

На правах рукописи



Нефедцев Евгений Валерьевич

**ЯВЛЕНИЯ НА КАТОДЕ И В ПРИКАТОДНОЙ ПЛАЗМЕ
В НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЯХ ИМПУЛЬСНОГО ПРОБОЯ
МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВАКУУМНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ**

01.04.04 – физическая электроника

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени

доктора физико-математических наук

Томск – 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
"Институт сильноточной электроники Сибирского отделения
Российской академии наук" (ИСЭ СО РАН).

Официальные оппоненты: Сергей Александрович Баренгольц – доктор физико-математических наук, исполняющий обязанности заведующего лабораторией теоретической электрофизики Федерального государственного бюджетного учреждения науки "Институт общей физики имени А. М. Прохорова Российской академии наук;

Лев Борисович Зуев – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией физики прочности Федерального государственного бюджетного учреждения науки "Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук;

Виктор Львович Паперный – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой общей и космической физики Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения "Иркутский государственный университет";


Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

Защита состоится 8 сентября 2022 г. в 15-00 на заседании диссертационного совета Д 003.031.01 при ИСЭ СО РАН по адресу: 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/3.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИСЭ СО РАН и на сайте <http://www.hcei.tsc.ru/ru/cat/dissertations/dissertations.html>

Автореферат разослан _____ 2022 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор технических наук



Озур Г. Е.

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

Экспериментальная база современной физики во многом связана с использованием электроизоляционных свойств вакуума, а также с возможностью коммутирования в вакууме больших электрических токов. Особый интерес к вакуумной среде вызван созданием мощных и сверхмощных импульсных ускорителей заряженных частиц, источников микроволнового и лазерного излучения, проведением исследований по управляемому термоядерному синтезу. Повышение мощности и стабильности работы указанных электрофизических устройств неразрывно связано с необходимостью увеличения удерживаемых рабочих электрических полей в вакууме в условиях импульсного перенапряжения.

Многолетний поиск причин нарушения вакуумной изоляции привел к обнаружению множества разнообразных явлений и связанных с ними механизмов пробоя, обусловленных наличием на поверхности электродов микровыступов, частиц, открытых пор, диэлектрических пленок, включений вторых фаз и других неоднородностей [1–3]. Однако значительные усилия, затрачиваемые на обеспечение чистоты и совершенства электродов с применением современных методов очистки поверхности давали сравнительно слабый эффект: импульсная (в пределах длительности импульса 100 нс) электрическая прочность практически значимых миллиметровых и сантиметровых вакуумных промежутков (ВП) достигла лишь уровня $\sim 10^8$ В/м. Это более чем на порядок меньше тех предельных значений напряженности электрического поля $E_0 \sim 3 \cdot 10^9$ В/м, при которых вакуумная изоляция нарушается появлением значительного тока автоэлектронной эмиссии из металлов. В связи с этим, в настоящее время наблюдается некоторая стагнация и напряженное ожидание качественного скачка в понимании физики инициирования импульсного вакуумного пробоя. В тоже время, возникает интуитивное понимание того, что "последние" факторы, ограничивающие электрическую прочность ВП, следует искать не на поверхности электродов, а в самой структуре их материала на уровне нанометровых и атомных масштабов. Недавно появившиеся теории, опирающиеся на весьма косвенные данные, указывают на то, что внутренними провокаторами вакуумного пробоя могут быть линейные дефекты кристаллической структуры, скорее всего, дислокации [20], которые, как известно, под действием нагрузки способны размножаться и быть носителями пластической деформации. Однако прямая фиксация первичных предпробойных изменений на исходно чистой и гладкой поверхности материала электродов требует применения новых экспериментальных подходов, поскольку эти изменения скрыты и скоротечны, а в ходе развития пробоя следы этих изменений уничтожаются искровыми процессами.

Несмотря на меры, принимаемые для обеспечения чистоты оснастки высоковольтных устройств, существует конечная вероятность попадания частиц микронных и субмикронных размеров на электроды, например, из атмосферы во время монтажа, со стенок вакуумной камеры во время ее откачки, из плазмы в ходе технологических операций, с самих электродов после первых пробоев, и т.д. Зачастую источник частиц, оказавшихся в зоне высоких электрических полей, остается неопределенным. Проблема инициирования вакуумного пробоя частицами в целом не нова [1, 3]. Классические теории в основном опираются на модель ускорения заряженной частицы в постоянном электрическом поле ВП и анализ конверсии приобретенной ею кинетической и электростатической энергии в тепловую энергию, достаточную для сублимации материалов

частицы и электрода. Однако в современных вакуумных и газонаполненных устройствах, использующих импульсное или переменное напряжение, частицы, не следуя такой схеме поведения, могут провоцировать преждевременный пробой непосредственно на том электроде, где они находятся изначально, не успев отлететь от него за период действия поля даже на небольшую часть межэлектродного расстояния [26, 40]. Совокупность накопленных экспериментальных данных по этой проблеме не находит своего обобщения в теориях, где частицы традиционно рассматриваются как точечные. Это приводит к необходимости формулировки принципиально новой фундаментальной задачи исследования детального поведения частицы вблизи электрода в условиях изменения окружающего ее электрического поля, искажаемого ей же самой.

Какими бы ни были явления, инициирующие импульсный вакуумный пробой, они приводят к возбуждению на катоде взрывной электронной эмиссии и переходу пробоя в искровую стадию, при которой растущая проводимость вакуумного промежутка определяется эмиссией электронов с границы расширяющейся плазмы взрывоэмиссионного центра (катодного факела) [2]. В силу скоротечности процессов и значительных градиентов концентрации частиц, экспериментальные возможности исследования динамики и структуры катодного факела оказываются весьма ограниченными [2], поэтому особые надежды в таком исследовании возлагаются на теоретическое моделирование. В большинстве теоретических работ, основанных на применении упрощенных гидродинамических моделей плазмы с наложением условий квазинейтральности, стационарности, адиабатичности и др., включая пионерные работы [4, 5], как правило, оценивались отдельные параметры и характеристики токонесущей плазмы. В последнее время, благодаря развитию вычислительной техники, стали возможными детальные исследования структуры и динамики взрывоэмиссионных центров, например, с использованием методов PIC (частиц в ячейках) для вакуумного промежутка длиной порядка десятков микрометров [44, 45]. Сложность применения методов PIC/Monte Carlo для изучения эволюции катодного факела на сравнительно больших, практически интересных миллиметровых промежутках, связана в основном со значительными затратами времени расчета при необходимости отслеживать высокие перепады концентраций. Поэтому интерес к расчетам на основе неупрощенных нестационарных гидро-газодинамических моделей, которые позволят детально исследовать эволюцию плазмы взрывоэмиссионного центра в достаточно длинном вакуумном промежутке, сохраняется [6].

Явление взрывной электронной эмиссии в настоящее время широко используется для генерации сильноточных пучков электронов [29, 30] и ионов [56–58, 63]. Большой интерес представляет методика генерации сильноточных электронных пучков, использующая короткоимпульсный пробой катодного ионного слоя (КИС) [30]. Такой пробой по своей сути является вакуумным, поскольку из прикатодного пространства электрическим полем вытесняются электроны, в результате чего формируется система электродов металлический катод – плазменный анод, между которыми падает почти все приложенное напряжение. Однако в отличие от неподвижной электродной системы металл – металл, через динамически расширяющийся КИС протекает нестационарный ионный ток. При этом до сих пор отсутствует четкое понимание того, какие электрофизические явления обеспечивают условия надежного импульсного пробоя КИС на стадии его формирования. Гипотезы пробоя КИС основаны на классических моделях рождения взрывоэмиссионных центров на микроостриях, перегретых током автоэлектронной эмиссии, или на диэлектрических фрагментах, заряжаемых ионным потоком до критического уровня, при котором происходит поджигающий электрический пробой фрагментов. Однако реализация этих механизмов в случае короткоимпульсного (с задержкой менее

100 нс) пробоя КИС требует своего подтверждения численными расчетами. В свете новых взглядов на природу вакуумного пробоя (см. выше) и экспериментальных данных о влиянии интенсивных ионных потоков на дефектное состояние приповерхностных слоев металла [59], при формулировке критериев короткоимпульсного пробоя КИС назрела необходимость учета изменений свойств самого материала катода, вызванных совместным кратковременным действием электрического поля и ионного тока.

Представленные данные показывают незавершенность понимания предпробойных явлений, приводящих к инициированию наносекундного электрического пробоя в ВП и КИС. Выяснение доминирующих процессов и факторов, управляющих инициированием и коммутацией ВП и КИС при воздействии высоковольтных импульсов напряжения наносекундного диапазона длительностей, позволит внести важный вклад в физику электрического пробоя и разрядов в вакууме. Потребность в реализации предлагаемых исследований отвечает запросам практики, нуждающейся в повышении рабочих электрических полей в вакууме, в связи с чем выбранная тема исследований является актуальной.

