5.16 – Зависимость коэффициента извлечения электронов α от ускоряющего напряжения U_0 при токе разряда $I_d=40$ А: 1 – в отсутствие маски; 2 – с установленной в СПЭ маской с диаметром отверстий 12 мм: размер ячейки эмиссионной сетки (0,4×0,4) мм; длина ускоряющего зазора $d_0=140$ мм; давление аргона $p=50$ мПа; сопротивление в цепи полого анода $R_{HA}=10$ Ом

Но из [37, 38] известно, что в отличие от случая эмиссии ионов из плазмы, при отборе из плазмы электронов возможно переключение электронной компоненты тока разряда в ячейки эмиссионной сетки, хотя плазма и не остается инертной к этому отбору и реагирует на отбор из нее электронов повышением своего потенциала. Это накладывает ограничение на максимальный размер ячейки сетки, поскольку при его увеличении увеличивается коэффициент извлечения α , что приводит к все большему увеличению потенциала плазмы и связанных с этим нестабильностей токов разряда и эмиссии.

Как было отмечено, согласно формуле (1.6), наибольший коэффициент извлечения α , при котором источник электронов работает стабильно, возможен при $G=2$, когда $\alpha=0,5$. В наших экспериментах в отсутствие маски максимальное значение коэффициента α , выше которого нарушалась стабильность работы источника, составляло около $\alpha=0,7$.

Для облегчения юстировки отверстий в маске и опорной решетке при наличии переключения тока разряда в ячейки эмиссионной сетки был поставлен эксперимент, в котором отверстия в маске были уменьшены до диаметра 8 мм, а для облегчения переключения тока разряда в ячейки эмиссионной сетки, и тем самым, увеличения коэффициента извлечения α эмиссионная сетка была заменена на сетку с размером ячейки (0,6×0,6) мм.

При установке в СПЭ сетки с размером ячейки (0,6×0,6) мм, но в отсутствие маски, источник электронов работает очень нестабильно (рисунок 5.17, *слева*). При появлении высокого ускоряющего напряжения и зажигания разряда на осциллограммах импульсов токов как разряда, так и эмиссии появляются высокочастотные модуляции с частотой около (1÷2) МГц. Обнаруживается влияние высокого напряжения на форму и амплитуду тока разряда, снижение электрической прочности ускоряющего промежутка и стабильности работы источника электропитания СПЭ вплоть до выхода из строя элементов его электрических схем. Несмотря на это можно явно наблюдать увеличение коэффициента α , который при токе разряда $I_d=20$ А, ускоряющем напряжении $U_0=160$ кВ и длине ускоряющего зазора $d_0=120$ мм был около $\alpha=0,75$ (рисунок 5.18, *слева*). Это также можно объяснить увеличением площади открытой плазменной эмиссионной поверхности при том же пристеночном слое, что и при ячейке сетки (0,4×0,4) мм, поскольку измерения осуществлялись при одинаковом токе разряда и давлении рабочего газа в камере, равного $p=50$ мПа.

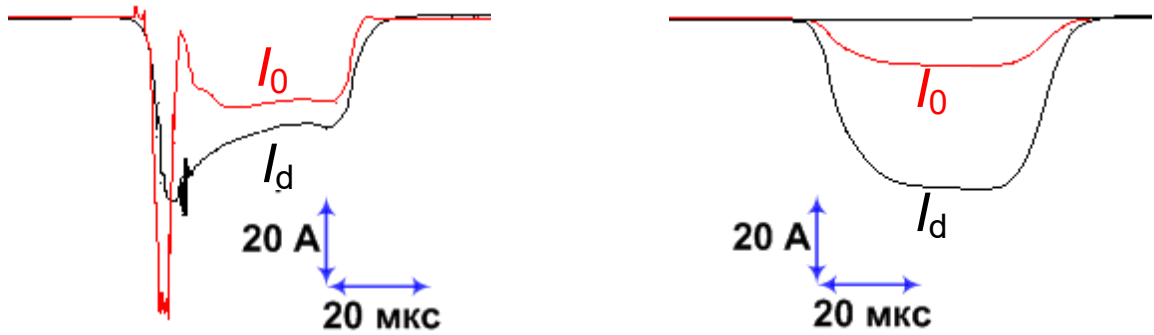


Рисунок 5.17 – Характерные осциллограммы токов разряда I_d и тока в ускоряющем промежутке I_0 при $U_0=150$ кВ: (слева) – в отсутствие маски; (справа) – с маской с отверстиями диаметром 8 мм и геометрической прозрачностью 13%, размер ячейки эмиссионной сетки $(0,6 \times 0,6)$ мм

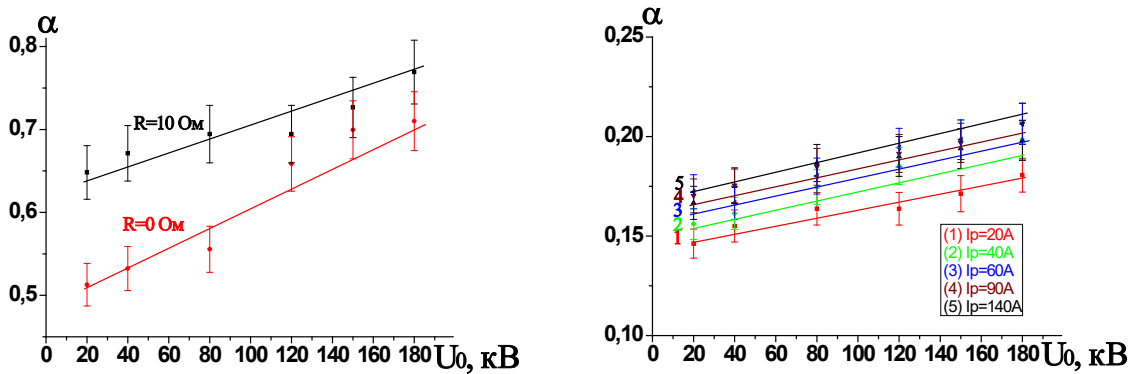


Рисунок 5.18 – Зависимости коэффициента извлечения α от ускоряющего напряжения U_0 : в отсутствие маски при токе разряда $I_d=40$ А (слева); с маской с отверстиями диаметром 8 мм и геометрической прозрачностью 13% при $R_{НА}=10$ Ом (справа): размер ячейки эмиссионной сетки $(0,6 \times 0,6)$ мм, длина ускоряющего промежутка $d_0=140$ мм, давление аргона $p=50$ мПа

При введении в СПЭ маски с диаметром отверстий 8 мм и геометрической прозрачностью равной 13%, уложенной на эмиссионную сетку с размером ячейки $(0,6 \times 0,6)$ мм, на импульсах токов разряда и эмиссии прекращаются все высокочастотные модуляции, а ускоряющее напряжение перестает влиять на форму и амплитуду импульса тока разряда (рисунок 5.17, справа). Это возвращает одно из главных преимуществ использования СПЭ, а именно обеспечивает независимую регулировку основных параметров тока пучка (амплитуда,

длительность и частота следования импульсов) за счет пропорционального изменения амплитуды, длительности и частоты следования импульсов тока разряда.

В этом случае были получены зависимости коэффициента извлечения α от ускоряющего напряжения U_0 при разных токах разряда I_d (рисунок 5.18, *справа*). Например, при $I_d=100$ А, $U_0=160$ кВ и геометрической прозрачности маски 13% достигается коэффициент извлечения $\alpha \approx 0,2$. Форма импульса тока в ускоряющем промежутке в этом случае имеет слегка нарастающую плоскую вершину при фиксированном токе разряда (рисунок 5.19).

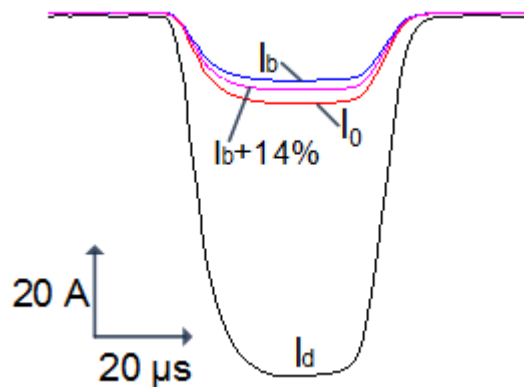


Рисунок 5.19 – Характерные оциллограммы импульсов тока разряда I_d , тока в ускоряющем промежутке I_0 , тока пучка в атмосфере I_b , а также I_b с учетом отражения электронов от алюминиевого коллектора [153] в экспериментах с установленной в эмиттер маской с отверстиями диаметром 8 мм, размером ячейки сетки (0,6×0,6) мм при ускоряющем напряжении $U_0=160$ кВ, сопротивлении в цепи полого анода $R_{HA}=10$ Ом, длине ускоряющего промежутка $d_0=140$ мм и давлении аргона $p=50$ мПа

Кроме этого, известно, что использование СПЭ, в которых эмиссия электронов осуществляется лишь с определенных участков, ограниченных эмиссионной сеткой, позволяет стабилизировать параметры генерируемого пучка [193–197]. Вероятно, это также связано с уменьшением влияния ускоряющего напряжения на параметры эмиссионной плазмы. Кроме этого, при введении в СПЭ металлической маски с низкой геометрической прозрачностью между областями генерации плазмы и ускорения электронов образуется дополнительный перепад давлений. Это было подтверждено экспериментально в

результате измерения давления рабочего газа в трех зонах установки. В электродной системе источника электронов (рисунок 5.20) устанавливалось три манометрических преобразователя марки ПМИ-2: за СПЭ Р1 (над диффузионным насосом), в плазменном катоде Р2 и в ускоряющем промежутке Р3.

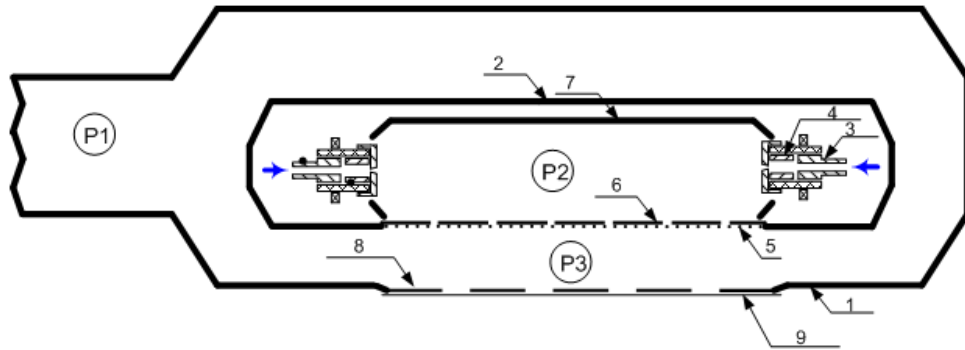


Рисунок 5.20 – Схема измерения давления в различных зонах источника электронов «ДУЭТ» тремя преобразователями марки ПМИ-2: над диффузионным насосом Р1, в плазменном катоде Р2 и в ускоряющем промежутке Р3: 1 – вакуумная камера; 2 – корпус СПЭ; 3 – поджигающий электрод; 4 – полый катод; 5 – эмиссионная сетка; 6 – металлическая маска; 7 – полый анод; 8 – опорная решетка; 9 – выводная фольга

В первом эксперименте маска в плазменном катоде отсутствовала и, используя вакуумметр ВИТ-3, были измерены показания преобразователей, которые при разных напусках рабочего газа показали практически одинаковые значения. Во втором эксперименте было показано, что при введении в СПЭ металлической маски с общей геометрической прозрачностью $\approx 13\%$, при напуске рабочего газа (аргона) с расходом $Q \approx 0,1 \text{ м}^3 \cdot \text{Па} \cdot \text{с}^{-1}$ и давлении рабочего газа в ускоряющем промежутке 20 мПа, в плазменном катоде давление было в $\approx 1,5$ раза выше и составляло $p \approx 30$ мПа. Это позволяет организовать стабильную работу СПЭ с увеличенной электрической прочностью высоковольтного ускоряющего промежутка, поскольку возможна работа при несколько пониженном напуске рабочего газа (с $Q \approx 0,1 \text{ м}^3 \cdot \text{Па} \cdot \text{с}^{-1}$ без маски до $Q \approx 0,07 \text{ м}^3 \cdot \text{Па} \cdot \text{с}^{-1}$ с маской). Если ввести количественный показатель стабильности работы источника электронов S , обратно пропорциональный количеству электрических пробоев $N_{\text{пр}}$ на 1000 импульсов тока пучка ($S = 1/N_{\text{пр}}$), то по предварительным оценкам величина S

увеличилась обратно пропорционально геометрической прозрачности маски, установленной в СПЭ. Так, стабильность была увеличена с $S \approx 2$ до $S \approx 12$.

На рисунке 5.21 (кривая 1) представлена зависимость коэффициента β , равного отношению тока в ускоряющем промежутке I_0 к току пучка I_b , выведенного в атмосферу без установленной в СПЭ маски. Видно, что по мере роста ускоряющего напряжения происходит увеличение коэффициента вывода электронного пучка из ускоряющего промежутка в атмосферу β .

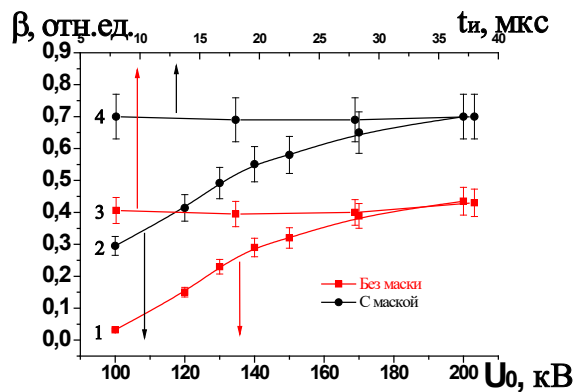


Рисунок 5.21 – Зависимости коэффициента β от величины ускоряющего напряжения и момента фиксации коэффициента β по длительности импульса $t_{и}$: 1,3 – без маски; 2,4 – с маской с отверстиями диаметром 12 мм

Сравнивая результаты эксперимента с данными, полученными в [151, 152], можно констатировать, что в отсутствие маски при увеличении ускоряющего напряжения рост коэффициента β происходит только за счет увеличения прозрачности фольги для высокоэнергетических электронов [111, 191, 192]. Таким образом, потери тока в опорной решетке в исследованном диапазоне энергий электронов пучка слабо зависят от величины ускоряющего напряжения, что можно объяснить малой угловой расходимостью сформированного электронного пучка, связанной с относительно низкой температурой электронов, извлекаемых из СПЭ. Слабая зависимость коэффициента β от момента его фиксации по длительности импульса тока пучка $t_{и}$ (рисунок 5.21, кривая 3) подтверждает стабильность работы источника электронов во всем временном диапазоне импульса тока пучка с слабо изменяющимся во времени

коэффициентом β , даже при допущении, что параметры эмиссионной плазмы несколько меняются во времени.

На рисунке 5.22 представлены продольное (*слева*) и поперечное (*справа*) распределения плотности тока по сечению пучка в экспериментах без маски, полученные при ускоряющем напряжении 150 кВ, амплитуде тока пучка 10 А, длительности импульса 40 мкс и $N=45$ импульсов тока пучка, воздействующих на мишень из винипроза. Из представленных зависимостей видно, что отклонение от среднего значения плотности тока по сечению пучка по его длинной и короткой сторонам не превышает $\pm 15\%$ и $\pm 10\%$, соответственно. Удовлетворительное совпадение результатов измерения плотности тока пучка по его сечению этими тремя методами в пределах 10% свидетельствует о достоверности полученных экспериментальных данных.

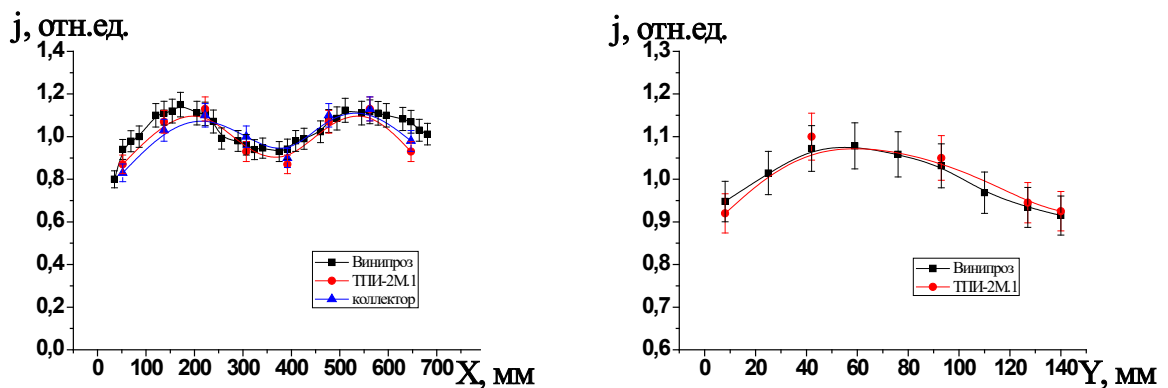


Рисунок 5.22 – Распределения плотности тока по длинной (*слева*) и короткой (*справа*) сторонам пучка, полученные в источнике электронов «ДУЭТ». Размер ячейки эмиссионной сетки (0,4×0,4) мм. Ускоряющее напряжение 150 кВ, амплитуда тока пучка 10 А, длительность импульса 40 мкс, количество импульсов тока пучка, воздействующих на мишень из винипроза, равно 45

В экспериментах по минимизации потерь в опорной решетке с установленной в СПЭ маской с отверстиями диаметром 12 мм, были получены зависимости, представленные на рисунке 5.21 (кривые 2, 4). В этом случае потери тока в опорной решётке при ускоряющем напряжении 200 кВ были уменьшены с 60% до 30%. Из данных [151, 152], при ускоряющем напряжении 200 кВ в алюминиевой фольге толщиной 30 мкм теряется около 12% электронного тока.

Можно предположить, что остальные 18% потерь приходятся как на высокоэнергетические электроны, отраженные от выпускной фольги [198], ионы, образующиеся в результате взаимодействия отраженных электронов с десорбированным газом, так и на потери пучка на опорной решетке, вызванные неидеальностью юстировки отверстий в маске и опорной решетке.

Как было описано выше, для повышения эффективности токоизвлечения из СПЭ размер ячейки эмиссионной сетки был увеличен до $(0,6 \times 0,6)$ мм, что позволило обеспечить сравнительно высокий коэффициент $\alpha \approx 0,2$ даже при уменьшении диаметра отверстий в маске до 8 мм и повысить коэффициент вывода пучка в атмосферу на 5%, достигнув при $U_0 = 200$ кВ значения $\beta \approx 0,8$. Автограф электронного пучка на винипрозе с установленной в СПЭ маской с отверстиями диаметром 8 мм, уложенной на сетку с размером ячейки $(0,6 \times 0,6)$ мм, представлен на рисунке 5.23. Результаты измерений распределения плотности тока по сечению пучка, используя винипроз, установленный с вакуумной стороны, калориметр ТПИ–2М.1 и коллектор площадью 36 см^2 , установленные в атмосфере на расстоянии 20 мм от выводной фольги, представлены на рисунке 5.24. Видно, что неравномерность распределения плотности тока по сечению пучка по его длинной и короткой сторонам не превышает $\pm 15\%$ и $\pm 10\%$ от среднего значения, соответственно, и практически повторяет распределение плотности тока по сечению пучка в отсутствие маски (рисунок 5.22). Как в наших экспериментах в отсутствие маски, так и в работах [84, 108], распределение плотности тока по сечению пучка имеет в центральной части локальные минимум и максимум по продольной и поперечной сторонам пучка, соответственно.

Теоретические оценки расфокусировки электронного пучка из-за влияния поперечных скоростей электронов были выполнены в среде «ELCUT». Данная среда позволяет оценить отклонение единичного электрона при влете его в ускоряющий промежуток с начальной скоростью в заданном направлении. Но в данной расчетной среде не учитываются релятивистские эффекты; не учитывается

пространственный заряд в уравнениях движения (аппроксимация бесконечно малым током); не учитываются физические свойства СПЭ, таким образом, все частицы в пучке имеют одинаковую точку вылета и кинетическую энергию; электростатическое поле внутри конечного элемента изменяется линейно.

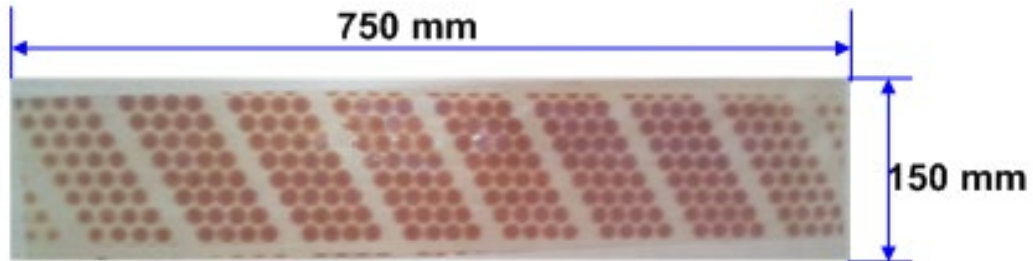


Рисунок 5.23 – Отпечаток электронного пучка на полимере (винипрозе). В плазменном катоде установлена маска с отверстиями диаметром 8 мм, размер ячейки эмиссионной сетки (0,6×0,6) мм; ускоряющее напряжение $U_0=150$ кВ, амплитуда тока в промежутке $I_0=7$ А, длительность импульса $t_{и}=40$ мкс, количество импульсов тока пучка, воздействующих на винипроз, $N=45$

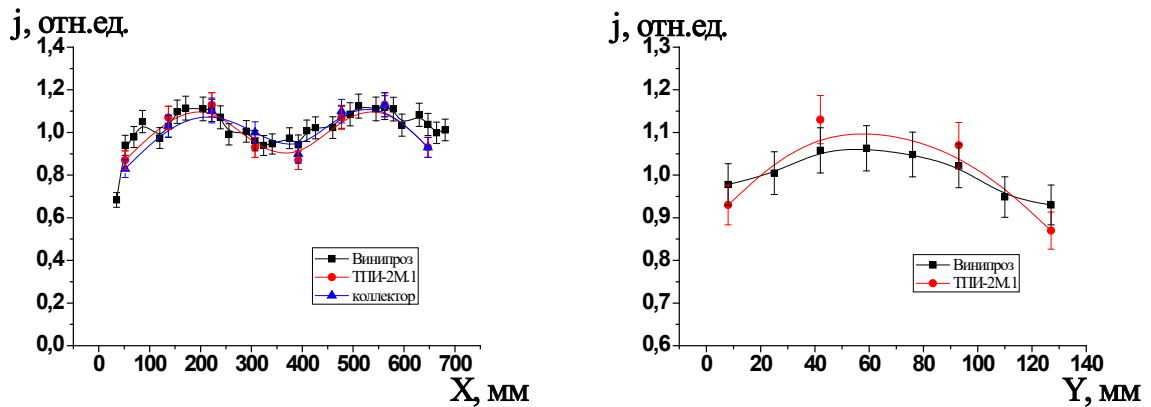


Рисунок 5.24 – Распределения плотности тока по длинной (слева) и короткой (справа) сторонам пучка, полученные в источнике электронов «ДУЭТ» с многоапертурным СПЭ с установленной в него маской с отверстиями диаметром 8 мм и размером ячейки эмиссионной сетки (0,6×0,6) мм (параметры пучка те же, что и для рисунка 5.23)

В результате расчет отклонения траектории электронов в ускоряющем промежутке осуществлялся при следующих условиях: начальная скорость 50 эВ, угол вылета начального электрона меняется в диапазоне (0÷90°) относительно оси извлечения электронного пучка. Было получено, что при таких условиях

(специально взятых с грубыми допущениями) максимальное расширение пучка составляет <3 мм. Поэтому, исходя из имеющихся отверстий в опорной решетке, диаметр которых равен 15 мм, а также с учетом необходимости снижения пространственной неоднородности плотности тока по сечению пучка отверстия в маске были выполнены с переменным диаметром отверстий. Так, несмотря на то, что уменьшение диаметра отверстий в маске облегчает юстировку отверстий в маске и опорной решетке, отверстия в маске должны иметь максимально возможный диаметр (12 мм) в местах с минимальной плотностью тока пучка, и минимальный диаметр (7 мм) – в участках с максимальной плотностью тока пучка (рисунок 5.25). Важно отметить, что такой подход позволяет организовать одновременно переменный диаметр отверстий как в продольном, так и в поперечном направлениях апертуры пучка.

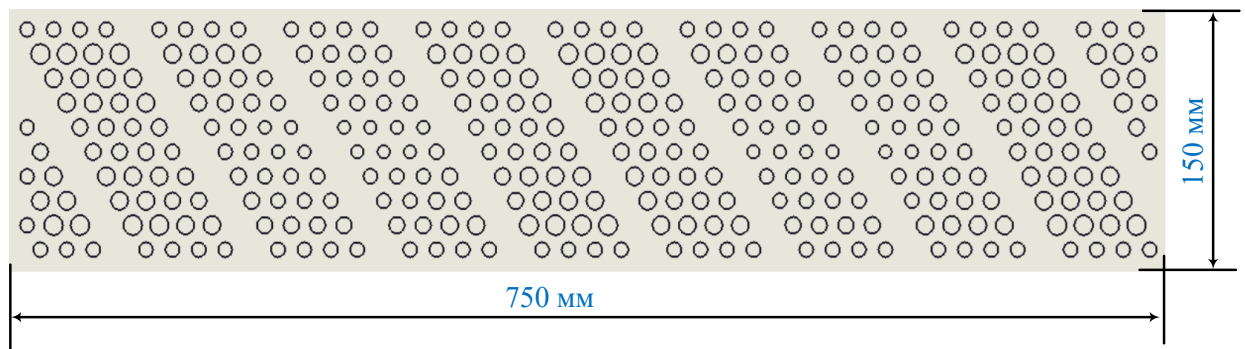


Рисунок 5.25 – Модель маски с переменной геометрической прозрачностью

Использование описанной маски с переменной прозрачностью позволило сохранить высокий коэффициент вывода тока пучка $\beta \approx 0,8$ при ускоряющем напряжении $U_0 = 200$ кВ.

Распределение плотности тока по сечению пучка, полученное в этом случае, представлено на рисунке 5.26. Видно, что увеличение отверстий в маске приводит к увеличению плотности тока по сечению пучка в местах с минимальной плотностью и уменьшению – на участках, где плотность тока была максимальна. Тем самым, показано, что в многоапертурной электронно-оптической системе с переменным диаметром отверстий неоднородность

плотности тока по сечению пучка не хуже $\pm 10\%$ и $\pm 5\%$ от средней плотности тока по длинной и короткой сторонам пучка [199].

Измерения мощности пучка, выведенного в атмосферу, используя водоохлаждаемый коллектор, описанный в Главе 2, показали, что при ускоряющем напряжении $U_0=200$ кВ, токе в ускоряющем промежутке $I_0=16$ А, длительности импульса $t=40$ мкс, частоте следования импульсов $f=50$ с⁻¹ и средней мощности пучка в ускоряющем промежутке около $P_0 \approx 6,5$ кВт из ускоряющего промежутка через выпускное фольговое окно был выведен пучок средней мощностью около $P_b \approx 5$ кВт. Дальнейшее увеличение мощности пучка было ограничено мощностью используемого в экспериментах регулятора высоковольтного источника электропитания.