Целью работы является достижение нового уровня понимания физики инициирования и развития импульсного электрического пробоя в вакуумных промежутках, образованных электродными системами металл–металл и металл–плазма, а также формирование новых научно-технических подходов к дальнейшему повышению электрической прочности вакуумной изоляции и повышению стабильности генерации и однородности электронных пучков, формируемых в плазмонаполненных диодах.

Для реализации данной цели необходимо решить следующие **задачи**.

1. Выявить факторы и предложить механизмы, препятствующие достижению обоснованных теорией автоэлектронной эмиссии предельно высоких электрических полей в вакуумных промежутках, образованных плоскими электродами.

2. Исследовать особенности поведения многоатомных проводящих частиц на этапе их отлета от электрода под действием внешнего изменяющегося электрического поля, а также сопутствующих электрофизических процессов, ограничивающих электрическую прочность вакуумного промежутка.

3. Теоретически исследовать динамические и объемные характеристики расширяющейся токнесущей плазмы взрывоэмиссионного центра, определяющие развитие коммутационной стадии пробоя миллиметрового вакуумного промежутка, на основе нестационарной многожидкостной модели плазмы.

4. Теоретически и экспериментально исследовать явления, сопровождающие инициирование импульсного пробоя в формирующемся ионном слое между металлическим катодом и плотной анодной плазмой в плазмонаполненных взрывоэмиссионных источниках заряженных частиц.

Помимо перечисленных главных задач, в рамках диссертационной работы решались задачи, связанные с проектированием и созданием экспериментального оборудования, оптимизацией режимов электронно-пучковой и электрохимической обработок поверхности электродов, математическим выкладками, написанием и отладкой программ численных расчетов.

Научная новизна

1. Разработан и создан оригинальный комплекс методик экспериментального исследования предпробойных явлений и первых стадий электрического пробоя миллиметровых вакуумных промежутков, образованных двумя плоскими электродами.

2. Экспериментально установлено, что возникновение *первого* импульсного электрического пробоя миллиметрового вакуумного промежутка может развиваться под

действием электрического поля напряженностью $\sim 10^8$ В/м при отсутствии предпробойных эмиссионных центров, связанных с микроостриями, инородными микровключениями, микропорами, микротрещинами и другими локальными неоднородностями поверхности. Переход к искровой стадии первого пробоя в этом случае начинается с момента появления эмиссии электронов с катода, характеризующейся резким возрастанием тока по закону, близкому к параболическому.

3. Получены свидетельства существенной роли линейных дефектов кристаллического строения материалов электродов и микропластических явлений в инициировании *первого* импульсного пробоя вакуумных промежутков, а также отсутствия положительной корреляционной связи между работой выхода электрона из металла и импульсной электрической прочностью вакуумного промежутка с электродами, обладающими гладкой и чистой поверхностью.

4. Экспериментально установлено снижение импульсной электрической прочности вакуумных промежутков в электродных системах металл–металл и металл–плазма под действием локального магнитного поля с индукцией порядка десятых долей Тесла и выше. Наиболее вероятное место пробоя соответствует участку катода, где нормальная составляющая магнитного поля достигает максимума.

5. Теоретически исследовано движение проводящей сферической частицы, первоначально находящейся в контакте с электродом, после преодоления сил адгезии под действием внешнего возрастающего электрического поля. Определены условия возвращения частицы на электрод под влиянием составляющей силы притяжения между индуцированными зарядами на поверхностях частицы и электрода. Оценены электрофизические условия вокруг частицы, отрывающейся от электрода во время фронта импульса напряжения, определяющие предпробойное состояние вакуумного промежутка.

6. На основе нестационарной многожидкостной модели проведено численное моделирование токнесущей расширяющейся плазмы взрывоэмиссионного центра в искровой стадии пробоя миллиметрового вакуумного промежутка. Исследованы изменения во времени и пространстве концентрации, скорости и температуры электронов и ионов плазмы, распределения объемных сил, а также условия нарушения устойчивости плазменного облака, приводящего к разрыву потенциала электрического поля внутри плазмы.

7. Теоретически исследована эволюция пространственных распределений электрического потенциала, концентрации частиц и плотности ионного тока в ходе формирования ионного слоя между взрывоэмиссионным катодом и заранее созданной плазмой с концентрацией заряженных частиц $\sim 10^{18}–10^{19}$ м⁻³ и рассчитаны амплитуды всплесков напряженности прикатодного поля и плотности ионного тока, соответствующие наносекундному пробую катодного ионного слоя. Экспериментально продемонстрировано разрушительное воздействие всплесков ионного потока на поверхность металлов на этапе формирования катодного ионного слоя.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. Полученные научные результаты являются основой для переосмысления вопроса о предельных возможностях вакуумной изоляции и поиска новых подходов к повышению эксплуатационных характеристик электрофизических устройств.

2. Проведенное теоретическое исследование динамически сложного поведения многоатомных проводящих частиц вблизи проводящей плоскости в нарастающем электрическом поле позволяет оценить критические условия их влияния на пробой в вакуумных и плазменных электрофизических устройствах, а также предложить новые принципы электростатического сепарирования частиц и использования частиц в микро- и

нано-механике.

3. Показано, что в рамках единой классической многожидкостной модели плазмы имеется принципиальная возможность провести согласованное численное моделирование расширения плазмы взрывоэмиссионного центра и электронного потока с ее границы в искровой стадии развития вакуумного пробоя без привлечения априорных модельных термодинамических условий и искусственных условий сшивания электронных потоков в плазме и в вакууме.

4. На основе численных расчетов получены сведения о мгновенных уровнях напряженности электрического поля и плотности ионного тока на поверхности взрывоэмиссионного катода, которые обеспечивают условия генерации низкоэнергетического сильноточного электронного пучка в плазмонаполненных диодах.

5. Продемонстрирована принципиальная возможность управления распределением электронной эмиссии по поверхности взрывоэмиссионного катода плазмонаполненного диода в генераторах низкоэнергетического сильноточного электронного пучка при помощи постоянных магнитов малых размеров, встроенных в тело катода.

Методология и методы исследования

В главе 1 проведен краткий литературный обзор работ, посвященных теме вакуумного пробоя. Структура обзора сочетает в себе элементы хронологии и классификации направлений исследований по данному вопросу.

В главах 2–5 представлены результаты экспериментальных исследований, нацеленных на установление связи импульсной электрической прочности вакуумного промежутка со свойствами материалов электродов и выявление первичных предпробойных изменений на поверхности электродов. В работе были использованы оригинальные методы обработки поверхности электродов, электрофизического воздействия на вакуумные промежутки, выявления скрытых изменений в материале электродов, предшествующих или сопутствующих первому пробую, а также оригинальные методы контроля предпробойной электронной эмиссии и регистрации тока резко возрастающей электронной эмиссии, сопровождающей переход к искровой стадии пробоя. Были представлены некоторые теоретические оценки, в том числе в Приложении 1.

В главе 6 представлено теоретическое исследование динамики заряженной проводящей частицы вблизи электрода во внешнем электрическом поле и условий инициирования ею вакуумного пробоя, которое сочетало численное и аналитическое моделирование. Основные математические выкладки, связанные с определением поля сил и их аппроксимацией, даны в Приложении 2.

В главе 7 представлено теоретическое исследование эволюции плазмы взрывоэмиссионного центра с применением численных расчетов на основе многожидкостной модели. Исходная модель была скорректирована для возможности ее применения к описанию ансамблей заряженных частиц, находящихся как в состоянии плотной плазмы, так и в состоянии взаимодействующих потоков. Вывод соответствующего выражения для эффективной частоты взаимного кулоновского рассеяния частиц и аппроксимация этого выражения даны в Приложении 3.

Глава 8 включает как теоретическую, так и экспериментальную часть исследований. Структура и динамика катодного ионного слоя при короткоимпульсном смещении исследована на основе численных расчетов с использованием упрощенной многожидкостной модели плазмы. Данные расчетов были использованы для анализа результатов экспериментов по исследованию короткоимпульсного пробоя катодного ионного слоя.

Положения, выносимые на защиту

1. При отсутствии на поверхности электродов геометрических и химических неод-

нородностей, обеспечивающих предпробойные токи, инициирование первого электрического пробоя коротким (длительностью менее 100 нс) высоковольтным импульсом напряжения происходит по механизму, отличному от известных. Резкий рост проводимости вакуумного промежутка предваряется и сопровождается локализованной деформацией поверхности электродов неэрозионной природы.

2. Распространение взрывоэмиссионной активности вдоль поверхности катода в течение искровой стадии пробоя вакуумного промежутка поддерживается не только электрофизическими явлениями над его поверхностью, но и упругопластическими явлениями в поверхностных слоях материала катода.

3. Локальное магнитное поле с индукцией порядка десятых долей Тесла и выше является значимым фактором снижения импульсной электрической прочности вакуумного промежутка и катодного ионного слоя на участках сгущения и пересечения силовых линий магнитного поля с поверхностью катода.

4. Существует область набора параметров сферической проводящей частицы и скорости подъема напряженности электрического поля, отрывающего ее от электрода, при которых частица возвращается на электрод после разрыва ее контакта с электродом. Многократное возвращение частицы на электрод создает благоприятные условия для провоцирования пробоя в вакуумном промежутке тем, что: а) увеличивает общее время существования локального сверхсильного электрического поля и тока автоэлектронной эмиссии в зазоре между частицей и электродом; б) многократно увеличивает заряд частицы и соответствующую энергию, набираемую частицей в поле вакуумного промежутка перед ударом о противоположный электрод.

5. В соответствии с расчетами, выполненными на основе многожидкостной модели, изотропно расширяющаяся взрывоэмиссионная плазма в масштабах миллиметрового промежутка не содержит протяженных участков, характеризующихся зависимостью концентрации частиц N от радиальной координаты r вида $N \sim r^{-2}$. Расслоение расширяющейся взрывоэмиссионной плазмы по ионным фракциям вблизи ее границы возможно лишь при отсутствии сильного электрического поля, вытягивающего электроны из плазмы на анод.

6. Инициирование пробоя ионного слоя между катодом и плазмой с концентрацией заряженных частиц $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$ при крутизне нарастания напряжения $10^{11} - 10^{12} \text{ В/с}$ обусловлено совместным воздействием на материал катода всплесками ионного тока и напряженности электрического поля, многократно превышающими равновесные значения и возникающими за счет смещения и перераспределения ионов в формирующемся слое.

Личный вклад автора

Диссертация написана автором самостоятельно. Автор внес основной вклад в определение целей работы, постановку задач исследований, выбор методов их решений, в проектирование экспериментальной оснастки, в обработку экспериментальных результатов, в написание научных статей. Автор самостоятельно составил литературный обзор, осуществил теоретические исследования, включающие аналитические оценки, математические выкладки, разработку алгоритмов, написание компьютерных программ, систематизацию и обработку результатов численных расчетов.

При разработке автором диссертации высоковольтного импульсного экспериментального стенда "Пробой-2" за основу взята конструкция стенда "Пробой", разработанного ранее А. В. Батраковым. Помощь в ходе разработки новых экспериментальных узлов оказывал А. Г. Падей. Эксперименты, описанные в главах 3-5, проведены в тесном сотрудничестве с С. А. Онищенко. Эксперименты, описанные в разделе 8.4.2, выполне-

ны совместно с Е. В. Яковлевым. Экспериментальная часть работы по разделу 8.4.4 выполнена С. А. Поповым. Консультационную поддержку в проведении экспериментов оказывали А. В. Батраков, Г. Е. Озур, С. А. Попов и Д. И. Проскуровский.

Степень достоверности и апробация работы. Публикации

Достоверность результатов, изложенных в диссертации, определяется их взаимной согласованностью и воспроизводимостью, отсутствием принципиальных противоречий с результатами других авторов, использованием современного экспериментального и аналитического оборудования, представлением результатов на международных научных форумах.

Основные результаты работы доложены на следующих конференциях, симпозиумах и конгрессах:

23, 24, 25, 26, 27, 28, 29 Международных симпозиумах по разрядам и электрической изоляции в вакууме (ISDEIV), проведенных, соответственно, в г. Бухарест, Румыния, 2008 г.; г. Брауншвайг, Германия, 2010 г.; г. Томск, Россия, 2012 г.; г. Мумбай, Индия, 2014 г., г. Сучжоу, Китай, 2016 г.; г. Грайфсвальд, Германия, 2018 г.; г. Падуа, Италия, 2021 г.;

15 Международном симпозиуме по сильноточной электронике, г. Томск, Россия, 2008 г.; 12 Международной конференции по эмиссионной электронике, г. Санкт-Петербург, Россия, 2014 г.; 20 Международном симпозиуме по сильноточной электронике, г. Томск, Россия, 2018 г.; 7 Международном конгрессе по потокам энергии и радиационным эффектам, г. Томск, Россия, 2020 г.

Результаты исследований, соответствующие теме диссертации, опубликованы в 35 научных работах. Среди них 14 статей опубликовано в журналах, входящих в перечень ВАК научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени доктора наук, на соискание ученой степени кандидата наук. Также в число научных работ включен 21 доклад на международных конгрессах, симпозиумах и конференциях, из которых 19 опубликовано в научных изданиях, индексируемых в международной базе данных Scopus. Список публикаций по теме диссертации с участием автора приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, восьми глав, заключения, списка литературы и трех приложений. Общий объем диссертации составляет 287 страниц, включая 121 рисунок. Список литературы включает 392 наименования на 27 страницах.

Основное содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулированы цели и задачи, аргументирована научная новизна результатов исследований, показана их практическая и теоретическая значимость, изложены методы исследований, представлены выносимые на защиту научные положения, отмечены личный вклад автора и помощь коллег в выполнении работы.

Глава 1 представляет собой краткий обзор литературы, отражающей почти вековую работу по выявлению факторов и изучению механизмов инициирования вакуумного пробоя. Из представленного обзора можно сделать следующие обобщающие выводы.

1. Теория вакуумного пробоя на текущий момент представляет собой совокупность гипотез и теоретических моделей, которой соответствует множество инициирующих факторов, связанных с наличием на поверхности электродов микровыступов и микроострий, пор и трещин, диэлектрических включений и пленок, выходов межкристаллит-

ных границ и линейных дефектов, слоя адсорбированного газа, мелких частичек материала и т.д. Возможность доминирования конкретного фактора в иницировании пробоя подтверждается экспериментально при соответствующих благоприятных условиях его проявления (неконтролируемых или искусственно созданных) и при соответствующих скоростях подъема напряжения.

Длительные процессы подготовительной стадии пробоя ВП, протекающие в ходе постепенного подъема напряжения, могут быть связаны: с электрохимическими изменениями в пленке собственного оксида и диэлектрических включениях электродных поверхностей [3]; с поверхностной миграцией молекул адсорбированного газа [7] и собственных атомов [11], облегченной электрическим полем; с ионной бомбардировкой электродов, усиленной межэлектродным обменом ионами, электронами и фотонами [15]; с темновыми токами (как фактором разогрева и термической перестройки кристаллического порядка поверхности электродов) [10, 14] и другими явлениями.

Менее длительные процессы, провоцирующие пробой, связаны: с перелетом через промежутки многоатомных заряженных частиц [9, 13]; с пластическими эффектами в материале в окрестности включения или поры, приводящими к микроскопической деформации поверхности [22, 23]; с катодными эмиссионными токами умеренной плотности, приводящими к разогреву локальных участков анода до состояния деформации, плавления и испарения [11, 14]; с возникновением катодно-полостного разряда в объеме открытой поры или трещины [16].

Наиболее скоростным механизмом иницирования вакуумного пробоя считается процесс взрывного перегрева микроострия изначально высоким током автоэлектронной эмиссии в условиях импульсного перенапряжения [2, 28]. Явления, приводящие к резкому переключению от режима протекания предпробойных токов суб-наноамперного уровня (то есть, в отсутствие концентратора поля) к режиму взрывной эмиссии с уровнем тока свыше 0,1 А, практически не изучены.

2. Экспериментальная проверка принципиальной возможности (или невозможности) достичь теоретического предела $E_0 \sim 3 \cdot 10^9$ В/м электрической прочности широкого ВП может оказаться осуществимой, если исключить действие неконтролируемых инерционных факторов, используя для испытания ВП короткие импульсы напряжения длительностью не более десятков наносекунд.

3. Какими бы ни были катодные и/или анодные процессы до-искровой фазы пробоя, самостоятельный пробой ВП развивается через стадию взрывной электронной эмиссии на катоде.

На текущий момент единственной теоретически обоснованной концепцией до-искровой фазы пробоя, приводящей к искре, является разогрев изначально существующего на катоде микроострия автоэлектронными токами. Установление экспериментального факта возникновения искры на изначально гладкой и чистой поверхности катода потребует исследования механизмов предшествующего внезапного изменению кристаллического порядка поверхностного слоя, сопровождаемого ростом пред-искровой проводимости ВП.