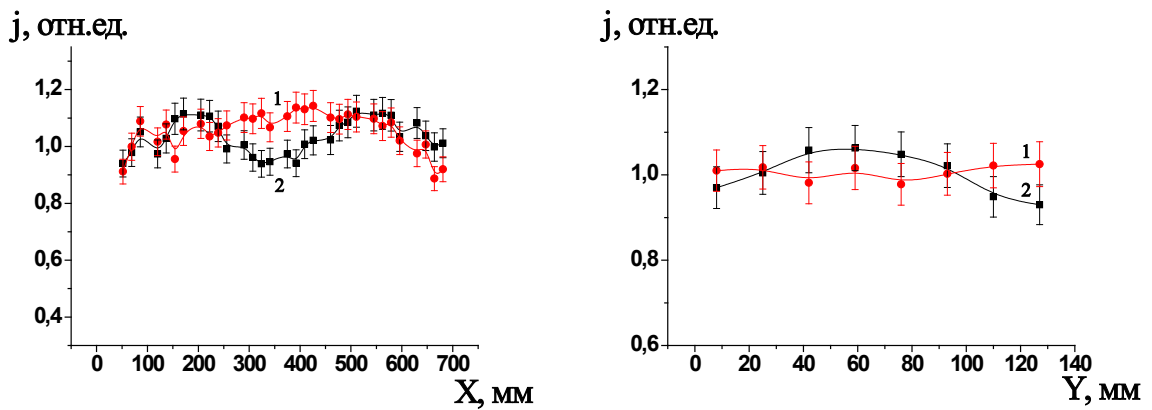


Рисунок 5.26 – Распределения плотности тока по длинной (слева) и короткой (справа) сторонам выпускного фольгового окна, полученные в источнике электронов с многоапертурным СПЭ с размером ячейки эмиссионной сетки (0,6×0,6) мм. 1 – маска с переменной прозрачностью; 2 – маска с постоянной прозрачностью и отверстиями диаметром 8 мм (параметры пучка те же, что и для рисунка 5.23)

Меньший коэффициент вывода мощности пучка в атмосферу по сравнению с коэффициентом вывода тока пучка связан тем, что часть электронов, прошедших сквозь выпускную фольгу и вышедших в атмосферу оставляют часть своей энергии в фольге в результате неупругих взаимодействий высокоэнергетических электронов с атомом кристаллической решетки материала фольги. Кроме этого, часть энергии, составляющую единицы процентов [200],

пучок теряет, проходя двухсантиметровый воздушный промежуток до водоохлаждаемого коллектора. Это приводит к расширению энергетического спектра пучка, описанному в Главе 3 (параграф 3.5).

Проведенные измерения энергетического спектра электронного пучка показали, что, к примеру, при энергии электронов 130 кэВ средняя энергия пучка составляет около (80÷90) кэВ, что проиллюстрировано на рисунке 5.27. Похожий результат с отклонением средней энергии пучка от энергии, соответствующей приложенному ускоряющему напряжению, был продемонстрирован в работе [48].

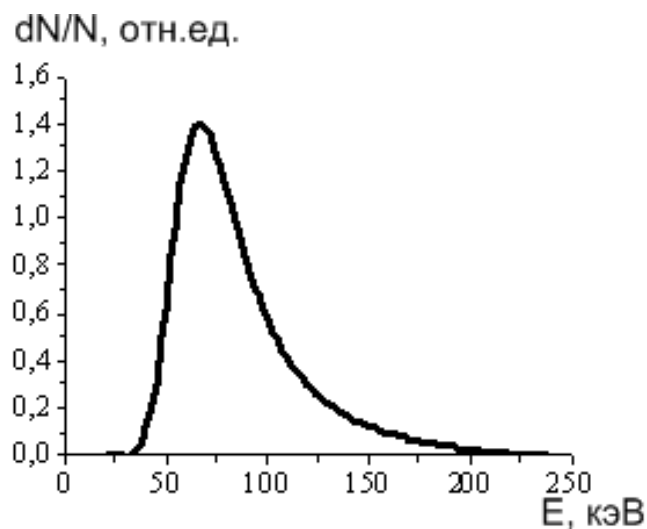


Рисунок 5.27 – Энергетический спектр электронного пучка, выведенного в атмосферу, при ускоряющем напряжении $U_0=130$ кВ и общем токе в ускоряющем промежутке $I_0=10$ А

В итоге, отсутствие маски в СПЭ приводит к тому, что часть ионного потока достигает эмиссионной сетки, выбивая вторичные электроны в количестве, пропорциональном коэффициенту вторичной ионно-электронной эмиссии, который определяется материалом маски и эмиссионной сетки, а также энергией и массой ионов [131, 132]. Другая часть ионного потока, определяемая геометрической прозрачностью эмиссионной сетки, инжектируется в эмиссионную плазму и частично достигает полого анода 7 разрядной системы. Это, во-первых, должно приводить к увеличению потенциала плазмы [34, 37, 38], а, во-вторых, к выбиванию с полого анода 7 вторичных электронов [36, 69, 70].

Все это негативно сказывается на электрической прочности ускоряющего промежутка, что обусловлено увеличением потенциала эмиссионной плазмы, неконтролируемым увеличением эмиссионного тока, связанным с ионно-электронной эмиссией, зарядкой диэлектрических включений, всегда присутствующих при использовании паромасляной диффузионной системы откачки и др. Снижение электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка сопровождается взаимозависимостью параметров пучка, поскольку процессы, происходящие в ускоряющем промежутке существенно влияют на процессы, происходящие в полой аноде, в котором генерируется эмиссионная плазма.

Таким образом, траектории электронов, эмитированных из СПЭ и практически по нормали ускоренных к выпускному фольговому окну, и траектории образованных вследствие ионизации десорбированного газа ионов, ускоренных в результате фокусировки под некоторым углом к эмиссионной сетке, существенно отличаются. Зная это, можно значительно уменьшить часть ионного потока, инжектируемого в эмиссионную плазму и приводящего к увеличению ее потенциала, что также достигается наличием в плазменном катоде маски с переменной геометрической прозрачностью (общая геометрическая прозрачность такой маски $\approx 18\%$). Но поскольку с учетом геометрической прозрачности эмиссионной сетки, равной $\approx 50\%$, суммарная геометрическая прозрачность эмиссионного электрода получается $\approx 10\%$ (когда в плазменном катоде маски нет, геометрическая прозрачность эмиссионного электрода равна геометрической прозрачности эмиссионной сетки и составляет $\approx 50\%$), преимущественная часть ионного потока участвует в ионно-электронной эмиссии. Такой способ снижения потенциала эмиссионной плазмы возвращает одно из главных преимуществ СПЭ, а именно независимую регулировку параметров пучка.

5.4 Численное моделирование генерации и вывода электронного пучка в атмосферу в источнике электронов с многоапертурным сеточным плазменным эмиттером

Распределение параметров плазмы в СПЭ источника электронов «ДУЭТ» исследовалось численно [201, 202, 203] с применением дрейфово-диффузионной модели [204], описывающей электронные плотности заряженных частиц (n_e) и их средние энергии (n_ε), как функцию времени и пространства. Уравнения переноса электронов (e) и плотности энергии (ε) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e,\varepsilon}}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_{e,\varepsilon} + \mathbf{E} \cdot \Gamma_{e,\varepsilon} &= R_{e,\varepsilon}, \\ \Gamma_{e,\varepsilon} &= -(\mu_{e,\varepsilon} \cdot \mathbf{E}) n_{e,\varepsilon} - \mathbf{D}_{e,\varepsilon} \cdot \nabla n_{e,\varepsilon}, \end{aligned} \quad (5.1)$$

где $\Gamma_{e,\varepsilon}$ – потоки электронов и энергии, $\mu_{e,\varepsilon}$ – подвижности, \mathbf{E} – электрическое поле, $\mathbf{D}_{e,\varepsilon}$ – коэффициенты диффузии, $R_{e,\varepsilon}$ – скорость ионизации и энергетические потери (или сообщение энергии) из-за неупругих столкновений. Транспортные коэффициенты (коэффициенты разряда), зависят от функции распределения электронов по энергии и вычислялись с помощью программы BOLSIG + [205].

Расчеты (рисунок 5.28), проведенные для источника «ДУЭТ», удовлетворительно согласующиеся с экспериментом, показывают, что с увеличением сопротивления R_{HA} увеличивается концентрация n_e и потенциал плазмы φ_p . Оценки показывают, что увеличение тока в ускоряющем промежутке при фиксированном токе разряда и изменении R_{HA} от 0 до 10 Ом связано с увеличением плотности хаотического тока (концентрации и температуры плазменных электронов) за счет увеличения числа отраженных от полого анода электронов, ионизирующих газ. Из представленных зависимостей видно, что изменение условий генерации эмиссионной плазмы (давления рабочего газа, тока дугового разряда или величины сопротивления R_{HA}) приводит к изменению

падения напряжения на резисторе R_{HA} , однако кратное изменение величины тока разряда приводит к незначительному изменению U_{HA} .

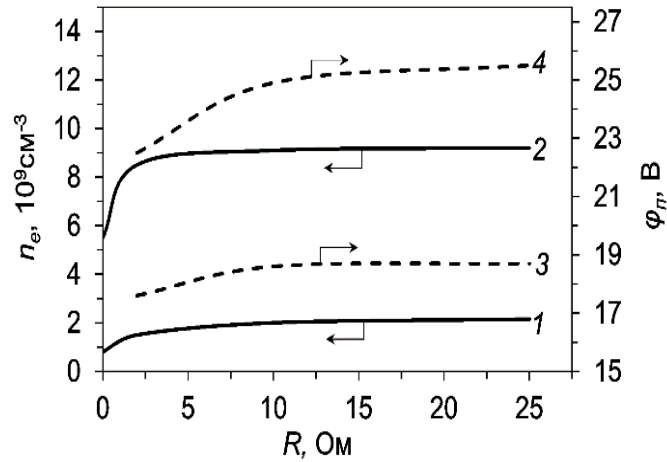


Рисунок 5.28 – Расчетные концентрация плазмы (1,2) и потенциал плазмы (3,4), соответствующие экспериментальным значениям сопротивления в цепи полого анода R_{HA} .

1, 3 – $I_d = 20$ А; 2, 4 – 90 А

Численно проведено исследование влияния площади поверхности эмиссионной сетки на параметры разрядной плазмы. В расчетах для упрощения геометрии маска была представлена в виде решетки, закрывающей равномерно поверхность сетки (рисунок 5.29).

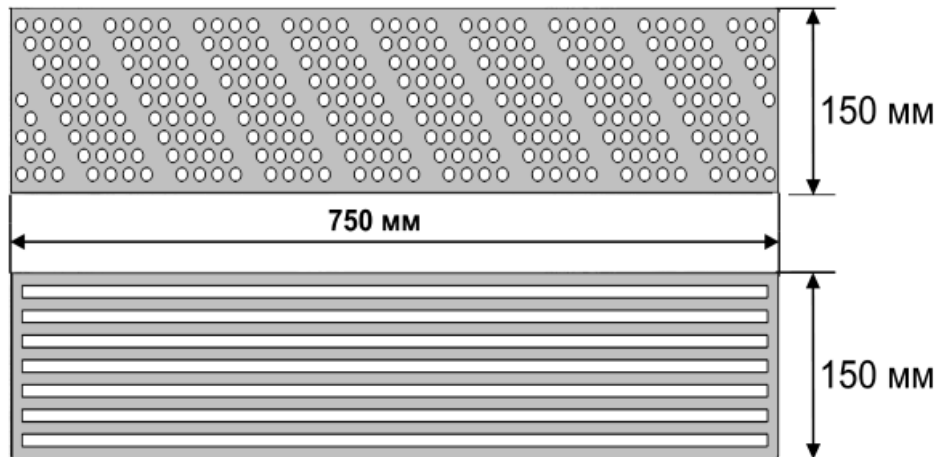


Рисунок 5.29 – Экспериментальная (сверху) и расчетная (снизу) геометрии масок

На рисунке 5.30 показаны экспериментальные и расчетные значения тока эмиссии. Из вычислений следует, что при увеличении относительной площади поверхности маски от 0 до 0,46 концентрация плазмы увеличивается с $9,2 \times 10^9$ cm^{-3} до $12,5 \times 10^9$ cm^{-3} , при этом температура плазмы и ее потенциал меняются

незначительно. Маска играет роль дополнительной поверхности разрядной полости, что оказывает влияние на параметры плазмы. Проникающее через ячейки сетки ускоряющее электрическое поле влияет на ширину пристеночного слоя l_i и соответственно на потенциал плазмы. В численных расчетах отношение $(\Phi/\Phi_m)^{4/3}(n_{im}/n_i)^{1/2} = 1,16$, поэтому ширина слоя при увеличении площади поверхности маски уменьшается в $l_i/l_{im} = 1,16$ раза, здесь Φ – отношение потенциала плазмы к (kT_e) . Поэтому отбор электронов из плазмы через потенциальный барьер, наибольшее влияние на увеличение коэффициента извлечения электронов оказывает не уменьшение l_i , а увеличение концентрации плазмы, т.е. плотности хаотического тока.

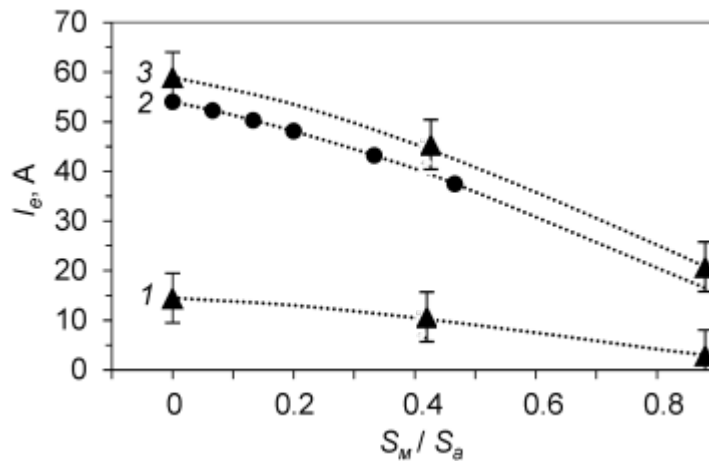


Рисунок 5.30 – Зависимость тока эмиссии от отношения площади поверхности маски к полной поверхности сетки; 1, 3 – эксперимент (размер ячейки сетки $0,6 \times 0,6$ мм), 2 – расчет,

1 – $I_d = 100$ А, 2 – 90 А, 3 – 20 А

Эмиссия с открытой поверхности плазмы происходит при условии, когда газокинетическое давление плазмы становится выше давления электростатического поля, проникающего через ячейки сетки. Стационарное положение эмитирующей электроны плазменной поверхности, граничащей с областью электрического поля, определяется условием равенства этих давлений [37, 38]. В рамках данной работы не рассматривались процессы, связанные с ионным потоком, инжектируемым в эмиссионную плазму из ускоряющего промежутка. Но эти ионы частично достигают полого анода разряда, что может

привести к локальному увеличению концентрации плазмы и увеличению потенциала плазмы в результате ионно-электронной эмиссии с поверхности полого анода. Численные оценки концентрации плазмы n_i , можно получить для равновесного состояния из уравнения баланса между скоростью ионизации ψ электронами тока разряда I_d и скоростью потерь заряженных частиц. Если определить $\psi = n_i/T_{ic}$ через диссипацию энергии электронного потока, вводимого в разрядную камеру объемом V [206, 207], то концентрация равна:

$$n_{ic} = \frac{I_d}{eV} T_{ic} \quad (5.2)$$

Полагая, что ионизация в ускоряющем промежутке обусловлена быстрыми электронами, получим оценку концентрации плазмы в ускоряющем промежутке:

$$n_{id} = \frac{(1+g)j_{em} + j_{\sigma}}{e} T_i n_a \sigma_{ie} \quad (5.3)$$

где n_a – концентрация газа, σ_{ie} – сечение ионизации, T_i, i_c – время выхода ионов из пространства взаимодействия. При токе разряда $I_d=90$ А и давлении в разрядной камере и ускоряющем промежутке $p=0,03$ Па, токе эмиссии $I_{em}=54$ А плотность плазмы в разрядной камере (формула (5.2)) $n_{ic} = 1,2 \times 10^{10}$ см⁻³, плотность плазмы в ускоряющем промежутке (формула (5.3)) $n_{id} = 3 \times 10^7$ см⁻³. Результаты расчетов с применением численной модели показаны на рисунке 5.28 и рисунке 5.31: $n_{ic} = 9 \times 10^9$ см⁻³, $n_{id} = 1,3 \times 10^7$ см⁻³, плотность электронного пучка у поверхности фольги $n_{id}=0,5 \times 10^6$ см⁻³. Концентрация плазмы имеет неоднородное распределение в ускоряющем промежутке (рисунок 5.31).

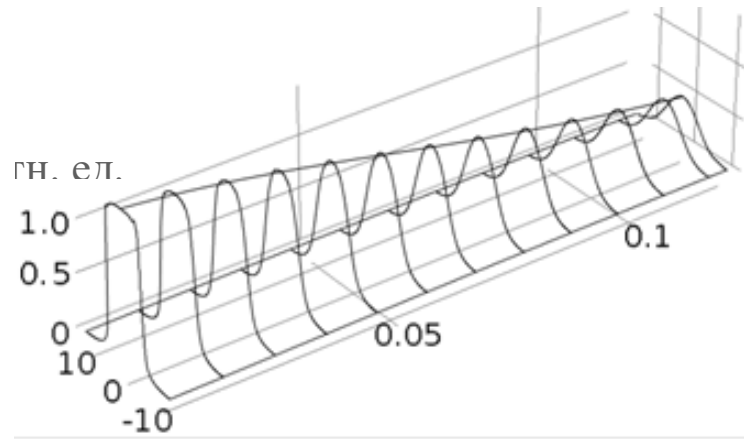


Рисунок 5.31 – Расчетное распределение концентрации плазмы в поперечном сечении в ускоряющем промежутке источника электронов «ДУЭТ»

Для исследования энергетических потерь пучка рассмотрим модель для токов в ускоряющем промежутке, согласно формуле (1.9). Подход к данной формуле, описанный в Главе 1, оставим прежним, однако заменим коэффициент извлечения электронов из СПЭ в ускоряющий промежуток на эффективный коэффициент извлечения, включающий в себя эмиссию за счет ионно-электронных процессов в пространстве СПЭ, а также учтем, что ускоренные электроны частично отражаются от выводной фольги. Тогда формулу (1.9) можно записать в виде:

$$I_0 = I_{em} + I_{i2} \cdot (1 + (1 - \Gamma) \cdot \gamma_2) - I_g \quad (5.4)$$

здесь I_g – ток электронов, отраженных от фольги с коэффициентом отражения g . Ток I_{i2} равен сумме ионных токов, образованных в результате: ионизации быстрыми электронами десорбированного на поверхности выводной фольги и опорной решетки остаточного и рабочего газа (I_{if}), объемной ионизации газа электронами, эмитируемыми из разрядной полости ($I_{i,em}$) и отраженными от фольги (I_{ig}). Ток (5.4) можно записать в виде:

$$I = I_{em} + (\Delta + 1)(I_{i,em} + I_{if} + I_{ig}), \quad (5.5)$$

$\Delta = \gamma_2 \cdot s$, γ_2 – коэффициент ионно-электронной эмиссии с металлической поверхности сетки, s – отношение площади металлической поверхности сетки к сечению пучка (для простоты считаем, что оно одинаковое для всех потоков

заряженных частиц). Согласно закону непрерывности тока, электронный ток плазмы равен ионному току $I_e = I_i$ и в отсутствие маски относительные потери пучка при прохождении фольги определяются отношением:

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{I_i}{I_{em} + (\Gamma + 1)I_i} \quad (5.6)$$

Здесь не учитываются отраженные от фольги электроны с током gI_{em} , так как они движутся в тормозящем поле и вблизи сетки отражаются обратно, на фольге или опорной решетке отражается ток g^2I_{em} и т. д. То есть вкладом отраженных электронов в полный ток и потерями, вызванными этими электронами, можно пренебречь. Однако следует учесть вклад ионного тока, образованного этими осциллирующими электронами в результате объемной ионизации и вторичной ионно-электронной эмиссии с поверхности сетки: $I_{ig} = 2(g + g^2 + g^3 + \dots)I_{em}F(p, \gamma_2)$, где функция F определяется согласно модели [208], учитывающей баланс токов в плазменном канале, создаваемом электронным пучком при его транспортировке, и вторичную ионно-электронную эмиссию с поверхности эмиссионного электрода в электродной системе с СПЭ:

$$F = \frac{T_i K n_a}{1 - T_i K n_a \left(\gamma + \frac{K_e}{K} \right)} \quad (5.7)$$

T_i – время выхода ионов из ускоряющего промежутка, K и K_e – коэффициенты ионизации быстрыми и плазменными электронами. Ионный ток в ускоряющем промежутке зависит от коэффициентов отражения и вторичной эмиссии, давления газа:

$$I_{i2} = \left[1 + 2(\Gamma + 1) \frac{g}{1 - g} \right] I_{em} F(p, \gamma_2) + I_{if} \quad (5.8)$$

Из отношения (5.6) видно, что чем меньше ионный ток, тем меньше потери тока, учитывая, что $s = 1 - \alpha$, для $\gamma_2 = 2$ потери 10 % будут при ионном токе $I_i/I_{em} = 0,12$. Важно отметить, что при наличии в эмиттере маски роль ионов, рожденных в результате ионизации десорбированного, рабочего и остаточного газов любыми высокоэнергетическими электронами, возрастает, поскольку в этом случае $s \rightarrow 1$,

а $\Delta \rightarrow \gamma_2$. Как показали численные расчеты, распределение плотности плазмы в ускоряющем промежутке неоднородное (рисунок 5.31) из-за неоднородности в ускоряющем промежутке скоростей электронов, а также диффузии плазмы, которая приводит к радиальному расширению плазмы. Ионы имеют распределение по энергии, приобретаемой ими в ускоряющем поле на разных расстояниях от сетки. Количество вторичных электронов зависит от скорости ионов (коэффициента вторичной эмиссии), бомбардирующих эмиссионный электрод, поэтому и от их распределения по энергии. В этом случае радиальное расширение плазмы приведет к дополнительным потерям части вторичных электронов, которые теряются на решетке и не попадают на фольгу. Проведенные численные расчеты удовлетворительно согласуются с [209, 210].

В результате численными методами продемонстрирована возможность эффективной генерации, транспортировки и вывода пучка в атмосферу на высокоэнергетическом ускорителе электронов «ДУЭТ», что позволяет формировать широкие ($\sim 1000 \text{ см}^2$) интенсивные (десятки-сотни ампер) электронные пучки, плотность тока которых может достигать уровня $0,1 \text{ А/см}^2$ с неоднородностью $\pm(5\div 10) \%$, а коэффициент вывода достигать уровня $\beta=0,8$ при точной юстировке отверстий в маске и опорной решетке выпускного фольгового окна, что выдвигает источники электронов такого типа на новый уровень технологического развития, расширяя диапазон параметров генерируемого электронного пучка, невозможный или сложно реализуемый при использовании источников электронов другого типа.

5.5 Выводы

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Экспериментально и теоретически продемонстрировано, что снижение пространственной неоднородности плотности эмиссионного тока в источниках электронов с СПЭ является одним из способов повышения электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка, а,

следовательно, расширения диапазона параметров генерируемого электронного пучка. Так, наличие одного плазмогенератора, расположенного на аксиальной оси симметрии СПЭ приводит к распределению плотности тока пучка на мишени близкого к гауссовскому, а также к невозможности или сложности реализации использования эмиссионных сеток общей площадью десятки квадратных сантиметров. Переход к многодуговой системе СПЭ позволяет увеличить площадь эмиссии до сотен квадратных сантиметров и достичь в ускоряющем промежутке тока килоамперного уровня с энергией уровня 100 кэВ, что достигается за счет снижения плотности тока эмиссии с десятков до единиц А/см^2 . Мощность и энергия электронного пучка в источнике «Килоампер» при этом достигает уровня 50 МВт и 5 кДж, соответственно (в отличие от источника «СОЛО», где мощность и энергия пучка не превышает 10 МВт и 1 кДж).

2. Показано, что для повышения устойчивости работы СПЭ, формирующего пучки большого сечения, целесообразно плазменную эмиссионную поверхность разделить на множество эмиссионных участков меньшей площади с помощью специальной маски, укладываемой на эмиссионную сетку. Это позволяет при использовании более крупных ячеек сетки и оптимизации конфигурации маски, перераспределить ток разряда преимущественно в ячейки эмиссионной структуры, увеличив плотность эмиссионного тока и повысив коэффициент извлечения электронов из СПЭ α , а, следовательно, повысив эффективность эмиттера в целом.

3. Экспериментально продемонстрирована принципиальная возможность повышения стабильности работы источника электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления и выводом генерируемого пучка в атмосферу, заключающаяся в снижении количества электрических пробоев ускоряющего зазора, в результате перехода к многоапертурной электронно-оптической системе, что достигается за счет введения в СПЭ металлической маски, конфигурация отверстий в которой повторяет конфигурацию отверстий в опорной решетке, однако имеет переменную геометрическую прозрачность из

условия, что площадь отверстия в маске должна быть обратно пропорциональна плотности плазмы в области эмиссии электронов. Повышение электрической прочности ускоряющего промежутка и стабильности работы источника электронов в целом происходит благодаря почти двукратному снижению потерь тока пучка на ребрах опорной решетки выпускного окна, кратному выравниванию распределения плотности тока по сечению пучка площадью $\approx 1000 \text{ см}^2$ по его длинной и короткой сторонам одновременно, организации дополнительного перепада давления между пространством СПЭ и ускоряющим промежутком, а также в результате уменьшения доли ускоренных ионов в пространстве СПЭ и сопутствующих им процессов (локальный рост концентрации эмиссионной плазмы, рост ее потенциала и др.). Коэффициент вывода пучка в атмосферу превышает геометрическую прозрачность выпускного фольгового окна и при ускоряющем напряжении $U_0=200 \text{ кВ}$ достигает значения $\beta \approx 0,8$, а стабильность работы источника электронов, измеряемая через коэффициент $S=1/N_{\text{пр}}$, где $N_{\text{пр}}$ – количество электрических пробоев ускоряющего промежутка на 1000 импульсов тока пучка, была увеличена с $S \approx 2$ до $S \approx 12$. Средняя мощность пучка, выведенного в атмосферу достигала 5 кВт при длительной непрерывной работе источника электронов (несколько часов).

4. Проведенные численные исследования и эксперименты в источнике электронов «ДУЭТ» показывают, что характеристики разрядной плазмы (концентрация, температура и потенциал плазмы) зависят не только от величины тока разряда, но и от сопротивления в цепи полого анода и площади маски. Введение в СПЭ маски с отверстиями, конфигурация которых повторяет конфигурацию отверстий в опорной решетке выпускного фольгового окна с достижением соосной плоскопараллельной геометрии ускоряющего промежутка позволяет минимизировать потери тока пучка в опорной решетке выпускного окна. Основные энергетические потери пучка в многоапертурной электронно-оптической системе связаны с неточностью юстировки отверстий в маске и опорной решетке выпускного окна, однако также потери связаны с ионным током,

который обусловлен ионизацией быстрыми электронами десорбированного на поверхности выводной фольги и опорной решетки остаточного и рабочего газов, а также ионизацией газа электронами, эмитируемыми из разрядной полости, и электронами, отраженными от фольги. Важно отметить, что траектория ионов отличается от траектории электронов, эмитированных из СПЭ, что приводит к рождению γ -электронов в тех местах поверхности эмиссионного электрода, с которого эти электроны ускоряются и бомбардируют опорную решетку, не имея возможности выйти в атмосферу. К дополнительным потерям могут привести также неоднородность распределения плотности плазмы в ускоряющем промежутке и радиальное расширение плазмы вблизи маски, а также распределение по энергии, приобретаемой ионами в ускоряющем поле на разных расстояниях от сетки. В оценках не рассматривались процессы в СПЭ, связанные с ионным потоком из ускоряющего промежутка в силу его малости, однако эти процессы могут приводить как к локальному увеличению концентрации эмиссионной плазмы, так и к увеличению потенциала плазмы в результате ионно-электронной эмиссии с поверхности полого анода.