4. Какой бы ни была природа *самого первого иницирующего процесса* в цепи процессов, приводящих к развитию пробоя в широком ВП, его активность должна определяться значением напряженности электрического поля $E=U/d$, но не полным напряжением на промежутке U и длиной промежутка d в комбинации, отличной от отношения U/d . Характерный для миллиметровых–сантиметровых зазоров эффект полного напряжения (ЭПН) [1, 3, 8] свидетельствует о том, что *до-искровой этап* иницирования пробоя состоит из череды (как минимум двух) процессов, первый из которых связан с

изменением состояния электродов в электрическом поле, последний связан с переносом частиц через ВП. В связи с этим следует особо обратить внимание на установленный факт первичной предпробойной эмиссии ионов с анода, независимой от электронной эмиссии с катода [8, 17, 18].

5. ЭПН, проявляющийся при наносекундном пробое миллиметровых ВП с чистыми электродами [26], может быть связан с переносом через ВП только легких частиц: ионов, электронов, фотонов. Загрязнение поверхности электродов свободными многоатомными частицами устраняет ЭПН при импульсном пробое [19, 26], резко снижая импульсную электрическую прочность (ИЭП). Поведение многоатомных частиц в ходе их отрыва импульсным электрическим полем от электрода и их влияние на локальные электрофизические условия вблизи электрода требуют отдельного исследования.

6. Электрическая прочность плоского ВП зависима от материала электродов. Эту зависимость традиционно связывают с некоторой, до конца неопределенной, комбинацией механических, теплофизических и других параметров материала. При исследовании импульсного пробоя ВП следует учесть недавно обнаруженную связь электрической прочности ВП с кристаллической структурой материалов электродов, которая во многом определяет их восприимчивость к дефектообразованию под влиянием электро-механических нагрузок [20].

7. Остаточное давление в вакуумной камере вплоть до значений $\sim 10^{-3}$ Па не влияет на импульсную электрическую прочность ВП, находящихся при комнатных температурах. Этот экспериментально установленный факт снимает вопрос о необходимости применять дорогостоящие методы получения глубокого вакуума с целью достижения предельных изоляционных свойств вакуумного пробоя: для этого можно обойтись типовыми безмасляными средствами откачки.

8. В исследованиях предельных электроизоляционных возможностей вакуума принципиально важным является использование бесконтактной технологии полировки электродов широкоапертурным импульсным электронным пучком, который позволяет получить в пределах 5–10 мкм от поверхности однородную нано-микроструктуру, очищенную от примесей [30, 31]. Эта технология позволяет существенно понизить предпробойную проводимость и поднять электрическую прочность ВП [25, 26].

Приведенный в главе 1 краткий обзор работ и сделанные на его основе выводы свидетельствуют о том, что совокупности текущих знаний о явлениях, инициирующих импульсный пробой ВП с электродами, обладающими чистой и гладкой поверхностью, недостаточно.

В главе 2 дано описание методик и основного оборудования, которые использовались в ходе исследования импульсного вакуумного пробоя.

1. Традиционные методики обработки поверхности электродов предполагают контакт материала с инородными средами (химическими реагентами, абразивами, плазмой и т. д.) и, соответственно, замещение имеющихся химических и геометрических неоднородностей поверхности вторичными менее выраженными неоднородностями. Автоматически встает проблема дальнейшей очистки электродов и от этих неоднородностей. Большой проблемой является наличие в металлических поликристаллах сегрегированных фаз и других видов включений, оказавшихся на поверхности электрода и сильно привязанных к матрице. Для получения предельно высокого уровня очистки поверхности электродов от включений и острых формований в работе использовался метод импульсной переплавки поверхности (ИПП) низкоэнергетическим сильноточным электронным пучком (НСЭП). В процессе облучения пучком металлической мишени в течение нескольких микросекунд ее поверхностный слой толщиной несколько микромет-

ров нагревается до состояния плавления и частичного испарения. В результате поверхностные загрязнения удаляются, а примеси разлагаются, испаряются или растворяются в кристаллической основе. После окончания импульсного пучка часть примесей выносятся кристаллизационным фронтом на поверхность. Многократная ИПП приводит к существенной очистке поверхности от примесей и повышению ИЭП ВП [25, 30, 31].

2. Для выявления факторов ограничения ИЭП ВП, связанных с внутренним строением электродных материалов, целесообразно использование тестирующих импульсов напряжения с эффективной длительностью не более десятков наносекунд. Этого времени достаточно для получения эрозионных меток на поверхности электродов, подтверждающих факт пробоя, развивающегося через быстропротекающие механизмы иницирования, но этого времени недостаточно для развития большинства известных, более инерционных механизмов пробоя, описанных в литературе. При сочетании метода ИПП и наносекундных тестирующих импульсов напряжения удастся создать 3–5 кратные перенапряжения в ВП по отношению к предельным значениям постоянного напряжения, удерживаемого тем же ВП. Благодаря этому появилась уникальная возможность фиксировать распределение, интенсивность и кинетику предпробойной эмиссионной активности катода, характеризующей широкий спектр локальных источников электронов, а не только наиболее интенсивных эмиссионных точек (методика представлена в главе 4).

На рисунке 1 показана схема экспериментального стенда "Пробой–2" для испытания ВП короткими импульсами напряжения. В режиме определения ИЭП внутри вакуумной камеры 1 производилось тестирование ВП 14 одиночными импульсами напряжения амплитудой 200 кВ длительностью 100 нс, вырабатываемыми 10-ступенчатым генератором импульсов напряжения (ГИН) 2. Амплитуда напряженности электрического поля в ВП повышалась от импульса к импульсу постепенным сближением электродов 14 микрометрическими винтами 10. Факт пробоя устанавливался с помощью осциллографа 8, а также визуально через окно 11 по появлению искры между электродами. В режиме исследования начальной стадии эрозионных процессов на катоде зондирование ВП осуществлялось треугольными импульсами напряжения, сформированными параллельным срезающим разрядником 12 в момент окончания фронта импульса (спустя 20–25 нс после начала импульса), что соответствует обрыву разряда в начале искровой стадии пробоя ВП. На рисунке 2 показаны осциллограммы импульсов напряжения и тока через ВП при его пробое в режиме измерения ИЭП (а) и при его частичном пробое треугольными импульсами с целью последующего исследования первичных эрозионных центров (б).

Цикл работ по исследованию первичных изменений поверхности электродов, изготовленных из монокристаллических материалов, в режиме сильного ограничения тока был проведен на установке, схема которой представлена на рисунке 3. Вакуумный промежуток представлял собой сборку, в которой стержневой вольфрамовый электрод 1 был электрически соединен через резистор 6 с внутренним проводником линии 7 кабельного генератора, а широкий электрод 2 – с оболочкой линии через скользящий плунжер 3. Вольфрамовому электроду 1 была придана коническая форма с округленным концом диаметром около 1 мм. Амплитуда импульса напряжения холостого хода, с учетом удвоения волны при отражении, составляла $U_0 = 25$ кВ, длительность $\tau = 20$ нс или 100 нс. Амплитуда напряженности поля в ВП регулировалась зазором между электродами изолированным манипулятором 5. При межэлектродном зазоре 50 мкм переход от искрового к безыскровому электрофизическому воздействию на ВП, наблюдался при сопротивлении резистора около 30 кОм.

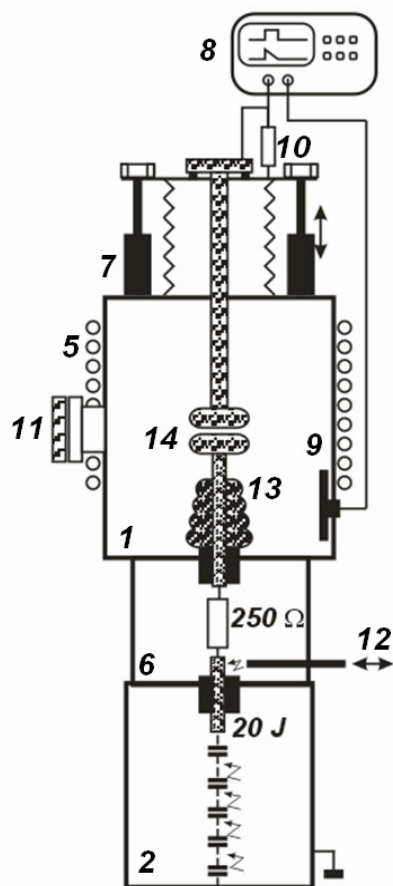
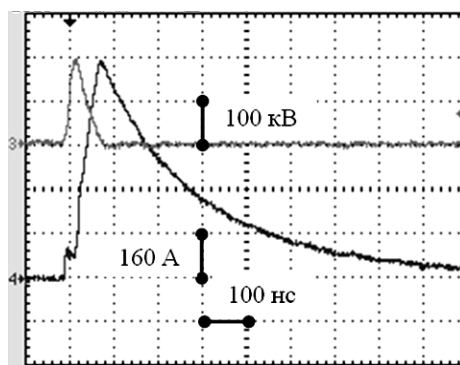


Рисунок 1. Схема экспериментального стенда «Пробой - 2».