ГЛАВА 6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ С СЕТОЧНЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ЭМИТТЕРАМИ НА ОСНОВЕ ДУГИ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Источники электронов находят широкое применение в разных областях, а конкретный тип их использования определяется технологическими возможностями источников конкретного типа и диапазоном параметров генерируемого электронного пучка. Кроме этого, надо отметить, что в подавляющем большинстве случаев только стабильная генерация электронного пучка делает возможным его использование, поскольку определяет повторяемость процесса облучения объекта воздействия. Такое же требование предъявляется ко всем источникам электронов, в том числе и к источникам с СПЭ. Последние также широко используются в научных и технологических целях, а расширение параметров пучка в таких источниках открывает перед ними новые технологические возможности. В данной Главе приводятся несколько примеров использования разработанных, созданных и усовершенствованных источников электронов с СПЭ.

6.1 Модификация поверхности силумина модулированным субмиллисекундным электронным пучком

Заэвтектический силумин – один из видов сплавов алюминия с кремнием, отличительной особенностью которого является повышенное содержание кремния (выше 13%). Благодаря сочетанию таких свойств как малый вес, высокая коррозионная стойкость, низкий коэффициент теплового расширения, относительно высокая прочность, износостойкость и высокие литейные свойства заэвтектический силумин занимает ведущие позиции во многих отраслях, в том числе в машино- и авиастроении [211–214]. Именно увеличение доли кремния в сплаве позволяет повысить такие свойства как твердость и жаропрочность. Однако вместе с этим появляется и существенная проблема, которая связана с

повышением хрупкости материала, вызванной присутствием пластин кремния, формирующихся при кристаллизации, а также наличием примесей (Fe, Mn, Cu и т.д.), образующих интерметаллиды [31, 215].

Как правило, способом улучшения свойств поверхности является модификация поверхностного слоя силумина за счет введения модификаторов таких, как бериллий, ниобий, кобальт и т.д. [216–218]. Данный метод также имеет свои ограничения, связанные с высокой стоимостью и токсичностью модифицирующих материалов. Альтернативным методом улучшения эксплуатационных свойств поверхности металлических материалов, позволяющим значительно повысить механические и трибологические свойства их поверхности, при этом сохранив структурно-фазовое состояние основного объема, является использование импульсных электронных пучков. По сравнению с лазерным излучением или ионными пучками, данный метод обладает более высокой энергетической эффективностью, хорошей воспроизводимостью, высокой локальностью распределения энергии в приповерхностном слое обрабатываемого материала и высокой частотой следования импульсов [219–221]. По этой причине источники импульсных интенсивных электронных пучков вызывают большой интерес и являются перспективными для использования в области обработки поверхности различных материалов.

В ходе ранее проведенных исследований было выявлено, что высокие скорости нагрева (до 10^9 К/с) до температур плавления и последующего сверхбыстрого охлаждения приповерхностного слоя за счет теплоотвода в основной объем материала со скоростями ($10^4 - 10^9$ К/с) приводят к формированию нанокристаллической структуры толщиной единицы – десятки микрометров. Как следствие, формирование подобной структуры приводит к увеличению микротвердости и, соответственно, износостойкости. Возможно, замедление скорости снижения температуры на стадии кристаллизации расплавленного слоя будет приводить, во-первых, к снижению остаточных напряжений и, во-вторых, к распаду пересыщенного кристаллизующегося

твердого раствора с образованием упрочняющих материал фаз. Исходя из этого, режимы облучения были выбраны таким образом, что после расплавления поверхности продолжается вклад энергии в образец в течение фиксированного времени, с целью поддержания температуры поверхности образца на уровне около температуры плавления силумина (600°C) (см. Главу 3) [222, 223].

В качестве материала исследования был использован заэвтектический силумин с содержанием кремния 22 вес.% (AlSi18). Облучение поверхности образцов проводилось на установке «СОЛО». Образцы данного материала размером $15 \times 10 \times 5$ мм были зафиксированы на поверхности стола-манипулятора с помощью тонких полосок из нержавеющей стали.

Были выбраны следующие режимы обработки (таблица 6.1): квазипрямоугольный импульс тока пучка амплитудой 80 А длительностью 200 мкс при ускоряющем напряжении 15 кэВ с плотностью энергии пучка 20 Дж/см^2 ; тот же прямоугольный импульс с дальнейшей стабилизацией температуры поверхности на уровне 600°C в течение 400 мкс; прямоугольный импульс с дальнейшей стабилизацией температуры на уровне 600°C на протяжении 800 мкс [175]. Контроль и стабилизация температуры поверхности образца осуществлялись в результате использования модулированного электронного пучка (см. Главу 3).

Элементный состав и морфологию формирующихся фаз поверхностного слоя образцов заэвтектического силумина, подвергнутых облучению интенсивным импульсным электронным пучком, изучали методами сканирующей электронной микроскопии.

В результате термической электронно-пучковой обработки в поверхностном слое силумина происходит частичное залечивание микропор и микротрещин. На рисунке 6.1 представлена структура до и после облучения поверхности материала. Концентрация кремния в поверхностном слое образца составляет 36,4 % и превышает его концентрацию в исходном образце, что, вероятно, связано с частичным испарением алюминия.

Выполнен анализ прочностных (микротвердость) и трибологических (износостойкость, коэффициент трения) свойств (рисунок 6.2) поверхностного слоя силумина, обработанного высокоинтенсивным электронным пучком в разных режимах. Показано, что твердость поверхности образца, облученного в режиме 20 Дж/см^2 , 200 мкс и с временем удержания температуры на уровне 600°C в течение 800 мкс превышает микротвердость исходного образца в 2,2 раза, а скорость износа снизилась в 3,7 раз. Очевидно, что увеличение прочностных и трибологических свойств облученного силумина с ростом времени обработки обусловлено соответствующим изменением структуры и фазового состава поверхностного слоя материала.

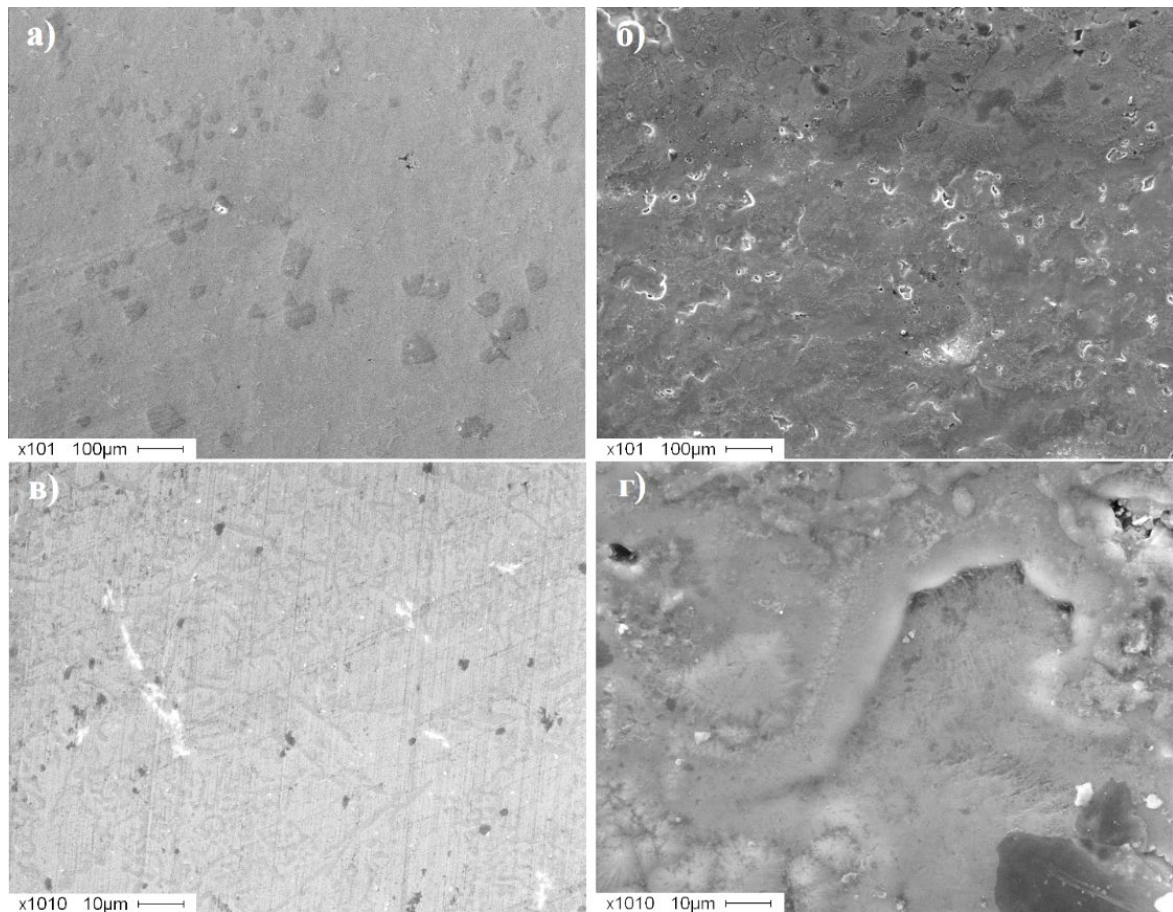


Рисунок 6.1 – Структура силумина в литом состоянии (а, в) и после облучения импульсным электронным пучком (20 Дж/см^2 , 200 мкс, время удержания 800 мкс) (б, г)

Таблица 6.1 – Режимы облучения силумина

№ режима	Плотность энергии, Дж/см ²	Длительность основного импульса, мкс	Время удержания, мкс	Температура удержания, °С
1	20	200	800	600
2	20	200	400	600
3	20	200	-	
4	Исходный образец			

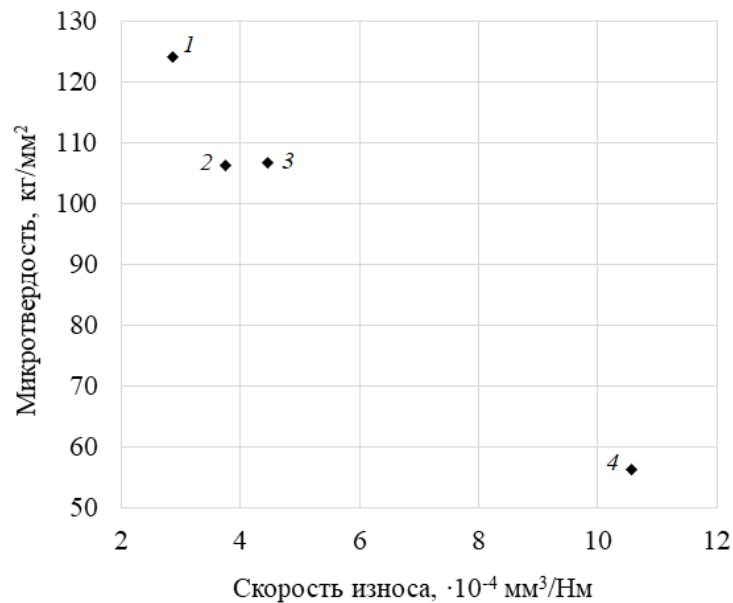


Рисунок 6.2 – Поле корреляций, связывающее микротвердость и параметр износа поверхностного слоя образцов силумина, режим облучения которых указан в таблице 6.1.

6.2 Инжекция субмиллисекундного электронного пучка в магнитную пробку на установке «ГОЛ-3»

На протяжении длительного времени в ИЯФ СО РАН проводятся эксперименты с инъекцией мощного электронного пучка в плазму линейных магнитных ловушек для целей управляемого термоядерного синтеза. Показано, что в такой плазме развивается ленгмюровская турбулентность, приводящая к повышению температуры электронной компоненты плазмы, подавлению продольной теплопроводности, генерации мощного электромагнитного излучения в субтерагерцовом диапазоне длин волн [224, 225]. Осевая инъекция мощного

субмиллисекундного пучка электронов рассматривается также как инструмент МГД-стабилизации плазмы в открытой ловушке за счет воздействия на плазму отрицательного заряда пучка, приводящего к азимутальному дрейфовому вращению плазменного столба в продольном магнитном и в радиальном электрическом поле пучка [226, 227].

Вышеперечисленные задачи определяют следующие требования к параметрам электронного пучка: энергия частиц до 100 кэВ, мощность пучка ($5 \div 20$) МВт при длительности импульса в субмиллисекундном диапазоне и выше, диаметр пучка несколько сантиметров при удовлетворительной ($\pm 30\%$) неоднородности плотности тока по сечению пучка. Чтобы снизить до приемлемого уровня плотность энергии потока плазмы, приходящего из экспериментальной камеры на источник электронного пучка, последний должен быть размещен в концевом вакуумном баке линейной плазменной системы – расширителе потока, в области, где магнитное поле спадает в ≈ 100 раз относительно поля в основном соленоиде установки. При этом электронный пучок со сравнительно невысокой плотностью тока эмиссии ($\sim 10^4$ А/м²) при инжекции в камеру будет адиабатически сжиматься в нарастающем магнитном поле, достигая необходимой плотности тока в области соленоида с максимальной величиной магнитного поля и на мишени.

С учетом этих обстоятельств, в ИЯФ СО РАН при разработке источника такого пучка была выбрана концепция с использованием плазменного эмиттера электронов на основе дугового разряда низкого давления. Применение дугового плазменного эмиттера представляется в данном случае целесообразным и перспективным в силу ряда очевидных достоинств: инженерной простоты, относительной нечувствительности к вакуумным условиям, возможности взаимно независимого изменения тока эмиссии и энергии ускоренных электронов, а также возможности достижения больших эмиссионных токов. Для экстракции и ускорения электронов была применена многоапертурная электронно-оптическая система диодного типа (далее по тексту обозначаемая как ЭОС №1)

(рисунок 6.3, а). Источник электронного пучка в этом случае размещался в вакуумном баке с типичным давлением остаточного газа $\sim 6 \cdot 10^{-4}$ Па. Квазиоднородное ведущее магнитное поле $\sim 0,01$ Т в районе источника создавалось с помощью системы обмоток 1, расположенных на внешней поверхности бака. Магнитное поле в экспериментальной камере, присоединенной к баку источника электронного пучка, достигало максимальной величины 0,4 Тл. Конструкция дугового генератора принципиально не отличалась от описанной в работах [86, 228]. Напуск газа (Ar) производился импульсным электромагнитным клапаном в количестве $\approx 4 \cdot 10^{18}$ молекул при длительности импульса напуска не более 1 мс. Дуга поджигалась через 0.35 мс после подачи питания на клапан. Включение дугового разряда производилось за 150 мкс до подачи импульса ускоряющего напряжения. Ток эмиссии регулировался током дугового разряда. Эмиссионный электрод представлял собой изготовленную из молибдена «решетку» с 241 отверстием диаметром 3 мм, просверленными в гексагональном порядке внутри окружности диаметром 83 мм (прозрачность решетки 35%) (рисунок 6.3, б). Отверстия диаметром 4 мм в экстрагирующем электроде 4, также изготовленном из молибдена, располагались строго соосно с отверстиями в эмиссионном электроде. Величина диодного зазора составляла 10 мм. При работе источника пучка импульс ускоряющего напряжения ~ 100 кВ формировался частичным разрядом высоковольтного емкостного накопителя с помощью двух многозазорных искровых разрядников. Длительность импульса в диапазоне $t = (0,1 \div 2)$ мс задавалась временем включения срезающего (crowbar) разрядника, либо ограничивалась вследствие развития пробоя в диодном промежутке (в этом случае срезающий разрядник срабатывал в момент пробоя, предотвращая повреждение электродов дугой).

Ускоренный пучок транспортировался в ведущем магнитном поле, подвергаясь адиабатическому сжатию по плотности тока с коэффициентом $R = 30 - 60$, и затем поглощался в цилиндре Фарадея 6, расположенном вне соленоида на выходе экспериментальной камеры. Для измерения распределения плотности тока

по сечению, пучок мог быть перекрыт плоским металлическим коллектором 7 с помощью подвижного вакуумного ввода. Рентгеновское изображение пучка на коллекторе конвертировалось в видимый свет с помощью люминесцентного экрана $Gd_2O_2S:Tb$, наклеенного на обратную сторону коллектора, и фотографировалось с помощью 45-градусного зеркала цифровой камерой SDU-286 с ПЗС-матрицей SONY ICX285AL (1392×1032 пикселей). Более детальное описание изображающей рентгеновской диагностики дано в работе [229].

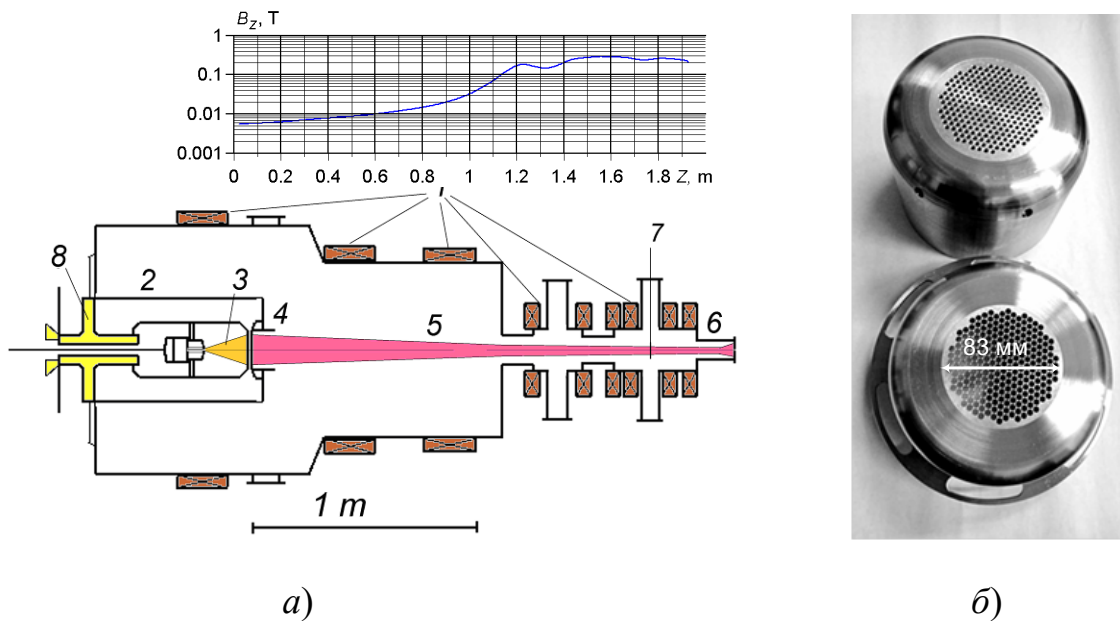


Рисунок 6.3 – *а* – эксперимент по транспортировке электронного пучка в магнитном поле при использовании ЭОС №1: сверху – распределение магнитного поля по длине; внизу – геометрия эксперимента: 1 – катушки магнитного поля; 2 – мультиапертурный источник пучка; 3 – эмитирующая плазма; 4 – лайнер; 5 – электронный пучок; 6 – приемник пучка (цилиндр Фарадея); 7 – мишень с люминофором на подвижном вакуумном вводе; 8 – изолятор. *б* – общий вид катодного (сверху) и анодного (снизу) электродов мультиапертурного диода

Такая конструкция ЭОС легко позволяет получать пучки с большим поперечным сечением, при этом обеспечивая малые питч-углы электронов в отдельной элементарной «струйке». Это дает возможность осуществить магнитное сжатие пучка по плотности тока в десятки раз. Испытания источника продемонстрировали следующие максимальные параметры пучка: энергия электронов до 110 кэВ, ток эмиссии около 100 А, длительность импульса тока до

1 мс. Однако в ходе экспериментов было обнаружено, что инжекция пучка в магнитном поле пробочной конфигурации и интенсивное воздействие пучка на поверхность мишени могут приводить к значительному сокращению длительности импульса тока инжекции вследствие электрического пробоя диодного промежутка. Одной из главных причин пробоя, по-видимому, является появление в системе обратного потока высокоэнергетических электронов вследствие отражения части тока пучка от магнитной пробки и от поверхности облучаемой металлической мишени. Отраженные электроны бомбардируют обратную сторону анодного электрода, что ведет к образованию плазмы на его поверхности, а также проникают сквозь анодные апертуры в ускоряющий зазор, искажая электронную оптику и увеличивая осаждение тока ускоряемого пучка на анодный электрод. Наряду с отраженными электронами, в диод поступает обратный поток ионов из плазмы, возникающей при ионизации электронным пучком остаточного газа в транспортном канале, а также плазмы, формирующейся на мишени и на анодном электроде. Ускоренные в зазоре ионы бомбардируют катодный электрод по краям эмиссионных апертур, вызывая эмиссию вторичных электронов, ускоряемых в зазоре и вызывающих рост пучковой нагрузки на поверхность анода. Таким образом, в условиях диода с высокой напряженностью электрического поля ($E \sim 10^7 \text{ Вм}^{-1}$) эти обратные потоки частиц могут приводить к развитию межэлектродных лавинных процессов и, в конечном итоге, к пробоя диода. Поэтому, для увеличения длительности импульса тока пучка представляют интерес альтернативные схемы его генерации в плазмоэмиссионных системах, в которых была бы снижена вероятность развития межэлектродных лавинных процессов, инициируемых обратным потоком частиц, а возникновение анодной плазмы было бы не столь критично для работы диода.

Поскольку в ИСЭ СО РАН была неоднократно продемонстрирована возможность генерации субмиллисекундных интенсивных электронных пучков в источниках электронов с СПЭ на основе дуги низкого давления и плазменным

анодом с открытой границей плазмы [32, 128, 135, 165, 188], то было принято решение продемонстрировать возможности таких источников для решения описанной выше задачи [230, 231]. Так как ускорение электронов в таких источниках происходит в слое между эмиссионной плазмой, граница которой стабилизирована мелкоструктурной металлической сеткой, и открытой границей анодной плазмы, которая нарабатывается самим электронным пучком, то в данной схеме отсутствует металлический многоапертурный анодный электрод. Однако для образования плазменного анода требуется выполнение специфических условий, в частности, поддержание давления рабочего газа в дрейфовой камере не ниже определенного уровня (около $2 \cdot 10^{-2}$ Па для аргона). Кроме этого, до проведения данных экспериментов не исследовалась возможность магнитной компрессии таких пучков при коэффициенте компрессии по потоку $R > 5$.

Для дальнейшего расширения параметров генерируемого электронного пучка была разработана другая диодная система (ЭОС №2) (рисунок 6.4), в которой многоапертурная «решетка» в эмиссионном электроде была заменена на круглое окно диаметром 80 мм, перекрытое мелкоструктурной сеткой из нержавеющей стали с размером ячейки около $(0,35 \times 0,35)$ мм и прозрачностью $\sim 50\%$ (рисунок 6.4, б). Находившийся под «земляным» потенциалом анодный электрод 4 представлял собой диафрагму, совмещенную с трубой дрейфа из нержавеющей стали диаметром 90 мм и длиной 350 мм. Минимальное расстояние между эмиссионным электродом 3 и анодной трубой 4 составляло 45 мм. За исключением новой системы электродов, все остальные элементы конструкции источника (генератор дуговой плазмы, полый анод, системы напуска и электропитания и др.) были оставлены без изменений.

При работе с каждым типом ЭОС, после ее установки в камеру, производилась тренировка источника пучка с постепенным подъемом ускоряющего напряжения и тока эмиссии в течение $\sim 10^2$ рабочих импульсов. В экспериментах регистрировалось напряжение на диоде U_0 , ток в ускоряющем

промежутке (ток диода) I_0 и ток на цилиндр Фарадея (ЦФ) I_{FC} . В экспериментах с ЭОС №2, кроме того, измерялся ток на анодную трубу I_a . Поскольку в предварительных экспериментах было установлено, что в режимах работы, где длительность импульса тока пучка ограничивается пробоем диода, эта длительность имеет обратную зависимость от величины тока эмиссии, то сопоставление достижимых параметров пучка для двух типов ЭОС проводилось на базе равной длительности импульсов при одинаковых прочих условиях эксперимента (вакуум, параметры магнитного поля, и др.).

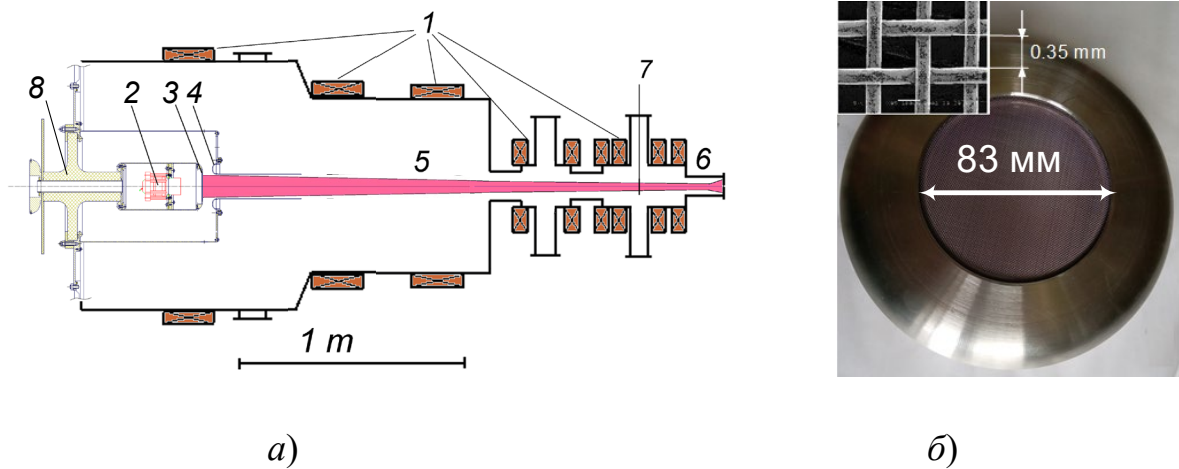


Рисунок 6.4 – *а* – эксперимент по транспортировке электронного пучка в магнитном поле при использовании ЭОС №2: 1 - катушки магнитного поля; 2 – генератор плазмы; 3 – катодный электрод; 4 - анодный электрод; 5 - электронный пучок; 6 - приемник пучка (цилиндр Фарадея); 7 – мишень; 8 – изолятор; *б* – эмиссионный электрод СПЭ и фрагмент катодной сетки

На рисунке 6.5, *слева*, приведены типичные для ЭОС №1 осциллограммы напряжения U_0 , тока I_0 , а также тока I_{FC} , фиксируемого в цепи цилиндра Фарадея. Импульс напряжения имеет трапецевидную форму, его спад обусловлен разрядом конденсаторной батареи источника ускоряющего напряжения, характерные "пички" на осциллограммах обусловлены работой цепей защиты диода, предотвращающих быстрое нарастание тока пробоя при резком уменьшении импеданса высоковольтного диода. Как видно из осциллограмм, в случае многоапертурного диода ток I_0 и ток I_{FC} практически постоянны во времени и совпадают на протяжении почти всего импульса. Прохождение тока на

ЦФ в магнитном поле с коэффициентом компрессии по потоку $R = 30$ составляет около 95%. Максимально достижимый ток диода при длительности импульса 0.4 мс составлял величину около $I_0=60$ А, максимальное ускоряющее напряжение при стабильной работе диода составляло величину около $U_d=91$ кВ. Наблюдаемый в конце импульса спад тока I_{FC} не означает прекращение прохождения пучка на ЦФ, что проверялось с помощью специального монитора рентгеновского излучения (сцинтиллятор ВГО с ФЭУ), которое возникает при поглощении пучка в ЦФ. Было установлено, что рентгеновский сигнал по длительности совпадает с импульсом ускоряющего напряжения и не имеет спада, характерного для сигнала тока I_{FC} . Можно предположить, что наблюдаемая динамика сигнала I_{FC} связана с наработкой плазмы на стенках ЦФ под воздействием интенсивного электронного пучка и возникновением плазменного шунтирования токоизмерительной цепи.