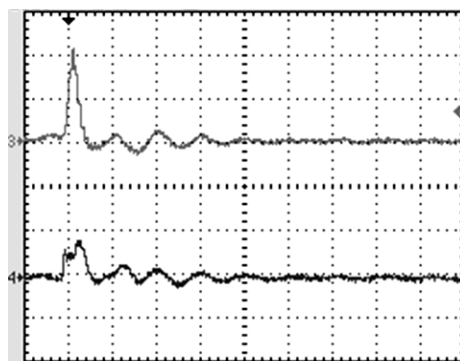
В главе 3 представлены результаты изучения влияния материала и обработки электродов на ИЭП ВП. Помимо электродов (рисунок 4), изготовленных в виде шайб (а) использовались электроды со "сменяемой поверхностью" в виде оправки, которая прижимает к основе электрода фольгу (б). Такая конструкция позволяла, в частности, исследовать особенности вакуумного пробоя в присутствии локального магнитного поля, создаваемого вложенным в электрод намагниченным телом (в). Для отдельной тренировки электродов предпробойными токами свыше 10^{-6} А использовался ответный электрод в виде шайбы из материала с высоким удельным сопротивлением (ВЧ феррит), наклеенной на металлическое основание (г).

В разделе 3.1 приведены данные об эффективности метода ИПП в увеличении ИЭП ВП и показано, что другие известные методы очистки и полировки поверхности электродов в сочетании с методом ИПП теряют свою эффективность.

В разделе 3.2 приведены данные о влиянии материала электродов на ИЭП ВП, мерой которой служила амплитуда напряженности электрического поля E_1 , достигаемая при первом пробое. Малые разбросы по величине E_1 после процедуры ИПП указывали на то, что ИЭП ВП в большей степени определяется свойствами самого материала элект-



а)



б)

Рисунок 2. Осциллограммы напряжения и тока ВП при полном пробое (а) и пробое, оборванном на искровой стадии (б).

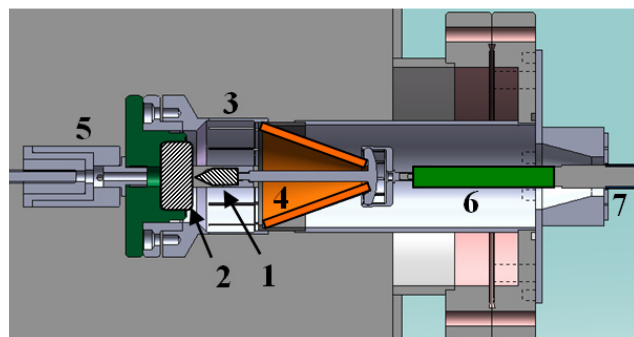


Рисунок 3. Установка для воздействия на поверхность катода импульсами напряжения в режиме сильного ограничения тока.

тродов, и в меньшей степени остаточными несовершенствами его поверхности. На рисунке 5 материалы электродов ранжированы по возрастанию величины E_1 . На рисунке также показаны также измеренные значения микротвердости материалов и справочные данные по работе выхода электрона из материала. Как следует из рисунка, с увеличением ИЭП ВП работа выхода, в среднем, снижается, что противоречит механизму инициирования пробоя темновыми токами, связанными с автоэлектронной эмиссией. В то же время, выполняется закономерность увеличения ИЭП ВП в ряду кристаллических структур ГЦК → ОЦК → ГПУ, соответствующая снижению дислокационной пластичности [20].

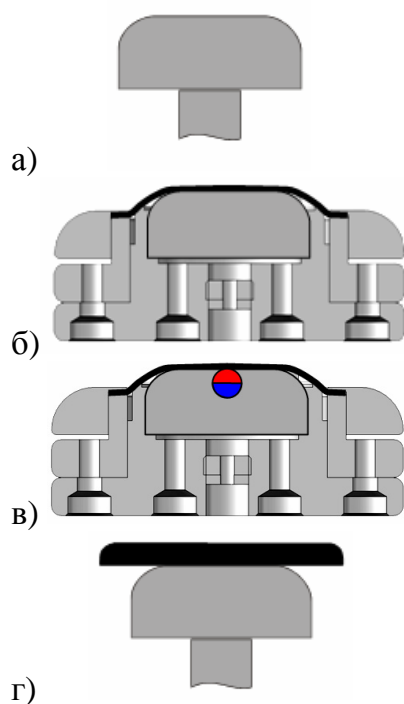


Рисунок 4. Электроды:
а) массивный, б) фольговый;
в) с вложенным магнитом;
г) высокоомный.

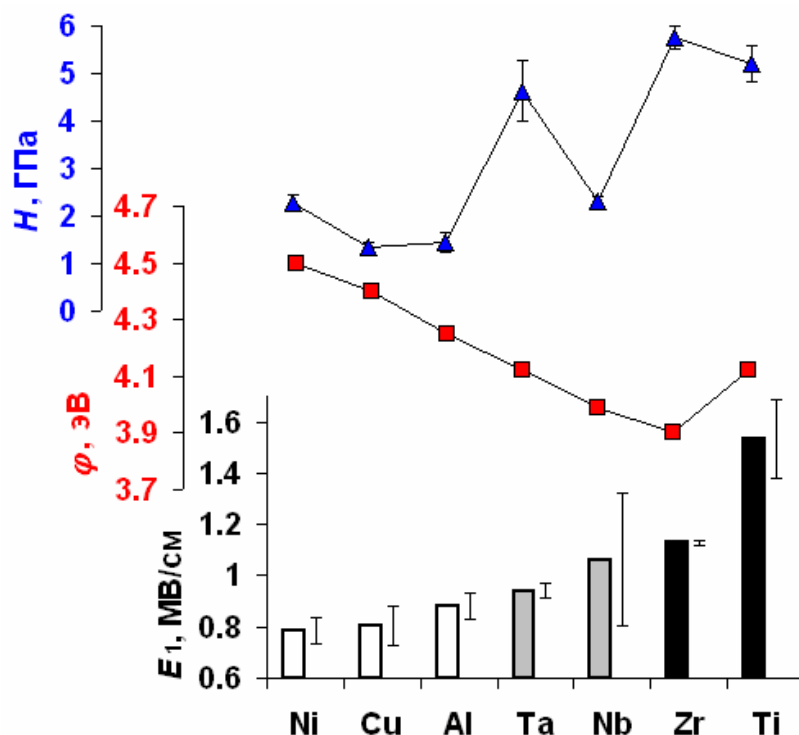


Рисунок 5. Микротвердость, работа выхода электрона, ИЭП- E_1 в зависимости от материала ВП. Тональность столбиков соответствует кристаллической структуре: белые – ГЦК, серые – ОЦК, черные – ГПУ.

Установлено (раздел 3.3), что локальное магнитное поле с индукцией порядка 0,3 Тл и выше понижает уровень ИЭП ВП, инициируя пробой в месте пересечения пучком силовых линий поверхности катода. При изначально малых предпробойных токах в ВП тот эффект может быть объяснен лишь воздействием магнитного поля на свойства самого электродного материала (магнитоэластический эффект [37]).

В разделе 3.4 описаны результаты исследования влияния исходной предпробойной проводимости ВП на значения ИЭП. Предпробойные токи в ВП контролируемо увеличивались от уровня менее 10^{-11} А до уровня $\sim 10^{-5}$ – 10^{-4} А. Это достигалось предварительной отдельной тренировкой каждого электрода в электрическом поле напряженностью ~ 1 МВ/см через узкий вакуумный слой. Ответный высокоомный электрод (рисунок 4, в), на который подавалось смещение ~ 10 кВ, подавлял появление и развитие искры за счет разрядки конструктивной емкости. После тренировки обнаружены микроскопические деформации поверхности электродов в виде выступов с плоскими вершинами, которые чаще всего содержали примеси. Было установлено, что,

несмотря на высокий уровень предпробойной проводимости ВП с предварительно тренированными электродами, их ИЭП, как правило, соответствует уровню ИЭП ВП с нетренированными электродами.

В разделе 3.5 даны обсуждение и выводы по материалу главы 3. Из приведенных экспериментальных данных и оценок сделан основной вывод о том, что перед возникновением перегретой неустойчивости, переходящей в вакуумный пробой, на поверхности катода, лишенной явных неровностей и неоднородностей должны произойти структурные изменения, приводящие к резкому (более чем на 8 порядков величины в течение не более нескольких десятков наносекунд) росту проводимости ВП. Некоторые сведения о динамике перехода "холодной" фазы пробоя в "горячую" приведены в главе 4.