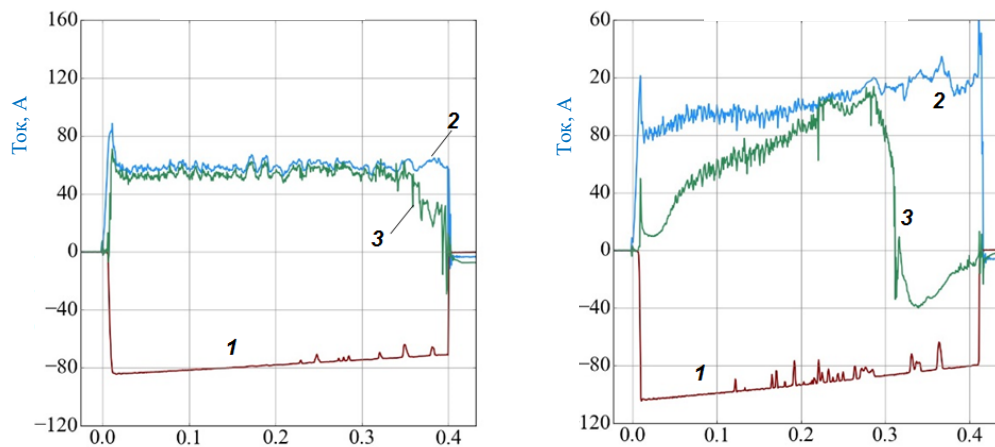


Рисунок 6.5 – Осциллограммы для мультиапертурного диода (слева) и СПЭ (справа): 1 – ускоряющее напряжение, U_0 , кВ; 2 – ток в ускоряющем промежутке, I_0 , А; 3 – ток ЦФ, I_{FC} , А

На рисунке 6.6 показано распределение плотности тока пучка для ЭОС №1, полученное с помощью изображающей рентгеновской диагностики. В верхней части рисунка приведен профиль яркости изображения вдоль диаметрального сечения, обозначенного пунктирной линией. Линейная зависимость яркости изображения от плотности тока пучка ранее была проверена в специальных

экспериментах. Как видно из рисунка, пучок имеет достаточно высокую ($\pm 20\%$) однородность, его диаметр хорошо согласуется с диаметром мультиапертурной ЭОС (с учетом магнитного сжатия в ~ 1.7 раза по плотности тока при транспортировке от диода до коллектора).

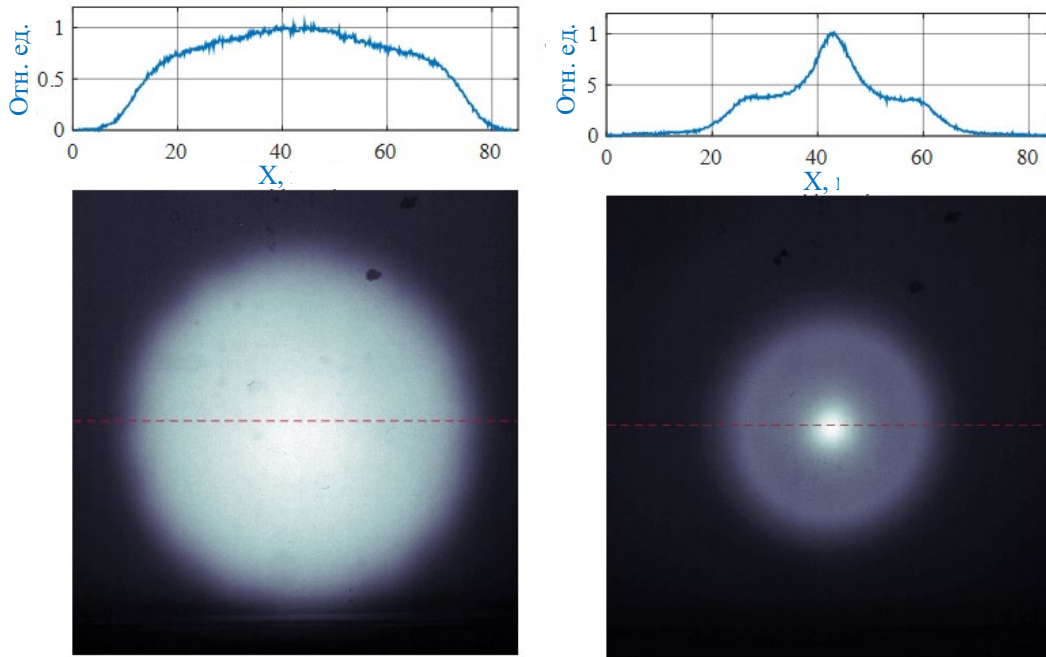


Рисунок 6.6 – Распределение плотности тока по сечению пучка и засветка на люминофоре для мультиапертурного диода (слева) и СПЭ (справа)

Типичные осциллограммы для экспериментов с ЭОС №2 показаны на рисунке 6.5. При сопоставимой длительности импульса около 0.4 мс ток в ускоряющем промежутке имел величину $I_0 \geq 100$ А, т. е. существенно выше, чем в случае многоапертурного диода. При этом максимально достигнутая величина ускоряющего напряжения $U_0 \approx 105$ кВ ограничивалась лишь возможностями системы высоковольтного питания. Однако более сложную динамику демонстрирует ток на цилиндр Фарадея I_{FC} . В начале импульса ($\Delta t \approx 0.02$ мс) на цилиндр проходит лишь около 10% от тока диода, а остальной ток пучка оседает на анодную трубу дрейфа, что подтверждается прямым измерением тока на анодную трубу и хорошо согласуется с результатами численного моделирования с помощью программного пакета POISSON-2 в предположении однородной эмиссии по катодной сетке и вакуумной картины электрического поля в диодной

системе. Возникающий далее рост тока пучка, проходящего на цилиндр Фарадея, вместе с сопутствующим уменьшением тока на анодную трубу связан с формированием в системе плазменного анода, что приводит к изменению картины электрического поля в диоде аналогично тому, как это имеет место в источниках типа «СОЛЮ». Как и в экспериментах с ЭОС №1, резкий спад и изменение полярности тока I_{FC} существенно раньше конца импульса ускоряющего напряжения не означают действительное прекращение прохождения пучка на цилиндр Фарадея. Энергосодержание пучка, определенное по осциллограммам на рисунке 6.5 как формальный интеграл от произведения тока I_{FC} на напряжение U_0 по времени до момента спада сигнала тока I_{FC} ($t \approx 0.35$ мс для ЭОС №1 и $t \approx 0.28$ мс для ЭОС №2) составляет $Q_1 \approx 1.4$ кДж и $Q_2 \approx 1.8$ кДж, соответственно. Принимая во внимание, что ток пучка на коллектор не прекращается в момент спада сигнала I_{FC} и продолжается вплоть до конца импульса напряжения, можно оценить реальные величины как 1.6 кДж и 2.9 кДж соответственно. То есть в экспериментах с ЭОС №2 энергосодержание транспортируемого пучка было увеличено примерно в 1.8 раза. При длительности импульса тока пучка $t \approx 0.15$ мс ток I_0 в ЭОС №2 мог быть увеличен до $I_0 \approx 150$ А в максимуме, а при уменьшении тока до уровня $I_0 \approx 40$ А длительность пучка составляла величину около 1.2 мс, при этом ток I_{FC} выходил на уровень около 22 А через $t \approx (0.2 - 0.3)$ мс и далее оставался постоянным до конца импульса.

Возможность ускорения процесса формирования плазменного анода при повышении давления газа в пространстве дрейфа пучка проверялась экспериментально. Для этого с помощью вакуумного шибера постепенно уменьшалась скорость откачки вакуумной камеры, где располагался источник пучка. При этом напускаемый импульсным клапаном аргон не успевал полностью откачиваться в промежутках между импульсами тока электронного пучка (около 30 с) до обычного остаточного уровня $p \approx 6 \cdot 10^{-4}$ Па и генерация пучка происходила при повышенном давлении. Однако, при увеличении давления до

величины $p(\text{Ar}) > 5 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$ возникало уменьшение длительности импульса тока пучка вследствие пробоя диода, при том, что скорость нарастания тока I_{FC} заметно не увеличивалась.

Из рисунка 6.6 видно, что в экспериментах с ЭОС №2 профиль плотности тока пучка неоднороден и имеет выраженный максимум на оси системы. В дополнительных экспериментах было установлено, что подобное распределение существует на протяжении практически всей длительности импульса тока пучка. Картина оплавления поверхности коллектора также свидетельствует о концентрации плотности мощности пучка в приосевой области. Качественное объяснение этого результата может быть дано в рамках механизма, изложенного ниже. Как уже говорилось ранее, в начальный период инжекции ($\sim 0.02 \text{ мс}$) зарядовая компенсация пучка отсутствует и около 90% его тока замыкается на анодную трубу дрейфа и стенки вакуумной камеры, находящиеся под анодным потенциалом. Под действием высокоэнергетических электронов происходит интенсивная десорбция газа с внутренней поверхности трубы и ионизация этого газа. Таким образом, в пространстве дрейфа и ускорения пучка формируется пучковая плазма с отрицательным потенциалом относительно анодного электрода. Образующийся при этом радиальный поток ионов приводит к возрастанию плотности анодной плазмы преимущественно вблизи оси системы, что вызывает уменьшение толщины ленгмюровского слоя вблизи катодной сетки в центральной её части. Подобный механизм увеличения концентрации ионов в центральной части пучка рассмотрен авторами [28]. Возникающее в этом месте усиление экстрагирующего электрического поля приводит к локальному росту эмиссии электронов из плазмы разряда, что может влиять на распределение токов во всей газоразрядной структуре и, в конкретном рассматриваемом случае, приводит к стягиванию разряда к оси системы. Отметим, что в рамках изложенной выше картины обратный поток ионов из ускоряющего промежутка имеет максимальную плотность на оси, что приводит к локальному увеличению плотности ионов эмиссионной плазмы и также способствует концентрации

разряда вблизи оси. Следует отметить, что несмотря на значительную неоднородность плотности тока по сечению пучка в ЭОС №2, удалоськратно повысить энергию пучка по сравнению с ЭОС №1, что свидетельствует о потенциальных преимуществах такого метода формирования интенсивных электронных пучков субмиллисекундного диапазона

6.3 Модификация натурального латекса импульсным электронным пучком, выведенным в атмосферу

В настоящее время известно, что при модификации жидкого невулканизированного натурального латекса электронным пучком, выведенным через фольговое окно в атмосферу, изменяются его свойства [232]. Особенностью работы [233] является достижение высокого значения прочности на разрыв каучуковых образцов (до 35 МПа), изготавливаемых из натурального латекса со специальными добавками, обработанного непрерывным электронным пучком с током до 10 мА и энергией 250 кэВ. Целью такой электронно-пучковой обработки является образование дополнительных поперечных связей между молекулами цис-1,4-полиизопрена, являющегося основным компонентом натурального латекса [232]. Недостатком этого метода является обязательное добавление в латекс нормального бутилакрилата или нонан-диол-диакрилата, которые используются в качестве эффективных катализаторов для радиационной вулканизации латекса, но при этом увеличивают коагуляцию латекса и приводят к токсичным испарениям, что может поставить под угрозу цель коммерциализации процесса активации латекса электронным пучком особенно при использовании вулканизированного латекса в медицинских целях. Стремление перейти к химически чистой обработке натурального латекса вызвано наличием различных аллергических реакций у человека на вещества (сера, эпоксидная смола и др.), вводимые в латекс, в том числе, при традиционном химическом методе обработки. Из-за этого проблема химически чистой обработки натурального латекса с достижением повышенных механических свойств изготавливаемой из

него конечной продукции медицинского назначения остро стоит уже долгое время. В том числе последние десятилетия для решения этой проблемы используется процесс гамма-облучения натурального латекса с использованием кобальтовых пушек (^{60}Co), при котором максимальные значения прочности на разрыв образцов, изготовленных из обработанного таким способом латекса, достигают 18 МПа [232]. Производительность процесса обработки латекса на основе такого метода облучения составляет до 50 кг/час и требует значительных производственных площадей со специальной радиационной защитой персонала от генерируемого излучения.

Основываясь на результатах предварительных исследований [234, 235], были проведены дополнительные исследования по модификации натурального латекса под действием электронного пучка с использованием импульсного широкоапертурного источника электронов с СПЭ «ДУЭТ» [236].

При энергии электронов 200 кэВ глубина проникновения электронов в латекс составляет $\sim 0,2$ мм, что не позволяет одновременно обрабатывать большой объём латекса. В работах [234, 235] для обработки натурального латекса электронным пучком использовалась роторная система прокатки натурального латекса, которая в экспериментах показала сравнительно плохое перемешивание особенно в осевой области системы прокатки. Поэтому была разработана и изготовлена система прокатки латекса для его многократного прохождения под пучком электронов (рисунок 6.7, *слева*), состоящая из перистальтического насоса 1, со скоростью подачи латекса 40 л/ч, реакционной кюветы, где происходила обработка латекса, и системы трубопроводов для циркуляционной подачи латекса под пучок. Реакционная кювета состоит из ёмкости для накопления латекса 2, зоны обработки 3 размером (17×9) см², составляющая $\approx 15\%$ от общей площади пучка, расположенной под углом 3° к плоскости выводной опорной структуры фольгового окна, и ёмкости слива 4, где происходит перемешивание облученного латекса. В итоге равномерность облучения достигается обеспечением ламинарного движения латекса в зоне обработки с

заданной скоростью, и дальнейшим перемешиванием обработанного латекса с исходным и частично обработанным. На рисунке 6.7, *справа* представлена фотография разработанной системы прокачки латекса.

Величина дозы облучения должна быть достаточно большой для образования максимального количества поперечных связей, но ограничена такой величиной, при которой не происходит коагуляции латекса уже в процессе его обработки. Поэтому, основываясь на данных [234, 235] и зная параметры системы прокачки латекса, а также параметры генерируемого электронного пучка, был подобран следующий режим обработки натурального латекса импульсным электронным пучком: ускоряющее напряжение $U_0=160$ кВ, амплитуда тока пучка $I_0=12$ А, длительность импульса $t=35$ мкс, частота следования импульсов $f=10$ с⁻¹. Величина дозы облучения, вводимая в латекс, регулировалась за счет контроля количества импульсов тока пучка, и оценивалась как теоретически по осциллограммам импульсов тока пучка и величине ускоряющего напряжения, так и экспериментально с использованием калориметра ТПИ-2М.1.

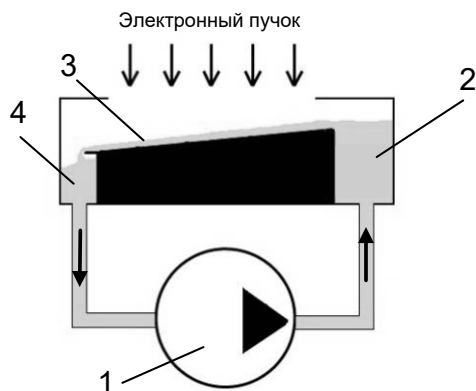


Рисунок 6.7 – Схема системы прокачки латекса (*слева*) и ее фотография (*справа*): 1 – перистальтический насос; 2 – резервуар для подачи латекса; 3 – слой латекса толщиной ≈ 2 мм; 4 – резервуар для приема облученного латекса

После облучения латекса из него изготавливались образцы размером (150×100×0.5) мм, которые в течение 24 часов выдерживались в атмосфере воздуха при комнатной температуре, а затем после вымачивания в 1 %-ном растворе аммиака нагревались в печи при температуре 70°С до полной

вулканизации. Из полученного каучукового полотна вырубались образцы в форме «лопатки» с длиной рабочей зоны около 40 мм и шириной 4 мм для зажима их в универсальной испытательной машине «Zwick–2.5», с помощью которой эти образцы по стандартной методике рвались для определения их прочности на разрыв.

Известно, что самым важным в практическом отношении радиолитическим превращением в полимерах является сшивание [6]. В результате, при увеличении дозы облучения сетчатая структура полимера становится все более частой, а прочность образцов, изготовленных из предварительно обработанного пучком латекса, линейно растет, что представлено на рисунке 6.8. Максимальное значение прочности на разрыв каучуковых образцов, составившее $T=21$ МПа, было получено при дозе облучения равной $D\approx 27$ Мрад. По литературным данным на сегодняшний день это значение прочности на разрыв является рекордным среди химически чистых процессов получения натурального каучука. Дальнейшее увеличение поглощенной дозы облучения приводит к вулканизации латекса уже в процессе электронно-пучковой обработки и к образованию на поверхности латекса стекловидного слоя, что делает невозможным его дальнейшее целевое использование, и, в частности, изготовление и исследование на разрыв каучуковых образцов. Однако, вероятнее всего, считать указанный режим обработки натурального латекса оптимальным нельзя, поскольку это требует дополнительных исследований.

Оценки показывают, что при использовании всей площади электронного пучка при его средней мощности в атмосфере $P_b\approx 5$ кВт производительность обработки натурального латекса может составлять ≈ 20 кг/час, что является приемлемым для применения созданного источника электронов в производственных целях.

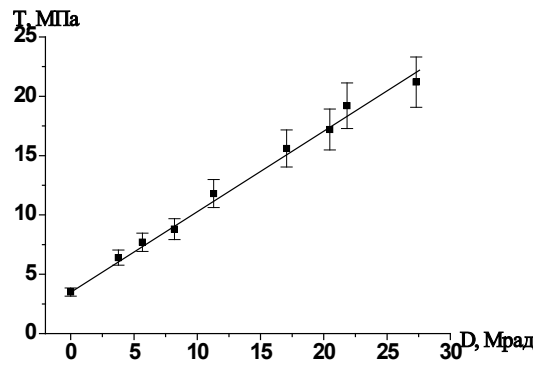


Рисунок 6.8 – Зависимость прочности на разрыв образцов T от введенной в латекс дозы облучения D

6.4 Радиационно-химические превращения природных и синтетических полимеров импульсным электронным пучком, выведенным в атмосферу

Радиационно-химические превращения природных и синтетических полимеров могут явиться альтернативой общепринятым технологиям получения углеродных материалов в результате высокотемпературной обработки органического сырья. Необходимым условием решения этой задачи является создание пригодных для промышленного применения источников ионизирующего излучения высокой энергии и интенсивности, достаточной для обеспечения глубокой трансформации структуры исходного полимера, направленных на отщепление атомов и групп, препятствующих формированию углеродных цепей и их конденсации [237–240].

Для радиационного формирования углеродных структур в поливинилхлориде (ПВХ) использовался импульсно-периодический широкоапертурный источник электронов «ДУЭТ» [241, 242]. Выбор ПВХ в качестве объекта исследования обусловлен не только его доступностью, поскольку он является одним из наиболее доступных в крупнотоннажном масштабе полимерных материалов, но и высоким (около 60 % масс.) содержанием в нем хлора, экологически опасного элемента при разложении ПВХ. Отщепление хлора по реакции дегидрохлорирования приводит к образованию из ПВХ

обогащенных углеродом полимеров с системой сопряженных кратных углерод–углеродных связей [243]. Кроме того, сообщалось, что при облучении ПВХ γ -лучами (^{60}Co) использование дозы облучения выше 10 МГр позволяет получить частично кристаллические углеродоподобные структуры [244], а повышение дозы облучения до 20 МГр может приводить к формированию углеродных нанопроволок, нанотрубок и луковичных структур [245], что весьма перспективно для приложений.

Эксперименты по облучению на ускорителе электронов «ДУЭТ» проводились на образцах пленки из ПВХ толщиной ≈ 200 мкм, диаметром (50÷60) мм, которые укладывались на медную подложку, расположенную на расстоянии ≈ 40 мм от выводной фольги в атмосферном воздухе при следующих параметрах: ускоряющее напряжение $U_0=160$ кВ, амплитуда тока пучка (в атмосфере) $I_b \approx 5$ А, длительность импульсов тока пучка $t=40$ мкс, частота следования импульсов $f=2$ с $^{-1}$, количество импульсов $N=2100$, максимальная импульсная мощность пучка (в атмосфере) составляла $P_m \approx 800$ кВт, а средняя мощность выведенного в атмосферу пучка не превышала $P_{av} \leq 100$ Вт. В указанном режиме за 1 импульс тока пучка в атмосферу выводится электронный пучок с энергией $E_1 \approx 25$ Дж, а суммарная энергия пучка за 2100 импульсов составляет $E_{av} \approx 50$ кДж. Поскольку площадь обработки каждого ПВХ образца составляет ≈ 25 см 2 , то вложенные в каждый образец суммарная энергия и суммарная доза не превышают $E_{av1} \leq 1.5$ кДж и $D_{av1} \leq 1.5$ МГр, соответственно.

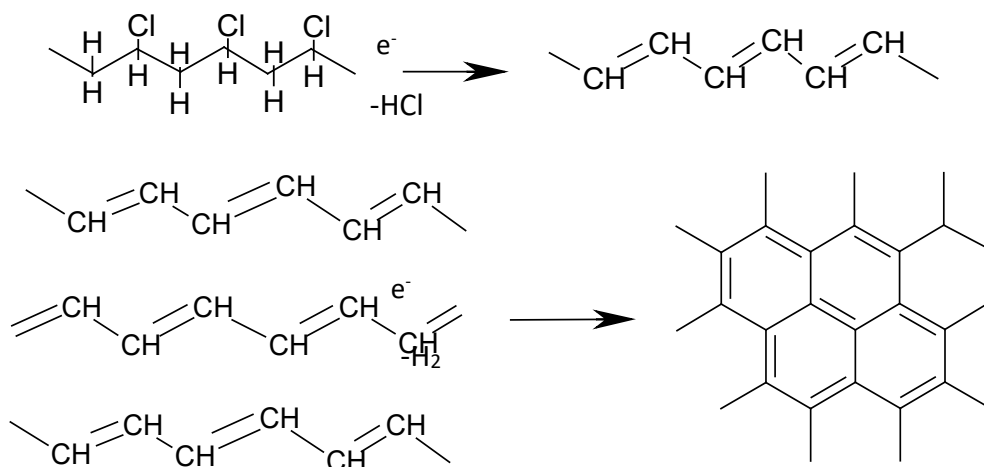
В качестве исходного полимерного материала в работе использовали суспензионный ПВХ со средней молекулярной массой 47000 (ПВХ-С-СИ-70, ТУ 2212-012-46696320-2008, производство «САЯНСКХИМПЛАСТ», г. Саянск), не содержащий примесей наполнителей, красителей, стабилизаторов и т.п. Пленки полимера получали из 10 % раствора ПВХ в тетрагидрофуране испарением растворителя при комнатной температуре в течение 24 ч. Таким же образом были получены образцы пленок ПВХ, с содержанием хлора около 56 % масс. и

модифицированного добавкой 5 % масс. ферроцена $[\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2]$, расчетное количество которого вводили в раствор полимера.

Общее время обработки ПВХ пучком электронов при указанных выше параметрах не превышало 5 минут. Средняя температура образцов за время облучения увеличивалась от комнатной ($\approx 20^\circ\text{C}$) не более чем на $\approx 50^\circ\text{C}$. При этом первоначально прозрачные бесцветные образцы пленок приобретали черную окраску без нарушения их целостности и геометрической формы.

Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в результате облучения пленок ПВХ пучком электронов образуются типичные структуры разупорядоченного углерода, электронограммы которых имеют вид диффузного кольца, что характерно для аморфного состояния вещества (т.е. углерода). Полуколичественный рентгеновский микроанализ показал, что содержание углерода в облученной плёнке составляет 92 %, кислорода – 6 %, хлора – 2 % (масс.). Наличие кислорода в полученном материале объясняется его частичным окислением в процессе облучения в воздушной среде с образованием кислородсодержащих групп.

Таким образом, можно заключить, что облучённый ПВХ представляет собой аморфный углеродный материал. Формирование углеродных структур обусловлено стимулированными электронным облучением процессами дегидрохлорирования макромолекул хлорполимера и последующей межцепной конденсацией образующихся полиеновых цепей по схеме:



Облучение ПВХ, модифицированного ферроценом, согласно данным ПЭМ и рентгеновского микроанализа привело к образованию металло-углеродного нанокompозита, в котором в аморфную углеродную матрицу встроены железосодержащие наночастицы глобулярной формы с размерами от 3 до 10 нм (рисунок 6.9). По данным рентгеновского микроанализа содержание железа в углеродной матрице находится на уровне 2%, кислорода – 2% и хлора – 3% (масс.).

Рентгеновский микроанализ, выполненный в режиме регистрации карт характеристического излучения линии Fe K α , показал равномерное распределение этих частиц в аморфной углеродной матрице (рисунок 6.10).

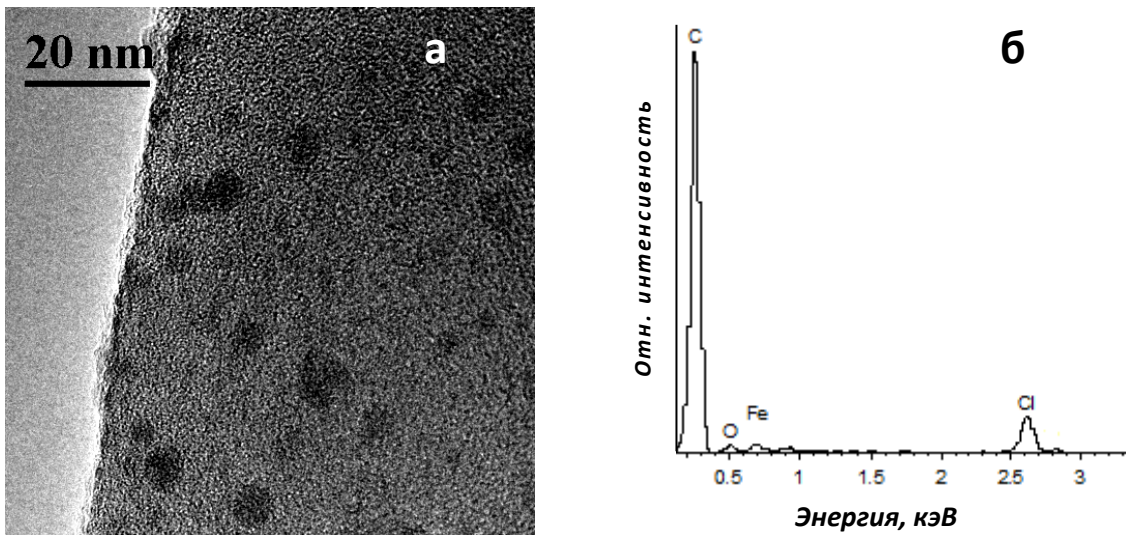


Рисунок 6.9 – СЭМ изображение структуры плёнки ПВХ с ферроценом (C₁₀H₁₀Fe) после электронного облучения (а); рентгеновский спектр данного участка (б)

По данным ПЭМ и рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии последующая термообработка облученных образцов в среде CO₂ при 200 °C в течение 2 часов не привела к существенным изменениям их структуры и элементного состава. Это свидетельствует о формировании достаточно стабильных углеродных структур при выбранных условиях электронного облучения, а также о слабом влиянии температуры на этот процесс.

Использование описанного выше эффекта формирования углеродных структур при электронном облучении ПВХ значительно расширяет возможности контролируемого синтеза углеродных материалов, в частности, путем встраивания в их структуру модифицирующих добавок и придания конечному продукту заданной морфологии и геометрии на стадии подготовки полимерного прекурсора.

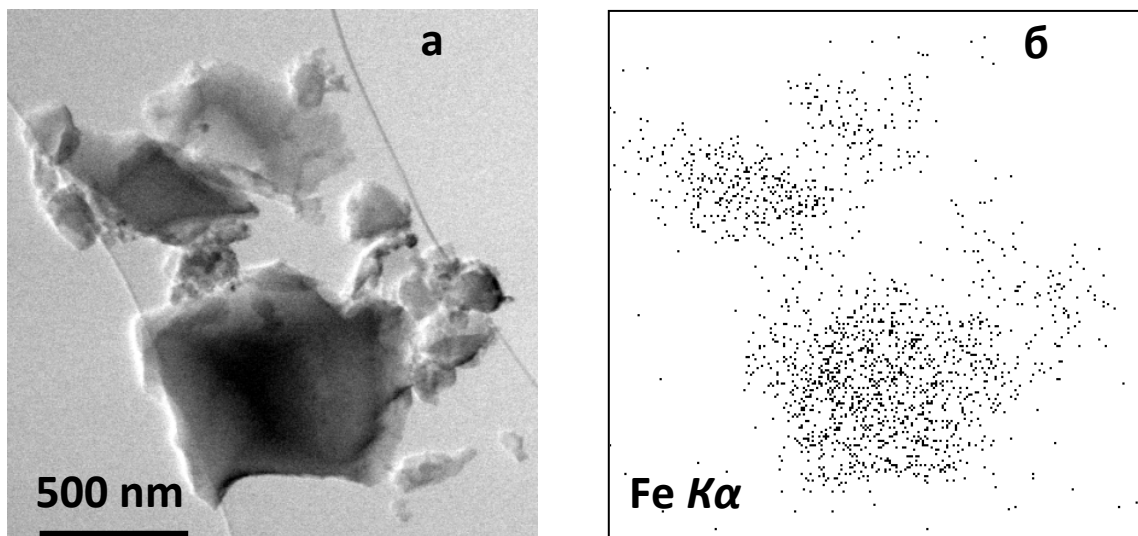


Рисунок 6.10 – СЭМ изображение Fe-содержащего углеродного материала – (а), соответствующая ему рентгеновская карта распределения железа в образце – (б).

Кроме того, развиваемый подход может послужить основой для разработки бездиоксиновых методов утилизации отходов хлорполимеров, и осуществления дехлорирования последних в мягких условиях низкотемпературных воздействий (в том числе, вместо мусоросжигания), не приводящих к выделению токсичных хлордиоксинов, что весьма важно с экологической точки зрения. Получающиеся в результате конечные продукты в виде углерода и хлора также представляют практический и коммерческий интерес.

6.5 Предпосевная радиационная обработка пшеницы электронным пучком, выведенным в атмосферу

Обработка электронными пучками с энергиями до 300 кэВ позволяет воздействовать на материалы, не оказывая при этом существенного влияния на

глубине более 1 мм. Как известно, предпосевная обработка поверхностного слоя зерна является одной из наиболее актуальных задач, поскольку, в данном случае, воздействие относительно низкоэнергетического электронного пучка позволяет проводить дезинфекцию и дезинсекцию поверхности зерна, не только не повреждая зародыш, но и обеспечивая его стимуляцию за счет действия тормозного рентгеновского излучения [163, 246–251].

По сравнению с традиционно используемыми в растениеводстве методами предпосевной обработки как обработка химически активными газами, опрыскивание семян стимуляторами роста растений, растворами микроэлементов и т.п., прогрев токами высокой частоты, ультрафиолетовым и лазерным облучением, метод облучения ионизирующим излучением имеет преимущества как по интенсивности воздействия на объекты, так и по стабильности получаемых результатов [252].

Основной целью исследований, представленных в данном разделе диссертации, было изучение влияния на всхожесть семян яровой пшеницы облучения импульсным электронным пучком средних энергий (100–160 кэВ), основных морфометрических параметров и степени поражения растений возбудителями корневых гнилей с определением оптимальных режимов облучения.

В качестве тест-объекта была выбрана яровая пшеница (*Triticum aestivum* L.), сорт Ирень (разновидность – мильтурум) [253]. Эксперименты по предпосевной обработке зерна проводились на широкоапертурном ускорителе электронов «Дуэт» [248].

Измерения поглощенной дозы проводились с использованием стандартных образцов пленочных дозиметров СО ПД(Э)-1/10 (поглощенная доза (1–10) кГр, размер (10×30) мм, погрешность измерения $\leq 15\%$). Стандартный образец представляет собой упаковку, в которой находятся три пленки. Каждая пленка имеет основу из лавсана толщиной 100 мкм и чувствительный слой толщиной 30 мкм. Поскольку при энергиях электронного пучка (100–200) кэВ длина пробега

электронов сравнима с толщиной пленки, то облучение стопки пленок позволяет измерить распределение дозы по глубине. При облучении трех пленок, сложенных стопкой, измерение дозы можно представить следующим образом: верхняя пленка (самая ближняя к пучку) фиксирует дозу непосредственно на поверхности глубиной 30 мкм, средняя пленка – на глубине (130÷160) мкм, нижняя – на глубине (260÷290) мкм. Измерение оптической плотности пленок проводилось с помощью спектрофотометра СПЕКС ССП 715-1 на длине волны 550 нм.

Изменение дозы при разных ускоряющих напряжениях проводились при одинаковой плотности энергии пучка ($15 \text{ Дж см}^{-2}/\text{имп.}$) за счет изменения длительности импульса пучка при сохранении его амплитуды тока. В таблице 6.2 приведены значения поглощенной дозы в зависимости от количества импульсов и энергии пучка. В каждом режиме облучалось одновременно три пленки, расположенных параллельно друг другу на расстоянии 30 мм от выводного фольгового окна, затем измерялась их оптическая плотность относительно опорного образца, рассчитывалось среднее арифметическое оптической плотности, и определялась поглощенная доза в данном режиме в соответствии с общепринятой методикой [156].

Из таблицы 6.2 видно, что поглощенная доза пропорциональна количеству импульсов с учетом погрешности измерения дозиметрических пленок и условий поставленного эксперимента. В режиме $U_0=100 \text{ кВ}$ и $N=4$ импульсов оптическая плотность превысила предел измерения данных пленок ($1.19 = 10.0 \text{ кГр}$), поэтому более точное значение дозы в данном режиме измерить не удалось. Повышение энергии электронов приводит к тому, что большее число электронов способно преодолеть первую дозиметрическую пленку без взаимодействия с ней, что хорошо видно из таблицы 6.2, когда увеличение ускоряющего напряжения до $U_0=160 \text{ кВ}$ приводит к снижению поглощенной дозы в первой пленке. Сходство поглощенной дозы при $U_0=100 \text{ кВ}$ и $U_0=130 \text{ кВ}$, вероятно, связано с тем, что для

этих энергий большая часть электронов имеет длину пробега в пленке меньшую или равную толщине этой пленки.

Чтобы измерить распределение поглощенной дозы по глубине облучалась пачка из трех дозиметрических пленок (таблица 6.3). В серии из 20-ти импульсов верхняя пленка темнеет настолько, что значение оптической плотности уходит в насыщение, но при этом в средней пленке фиксируется некоторое значение поглощенной дозы, которую не позволяет зафиксировать серия из двух импульсов. Нижний предел измерения используемых пленочных дозиметров составляет 1 кГр, что соответствует 0,12 оптической плотности относительно опорного образца, поэтому более точно определить дозу <1 кГр с данными пленками не представлялось возможным. Таким образом при $U_0=100$ кВ и $U_0=130$ кВ в средней пленке фиксируется доза на уровне погрешности измерений. При $U_0=160$ кВ в средней пленке зафиксировано 7,2 кГр за 20 импульсов, следовательно, за один импульс доза в средней пленке (на глубине $(130 \div 160)$ мкм) составляет около 0,36 кГр. Нижняя пленка зафиксировала отличную от опорного образца оптическую плотность (0,02) только при режиме $U_0=160$ кВ 20 импульсов. Из этого можно сделать следующий вывод: при ускоряющем напряжении $U_0=(100 \div 130)$ кВ суммарная вводимая в образец доза сосредоточена на глубине до 130 мкм, а при $U_0=160$ кВ происходит распределение дозы по глубине до 260 мкм.

Таблица 6.2 – Измеренная поглощенная доза в зависимости от ускоряющего напряжения

Количество импульсов	Энергия электронов, кэВ	Оптическая плотность	Поглощенная доза, кГр
1	100	0.40	3.3
2		0.78	6.5
4		1.21	>10
1	130	0.36	3
2		0.77	6.4
4		1.16	9.8
1	160	0.20	1.6
2		0.36	3
4		0.66	5.5

Для верификации результатов измерений пленочными дозиметрами, было проведено численное моделирование. Используемый в работе код EPHSA2 [254], основанный на методе Монте-Карло, позволяет в барьерной геометрии моделировать прохождение электронов, позитронов и фотонов через различные среды (либо набор сред) с учетом потерь энергии, упругого и неупругого рассеяния, а также генерации тормозного излучения. Область моделирования состояла из нескольких слоев: алюминиевая фольга толщиной 30 мкм (закрывает выводное окно установки), слой воздуха толщиной 30 мм (воздушный зазор между выводным окном и облучаемым объектом) и последовательный набор слоев: вода, лавсан, вода, лавсан, вода, лавсан, где вода соответствовала чувствительному к радиации слою. Электроны инжектировались в расчетную область с левой границы с начальной энергией 100–160 кэВ. Оценка дозы в моделировании проводилась для слоев воды той же толщины, что и чувствительный слой пленки 30 мкм. Толщина слоев лавсана составляла 100 мкм. Все дозы (таблица 6.4), полученные в моделировании, отражают поглощенную дозу, которую создает один электрон в мишени площадью 1 см².

Таблица 6.3 – Распределение поглощенной дозы по глубине

Количество импульсов	Ускоряющее напряжение, кВ	Верхняя пленка		Средняя пленка	
		Оптическая плотность	Поглощенная доза, кГр	Оптическая плотность	Поглощенная доза, кГр
2	100	0.61	5.1	0.00	0
20		1.34	>10	0.02	<1
2	130	0.66	5.5	0.00	0
20		1.36	>10	0.01	<1
2	160	0.35	2.9	0.08	<1
20		1.35	>10	0.86	7.2

Для расчета полной поглощенной дозы D в слое использовалась формула:

$$D=(j_b \times t \times D_e)/q_e, \quad (6.1)$$

в которой j_b – плотность электронного тока пучка 10 мА/см^2 , D_e – поглощенная доза, приведенная к одному электрону, t – длительность импульса 90, 35 и 15 мкс для энергии 100, 130 и 160 кэВ соответственно, q_e – заряд электрона.

Из полученных данных (таблица 6.2 – таблица 6.4) видно, что результаты моделирования качественно подтверждают распределение поглощенной дозы, полученное при измерении пленочными дозиметрами. Некоторые расхождения могут быть вызваны погрешностью пленочных дозиметров и неоднородностью плотности тока пучка в масштабе одной ячейки выводного окна ускорителя.

Таблица 6.4 – Величины доз в трех слоях воды для различных начальных энергий

Слой воды (номер плёнки)	Энергия электронов, кэВ	Доза на один электрон, Гр	Полная поглощенная доза, кГр
1	100	2.75×10^{-10}	3.10
2		0	0
3		0	0
1	130	1.04×10^{-9}	4.53
2		2.03×10^{-12}	0.01
3		0	0
1	160	1.15×10^{-9}	2.16
2		3.36×10^{-10}	0.63
3		0	0

Далее было проведено моделирование распределения поглощённой дозы в зерне по глубине. Область моделирования так же состояла из нескольких слоев: алюминиевая фольга 30 мкм, слой воздуха 30 мм, слой углерода 1 мм (имитирует сплошной одинарный слой зерен) с плотностью равной плотности зерна пшеницы 1.3 г/см^3 . На рисунке 6.11 приведено распределение дозы по глубине для различных начальных энергий электронов пучка. Видно, что основная часть электронов с начальной энергией до 160 кэВ поглощается во внешнем слое углерода толщиной менее 250 мкм (семенная оболочка зерна), там же создается и

основная экспозиционная доза. Внутренняя часть углеродного слоя (эндосперм) облучается существенно меньше. Основным источником дозы во внутренней части зерен – тормозное рентгеновское излучение, генерируемое во внешнем слое и, в значительно меньшей степени в фольге выводного окна. В таблице 6.5 приведены численные значения поглощенной дозы по толщине слоя зерна. Полученные значения позволяют оценить суммарную поглощенную дозу в разных слоях зерна при разных энергиях электронов, используя формулу (6.1).

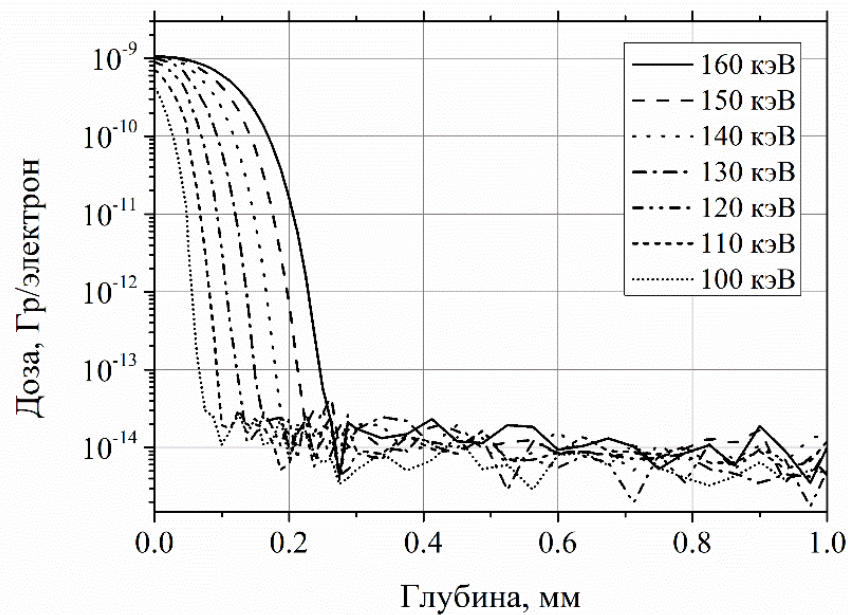


Рисунок 6.11 – Распределение поглощенной дозы в модельном слое зерна пшеницы в зависимости от начальной энергии электронов

Обработка семян яровой пшеницы импульсным электронным пучком проводилась с одной стороны, на расстоянии 30 мм от выводной фольги ускорителя. Оценку воздействия различных режимов обработки на всхожесть проводили общепринятым рулонным методом. Инкубационный период составлял 7 суток. Результаты биотестирования (4-х кратная повторность) сравнивались с контрольными необработанными семенами. Всхожесть выражали как процент проросших семян от общего числа семян, заложенных в рулон. Морфометрические показатели включали высоту проростков, сырую массу и массу высушенных проростков. Интенсивность поражения проростков возбудителями корневых гнилей оценивали по стандартной методике в

соответствии с рекомендациями [255]. В предварительных экспериментах обработка пшеницы при $U_0=160$ кэВ приводила к практически полному ингибированию роста семян, поэтому далее рассматривались режимы при $U_0=100$ кВ и $U_0=130$ кВ.

Таблица 6.5 – Поглощенная доза на один электрон на разной толщине слоя углерода в зависимости от начальной энергии электронов

Толщина слоя углерода, мм	Доза в слоях углерода на один электрон, Гр						
	Энергия электронов, кэВ						
	100	110	120	130	140	150	160
0.0–0.05	1.64×10^{-10}	4.16×10^{-10}	6.69×10^{-10}	8.52×10^{-10}	9.55×10^{-10}	1.01×10^{-9}	1.02×10^{-9}
0.05–0.25	2.22×10^{-13}	5.52×10^{-12}	2.81×10^{-11}	7.19×10^{-11}	1.34×10^{-10}	2.05×10^{-10}	2.82×10^{-10}
0.25–0.75	5.97×10^{-15}	8.85×10^{-15}	7.87×10^{-15}	9.72×10^{-15}	1.11×10^{-14}	1.07×10^{-14}	1.21×10^{-14}

Результаты модельного эксперимента с предпосевным облучением семян яровой пшеницы в исследованных режимах импульсного электронного воздействия показали, что положительное влияние на всхожесть семян оказало облучение, характеризующееся наименьшей энергией электронов ($U_0=100$ кВ), но наибольшей поверхностной дозой облучения – 15 кГр. При более высокой энергии ($U_0=130$ кВ), независимо от дозы облучения, были отмечены эффекты снижения всхожести семян (таблица 6.6).

Как известно одной из основных задач предпосевного облучения семян ускоренными электронами является уменьшение степени их обсеменения фитопатогенными микроорганизмами. Однако некоторые авторы отмечают, что режимы обработки, обеспечивающие выраженный бактерицидный и фунгистатический эффект, к сожалению, как правило, оказывают ингибирующее воздействие на показатели всхожести облученных семян [256]. В связи с этим

подбор оптимальных параметров облучения, не оказывающих при этом негативного влияния на рост и развитие растений, по-видимому, является одной из наиболее актуальных задач при разработке способов предпосевного обеззараживания семян с использованием источников ионизирующего облучения.

Таблица 6.6 – Влияние различных режимов облучения семян электронным пучком на всхожесть и основные морфометрические параметры проростков яровой пшеницы

Режимы обработки семян		Всхожесть, %	Высота растений, см	Масса 100 сырых растений, г	Масса 100 сухих растений, г
Контроль		93.0^{+2.6}_{-3.2}	8.17±0.21	8.96±0.07	0.65±0.01
100 кВ	3 кГр	90.5^{+2.7}_{-3.1}	8.62±0.20	9.25±0.26	0.67±0.02
	15кГр	94.0^{+2.4}_{-2.9}	9.12±0.21	9.49±0.11	0.67±0.01
130 кВ	3 кГр	88.0^{+3.4}_{-3.9}	7.89±0.20	8.16±0.53	0.65±0.02
	15 кГр	89.3^{+3.2}_{-3.7}	7.59±0.26	7.62±0.12	0.63±0.01

Результаты модельного эксперимента показали, что режим обработки, обусловивший максимальные показатели всхожести семян, одновременно оказал статистически достоверное воздействие на увеличение высоты и массы растений яровой пшеницы. Так при $U_0=100$ кВ и поверхностной дозе 15 кГр высота растений была на 11.6% выше, чем в контроле. Прибавка зеленой массы по сравнению с вариантом без облучения составила 6% (таблица 6.6).

Увеличение ускоряющего напряжения до $U_0=130$ кВ даже при малой поверхностной дозе облучения (3 кГр) оказало негативное воздействие на семена пшеницы, обусловив тенденцию к снижению высоты и массы растений. При этом увеличение поверхностной дозы облучения до 15 кГр вызвало уже статистически достоверное ингибирование роста яровой пшеницы: высота растений по сравнению с контролем снизилась более чем на 7%, а масса растений – почти на 15% (таблица 6.6).

Предпринятый в модельном опыте анализ степени поражения растений яровой пшеницы возбудителями корневых гнилей показал, что характер

воздействия облучения на грибную флору, колонизирующую поверхность семян, носит нелинейный характер. Так, в частности, максимальная по интенсивности облучения обработка (130 кВ, 15 кГр) обусловила тенденцию к снижению степени общей зараженности растений грибами, тогда как минимальная по интенсивности облучения обработка (100 кВ, 3 кГр), напротив, способствовала росту данного показателя (таблица 6.7). Аналогичные нелинейные эффекты были отмечены в работах [257, 258], где исследовалась эффективность облучения нескольких микробных штаммов ускоренными электронами.

В проведенном эксперименте при учете численности грибов разных систематических групп было установлено, что в составе грибного консорциума доминируют представители родов *Helminthosporium* и *Alternaria*. При этом реакция грибов, вызывающих гельминтоспориозную корневую гниль, в ответ на облучение семян, в целом соответствует тем закономерностям, что были получены для общей зараженности семян грибами. Все режимы облучения, кроме наиболее интенсивного, обусловили тенденцию к увеличению степени поражения растений гельминтоспориозной корневой гнилью. Только при облучении семян электронным пучком при $U_0=130$ кВ и дозой облучения 15 кГр было отмечено более чем 30% снижение степени заражения растений возбудителями гельминтоспориоза (таблица 6.7).

Другой опасный возбудитель корневой гнили злаковых – грибы рода *Fusarium*, оказался более устойчивым к воздействию исследуемых режимов облучения. Как видно из таблицы 6.6, даже наиболее интенсивный режим облучения не оказал ингибирующего воздействия на численность данных грибов. Только при облучении семян электронным пучком при $U_0=100$ кВ и дозой облучения 15кГр было отмечено значительное, почти 80%-ное, снижение степени поражения растений фузариозом, однако для проверки степени достоверности данного эффекта необходимы дополнительные исследования.

Таблица 6.7 – Влияние различных режимов облучения семян ускоренными электронами на зараженность проростков возбудителями корневых гнилей

Режимы обработки семян		Общая зараженность, %	Фузариоз, %	Гельминтоспориоз, %	Альтернативизм, %	Плесневые грибы, %
Контроль		59.0±5.5	2.67	17.33	34.00	4.67
100 кВ	3 кГр	66.0±4.6	2.25	29.75	30.25	3.75
	15кГр	57.3±5.6	0.67	23.33	30.66	2.00
130 кВ	3 кГр	58.0±5.6	2.67	22.33	27.67	5.33
	15 кГр	51.6±5.7	3.00	11.67	31.67	4.33

Грибы рода *Alternaria* под воздействием использованных режимов облучения демонстрировали тенденцию к незначительному снижению своей численности (таблица 6.7).

Таким образом, результаты исследований по оценке эффективности предпосевного облучения семян яровой пшеницы импульсным электронным пучком показали, что для целей стимулирования всхожести, роста и развития растений яровой пшеницы и для целей поверхностного обеззараживания семян оптимальными являются разные режимы облучения. Несовпадение параметров облучения, обуславливающих ростостимулирующие и бактерицидные эффекты является одной из серьезных проблем, возникающих при разработке оптимальных режимов предпосевного облучения семян быстрыми электронами. Как правило, для стимулирования всхожести семян и ускорения последующего роста и развития растений оптимальными являются более мягкие режимы облучения, которые, к сожалению, не оказывают достаточно сильного воздействия на фитопатогенную микрофлору, колонизирующую поверхностные и подповерхностные оболочки семян.

С другой стороны, наши исследования подтвердили нелинейный характер зависимости между интенсивностью облучения семян и откликом фитопатогенной микрофлоры, что обуславливает необходимость более

детального исследования «доза–эффект» закономерностей. По этой причине исследования, направленные на подбор режимов ионизирующего облучения, приемлемых одновременно как для стимулирования роста и развития растений, так и для целей обеззараживания посевного материала, на данном этапе исследований являются наиболее актуальными, и являются хорошим стимулом для проведения дальнейших исследований.

6.6 Выводы

Благодаря преимуществам разработанных, модернизированных и созданных источников электронов, заключающимся в возможности генерации электронных пучков требуемой конфигурации и с совокупностью параметров, которые сложно или невозможно достичь, используя источники электронов на основе катодов другого типа, были продемонстрированы следующие примеры использования таких источников электронов:

1. Используя уникальные режимы генерации электронного пучка, продемонстрированные в источнике электронов «СОЛЮ», связанные с возможностью управления скоростью ввода энергии в поверхность металлического образца, проведено облучение поверхности силумина. Анализ прочностных (микротвердость) и трибологических (износостойкость, коэффициент трения) свойств поверхностного слоя силумина, обработанного высокоинтенсивным электронным пучком с плотностью 20 Дж/см^2 в течение первых 200 мкс с удержанием температуры на уровне $\approx 900 \text{ К}$ в течение последующих 800 мкс, показал, что твердость облученного образца превышает микротвердость исходного образца в 2,2 раза, а скорость износа снижается в 3,7 раза. Методами сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии было показано, что новые режимы генерации электронного пучка позволяют формировать в поверхностном слое толщиной до 80 мкм субмикронанокристаллические структуры, характерные для структур высокоскоростной кристаллизации. Следует полагать, что замедление скорости снижения

температуры на стадии кристаллизации расплавленного слоя приводит, во-первых, к снижению остаточных напряжений и, во-вторых, к распаду пересыщенного кристаллизующегося твердого раствора с образованием упрочняющих материал фаз. В совокупности это приводит к увеличению прочностных (твердость, прочность на растяжение и изгиб, пластичность) и трибологических (износостойкость, коэффициент трения) свойств материала, что перспективно для промышленного использования такого электронно-пучкового оборудования.

2. В совместных исследованиях, проведенных ИСЭ СО РАН и ИЯФ СО РАН, используя электронный источник с плазменным эмиттером на основе дуги низкого давления проведено экспериментальное сравнение двух электронно-оптических систем (ЭОС): двухэлектродной мультиапертурной ЭОС №1 и ЭОС №2 с СПЭ и плазменным анодом с открытой границей анодной плазмы. Показано, что работа источника электронов с ЭОС №1 характеризуется большей пространственно-временной стабильностью пучка, но меньшей энергией пучка в сравнении с ЭОС №2. Несмотря на относительно высокую неоднородность плотности тока по сечению пучка ЭОС №2, возрастает электрическая прочность высоковольтного ускоряющего промежутка, лимитирующая достижение предельных параметров пучка, что, в свою очередь, позволяет повысить любой из основных параметров электронного пучка (энергию, амплитуду и длительность пучка), достигая в 1,8 раза большую (до 2,9 кДж/имп.) энергию пучка. В экспериментах с ЭОС №2 имелась возможность повышения любого из параметров генерируемого электронного пучка (энергия электронов, ток пучка, его длительность и частота следования импульсов), которые были ограничены лишь имеющейся системой электропитания источника электронов.

3. Источник электронов «ДУЭТ» успешно использовался для модификации натурального латекса. При дозе облучения $D \approx 27$ Мрад максимальное значение прочности на разрыв каучуковых образцов, изготовленных из обработанного латекса, составило $T = 21$ МПа, что является

рекордным для модификации натурального латекса без дополнительных веществ и катализаторов вулканизации. Использование такого способа модификации натурального латекса может быть реализовано, например, для решения задач как в области имплантационной медицины, так и для изготовления резинотехнических изделий. Оценки показывают, что при использовании всей площади электронного пучка при его средней мощности в атмосфере $P_n=5$ кВт производительность обработки натурального латекса может составлять $\approx(20\div 25)$ кг/час, что является приемлемым для применения созданного источника электронов в производственных целях.