В главе 4 представлены результаты экспериментальных исследований предпробойной короткоимпульсной электронной эмиссии в ВП, полученные на основе применения оригинальной методики регистрации эмиссионных карт. На рисунке 6 показана схема эксперимента. Испытательный стенд (рисунок 1) был дополнен электронно-оптической системой регистрации. Катод 1 закреплялся неподвижно на изоляторе. Анод 2 представлял собой титановую фольгу толщиной 50 мкм, натянутую и зафиксированную в специальной оправке. В соответствии с данными [39], коэффициент прохождения титановой фольги электронами с энергией 200 кэВ составлял около 40 %. Электроны, ускоренные в вакуумном промежутке и прошедшие сквозь фольгу, бомбардировали поверхность сцинтиллятора 7 (кристалл CsI:Tl), создавая световые вспышки, которые через окно 8 с помощью зеркала 9 передавались на вход 4-канальной камеры HSFC-pro 10. Таким образом, появлялась возможность в едином вакуумном цикле, при увеличении амплитуды напряженности электрического поля посредством уменьшения зазора ВП, не только исследовать изменения импульсной эмиссионной картины, но и получить данные о том, какая из выявленных областей эмиссии вызвала импульсный пробой. Режим импульсного перенапряжения позволял одновременно фиксировать эмиссионные центры различного уровня интенсивности, а не только центры-лидеры.

Предварительно были исследованы картины эмиссии типовых стабильных эмиссионных центров (СЭЦ), связанных с остриями, пылевыми частицами, а также конусами, вытягиваемыми электрическим полем из жидкого металла, нанесенного на поверхность электрода. Для таких центров характерны монотонный рост предпробойной эмиссионной активности и стабильность их пространственного расположения на катоде в ходе увеличения амплитуды напряженности поля. В результате пробоя ВП провоцировался одним из наиболее активных СЭЦ. На рисунке 7, а показан пример эмиссионной картины механически обработанной поверхности катода из нержавеющей стали 12X18H10T, которая позволяет не только исследовать расположение эмиссионных центров, но и качественно оценить их относительную интенсивность. На рисунке 7, б показана эмиссионная картина того же катода после ИПП НСЭП. Следует отметить не только резкое снижение количества эмиссионных центров и увеличение пороговой напряженности электрического поля, при которой они начинают регистрироваться. Эти немногочисленные эмиссионные центры обладают качественно иными свойствами по отношению к СЭЦ. Они не связаны с какими-либо неоднородностями на поверхности катода, могут исчезать и появляться на новых местах от импульса к импульсу и поэтому названы нестабильными эмиссионными центрами (НЭЦ). На некоторых стальных и большинстве титановых катодов, прошедших процедуру ИПП НСЭП, вплоть до пробивного импульса не было зафиксировано ни одного эмиссионного центра. После пробоя всегда появлялось четкое изображение группы СЭЦ в области искровой эрозии, причем порог регистрации эмиссии был существенно ниже напряженности, при которой произошел пробой.

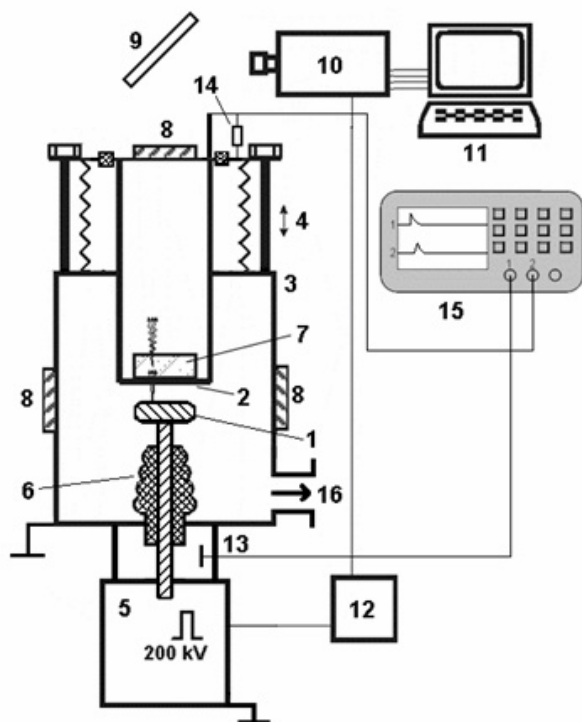
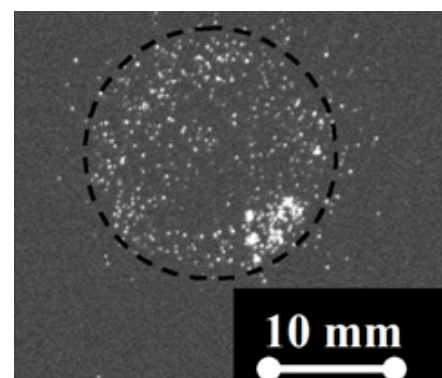
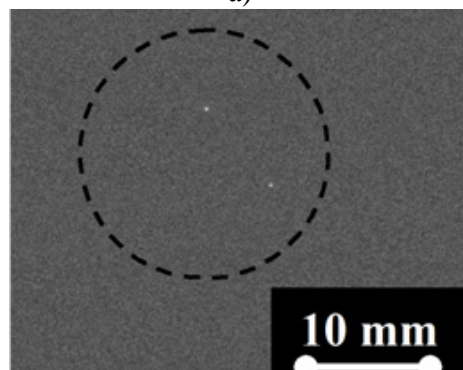


Рисунок 6. Схема исследования импульсной эмиссионной картины: 1 – исследуемый катод, 2 – фольговый титановый анод, 3 – вакуумная камера, 4 – сильфонный драйвер, 5 – ГИН, 6 – изолятор, 7 – сцинтиллятор, 8 – окно, 9 – зеркало, 10 – камера, 11 – компьютер, 12 – блок запуска и синхронизации, 13 – емкостной делитель, 14 – шунт, 15 – осциллограф.



а)



б)

Рисунок 7. Картина импульсной электронной эмиссии катода из нержавеющей стали: после обработки до шероховатости 1,6 мкм при напряженности поля 0,33 МВ/см (а) и после последующей ИПП того же катода при напряженности поля 0,94 МВ/см (б). Пунктирные окружности соответствуют границе плоской части катодной поверхности.

Динамика появления и роста эмиссионной активности катода была изучена с помощью металлического трехсекционного коллектора, который устанавливался вместо сцинтиллятора 7 (рисунок 6). Сигналы эмиссионного тока (приблизительно наполовину сниженного частичной задержкой электронов в фольге) фиксировались осциллографом. Коллектор имел собственный экран, снабженный металлической сеткой. Двойная экранировка коллектора фольговым анодом и сеткой позволила устранить емкостные наводки вплоть до уровня 10^{-6} А, что определило порог чувствительности метода.

Были зафиксированы осциллограммы внезапного "включения" проводимости в течение воздействия пробивного импульса (рисунок 8). В диапазоне значений 10^{-6} – 10^{-3} А рост тока можно грубо аппроксимировать порогово-параболической зависимостью: (рисунок 8, а)

$$i_k = A_k (t - t_0)^2 \quad (1)$$

где $k = 1, 2, 3$ – номер канала; A_k – коэффициент порядка $0,1 - 10$ мкА·нс⁻²; t_0 – время запаздывания пробоя.

После первого пробоя электрическая прочность ВП уменьшалась, при этом резкий рост тока, описываемый выражением (1), часто предварялся затяжным участком его возрастания (рисунок 8, в). Происхождение этого участка, очевидно, связано с появлением

составляющей тока автоэлектронной эмиссии из острых элементов эрозии, возникших на месте предшествующего пробоя.

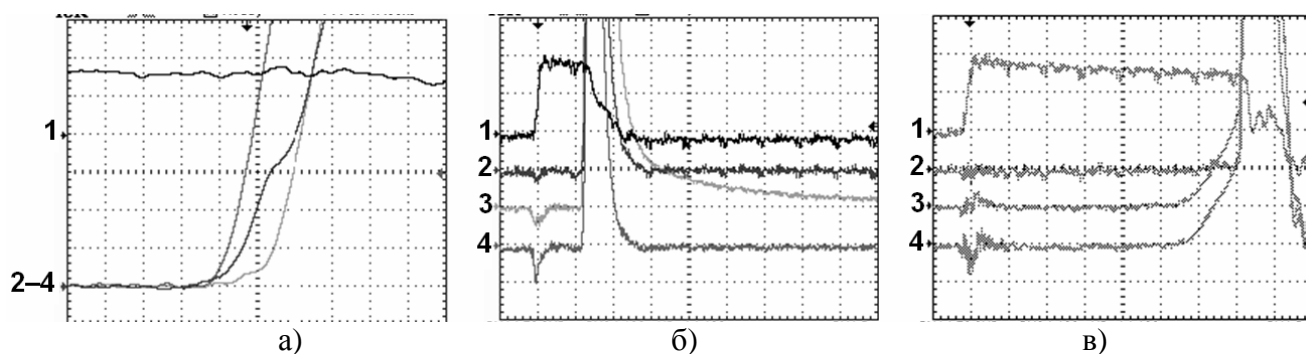


Рисунок 8. Осциллограммы напряжения 1 (чувствительность 110 кВ/дел) и токов коллекторов 2–4 при возникновении: первого пробоя (а, б) и пробоя после серии предшествующих пробоев. Чувствительность по сигналу тока: 5 мкА/дел (а); 8.3 мА/дел (б, в).
Временная развертка: 5 нс/дел (а); 100 нс/дел (б, в).