4. Источник электронов «ДУЭТ» использовался для демонстрации принципиальной возможности формирования углеродных структур в пленках поливинилхлорида без примесей и с добавкой 5 % масс. ферроцена в результате радиационно-химического превращения в металло-углеродные структуры в атмосфере. При энергии электронов, не превышающей 160 кэВ, длительности импульсов 40 мкс и импульсной плотности тока 5 мА/см², количество импульсов $N=2100$, максимальная импульсная мощность пучка в атмосфере составляла $P_m\approx 800$ кВт, а средняя мощность выведенного в атмосферу пучка не превышала $P_{av}\leq 100$ Вт. В указанном режиме за 1 импульс тока пучка в атмосферу выводился электронный пучок с энергией $E_1\approx 25$ Дж, а суммарная энергия пучка за 2100 импульсов составляла $E_{av}\approx 50$ кДж. Поскольку площадь обработки каждого ПВХ образца составляла ≈ 25 см², то вложенные в каждый образец суммарная энергия и суммарная доза не превышали $E_{av1}\leq 1.5$ кДж и $D_{av1}\leq 1.5$ МГр, соответственно. По результатам полуколичественного рентгеновского микроанализа содержание углерода в облученной плёнке из поливинилхлорида без примесей составляло 92%, кислорода – 6%, хлора – 2% (масс.), а облучённый поливинилхлорид представлял собой аморфный углеродный материал. Таким образом, продемонстрировано, что радиационно-химические превращения природных и синтетических полимеров могут явиться альтернативой общепринятым технологиям получения углеродных материалов после высокотемпературной

обработки органического сырья, и, в частности, открывает перспективу бездиоксиновой утилизации изделий из ПВХ в промышленных масштабах.

5. Источник электронов «ДУЭТ» использовался для предпосевной обработки семян яровой пшеницы импульсным электронным пучком. Для выбора оптимальных режимов облучения измерена и рассчитана величина поглощенной дозы в пшенице. В результате биотестирования выявлено улучшение морфологических параметров проростков пшеницы при режиме: ускоряющее напряжение 100 кВ, поглощенная доза 15 кГр. Зависимость между интенсивностью облучения семян и откликом фитопатогенной микрофлоры имеет нелинейный характер, при этом происходит частичное обеззараживание зерна. Данный способ обработки сельхозпродукции может явиться альтернативным классическому способу, использующему экологически вредные химические методы обеззараживания, и найти применение у производителей сельхозпродукции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе подготовки настоящей диссертационной работы были проведены систематизированные масштабные исследования по генерации эмиссионной плазмы и электронных пучков в различных системах источников электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом, отличающихся не только параметрами генерируемого электронного пучка, но и имеющих существенные отличия в электродных системах.

Проведенные исследования и их анализ позволили получить следующие **основные результаты:**

- выявлены и экспериментально продемонстрированы механизмы стабилизации тока электронного пучка в источниках электронов с СПЭ различной конфигурации, обеспечивающие расширение диапазона параметров генерируемых электронных пучков;

- определены механизмы и условия генерации модулированного электронного пучка субмиллисекундной длительности в низкоэнергетическом (до 25 кэВ) источнике электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления, позволяющие осуществлять управление мощностью пучка в течение импульса субмиллисекундной длительности, а, следовательно, управлять скоростью ввода энергии пучка в поверхность металлических материалов, что крайне важно при решении многих материаловедческих задач;

- определены способы снижения неоднородности плотности эмиссионного тока, в том числе ответственные за повышение электрической прочности высоковольтного ускоряющего промежутка в источниках электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления;

- продемонстрирована возможность управления шириной энергетического спектра электронного пучка, выведенного в атмосферу в условиях отсутствия потерь тока пучка в выводной фольге источника электронов ниже пороговой энергии электронного пучка, определяемой материалом и толщиной этой фольги;

– разработано и модифицировано диагностическое оборудование для различных источников электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления для исследования параметров генерируемых электронных пучков, а в частности: общей энергии пучка; распределения плотности энергии и тока пучка по его сечению; определения энергетического спектра электронов в пучке, выведенном в атмосферу; измерения параметров эмиссионной плазмы; измерения температуры поверхности мишени, облучаемой интенсивным электронным пучком;

– разработаны современные и модифицированы ранее используемые системы электропитания разработанных и модернизированных источников электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления;

– разработаны, созданы и/или модернизированы источники электронов с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления, способные генерировать электронные пучки в широком диапазоне параметров (энергия электронов десятки – сотни кэВ, амплитуда импульса тока пучка единицы – сотни ампер, длительность импульса тока пучка единицы – сотни микросекунд, частота следования импульсов от одиночных импульсов до десятков импульсов в секунду), которые по совокупности параметров, технологическим возможностям, надежности автоматизации и сроку службы превосходят известные мировые аналоги;

– продемонстрирована возможность управления температурой поверхности образцов, облучаемых низкоэнергетическим модулированным электронным пучком субмиллисекундной длительности в источнике с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления;

– продемонстрированы возможности использования модулированных электронных пучков субмиллисекундной длительности для обработки поверхности различных материалов и изделий с целью улучшения их эксплуатационных и функциональных свойств;

– продемонстрированы перспективы использования источника электронов с СПЭ на основе дуги низкого давления для удержания температуры плазмы в открытой магнитной ловушке на установке «ГОЛ-3»;

– продемонстрированы новые возможности использования интенсивных импульсных электронных пучков большого сечения с выводом пучка в атмосферу (модификация натурального латекса, формирования углеродных структур в пленках поливинилхлорида, предпосевной электронно-пучковой обработки семян).

Разработано и создано новое поколение источников электронов с плазменными катодами на основе дуги низкого давления, имеющих широкий диапазон перестройки параметров генерируемого электронного пучка: энергия электронов ($5 \div 200$) кэВ, ток пучка ($10 \div 1000$) А, плотность тока эмиссии ($0,01 \div 50$ А/см²) при сечении пучка ($1000 \div 10$) см², плотность тока на мишени до 20 А/см², длительность импульса (10–1000) мкс, энергии пучка (десятки Дж ÷ 5 кДж), неоднородность плотности энергии по сечению пучка не хуже ± 15 от среднего значения. По совокупности основных параметров, диапазону их независимой перестройки, а также ресурсу, составляющему $\geq 10^7$ имп. при средней мощности до 5 кВт, созданные источники электронов не имеют прямых мировых аналогов и являются перспективными для их использования в научных и технологических целях.

Указанные выше параметры электронных источников с СПЭ на основе дугового разряда низкого давления с полым анодом нельзя считать предельными. Есть все основания полагать, что при совершенствовании элементов конструкции плазменных катодов, схем электропитания и управления таких источников электронов могут быть достигнуты еще более высокие параметры генерируемых пучков, а соответственно расширится сфера их возможных применений, которая расширяется по мере улучшения параметров этих источников, повышения их стабильности и срока службы. Безусловно, это стимулирует исследования в этих

направлениях и ведет к дальнейшему прогрессу в совершенствовании перспективных источников электронов такого типа.

В заключение, автор искренне благодарит д.т.н., профессора Н.Н. Ковалю, являющегося научным консультантом по данной диссертационной работе. Автор благодарит консультанта за возможность обсуждения научных экспериментов и их результатов практически в любое время суток, а также за искренний и неугасающий интерес ко всем предложенным научным и техническим подходам. Автор признателен П.М. Щанину, Ю.Ф. Иванову, В.Н. Девяткову, В.В. Шугурову, В.В. Яковлеву, В.В. Денисову и П.В. Москвину за многодневные дискуссии, полезные советы и корректирование действий по теме диссертации, а также С.А. Сулакшину, А.Д. Тересову, С.Ю. Дорошкевичу, В.И. Шину, М.С. Торбе, К.Т. Ашуровой, Е.А. Петриковой и М.Е. Рыгиной за помощь в подготовке и проведении многих экспериментов. Автор выражает благодарность всем сотрудникам лаборатории плазменной эмиссионной электроники и лаборатории пучково-плазменного инжиниринга поверхности за активное участие в работе и разноуровневую поддержку. Отдельную благодарность автор выражает Т.В. Коваль и В.Т. Астрелину за помощь в численном моделировании физических процессов, результаты которого не только удовлетворительно согласуются с экспериментальными, но и позволяют прогнозировать результаты будущих экспериментов. Также автор считает своим приятным долгом выразить благодарность И.В. Кандаурову и В.В. Куркучеву со стороны ИЯФ СО РАН, и Н.И. Санжаровой, Н.Н. Лой и А.Н. Павлову со стороны ВНИИРАЭ за многолетнее сотрудничество и интерес к тематике данной работы.

Отдельные самые теплые слова благодарности за поддержку, безграничное терпение и не только, автор хотел бы выразить своим дорогим родителям Сергею Сергеевичу и Людмиле Иннокентьевне, Виктору Владимировичу и Галине Петровне, любимым супруге Эле и нашим детям, а также дорогому другу д.т.н. Э.Л. Варданяну, без которых этой работы бы просто не было.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Салимов, Р.А. Мощные ускорители электронов для промышленного применения / Р.А. Салимов // Успехи физических наук. – 2000. – Т.170, №2. – С. 197–201.
2. Ершов, Б.Г. Радиационные технологии: возможности, состояние и перспективы применения / Б.Г. Ершов // Вестник Российской академии наук. – 2013. – Т.83. – №10. – С. 885–895.
3. Пучковые и ионно-плазменные технологии / М.Ф. Ворогушин, В.А. Глухих, Г.Ш. Манукян [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. – 2002. – №3. – С. 101–109.
4. Черняев, А.П. Ускорители в современном мире / А.П. Черняев // М.: Издательство Московского университета. – 2012. – 368 с.
5. Соковнин, С.Ю. Наносекундные ускорители электронов и радиационные технологии на их основе / С.Ю. Соковнин // Екатеринбург: УрО РАН. – 2007. – 225 с.
6. Алимов, А.С. Практическое применение электронных ускорителей / А.С. Алимов. – Препринт НИИЯФ МГУ. – 2011. – №13/877. – 41 с.
7. Чепель, Л.В. Применение ускорителей электронов в радиационной химии / Л.В. Чепель // М.: Атомиздат. – 1975. – 152 с.
8. Шиллер, З. Электронно-лучевая технология: Пер. с нем./ З. Шиллер, У. Гайзиг, З. Панцер // Энергия. – 1980. – 528 с.
9. Перспективы развития радиационных технологий в России / А. П. Черняев, С. М. Варзарь, А. В. Белоусов [и др.]// Ядерная физика. – 2019. – Т. 82, № 5. – С. 425–439.
10. Mjakin, S.V. Electron beam modification of solids: Mechanisms, Common features and Promising Applications. / S.V. Mjakin, M.M. Sychov, I.V. Vasilyeva // Nova Science Publishers, Inc. New York. – 2009. – 125 p.

11. Чмух, В.Н. Радиационное отверждение ненасыщенных олигоэфиров наносекундными сильноточными пучками электронов / В.Н. Чмух // Диссертация на соискание ученой степени кандидата химических наук. – Томск. – 1983. – 175 с.
12. Абдуллин, Э.Н. Отверждение полиэфирных смол, стимулированное облучением импульсным электронным пучком / Э.Н. Абдуллин, В.Н. Чмух // ХВЭ. – 1979. – Т.13, №2. – С. 181–182.
13. Industrial Application of e-beam plasma to air pollution control / A.G. Chmielewski, Z. Zimek, E. Iller [et al.]// J. Tech. Phys. – 2000. – V41(1). – Special Issue. – P. 551–572.
14. Экспериментальное исследование и математическое моделирование восстановления фторидных соединений импульсным электронным пучком / В.А. Власов, А.И. Пушкарёв, Г.Е. Ремнев [и др.] // Известия ТПУ. – 2004. – Т.307, №5. – С. 89–93.
15. Использование импульсных электронных пучков в плазмохимии / А.И. Пушкарёв, Г.Е. Ремнев, Д.В. Пономарев [и др.] // Известия ТПУ. – 2006. – Т.309, №2. – С. 103–108.
16. Генерация в инертных газах при накачке электронным пучком большого сечения с длительностью импульса тока до 2.5 мс / Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейндель, Г.А. Месяц [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1986. – Т.12, №1. – С. 37–42.
17. Генерация в инертных газах при накачке электронным пучком ускорителя с плазменным катодом / Л.Г. Винтизенко, В.И. Гушенец, Н.Н. Коваль [и др.] // Докл. АН СССР. – 1986. – Т.288, №3. – С.609–612.
18. Высоковольтный вакуумный диод с холодным катодом для инжекции электронного пучка в газовый лазер / С.П. Бугаев, А.В. Кочкарев, В.И. Манылов, В.М. Пайгин // ПТЭ. – 1974. – №2. – С. 160–163.

19. Radially convergent 30–100- μ s e-beam-pumped Xe and Ne lasers / A.S. Bugaev, N.N. Koval, M.I. Lomaev [et al.] // Laser and Particle Beams. – 1994. – V.12. – №4. – P. 633–646.

20. Басов, Н.Г. Лазеры на конденсированных и сжатых газах / Н.Г. Басов, В.А. Данилычев // Успехи физических наук. – 1986. – Т.148, В.1. – С. 55–100.

21. Возможность стерилизации перевязочных средств с помощью высокоэнергетических импульсно-периодических электронных пучков прямого действия на примере раневой абсорбирующей повязки / В.В. Ростов, П.И. Алексеенко, П.В. Выходцев [и др.] // Сибирский медицинский журнал. – 2012. – Т.27, №1. – С. 141–146.

22. Высоковольтный импульсный источник электронов с плазменным эмиттером для получения радиально расходящегося пучка / А.М. Ефремов, Б.М. Ковальчук, Ю.Е. Крейнделъ [и др.] // ПТЭ. – 1987. – №1. – С. 167–169.

23. Применение высокоэнергетических импульсных электронных пучков для модифицирования поверхности лопаток газотурбинного двигателя с перфорационными отверстиями / А.Н. Громов, В.А. Шулов, О.А. Быщенко [и др.] // Труды 10-ой Международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом», Минск, Беларусь. – 2013. – С. 172–175.

24. Иванов, Ю.Ф. Низкоэнергетические электронные пучки субмиллисекундной длительности: получение и некоторые аспекты применения в области материаловедения / Ю.Ф. Иванов, Н.Н. Коваль // Гл.13 в книге «Структура и свойства перспективных металлических материалов». – С.345-382 / Под общ. ред. А.И. Потехаева. – Томск: Изд-во НТЛ. – 2007. – 580 с.

25. Форвакуумные плазменные источники электронов / В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, А.В. Медовник [и др.] // Томск: Изд-во Томского Университета. – 2014. – 288 с.

26. Iwase, A. The Modifications of Metallic and Inorganic Materials by Using Energetic Ion/Electron Beams / A. Iwase // Printed edition of the special issue published in Quantum beam science. MDPI. 269 P.

27. Модификация поверхностных слоев металлических материалов низкоэнергетическими сильноточными электронными пучками / В.П. Ротштейн, Д.И. Проскуровский, Г.Е. Озур, Ю.Ф. Иванов // Новосибирск. – 2019. – 349 с.

28. Озур, Г.Е. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский // Новосибирск. – 2018. – 176 с.

29. 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 Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS-96). – Prague, Czech Republic. – 1996. – Vol. 1. – P. 259-262.

30. Proskurovsky, D.I. Pulsed electron-beam technology for surface modification of metallic materials / D.I. Proskurovsky, Yu.F. Ivanov, V.P. Rotshtein [et al.] // Journal of Vac. Sci. & Techn. – 1998. – A16, №4. – P. 2480 - 2488.

31. Rotshtein, V. Surface treatment of materials with low-energy, high-current electron beams / V. Rotshtein, Yu. Ivanov, A. Markov // Ed. by Y. Pauleau. - Charter 6 in Book "Materials surface processing by directed energy techniques". - Elsevier. – 2006. – P. 205-240.

32. Generation and propagation of high-current low energy electron beam / V.N. Devyatkov, N.N. Koval, P.M. Schanin [et al.] // Laser and Particle Beams. – 2003. – Vol. 21. – P.243-248.

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

34. Источники электронов с плазменным эмиттером. Под ред. Ю.Е. Крейнделя. – Новосибирск: Наука. – 1983. – 115 с.

35. Крейнделъ, Ю.Е. Плазменные источники электронов / Ю.Е. Крейнделъ // М.: Атомиздат. – 1977. – 144 с.
36. Плазменные процессы в технологических электронных пушках / М.А. Завьялов, Ю.Е. Крейнделъ, А.А. Новиков, Л.П. Шантурин // М.: Энергоатомиздат. – 1989. – 256 с.
37. Эмиссионная электроника. Сер. Электроника / Н.Н. Коваль, Е.М. Окс, Ю.С. Протасов, Н.Н. Семашко // М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. – 2009. – 596 с.
38. Окс, Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения / Е.М. Окс. – Томск: Изд-во НТЛ. – 2005. – 156 с.
39. Коваль, Н.Н. Источники электронов с сеточным плазменным эмиттером: прогресс и перспективы / Н.Н. Коваль, В.Н. Девятков, М.С. Воробьёв // Известия высших учебных заведений. Физика. 2020. – Т.63, №10. – С. 7–16.
40. Bayless, J.R. Plasma cathode electron gun / J.R. Bayless // Rev. Sci. Instrum. – 1975. – Vol. 46, №9. – P. 1158–1160.
41. Bayless, J.R. The plasma cathode electron gun / Y.R. Bayless, R.C. Knechtli, G.N. Mercer // IEEE. J. Quant. Electronics. – 1974. – VOL. QE-10, №2. – P. 213–218.
42. Плазменный катод электронного ускорителя с большим сечением пучка / Н.В. Гаврилов, В.В. Осипов, О.А. Буреев [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2005. – Том 31, №3. – С. 72–78.
43. A long-pulse 300 keV electron gun with a plasma cathode for high-pressure gas lasers / S.W.A. Gielkens, P.J.M. Peters, W.J. Witteman [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 1996. – Vol. 67, №7. – P.2449–2452.
44. Окс, Е.М. Высоковольтный электронный источник с плазменным катодом и высокой плотностью энергии пучка в импульсе / Е.М. Окс, П.М. Щанин // ПТЭ. – 1988. – №3. – С. 166–169.

45. Устройство ионизации для непрерывного сверхзвукового электроионизационного СО-лазера // М.А. Аброян, В.В. Акулов, П.М. Богомазов [и др.]// Квантовая электроника. – 1996. – Т.23, №8. – С. 751–752.
46. Анисимова, Т.Е. Повышение надежности и ресурса работы катодного узла электронного ускорителя с выводом пучка большого сечения в атмосферу / Т.Е. Анисимова, А.Н. Малинин // ПТЭ. – 2008. – №6. – С.99– 102.
47. Аброян, М.А. Эффективность высоковольтных ускорителей электронов с выводом пучка большого сечения в атмосферу / М.А. Аброян, Г.И. Трубников // ЖТФ. – 1989. – Т.59, №2. – С. 129–134.
48. Григорьев, Ю.В. Четырехэлектродная электронная пушка с выпуском потока сечением $10 \times 80 \text{ см}^2$ в атмосферу / Ю.В. Григорьев, Л.П. Шантурин // ПТЭ. – 1979. – №4. – С. 194–196.
49. Шантурин, Л.П. Формирование широких однородных электронных потоков / Л.П. Шантурин, В.И. Федоров // Радиотехника и электроника. – 1980. – №2. – С. 372–380.
50. Влияние электроннооптических факторов на коэффициент вывода пучка широкоапертурных ускорителей электронов / М.А. Аброян, Ю.В. Зувев, С.Л. Косогоров, В.Я. Шведюк // ЖТФ. – 2003. – Т.73, №8.– С. 98–104.
51. Косогоров, С.Л. Расчетное и экспериментальное исследование электронно-оптических систем низкоэнергетичных электронных ускорителей с пучком большого сечения / С.Л. Косогоров // ЖТФ. – 2011. – Т.81, №7. – С. 115–119.
52. Месяц, Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга / Г.А. Месяц // М.: Наука. – 2000. – 424 с.
53. Озур, Г.Е. Формирование субмикросекундных низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский // Письма в ЖТФ. – 1988. – Т.14, №5. – С. 413–416.

54. Получение плотных электронных пучков в пушке с плазменным анодом на основе отражательного разряда / Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский, Д.С. Назаров, К.В. Карлик // Письма в ЖТФ. – 1977. – Т.23, № 10. – С. 42–46.

55. 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.

56. Петров, В.И. Токовые характеристики сильноточной электронной пушки с многоканальным инициированием взрывной эмиссии пробоем по поверхности диэлектрика / В.И. Петров, П.П. Кизириди, Г.Е. Озур / ЖТФ. – 2021. – Т. 91, В. 11. – С.1764–1768.

57. Кизириди, П.П. Энергия в импульсе нерелятивистского сильноточного электронного пучка / П.П. Кизириди, Г.Е. Озур // ЖТФ. – 2022. – Т. 92, № 6. – С.876–882.

58. О повышении стабильности работы многоострийных взрывоэмиссионных катодов / В.А. Бурцев, М.А. Василевский, И.М. Ройфе [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1978. – Т.14, №18. – С. 1083–1087.

59. Исследование интенсивных импульсных электронных пучков большого сечения / А.В. Архипов, В.Г. Ковалев, М.В. Мишин [и др.] // Известия ВУЗов. Радиофизика. – 2004. – Т.XLVII, №5–6. – С. 471–479.

60. Pulsed electron beam facility (GEZA) for surface treatment of materials / V. Engelko, B. Yatsenko, G. Mueller, H. Bluhm // Vacuum. – 2001. – Vol. 62. – P. 211–216.

61. Токовые характеристики вакуумных диодов квазипланарной конфигурации со взрывоэмиссионными катодами из различных материалов при длительности высоковольтного импульса в единицы наносекунд / К.В. Афанасьев, М.И. Вагнер, О.П. Кутенков [и др.] // Изв. Высших учеб. заведений. Физика. – 2012. – Т.55, №7. – С. 41–48.

62. Баженов Г.П. О замедлении скорости движения эмиссионной границы катодного факела в диоде, работающем в режиме взрывной эмиссии / Г.П. Баженов, Г.А. Месяц, С.М. Чесноков // Радиотехника и электроника. – 1975. – Т.20, №11. – С. 2413–2415.

63. Абдуллин, Э.Н. Импульсно-периодический электронный ускоритель с большим поперечным сечением пучка / Э.Н. Абдуллин, А.В. Морозов // Proc.VI Intern. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk. – 2002. – P. 71–74.

64. Абдуллин, Э.Н. Применение стержневых обратных токопроводов для уменьшения магнитного поля вакуумного диода / Э.Н. Абдуллин, А.В. Морозов // ПТЭ. – 2013. – №4. – С. 57–65.

65. The electra KrF Laser / F. Hegeler, M.C. Myers, M. Friedman, J.L. Giuliani [et al.] // IEEE 25 International power modulator symposium and high voltage workshop. – Hollywood. – 2002. – P. 121–125.

66. Efficient electron beam deposition in the gas cell of the Electra laser / F. Hegeler, D. V. Rose, M. C. Myers [et al.] // Phys. Plasmas. – 2004. – Vol. 11. – P. 5010– 5021.

67. Аброян, М.А. Ускоритель электронов непрерывного действия на основе вторичной ионно-электронной эмиссии / М.А. Аброян, Н.А. Успенский, В.П. Федяков. // ПТЭ. – 1984. – №4. – С. 24–27.

68. Гаврилов, Н.В. Импульсный источник электронов на основе несамостоятельного высоковольтного тлеющего разряда / Н.В. Гаврилов, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин // ПТЭ. – 1984. – №2. – С. 143–146.

69. Широкоапертурные низкоэнергетичные ускорители электронов АО "НИИЭФА" на основе высоковольтного тлеющего разряда / С. Л. Косогов, Н. А. Успенский, В. Я. Шведюк [и др.] / Известия высших учебных заведений. Физика. – 2020. – Т. 63, № 10. – С. 41-47.

70. Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой // М.: Энергоатомиздат. – 1983. – 96 с.
71. Pigache, D. Secondary emission electron gun for high pressure molecular lasers / D. Pigache, G. Fournier // J. Vac. Sci. Technol. – 1975. – Vol. 12, №6. – P. 1197–1199.
72. Газовая электронная пушка с плазменным анодом / А.А. Нечаев, И.Г. Персианцев, В.М. Полушкин [и др.] // ПТЭ. – 1983. – №2. – С. 156–157.
73. Efficiency of electron beam extraction to the ambient atmosphere in an electron accelerator based on ion-electron emission / S.Yu. Doroshkevich, M.S. Vorobyov, M.S. Torba [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – 2064. – 012116.
74. Increasing the Operation Stability of the Electron Accelerator Based on Ion-Electron Emission / M.S. Torba, S.Yu. Doroshkevich, V.A. Levanisov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – 2064. – 012122.
75. Крейндель, Ю.Е. 250-кВ диод с ионно-электронной эмиссией, возбуждаемой сильноточной импульсной дугой / Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин, Н.В. Гаврилов // ЖТФ. – 1985. – Т. 55, № 9. – С. 1886–1888.
76. Гаврилов, Н.В. Высоковольтные диоды с ионно-электронным эмиттером и анодной плазмой, генерированной импульсной контрагированной дугой / Н.В. Гаврилов. – Дисс. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук. – Томск. – 1985. – 163 с.
77. Электронный диодный ускоритель с большим сечением пучка / Г.С. Казьмин, Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейндель [и др.] // ПТЭ. – 1977. – №4. – С. 19–20.
78. Источник электронов с сетчатым плазменным эмиттером для генерации интенсивного пучка субмиллисекундной длительности / М.С. Воробьёв, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль [и др.] // Изв. ВУЗов. Физика. – 2014. – Т.57, №11/3. – С. 204–209.

79. Plasma-emitter electron accelerator / P.M. Schanin, N.N. Koval, V.S. Tolkachev, V.I. Gushenets // Russian Physics Journal. – 2000. – Vol. 43, №5. – P. 427–431.

80. Высоковольтный электронный источник с плазменным эмиттером для формирования пучков большого сечения / Н.В. Гаврилов, Б.М. Ковальчук, Ю.Е. Крейндель [и др.] // ПТЭ. – 1981. – №3. – С. 152–154.

81. Белюк. С.И. Ускорители электронов с плазменным инжектором и выводом пучка в атмосферу / С.И. Белюк, В.А. Груздев, Ю.И. Жердев // ПТЭ. – 1975. – №3. – С. 30–32.

82. Broad beam electron sources with plasma cathodes / N.N. Koval, E.M. Oks, P.M. Schanin [et al.] // Nuclear Instrum. and Methods. – 1992. – Vol. A321. – P. 417–428.

83. Высокочастотная генерация импульсных электронных пучков большого сечения / В.И. Гушенец, Н.Н. Коваль, Д.Л. Кузнецов [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1991. – Т.17, № 23. – С. 26–29.

84. Эффективное использование дуги низкого давления в сетчатом плазменном эмиттере электронов / Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейндель, Г.А. Месяц [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1983. – Т.9, №9. – С. 568–572.

85. Переход дугового разряда низкого давления из контрагированного в каскадный режим горения / Н.В. Гаврилов, Ю.Е. Крейндель, Е.М. Окс, П.М. Щанин // ЖТФ. – 1983. – Т.53, В.10. – С. 1947–1951.

86. Источник электронов с многодуговым плазменным эмиттером для получения мегаваттных пучков субмиллисекундной длительности / М.С. Воробьёв, С.А. Гамермайстер, В.Н. Девятков [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т.40, №12. – С. 24–30.

87. Формирование и транспортировка интенсивного субмиллисекундного пучка в продольном магнитном поле в источнике электронов с сетчатым

плазменным катодом / М.С. Воробьёв, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакшин // Известия ВУЗов. Физика. – 2017. – Т. 60, №8. – С. 109–114.

88. Влияние поджига на время коммутации длинных вакуумных промежутков / Н.Н. Коваль, М.Ю. Крейндель, Е.А. Литвинов, В.П. Толкачев // ЖТФ. – 1991. – Т.61. – №17. – С. 198–199.

89. Клярфельд, Б.Н. Анодная область в газовом разряде при низких давлениях / Б.Н. Клярфельд, Н.А. Неретина // ЖТФ. – 1958. – Т.18, №2. – С. 297–314.

90. Электронно-пучковая модификация структуры и свойств стали. / В.А. Гришунин, В.Е. Громов, Ю.Ф. Иванов, Ю.А. Денисова // Новокузнецк: Изд-во «Полиграфист». – 2012. – 308 с.

91. Повышение усталостной выносливости рельсовой стали электронно-пучковой обработкой / К.В. Волков, В.Е. Громов, Ю.Ф. Иванов, В.А. Гришунин // Новокузнецк: Изд-во «Интер-Кузбасс» . – 2013. – 225 с.

92. Эволюция структуры поверхностного слоя стали, подвергнутой электронно-ионно-плазменным методам обработки / Под ред. Н.Н. Ковалю, Ю.Ф. Иванова – Томск: Издательство НТЛ. – 2016. – 298 с.

93. Формирование структурно-фазовых состояний и свойств поверхности титановых сплавов при электровзрывном легировании и последующей электронно-пучковой обработке / С.В. Райков, Е.А. Будовских, В.Е. Громов [и др.]// Новокузнецк: Изд-во «Интер-Кузбасс». – 2014. – 267 с.

94. A silicon films deposition in the process of SiF₄ decomposition in pulsed glow discharge / В.В. Шугуров, В.В. Денисов, А.А. Калушевич [и др.] // Известия ВУЗов. Физика. – 2012. – Т.55, №12/3. – С. 123–127.

95. A Study of Si Film Deposition under the Action of a Pulsed E-beam / N.N. Koval, V.V. Shugurov, A.I. Suslov [et al.] // Proc. 10th Intern.Conf. on Modif. of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – Tomsk. – 2010. – P. 687–690.

96. The obtainment of silicon from silicon tetrafluoride under the impact of the high-energy electron beam / N.N. Koval, V.V. Shugurov, A.I. Suslov [et al.] // Proc. 16 Intern. Symp.on High Current Electronics. – Tomsk. – 2010. – P. 545–548.
97. Райзер, Ю.П. Физика газового разряда / Ю.П. Райзер. – Учеб. руководство. – М.: Наука. – 1987. – 592 с.
98. Грановский, В.А. Электрический ток в газе. Установившийся ток / В.А. Грановский. – М.: Наука. – 1971. – 543 с.
99. Андреев, А.А. Вакуумно–дуговые покрытия / А.А. Андреев, Л.П. Саблев, С.Н. Григорьев. – Харьков. НИЦ ХФТИ. – 2010. – 318 с.
100. Generation of Low-Temperature Gas Discharge Plasma in Large Vacuum Volumes for Plasma Chemical Processes / N.N. Koval, Y.F. Ivanov, I.V. Lopatin [et al.] // Russian Journal of General Chemistry. – 2015. – Т. 85, № 5. – P. 1326–1338.
101. Generation of a Low-Temperature Plasma of Arc Discharge And Its Use for Modifying The Surfaces of Materials / O.V. Krygina, I.V. Lopatin, N.N. Koval [et al.] // High Temperature Material Processes: an International Journal. – 2015. – Т. 19, № 3-4. – P. 201–207.
102. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках / С.К. Жданов, В.А. Курнаев, М.К. Романовский, И.В. Цветков // Под ред. В.А. Курнаева. М: МИФИ. – 2007. 368 с.
103. Толкачев, В.С. Электронные ускорители с эмиттером на основе дугового разряда низкого давления / В.С. Толкачев. – Диссертация на соискание уч. ст. канд. техн. наук. – Томск. – 1988. – 141 с.
104. Влияние рода газа и геометрического фактора на параметры плазмы дугового разряда низкого давления / В. Л. Галанский, Ю. Е. Крейндел, Е. М. Окс, А. Г. Рипп // ТВТ. – 1989. – Т. 27, В. 2. – С. 390–392.
105. Условия образования и параметры анодной плазмы дугового разряда низкого давления / В.Л. Галанский, Ю.Е. Крейндел, Е.М. Окс [и др.] // ТВТ. – 1987. – Т. 25, В. 5. – С. 880–886.

106. Формирование импульсного разряда низкого давления при принудительном иницировании катодного пятна / Н.Н. Коваль, Ю.Д. Королев, В.Б. Пономарев [и др.] // Физика плазмы. – 1989. – Т.15, № 6. – С. 747–752.

107. Козырев, А.В. Процессы в катодной области дугового разряда низкого давления / А.В. Козырев, Ю.Д. Королев, И.А. Шемякин // Известия ВУЗов. Физика. – 1994. – №3. – С. 6–23.

108 The effect of gas on the development of a vacuum arc with a hollow anode / N.N. Koval, Yu.E. Kreindel, V.S. Tolkachev, P.M. Schanin // IEEE Transactions on electrical insulation. – 1985. – Vol. EI-20, №4. – P. 735–737.

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

110. Импульсная энергетика и электроника. / Г.А. Месяц. – М.:Наука, 2004. – 704 с.

111. Воробьёв, М.С. Источник электронов с многоапертурным плазменным катодом на основе дугового разряда низкого давления с эффективным выводом пучка большого сечения в атмосферу / Воробьёв М.С. – Диссертация на соискание уч. ст. канд. тех. наук. – Томск. – 2015. – 197 с.

112. Крейндел, Ю.Е. Импульсный источник электронов с плазменным эмиттером на основе каскадной дуги / Ю.Е. Крейндел, Е.М. Окс, П.М. Щанин // ПТЭ. – 1984. – № 4. – С. 127–130.

113. Параметры плазмы в экспандере электронного эмиттера с дуговым контрагированным разрядом / А.Ф. Злобина, Г.С. Казьмин, Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейндел // ЖТФ. – 1980. – Т.50, №6. – С. 1203–1207.

114. Гаврилов, Н.В. Источник мощных электронных и ионных пучков импульсно-периодического действия / Н.В. Гаврилов, Ю.Е. Крейндел, О.А. Шубин // ПТЭ. – 1991. – №3. – С. 130–134.

115. Modernization of cathode assemblies of electron sources based on low pressure arc discharge / M.S. Vorobyov, V.N. Devyatkov, N.N. Koval, V.V. Shugurov // IOP Journal of Physics: Conference Series. – 2015. – Vol. 652. – 012066(1–6).

116. Девятков, В.Н. Плазменные сеточные катоды на основе контрагированного дугового разряда для генерации импульсного интенсивного низкоэнергетического электронного пучка в плазмонаполненном диоде с продольным магнитным полем / В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль // Труды VI Международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника», Улан-Удэ. – 2018. – С. 26–31.

117. Астрелин В.Т. Получение высокой плотности тока субмиллисекундного электронного пучка в диоде с плазменным катодом в режиме эмиссии с открытой плазменной границей / В.Т. Астрелин, И.В. Кандауров, Ю.А. Трунев // ЖТФ. – 2014. – Т.84, №2. – С. 106–111.

118. Формирование дугового разряда низкого давления с полым анодом. / Н.Н. Коваль, Ю.Е. Крейнфельд, В.С. Толкачев, П.М. Щанин // Физика низкотемпературной плазмы: Материалы VI Всесоюзной конф. Ленинград. – 1983. – Ч. II. – С. 431–433.

119. Moskvina, P.V. Investigation of a plasma potential in the plasma emitter of electrons under the influence of an ion flow / P.V. Moskvina, S.S. Kovalsky, M.S. Vorobyov // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – 1115. – 022004.

120. Коваль, Н.Н. Генерирование импульсных пучков большого сечения в электронных источниках с сетчатым плазменным эмиттером / Коваль Н.Н. – Диссертация на соискание уч. ст. канд. физ.-мат. наук. – Томск. – 1984. – 178 с.

121. Кноль, М. Техническая электроника / М. Кноль, И. Эйхмейер // М. Энергия. – 1971. – 456 с.

122. Арефьев, А.С. Расчет плотности ионного тока в дуговом разряде с накаливаемым катодом при низком давлении / А.С. Арефьев, А.А. Потсар //

Электронная техника. Электровакуумные и газоразрядные приборы. – 1972. – Т. 4, № 2. – С. 27–30.

123. Плазменный катод электронов с сеточной стабилизацией. I / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Терюканов // ЖТФ. – 1986. – Т.56, №1. – С. 66–71.

124. Плазменный катод электронов с сеточной стабилизацией. II / А.В. Жаринов, Ю.А. Коваленко, И.С. Роганов, П.М. Терюканов // ЖТФ. – 1986. – Т.56, №4. – С. 687–693.

125. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / под. ред. П.М. Щанина // Екатеринбург: УИФ «Наука». 1993. 149 с.

126. Груздев, В.А. Отбор электронов из плазмы в присутствии газа в высоковольтном промежутке / В.А. Груздев, Ю.Е. Крейндель, Ю.М. Ларин // ТВТ. – 1973. – Т. 11, № 3. – С. 482–486.

127. Груздев, В.А. Влияние ионизации газа в высоковольтном промежутке с плазменным катодом на положение эмитирующей поверхности плазмы / В.А. Груздев, Ю.Е. Крейндель, Ю.И. Ларин // ЖТФ. – 1973. – Т. 43, № 11. – С. 2318–2323.

128. Effect of Intensified Emission During the Generation of a Submillisecond Low-Energy Electron Beam in a Plasma-Cathode Diode / N.N. Koval, S.V. Grigoryev, V.N. Devyatkov [et al.] // IEEE Transactions on plasma science. – 2009. – V. 37, № 10. – P. 1890 – 1896.

129. Коваль, Т.В. Исследование генерации плазмы и токопрохождения интенсивного низкоэнергетического электронного пучка / Т.В. Коваль, Ле Ху Зунг. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57, № 3-2. – С. 118–121.

130. Generation of a Millisecond Range Low-Energy Electron Beam by a Forevacuum Plasma Electron Source Based on Cathodic Arc / V. Burdovitsin, A. Kazakov, E. Oks, A. Medovnik // IEEE. Proc. of International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV) . – 2018. – P. 739-742.

131. Measurement of electron emission due to energetic ion bombardment in plasma source ion implantation / M.M. Shamim, J.T. Scheuer, R.P. Fetherston, J.R. Conrad // *Journal of Applied Physics*, 1991. – Vol. 70. – P. 4756–4759.

132. Szapiro, B. Electron emission from glow discharge cathode materials due to neon and argon ion bombardment / B. Szapiro and J.J. Rocca // *J. Appl. Phys.* – 1989. – Vol. 65, №9. – P. 3713–3716.

133. Гусева, Л.Г. Левые ветви кривой Пашена в инертных газах до напряжений 100 кВ / Л.Г. Гусева // *ЖТФ.* – 1970. – Т. 40. – С. 2253-2256.

134. Бурдовицин, В.А. Об электрической прочности ускоряющего промежутка плазменного источника электронов в форвакуумном диапазоне давлений / В.А. Бурдовицин, М.Н. Куземченко, Е.М. Окс // *ЖТФ.* – 2002 – Т.72, № 7 – С.134–136.

135. Devyatkov, V.N. Effect of electron extraction from a grid plasma cathode on the generation of emission plasma / V.N. Devyatkov, N.N. Koval // *Journal of Physics: Conference Series.* – 2014. – 552. – 012014.

136. Частотно-импульсный электронный ускоритель «АСТРА» / И.С. Егоров, М.И. Кайканов, Е.И. Луконин [и др.] // *ПТЭ.* – 2013. – №5. – С. 81–84.

137. High-Current Large-Area Uniform Electron Beam Generation by a Grid-Controlled Hollow Anode with Multiple-Ferroelectric-Plasma-Source Ignition / J.Z. Gleizer, D. Yarmolich, V. Vekselman [et al.] // *Plasma Devices and Operations.* – 2006. – Т. 14, № 3. – P. 223-235.

138. Low-pressure hollow-anode plasma sources / Ya.E. Krasik, J.Z. Gleizer, A. Krokhmal [et al.] // *Plasma Devices and Operations.* – 2005. – Vol. 13, № 1. – 19–24.

139. High-Current Electron Sources Based on Gaseous Discharges / Ya.E. Krasik, J.Z. Gleizer, A. Krokhmal [et al.] // *Vacuum.* – 2005. – Т. 77, № 4. – P. 391–398.

140. Nanosecond high current and high repetition rate electron source / V.I. Gushenets, N.N. Koval, P.M. Schanin, V.S. Tolkachev // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1999. – Т. 27, № 4. – P. 1055-1059.

141. Воробьев, М.С. Источник электронов с многоапертурным плазменным эмиттером и выводом пучка в атмосферу / М.С. Воробьев, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакшин // ПТЭ. – 2015. – №5. – С. 112–120.

142. Ускоритель электронов с многоапертурным плазменным эмиттером / М.С. Воробьев, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакшин, В.В. Шугуров // Изв. ВУЗов. Физика. – 2014. – Т.57, №11/3. – С.194–199.

143. Повышение электрической прочности ускоряющего зазора в источнике электронов с плазменным катодом / В. И. Шин, П. В. Москвин, М. С. Воробьев [и др.] // ПТЭ. – 2021. – № 2. – С. 69–75.

144. Increasing Stability of Operation of an Electron Source with Plasma Cathode by Means of Beam Deflecting by Using a Leading Magnetic Field / V. Shin, V. Devyatkov, P. Moskvina [et al.] // IEEE2020, Proceedings of 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE) – Tomsk. – 2020. – P. 484–487.

145. Gushenets, V.I. Effect of the Enhanced Breakdown Strength in Plasma-Filled Optical System of Electron Beam Formation / V.I. Gushenets, A.S. Bugaev, E.M. Oks // Russ. Phys. J. – 2018. – Vol. 60. – P. 1515–1519.

146. Electron beam generation in an arc plasma source with an auxiliary anode plasma / P.V. Moskvina, V.N. Devyatkov, M.S. Vorobyov [et al.] // Vacuum. – 2021. – Vol. 191. – 110338

147. Methods of increasing the dielectric strength of the accelerating gap in an electron source with a plasma cathode / P.V. Moskvina, V.N. Devyatkov, V.I. Shin [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – 2064. – 012119.

148. Коваль, Н.Н. Источники низкотемпературной плазмы и электронных пучков на основе дуговых разрядов низкого давления с полым анодом /

Н.Н. Коваль // Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук. – Томск. – 2000. – 74 с.

149. Автоматизация широкоапертурного ускорителя электронов с плазменным катодом и выводом пучка в атмосферу / М.С. Воробьев, В.В. Денисов, Н.Н. Коваль [и др.] // Известия ВУЗов. Физика. – 2016. – Т.59, №9/3. – С. 49–52.

150. Измерение распределения плотности тока по сечению электронного пучка в импульсных ускорителях с большим полем облучения / М.А. Аброян, М.И. Афанасьев, И.Г. Персианцев [и др.] // Препринт К-0387. – Л.: НИИЭФА. – 1980. – 10 с.

151. Seltser, S.M. The propagation and reflection of electrons by foil / S.M. Seltser, M.J. Berger // Nucl. Instrum. And Methods. – 1974. – V.119. – P. 157–179.

152. Николаев, В.Б. Прохождение электронов с энергиями 150–400 кэВ через вакуумноплотные фольги из алюминия и титана / В.Б. Николаев // ЖТФ. – 1976. – №7. – С. 1555–1556.

153. Archard, G.D. Back Scattering of Electrons / G. D. Archard // Journal of Applied Physics. – 1961. – V. 32, № 8. – P. 1505–1509.

154. Коваль, Н.Н. Автоматизированная система измерения плотности тока импульсно-периодического пучка большого сечения, выведенного в атмосферу / Н.Н. Коваль // ПТЭ. – 2018. – №6. – С. 91–97.

155. Vorobyov, M.S. Investigation of the space-time stability of a large cross section electron beam generated by an accelerator with a grid plasma cathode / M.S. Vorobyov, S.S. Kovalsky, S.Yu. Doroshkevich // Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – 1115. – 022022.

156. Автоматизированный измерительный комплекс для исследования пространственной структуры электронного пучка / Е.А. Кондратьев, В.Д. Письменный, А.Г. Рахимов, В.Б. Саенко // Применение ускорителей

заряженных частиц в народном хозяйстве: Материалы III Всесоюзного совещания. – Ленинград. – 1979. – Т.3. – С. 203–210.

157. Восстановление спектров электронов электронных пучков из кривых ослабления для вакуумных и газовых диодов / М.С. Воробьев, Е.Х. Бакшт, Н.Н. Коваль [и др.] // Изв. ВУЗов. Физика. – 2014. – Т.57. – №11/3. – С. 189–194.

158. Reconstruction of electron beam energy spectra for vacuum and gas diodes / A.V. Kozyrev, V.Yu. Kozhevnikov, M.S. Vorobyov [et al.] // Laser and Particle Beams. – 2015. – 0263-0346/15. – P.1–10.

159. Measurement of plasma parameters in an electron source with a plasma cathode based on a low-pressure arc discharge / S.Yu. Doroshkevich, M.S. Vorobyov, S.S. Kovalsky, I.V. Lopatin, N.N. Koval and S.A. Sulakshin // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – 1393. – 012006.

160. Экспериментальные исследования распределения потенциала в дуговом разряде с диффузионной катодной привязкой / С.И. Арестов, О.А. Костин, С.М. Чесноков // Тез. докл. VII Всес. симп. по сильноточной электронике. – 1988. – Т1. – С 31-33.

161. Плюто, А.А. Высокоскоростные потоки плазмы вакуумных дуг / А.А. Плюто, В.Н. Рыжков, А.Г. Копин // ЖТФ. – 1964. – Т.47, №8. – С. 494–507.

162. Климов, А.И. Экспериментальные методы в сильноточной электронике / А.И. Климов // Учебное пособие. – Томск. – 2009. – Изд-во ТПУ. – 229 с.

163. Егоров И.С. К вопросу применения импульсных пучков с широким спектром кинетических энергий электронов / И. С. Егоров, А. А. Исемберлинова, А. В. Полосков // Известия ВУЗов. Физика. – 2020. – Т. 63, № 10 – С. 48–53.

164. Золотухин, Д.Б. Генерация пучковой плазмы форвакуумным источником электронов в объеме, ограниченном диэлектрическими стенками / Д.Б. Золотухин, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // ЖТФ. – 2015. –Т. 85, № 5. – С. 142–144.

165. Девятков В.Н. Электронный газонаполненный диод на основе тлеющего разряда / В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, П.М. Щанин // ЖТФ. – 2001. – Т. 75, №. 5. – С. 20–24.

166. Vorobyov, M.S. Simulation of electron beam generation with a constant, rising and falling beam power during its pulse / M.S. Vorobyov, S.S. Kovalsky // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – 1393. – 012035.

167. Электронно-лучевая обработка керамики / А.В. Медовник, В.А. Бурдовицин, А.С. Климов, Е.М. Окс // Физика и химия обработки материалов. – 2010. – № 3. – С. 39–44.

168. Потенциал диэлектрической мишени при ее облучении импульсным электронным пучком в форвакуумной области давлений / В.А. Бурдовицин, А.В. Медовник, Е.М. Окс [и др.] // ЖТФ. – 2012. – Т. 82, № 10. – С. 103–108.

169. Действие сильноточного импульсного электронного пучка низкоэнергетических электронов на приповерхностные слои пористой циркониевой керамики / А.П. Суржиков, Т.С. Франгульян, С.А. Гынгазов, И.П. Васильев // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40, № 17. – С.78–86.

170. Ghyngazov, S.A. Electron Microscopy Study of Alumina Ceramics Irradiated with A Low-Energy High-Current Electron Beam / S. A. Ghyngazov, N. N. Koval, V. A. Kostenko // Russian Physics Journal. – 2021. – Vol. 64, № 2. – P. 367–369.

171. The microstructure of quenched rails / V.E. Gromov, A.B. Yurev, K.V. Morozov, Yu.F. Ivanov // Cambridge international science publishing. – 2016. – 157 p.

172. Surface structure and properties of high-chromium steel irradiated with a submillisecond pulsed electron beam / M.S. Vorobyov, Yu.F. Ivanov, Yu.H. Akhmadeev [et al.] // Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – 1115. – 032064.

173. Динамическое управление мощностью мегаваттного электронного пучка субмиллисекундной длительности в источнике с плазменным катодом /

М.С. Воробьёв, П.В. Москвин, В.И. Шин [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2021. – Т. 47, № 10. – С. 38-42.

174. Electron beam generation with variable current amplitude during its pulse in a source with a grid plasma cathode / M.S. Vorobyov, N.N. Koval, P.V. Moskvin [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – 1393. – 012064.

175. Controlling the Specimen Surface Temperature During Irradiation With a Submillisecond Electron Beam Produced by a Plasma-Cathode Electron Source / M.S. Vorobyov, T.V. Koval, V.I. Shin [et al.] // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2021. – V. 49, №. 9. – P. 2550 – 2553.

176. Chen, S.H. Melting and Solidification with Internal Radiative Transfer – A Generalized Phase Change Model / S.H. Chen, D.H. Cho, G. Kocamustafaogullary // Intern. J. Heat Mass Transfer. – 1983. – Vol. 26. – P. 621.

177. Vorob'ev, A.Yu. Fast heating and melting of alumina under the effect of concentrated laser radiation / A.Yu. Vorob'ev, V.A. Petrov, V.E. Titov // High Temperature. – 2007. – Т. 45, № 4. – С. 478–487.

178. Spectrum of fast electrons in nanosecond breakdown of air at atmospheric pressure / E.H. Baksht, A.G. Burachenko, V.Yu. Kozhevnikov [et al.] // Proc. 16 International Symposium on High Current Electronics. – 2010. – P. 43–46.

179. Тихонов, А.Н. Методы решения некорректных задач / А.Н. Тихонов, В.Я. Арсенин. – М.: Наука. Главная редакция физико–математической литературы. – 1979. – 288 с.

180. Tabata, T. A generalized empirical equation for the transmission coefficient of electrons / T. Tabata, R. Ito // Nucl.Instr. and Methods. – 1975. – Vol. 127. – P. 429–434.

181. Energy Spectrum of an Electron Beam Outputted into Ambient Air on an Electron Accelerator with a Grid Plasma Cathode / M.S. Vorobyov, E.Kh. Baksht, N.N. Koval [et al.] // IEEE2018, Proceedings 20th International Symposium on High-Current Electronics (ISHCE). – 2018. – P. 209 – 213.

182. Груздев, В.А. Режимы эмиссии электронов в плазменных источниках двух типов. / В.А. Груздев, В.Г. Залесский // Труды III Международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника». – 2009. – С. 1–9.

183. Воробьёв, М.С. Формирование плоской вершины импульса тока пучка в источнике электронов с плазменным катодом // М.С. Воробьёв, Н.Н. Коваль, В.В. Яковлев // Известия ВУЗов. Физика. – 2017. – Т.60, №10/2. – С. 20-24.

184. Doroshkevich, S.Yu. Stabilization of the pulse current in the electron accelerator with a grid plasma emitter / S.Yu. Doroshkevich, M.S. Vorobyov, V.V. Yakovlev // Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – 1115. – 022017.

185. Серегин, Б.А. Обратная связь в ускорителях /Б.А. Серегин - М.: Радио и связь. – 1983. – 96 с.

186. Отрицательная обратная связь по току в ускоряющем промежутке в источниках электронов с плазменным катодом / М.С. Воробьёв, П.В. Москвин, В.И. Шин [и др.] // ЖТФ. – 2022. – Т. 92, № 6. – С. 883–888.

187. Generation, transport, and efficient extraction of a large cross-section electron beam into an air in an accelerator with a mesh plasma cathode / T.V. Koval, M.S. Vorobyov, N.N. Koval, Nguen Bao Hung // Lasers and Particle Beams. – 2018. – V. 36, № 1. – P. 22-28.

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

189. Koval, T.V. Enhancement of emission currents in plasma electron sources based on a low-pressure arc discharge / T.V. Koval, V.N. Devyatkov, Nguyen Bao Hung // Journal of Physics: Conference Series. – 2015. – 652. – 012061.

190. Мультидуговой плазменный эмиттер для генерации субмиллисекундного электронного пучка с энергией до 100 кэВ и током до 1 кА /

М.С. Воробьёв, С.В. Григорьев, П.В. Москвин, С.А. Сулакшин // Изв. ВУЗов. Физика. – 2014. – Т.57, №11/3. – С. 199–204.

191. Исследование стабильности работы плазменного эмиттера для широкоапертурного источника электронов / М.С. Воробьёв, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакшин, В.В. Шугуров // Труды V Международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника». – 2015. – С. 61–69.

192. Воробьёв, М.С. Исследование энергетической эффективности источника электронов с многоапертурным плазменным эмиттером и выводом пучка большого сечения в атмосферу / М.С. Воробьёв, Н.Н. Коваль, С.А. Сулакшин // Труды V Международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника». – 2015. – С. 145–152.

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

194. Burdovitsin, V.A. Fore-vacuum plasma-cathode electron sources / V.A. Burdovitsin, E.M. Oks // Laser and Particle Beams. – 2008. – Т.26, №4. – С. 619–635.

195. Goebel, D.M. Long pulse, plasma cathode e-gun / D.M. Goebel, R.W. Schumacher, R.M. Watkins // Proc. Conf. on High Power Particle Beams. – Washington. – 1992. – P. 1093–1098.

196. Submillisecond electron beam for plasma heating in multi-mirror trap gol-3 / I. Kandaurov, V. Astrelin, A. Avrorov [et al.] // Fusion Science and Technology. – 2011. – Vol. 59, №1. – P. 67–69.

197. Гаврилов Н.В. Многоапертурная система извлечения заряженных частиц из плазменного источника / Н.В. Гаврилов, Е.М. Окс // Авт. свидетельство №976806. – 1981.

198. Батраков А.В. Воздействие сильноточного электронного пучка на металлические материалы: методические указания к выполнению работ по курсу

«Эмиссионная электроника» для магистрантов, обучающихся по магистерской программе 210102 «Микроволновая электроника» направления 210100 «Электроника и микроэлектроника» / А.В. Батраков, А.Б. Марков. – Томск: Изд-во ТПУ. – 2008. – 24 с.

199. Воробьёв М.С. Распределение плотности тока в пучке большого сечения в ускорителе электронов с многоапертурным плазменным катодом / М.С. Воробьёв, Н.Н. Коваль // Письма в ЖТФ. – 2016. – Т. 42, № 11. – С. 41–47.

200. Григорьев Ю.В. Измерение тока электронов с энергией 60–130 кэВ в воздухе / Ю.В. Григорьев, А.В. Степанов // ПТЭ. – 1982. – №5. – С. 124–125.