В разделе 4.6 даны выводы по главе 4. Представленные данные подтверждают вывод о возможности существования "холодной" стадии развития импульсного вакуумного пробоя, не связанной с исходной предпробойной эмиссионной активностью, а связанной со скоростными изменениями в структуре приповерхностных слоев материала электродов, приводящими к появлению эмиссии непосредственно перед пробоем.

В главе 5 представлены результаты изучения первичных морфологических и скрытых изменений на поверхности катода после воздействия коротких импульсов напряжения. Использовались два вида электрофизического воздействия на вакуумные промежутки: 1) треугольными импульсами напряжения амплитудой 200 кВ с эффективной длительностью ~ 10 нс (рисунок 2, б) для выявления первичных искровых эрозионных структур; 2) импульсами напряжения амплитудой 25 кВ длительностью 100 нс в режиме ограничения тока (устройство показано на рисунке 3), для выявления первичных предпробойных морфологических изменений. В последнем случае результирующая форма импульса, определяемая сопротивлением последовательного резистора свыше 30 кОм, конструктивными емкостью и индуктивностью, а также текущим предпробойным состоянием ВП являлась неконтролируемой.

После пробоя ВП в режиме 1 на поверхности предварительно обработанных НСЭП катодов с обычной поликристаллической структурой можно было выделить некоторые особенности во взаимном расположении кратеров, в виде линейных и парных структур (раздел 5.2). На рисунке 9 в качестве примера показана цепь эрозионных меток, сформированная на фольговом титановом катоде в присутствии шарового магнита, вложенного в тело катода (рисунок 4, в). Возникновение парных кратеров указывает на то, что при отсутствии явных провокаторов пробоя роль неоднородностей материала, инициирующих взрывоэмиссионные центры, могут играть дислокационные полупетли или диполи, которые являются распространенной формой линейных дефектов металла [34].

На примере медного монокристаллического катода с зеркально гладкой поверхностью удалось продемонстрировать (раздел 5.3), что центрами возникновения вакуумной искры, действительно, могут быть выходы некоторых видов линейных дефектов (в данном случае, как предполагалось, дислокаций, окруженные плотным облаком примесей). Для выявления положения выходов дефектов использовалось последовательно

селективное и полирующее травление поверхности, в результате чего на месте выходов линейных дефектов возникали маркеры в виде мелких зеркальных углублений. Разрозненность мест искровой эрозии на монокристаллических поверхностях, и при этом их преимущественное совпадение с местами маркеров, является прямым экспериментальным подтверждением участия дефектов кристаллографического уровня в развитии вакуумного пробоя (рисунок 10, а).

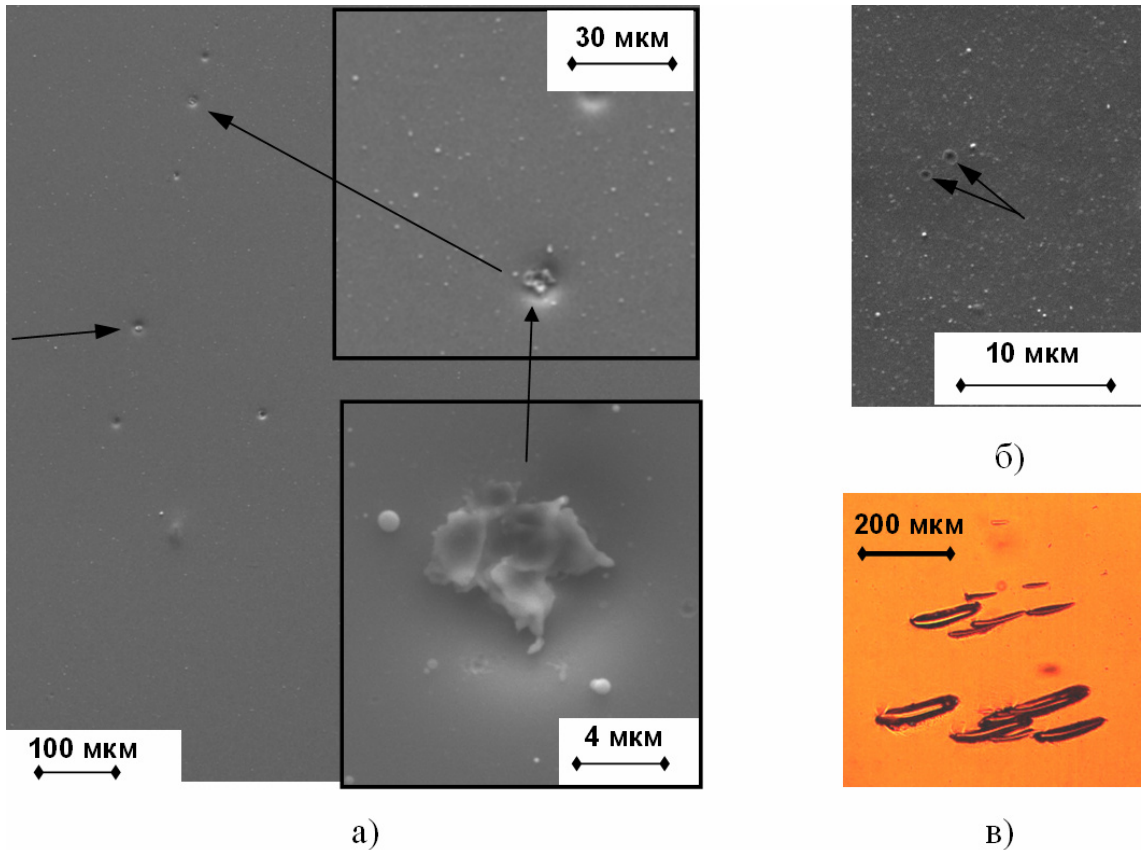


Рисунок 10. Элементы искровой обработки на медном монокристаллическом катоде (поверхность (110)): эрозионные центры (а), мелкие кратеры (б), «штрихи» (в).

Кроме эрозионных центров микронных размеров обнаружены также мелкие кратеры субмикронных размеров, не совпадающие с исходными положениями предварительно выявленных выходов линейных дефектов (рисунок 10, б), а также образования в виде штрихов (рисунок 10, в). Все описанные выше образования являлись местами протекания тока высокой плотности. Этот факт был установлен по наличию вокруг них сильно модифицированного материала, который выявлялся с помощью кратковременного погружения электрода в травитель (рисунок 11). Модифицированный материал обладал низкой скоростью травления. За пределами областей, модифицированных термоударными нагрузками, проявлялись также широкие области, которые, напротив, обладали высокой скоростью травления. В ходе травления этих областей формировалась столбчатая структура, которая создавала иллюзию пятен черного цвета (рисунок 11). Эти области, по-видимому, соответствовали зонам интенсивной плазменной обработки.

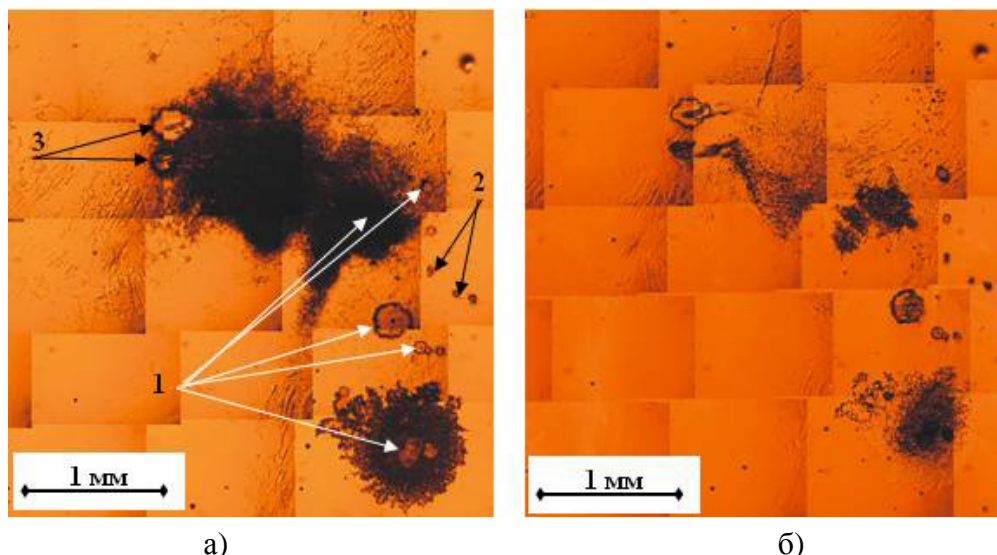


Рисунок 11. Выявление скрытых нарушений кристалла меди травлением: а) в течение 1 минуты; б) в течение 10 минут. Цифры указывают на места перегрева, возникшие вокруг: центров эрозии (1), субмикронных кратеров (2), штриховых объектов (3).