201. Хынг, Н. Б. Исследование основных механизмов энергетических потерь в источнике электронов с плазменным эмиттером и выводом пучка большого сечения в атмосферу / Н.Б. Хынг, Т.В. Коваль, М.С. Воробьёв // Труды V Международного Крейнделевского семинара «Плазменная эмиссионная электроника», Улан-Удэ. – 2015. – С. 45–50.

202. Формирование и транспортировка пучков большого поперечного сечения в газе низкого давления / Н.Б. Хынг, Т.В. Коваль, М.С. Воробьёв, Н.Н. Коваль // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Т. 58, №9/2. – С. 213–217.

203. Koval T.V. Wide-aperture electron source with a plasma grid emitter / T.V. Koval, M.S. Vorobyov, N.B. Hung // High Temperature Material Processes 2015. – Vol. 19, Is.1. – P. 77–84.

204. Hagelaar G.J.M. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models / G.J.M. Hagelaar, L.C. Pitchford // Plasma Sources Sci. Technol. – 2005. – Vol. 14. – P. 722–733.

205. BOLSIG+ Electron Boltzmann equation solver [Электронный ресурс, Офиц. сайт]. URL: <http://www.bolsig.laplace.univ-lse.fr/download.php> (дата обращения: 30.03.2015)

206. Korolev Yu.D. Discharge Formation Processes and Glow-to-Arc Transition in Pseudospark Switch / Yu. D. Korolev, F. Klaus. // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – Vol. 27, №. 5. – P. 1525–1537.

207. Исследование генерации низкотемпературной плазмы в тлеющем разряде с полым катодом большой площади / Т. В. Коваль, И. В. Лопатин, А. С. Огородников, Нгуен Бао Хынг // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57, № 3/2. – С. 129–125.

208. Коваль Т.В. Исследование генерации плазмы и токопрохождения интенсивного низкоэнергетического электронного пучка / Т.В. Коваль, Ле Ху Зунг // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57, № 3/2. – С.118–121.

209. Численное моделирование работы широкоапертурного ускорителя электронов с сетчатым плазменным эмиттером и выводом пучка в атмосферу / В.Т. Астрелин, М.С. Воробьёв, А.Н. Козырев, В.М. Свешников // Прикладная механика и техническая физика. – 2019. – Т.60, №5. – С. 3–12.

210. Astrelin, V. Numerical model of EOS with large-area plasma cathode with mesh stabilization of the emission plasma boundary / V. Astrelin, M. Vorobyov // Journal of Physics: Conf. Series. – 2018. – 1115. – 022001.

211. Structure of Silumin Surface Layer Modified by Compression Plasma Flow / N.N. Cherenda, A.P. Laskovnev, V. Uglov [et al.] // Proc. 10th Intern. Conf. on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. – 2010. – P. 328–331.

212. Hegde, S. Modification of eutectic silicon in Al–Si alloys / S. Hegde, K.N. Prabhu // J. Mater. Sci. – 2008. – Vol. 43. – P. 3009–3027.

213. Formation of Structure and Properties of Silumin on Electron-Beam Processing / Yu.F. Ivanov, V.E. Gromov, D.V. Zagulyaev [et al.] // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2019. – Vol. 13, P. 809–813.

214. Sigworth, G. The modification of Al-Si casting alloys: important practical and theoretical aspects / G. Sigworth, J. Campbell, J. Jorstad // Intern. Journal Met. 2009 – V. 3. – P. 65–78.

215. Modification of structure and surface properties of hypoeutectic silumin by intense pulse electron beams / Y.F. Ivanov, V.E. Gromov, S.V. Konovalov [et al.] // Usp. Fiz. Met. – 2018. – Vol. 19. – P. 195-222.

216. A study on changes in the properties of silumin surface layers modified by yttrium oxide / V.E. Gromov, Y.F. Ivanov, D.V. Zagulyaev [et al.] // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2018. – Vol. 411, №1. – 012023.

217. Liu, Z. Hypereutectic Al–Si–Mg in situ composite prepared by melt superheating / Z. Liu, M. Xie // Adv. Mater. Res. – 2011. – Vol. 194–196. – P. 113–116.

218. Liu, Z. Microstructure and Properties of In Situ Al-Si-Mg₂Si Composite Prepared by Melt Superheating / Z. Liu, M. Xie, X.M. Liu // Applied Mechanics and Materials. – 2011 – Vol. 52–54. – P. 750–754.

219. Structure and properties changes of Al-Si alloy treated by pulsed electron beam / D. Zagulyaev, S. Konovalov, V. Gromov [et al.] // Mater. Lett. – 2018. – Vol. 229. – P. 377–380.

220. Microstructure and mechanical properties of doped and electron-beam treated surface of hypereutectic Al-11.1%Si alloy / D. Zagulyaev, S. Konovalov, Y. Ivanov [et al.] // J. Mater. Res. Technol. – 2019. – Vol. 8. – P. 3835–3842.

221. Modification of the sample's surface of hypereutectic silumin by pulsed electron beam / M.E. Rygina, Y.F. Ivanov, A.P. Lascone [et al.] // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2016. – Vol. 124, №1. – 012138.

222. Treatment of Silumin Surface by a Modulated Submillisecond Electron Beam / M.S. Vorobyov, K.T. Ashurova, Yu.F. Ivanov [et al.] // High Temperature Material Processes. – 2022. – Vol. 26, №4. – P.1–10.

223. Surface modification of hypereutectic silumin subjected to a millisecond modulated electron beam treatment / K.T. Ashurova, M.S. Vorobyov, E.A. Petrikova [et al.] // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2021. – 2064. – 012045.

224. Progress in multimirror trap GOL-3 / V.S. Koidan, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin [et al.] // *Sci. Technol.* – 2005. – Vol. 47, №1Т. – P. 35–42.

225. Generation of High-Power Sub-THz Waves in Magnetized Turbulent Electron Beam Plasmas / M.K.A. Thumm, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin [et al.] // *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*. – 2014. – Vol. 35, № 1, P. 81–90.

226. Novosibirsk Project of Gas-Dynamic Multiple-Mirror Trap / A. Beklemishev, A. Anikeev, V. Astrelin [et al.] // *Fusion Sci. Technol.* – 2013. – Vol. 63, №1Т. – P. 46-51.

227. Study of plasma-surface interaction at the GOL-3 facility / A. S. Arakcheev, A. V. Burdakov, S. V. Polosatkin [et al.] // *Fusion Engineering and Design*. – 2017. – Vol. 114. – P. 157-179.

228. Давыденко, В.И. Получение прецизионных ионных и атомных пучков высокой интенсивности / В.И. Давыденко, Г.И. Димов, Г.В. Росляков // *Докл. Академии наук*. – 1983. – Т. 271, № 6. – С. 1980–1383.

229. High current plasma electron emitter / G. Fiksel, A.F. Almagri, D. Craig [et al.] // *Plasma Sources Sci. Technol.* – 1996. – Vol. 5. – P. 78.

230. Generation and transport of submillisecond intense electron beams in plasma cathode vacuum diodes / V.T. Astrelin, I.V. Kandaurov, M.S. Vorobyov [et al.] // *Vacuum*. – 2017. – Т. 138. – P. 1–6.

231. Численное моделирование формирования электронных пучков в источниках двух типов с плазменным катодом и их транспортировки в магнитном поле / В. Т. Астрелин, М. С. Воробьев, И. В. Кандауров, В. В. Куркуचेков // *Известия РАН. Серия физическая*. – 2019. – Т. 83, № 11. – С. 1529–1533.

232. Blackley, D.C. *Science and Technology*. / D.C. Blackley // *Polymer Lattices: Types of Lattices*. – 1997. – Vol. 2. – 2nd ed. – 592 p.

233. A New Trend in Radiation Vulcanization of Natural Rubber Latex with a Low Energy Electron Beam / Md. E. Haque, K. Makuuchi, H. Mitomo [et al.] // *Polymer Journal*. – 2005. – Vol. 37. – №.5. – P. 333–339.

234. Application of large area plasma cathode electron beam for natural rubber vulcanization / P. Raharjo, K. Uemura, N.N. Koval [et al.] // *Proc.15 International Symposium on High Current Electronics*. – Tomsk: Publishing House of the IAO SB RAS. – 2008. P. 497-501.

235. Вулканизация натурального каучука с использованием ускорителя электронов с плазменным катодом / В.В. Денисов, М.С. Воробьёв, В.В. Шугуров, В.В. Яковлев // *Сборник материалов V Всероссийской конференции молодых ученых «Физика и химия высокоэнергетичных систем»*. – Томск: ТМЛ-Пресс, 2009. – С. 622-625.

236. Радиационная обработка натурального латекса с использованием широкоапертурного ускорителя электронов с плазменным эмиттером / М.С. Воробьёв, В.В. Денисов, Н.Н. Коваль [и др.] // *ХВЭ*. – 2015. – Т.49, №3. – С. 169–172.

237. Diamond-like films formed by pulsed laser irradiation of phenylcarbyne polymer / S.M. Huang, Y.F. Lu, Z. Sun, X.F. Luo // *Surf. Coatings Technol.* – 2000. – Vol. 125. – P. 25–29.

238. Zhang, X. Microwave synthesis of nanocarbons from conducting polymers / X. Zhang, S. Manohar // *Chem. Commun.* – 2006. – Vol. 23. – P. 2477.

239. Ковивчак В.С. Формирование наноструктурированного углеродного материала на поверхности полимера, содержащего ферроцен, при воздействии мощного ионного пучка / В.С. Ковивчак, Ю.Г. Кряжев, Е.С. Мартыненко // *Письма в ЖТФ*. – 2016. – Т.42, №3. – С. 84–90.

240. Ковивчак В.С. Воздействие мощного ионного пучка на тонкие полимерные слои, нанесенные на диэлектрические подложки / В.С. Ковивчак,

Ю.Г. Кряжев, Е.С. Запечалова, В.А. Лихолобов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2016. – №4. – С. 61–64.

241. «Холодный» синтез углерода из поливинилхлорида с использованием электронного пучка, выведенного в атмосферу / Ю.Г. Кряжев, Н.Н. Коваль, М.С. Воробьев [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2016. – Т. 42, № 19. – С. 13–19.

242. Carbon Synthesis by Electron Beam Irradiation of Polyvinyl Chlorid / M.S. Vorobyov, Yu.G. Kryazhev, N.N. Koval [et al.] // Известия ВУЗов. Физика. – 2016. – Т.59, №9/3. – С. 215–218.

243. Химия полисопряженных систем / А.А Берлин [и др.] // М.: Химия, 1972. - 271 с.

244. Characterization of highly irradiated polyvinyl chloride / E. Adem, M. Avalos-Borjai, L. Cota, G. Burillo // Radiat. Phys. Chem. – 1992ю – Vol. 39, №. 5. – P. 397-400.

245. Formation of nanostructures in highly irradiated poly (vinyl chloride) / E. Adem, D. H. Galvan, L. Cotaand G. Burillo // Fullerenes, Nanotubes, and Carbon Nanostructures. – 2010. – Vol. 18, № 3. P. 179–185.

246. Evaluation of the effect of pre-sowing electron irradiation of barley seeds on plant development and disease incidence / N.N. Loy, N.I. Sanzharova, S.N. Gulina [et al.]// J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – Vol. 1393. – 012107.

247. Козьмин Г.В. Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности / Г.В. Козьмин, С.А. Гераськин, Н.И. Санжарова // Обнинск: ВНИИРАЭ. – 2015. – 400 с.

248. Предпосевная обработка семян яровой пшеницы импульсным электронным пучком в атмосфере / С.Ю. Дорошкевич, К.П. Артёмов, Н.Н. Терещенко [и др.] // ХВЭ. – 2021. – Т. 55, № 4. – С. 326–332.

249. Measurement and Calculation of the Absorbed Dose During Irradiation of the Grain by a Pulse Electron Beam with Energy up to 160 keV / M. Vorobyov, S. Doroshkevich, E. Pokrovskaya, K. Artyomov // Proceedings of 7th International

Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE) – 21st International Symposium on High-Current Electronics - Tomsk – 2020. – P. 310–314.

250. Evaluation of the effect of pre-sowing electron irradiation of barley seeds on plant development and disease incidence / N.N. Loy, N.I. Sanzharova, S.N. Gulina [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – 2064. – 012101.

251. Effectiveness of Electron Radiation Application for Preseep Treatment of Spring Wheat / N. Loy, S. Doroshkevich, N. Sanzharova [et al.] // IEEE2020, Proceedings of 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE) - 15th International Conference on Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows - Tomsk – 2020. – P. 750–755.

252. Физика. Технологии. Инновации. Под ред. Рычкова В. Н., Екатеринбург: УРФУ, 2015. 358 с.

253. Уральский НИИСХ филиал ФГБНУ УрФАНИЦ УрО РАН. Растениеводство / Яровая пшеница URL: http://uralniishoz.ru/progress/rastenievodstvo_1/rastenievodstvo/ (дата обращения 19.12.2019).

254. Беспалов, В.И. Пакет программ ЕРНСА для статистического моделирования поля излучения фотонов и заряженных частиц / В.И. Беспалов // Известия ВУЗов. Физика. – 2000. – Т. 43, № 4. – С. 159.

255. ГОСТ 12044-93 Семена сельскохозяйственных культур. Методы определения зараженности болезнями. М.: Стандартинформ, 2011.

256. Bhat, R. Nutritional quality evaluation of electron beam irradiated lotus (*Nelumbo nucifera*) seeds / R. Bhat, K.R. Sridhar // Elec. J. Env. Agricult. Food Chem. – 2008. – V. 7, № 12. – P. 2578.

257. Исследование эффективности облучения биологических объектов с применением пучка ускоренных электронов / Н.В. Илюхина, А.Ю. Колоколова, А.В. Прокопенко, В.П. Филиппович // Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы: сборник

докладов международной научно-практической конференции, Обнинск: ФГБНУ ВНИИРАЭ. – 2018. – С. 76–80.

258. Влияние ионизирующего излучения на развитие патогенных грибов рода *alternaria* на семенах ясеня обыкновенного (*Fraxinus excelsior* L.) / А.Н. Раздайводин, А.И. Радин, В.В. Калнин [и др.] // Радиационные технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности: состояние и перспективы: сборник докладов международной научно-практической конференции., Обнинск: ФГБНУ ВНИИРАЭ. – 2018. – С. 114–117.

ПРИЛОЖЕНИЯ

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

**Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Всероссийский научно-исследовательский институт
радиологии и агроэкологии»
(ФГБНУ ВНИИРАЭ)**

249032, Калужская область, г. Обнинск, Киевское шоссе, 109 км
Тел.: (484)396-48-02, 399-69-66, факс: (484)396-80-66
E-mail: rirae70@gmail.com; <https://www.rirae.ru/>

Акт

использования результатов диссертационной работы Воробьёва М.С. на соискание ученой степени доктора технических наук «Развитие источников электронов с сеточными плазменными эмиттерами на основе дугового разряда низкого давления»

Место проведения испытаний: Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии», 249032 Россия, Калужская область, г. Обнинск, Киевское шоссе, 109 км.

С 2017 г. по 2022 г. (включительно) в ФГБНУ ВНИИРАЭ проведены исследования по воздействию электронного пучка большого сечения с энергией электронов до 200 кэВ на сельскохозяйственную продукцию с использованием электронного ускорителя «ДУЭТ». Ответственным за постановку экспериментов со стороны ИСЭ СО РАН являлся Воробьёв М.С.

Проведены исследования по влиянию электронно-пучкового облучения семян пшеницы, ячменя и овса на посевные качества сельскохозяйственных культур и резистентность возбудителей болезней. В результате экспериментов показано, что проведение облучения при следующих параметрах установки: ускоряющее напряжение 100–130 кВ, ток пучка 10 А, длительность пучка 50–100 мкс, количество импульсов - до 10 имп. приводит к одновременному обеззараживанию поверхности семян от грибных болезней (поглощенная доза может достигать десятков кГр) и стимуляции ростовых процессов (повышение лабораторной всхожести семян, увеличение длины ростка и корешка и др.).


Настоящим актом руководство ФГБНУ ВНИИРАЭ подтверждает достоверность информации о возможности получения эффекта обеззараживания и

стимулирующего влияния на ростовые процессы для семян пшеницы яровой сортов «Злата» и «Рима», ячменя ярового сортов «Нур» и «Владимир» и овса сорта «Львовский 78» при их облучении электронным пучком, выведенным в атмосферу, используя источник электронов с плазменным эмиттером.

Технология перспективна для практического применения в сельском хозяйстве при предпосевной обработке с целью обеззараживания семян и увеличения урожайности сельскохозяйственных культур.

Директор ВНИИРАЭ,
д.б.н.



 / Е.И. Карпенко /

Научный руководитель ВНИИРАЭ,
чл.-корр. РАН

 / Н.И. Санжарова /

**Минобрнауки России
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки
Институт физического материаловедения
Сибирского отделения
Российской академии наук
(ИФМ СО РАН)**

Сахьяновой ул., д. 6, Улан-Удэ, 670047

Тел./факс: (3012) 41-68-00, 43-32-24

E-mail: dir@ipms.bsnet.ru

ОКПО 90044739, ОГРН 1110327014203,

ИНН/КПП 0323359566/032301001

от 16.09.2022 № 270-05-09/39
на № _____

[акт использования]

А К Т

использования результатов диссертационной работы **ВОРОБЬЁВА** Максима Сергеевича «Развитие источников электронов с сеточными плазменными эмиттерами на основе дугового разряда низкого давления», на соискание ученой степени доктора технических наук.

Место проведения испытаний: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физического материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук (ИФМ СО РАН), 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, д. 6.

В ИФМ СО РАН проведены исследования образцов и продемонстрирована возможность управления температурой модифицированной поверхности образцов при борировании и бораалитировании инструментальной и углеродистой стали методом обработки импульсным интенсивным субмиллисекундным пучком электронов, генерируемым в источнике с сеточным плазменным катодом «СОЛО», входящего в перечень уникальных установок России. Управление скоростью ввода энергии пучка в течение его импульса субмиллисекундной длительности в модифицированную поверхность на примере реагирующих и насыщающих смесей, показало возможность удержания заданного диапазона температуры и как следствие создание необходимого фазового состава, структуры и строения модифицированной поверхности при использовании модулированного электронного пучка путем пропорционального изменения концентрации эмиссионной плазмы.

Настоящим актом ИФМ СО РАН подтверждает, что результаты, полученные в рамках подготовки диссертации **ВОРОБЬЁВА** Максима Сергеевича на соискание ученой степени доктора технических наук, использованы при выполнении код (шифр) 0270-2021-0001 научной темы «Разработка физических основ применения газоразрядной плазмы и пучков заряженных частиц в новых технологиях создания функциональных покрытий, плазмохимических и биомедицинских технологиях» и проекта Российского научного фонда №19-79-10163 «Разработка научно-технических основ создания композиционных покрытий типа Fe-Me-B с высокими эксплуатационными свойствами на поверхности легированных сталей».

Директор, д.ф.-м.н.

А.В. Номоев

Главный научный сотрудник, д.т.н., профессор

А.П. Семенов

Заведующий лабораторией, к.т.н.

У.Л. Мишигдоржийн



Акт

использования результатов работы «Разработка и создание компактного источника электронов с плазменным катодом для всесторонней (3D) модификации поверхности изделий сложной формы» в рамках программы СТАРТ

Место проведения испытаний: ООО «Ангиолайн ресерч».

Настоящим актом ООО «Ангиолайн ресерч» подтверждает, что результаты работы по теме «Разработка и создание компактного источника электронов с плазменным катодом для всесторонней (3D) модификации поверхности изделий сложной формы», выполняемой младшим научным сотрудником ИСЭ СО РАН Москвиным Павлом Владимировичем и старшим научным сотрудником ИСЭ СО РАН Воробьёвым Максимом Сергеевичем, могут быть использованы для финишной полировки внешней и внутренней поверхности коронарных стентов, которая является альтернативой для «традиционной» электролитической обработки. Эксперименты проводились с использованием модернизированной электронно-пучковой установки «СОЛО» при следующих режимах обработки:

Рабочая среда – аргон при давлении $2,5 \times 10^{-2}$ Па,

Энергия электронов (19 – 22) кэВ,

Ток пучка (200 – 300) А,

Длительность импульса 20 мкс,

Частота следования импульсов 0,3 Гц,

Профиль распределения плотности мощности пучка в области воздействия гауссов шириной (2,6 – 3) см,

Положение стента горизонтальное, вращение стента дискретное по 30° , число полных оборотов от 1 до 3, продольное смещение дискретное по 5 мм и по 6 мм, число продольных проходов – 1, число импульсов воздействия на каждую позицию от 2 до 5,

Заключение: Проведенные эксперименты по электронно-пучковой модификации поверхности коронарных стентов показали, что в результате такого энергетического воздействия возможно удаление крапа на внутренней поверхности стента и удовлетворительное сглаживание внешней и

ООО «Ангиолайн Ресерч»

ИНН 5408024670 / КПП 543301001
ОГРН 1195476061285 / ОКПО 41237435
630559, Новосибирская обл., р.п. Кольцово,
ул. Технопарковая, д.6, оф. 336
+7 (383) 363-48-90
angioline.ru / e-mail: info@angiores.ru

внутренней поверхностей стента, однако для внедрения такой электронно-пучковой технологии необходимо устранить дефект, заключающийся в неудовлетворительной полировке поверхности стента в областях геометрической тени электронного пучка.

Руководитель отдела проектирования и разработок
ООО «Ангиолайн ресерч»



/ Требушат Д.В. /

Минобрнауки России
 Федеральное государственное
 бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера
 Сибирского отделения Российской академии наук
(ИЯФ СО РАН)

Проспект ак. Лаврентьева, д. 11, г. Новосибирск, 630090
 телефон: (383) 329-47-60, факс: (383) 330-71-63
<http://www.inp.nsk.su>, e-mail: inp@inp.nsk.su
 ОКПО 03533872 ОГРН 1025403658136
 ИНН/КПП 5408105577 / 540801001

от 15.03.2022 № 15311 – 44/9314-521

на _____ от _____

Институт сильноточной электроники
 Сибирского отделения РАН,

пр. Академический, д.2/3, Томск, 634055

Акт

использования результатов диссертационной работы Воробьева Максима Сергеевича на соискание ученой степени доктора технических наук «Развитие источников электронов с сеточными плазменными эмиттерами на основе дугового разряда низкого давления»

Место проведения испытаний: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН), 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, д. 11.

Настоящим актом подтверждаем, что в ходе проведения экспериментов по проекту РФФИ № 16-38-50262 «Экспериментальное исследование работы источника длинноимпульсного электронного пучка с плазменным анодом и плазменным катодом с сеточной стабилизацией эмиссионной границы, предназначенного для инжекции пучка в линейную магнитную ловушку», в котором Воробьев М.С. являлся ответственным исполнителем, в источнике электронов с плазменным эмиттером на основе дугового разряда низкого давления экспериментально была продемонстрирована возможность двукратного повышения энергозапаса электронного пучка при переходе от многоапертурной электронно-оптической системы диодного типа к системе со слоевой стабилизацией границы эмиссионной плазмы и плазменным анодом с открытой (подвижной) границей анодной плазмы.

Поскольку осевая инжекция мощного пучка электронов рассматривается, в том числе, как инструмент создания и стабилизации плазмы в линейной магнитной ловушке, то можно сделать заключение о принципиальной важности экспериментов в этом направлении для целей достижения управляемого термоядерного синтеза в открытых системах.

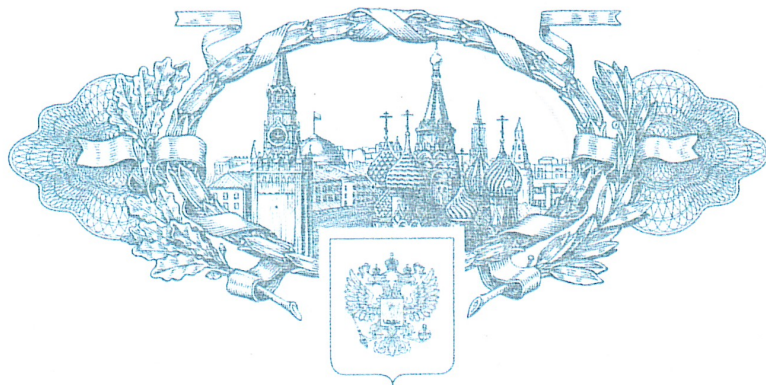
Ученый секретарь ИЯФ СО РАН,
 к.ф.-м.н.



(Handwritten signature)

/ А.В. Резниченко /

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2746265

СПОСОБ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ДЛЯ
ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТИ
МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

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

Авторы: *Воробьев Максим Сергеевич (RU), Коваль Тамара Васильевна (RU), Коваль Николай Николаевич (RU), Тересов Антон Дмитриевич (RU), Шин Владислав Игоревич (RU), Дорошкевич Сергей Юрьевич (RU), Москвин Павел Владимирович (RU), Петрикова Елизавета Алексеевна (RU), Яковлев Владислав Викторович (RU), Ашурова Камилла Тахировна (RU)*

Заявка № 2020137779

Приоритет изобретения 18 ноября 2020 г.

Дата государственной регистрации
в Государственном реестре изобретений
Российской Федерации 12 апреля 2021 г.

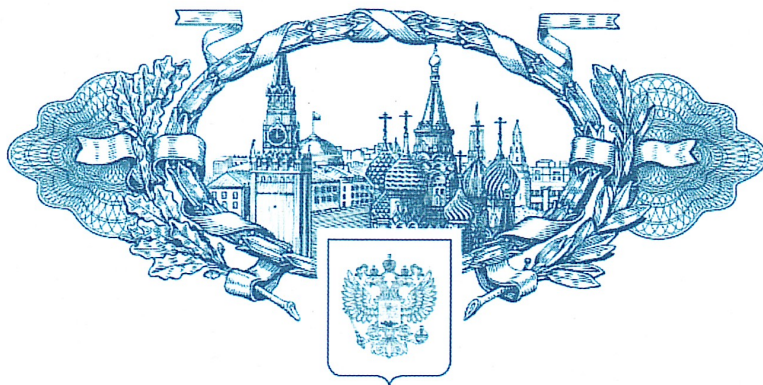
Срок действия исключительного права
на изобретение истекает 18 ноября 2040 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Г.П. Ивлиев



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2772817

СПОСОБ ПОВЫШЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ
ЭФФЕКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ
НА ОСНОВЕ ИОННО-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

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

Авторы: *Дорошкевич Сергей Юрьевич (RU), Воробьев Максим Сергеевич (RU), Коваль Николай Николаевич (RU), Торба Максим Сергеевич (RU), Сулакшин Степан Александрович (RU), Леванисов Вадим Андреевич (RU), Шугуров Владимир Викторович (RU), Шин Владислав Игоревич (RU)*

Заявка № **2021128647**

Приоритет изобретения **01 октября 2021 г.**

Дата государственной регистрации
в Государственном реестре изобретений
Российской Федерации **26 мая 2022 г.**

Срок действия исключительного права
на изобретение истекает **01 октября 2041 г.**

*Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности*

ДОКУМЕНТ ПОДПИСАН ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДПИСЬЮ
Сертификат 68b80077e14e40f0a94e6bd24145d5c7
Владелец **Зубов Юрий Сергеевич**
Действителен с 2.03.2022 по 26.05.2023

Ю.С. Зубов