Аналогичные результаты были получены на поверхности медных поликристаллов с большим размером кристаллитов порядка сотен микрометров. Было установлено, что границы зерен на не отнимают приоритет в иницировании вакуумной искры от отдельных линейных дефектов.

Исследования взаимного расположения следов эрозии прерванной искры, особенно на поверхности катодов из проводящего монокристаллического кремния (раздел 5.4), позволили внести уточнения в вопрос о возможных механизмах распространения взрывоэмиссионной активности вдоль поверхности катода. Известно, что от взрывоэмиссионного центра плазма распространяется со скоростью более 10^4 м/с, создавая условия для зарождения дочерних взрывоэмиссионных центров [2]. Анализируя картины травления поверхности монокристаллических медных и кремниевых катодов, можно сделать вывод о том, что такой механизм генерации взрывоэмиссионных центров действует, обеспечивая их распространение в течение однократного пробоя на расстояния порядка 1 мм. Однако значительная часть кратеров группировалась в более мелкие скопления размером $\sim 0,1$ мм, что указывало на передачу взрывоэмиссионной активности через механические взаимодействия с характерной скоростью звука $\sim 10^3$ м/с. Многие из скрытых повреждений кристалла, выявляемые погружением пластин кремния в селективный травитель, образовывали геометрически подобные пространственные розетки ямок травления. Вероятно, вытравленные ямки соответствовали местам потенциального зарождения взрывоэмиссионных кратеров. То, что распространением взрывоэмиссионной активности вдоль поверхности катода могут в значительной мере управлять механические явления в самом материале, продемонстрировано на примере катодов из монокристаллического кремния с механически напряженным имплантированным аморфным слоем, «захороненным» под поверхностным слоем кристалла. Эрозионные фигуры на поверхностях $\{100\}$ и $\{111\}$ имели соответственно вид крестов и снежинок (рисунок 13), лучи которых ориентировались, соответственно, вдоль направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$. На основе изучения фигур можно сделать заключение, о том, что основная часть взрывной эрозии в данных структурах вторична по отношению к первичным термомеханическим повреждениям. Обнаружены также фигуры деформации в зачаточном состоянии, которые вообще не содержали кратеров.

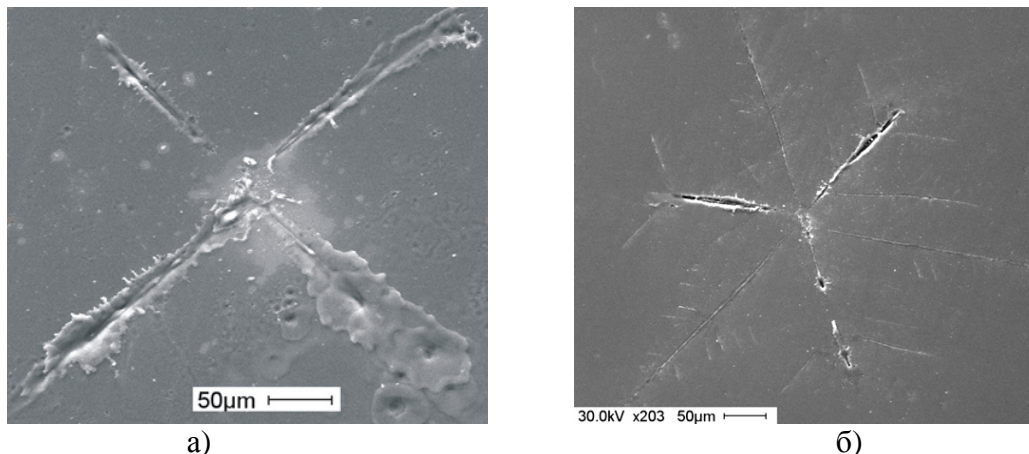


Рисунок 13. Фигуры, образовавшиеся под действием вакуумной искры на поверхности кремниевого катода со скрытым напряженным слоем. Ориентация поверхности: а) {100} (а); б) {111}. Имплантация: Sb^+ , 125 кэВ, доза $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, без последующего отжига.

Безискровое электрофизическое воздействие (режим 2) на монокристаллическую пластину меди осуществлялось через вакуумный промежуток длиной 50–80 мкм. Путем сравнения микрофотографических карт области обработки до и после воздействия импульса напряжения выявлялись места расположения новообразований, которые затем исследовались детально в электронном микроскопе. При обеих полярностях импульсов новообразования имели вид пологих возвышенностей или впадин, входящих в состав групп из подобных по форме экземпляров (рисунок 12).

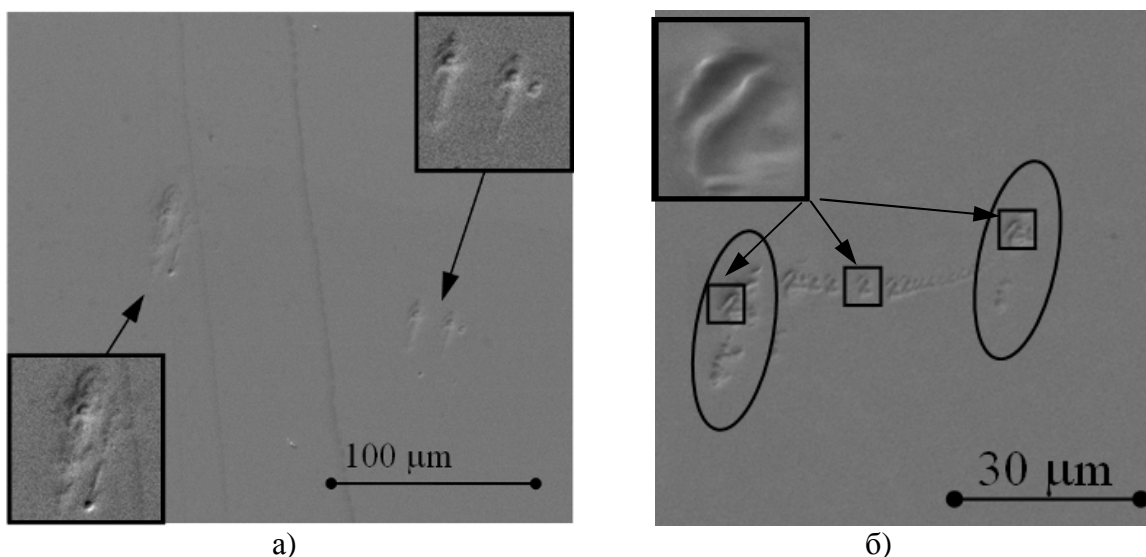


Рисунок 12. Различные новообразования на поверхности (111) медных монокристаллических образцов: а) образец–катод; б) образец–анод. На врезках – масштабная и контрастная детализация отдельных элементов деформации.

В разделе 5.5 проведено обсуждение экспериментального материала, представленного в главе 5. Результаты согласуются с данными глав 3 и 4 и подтверждают предположение о том, что пробой ВП может быть обусловлен не только изначально действующими источниками темновых токов, связанными с неровностями и неоднородностями поверхности электродов. В отсутствие таковых, дальнейшее увеличение напряженности электрического поля приводит морфологическим изменениям поверхности электродов. Места появления локальных деформационных областей могут быть связаны с исход-

ными дефектами кристаллического строения поверхности. Таким образом, предпробойное состояние характеризуется переходом части энергии электрического поля в энергию поверхностной деформации.

В разделе 5.6 обсуждена возможная роль электропластических эффектов [35, 36, 38] в развитии локальных деформационных областей и рассмотрены два гипотетических сценария резкого освобождения запасенной энергии при пересыщении этих областей дефектами, приводящих 1) к кратковременным эмиссионным ливням ионов и 2) поверхностным разрушениям (трещинам, отслоениям). В силу ЭПН, который проявляется при короткоимпульсном пробое миллиметровых–сантиметровых ВП [18, 26], эмиссия ионов с анода играет, вероятно, решающую роль в инициировании первых микровзрывов на поверхности катода, особенно при их попадании в локально-деформированные области на катоде. Известно, что предпробойные потоки ионов фиксируются в экспериментах с воздействием постоянного напряжения на ВП [17]. Пробой субмиллиметровых ВП, для которых не характерен ЭПН, предположительно связан с возникновением микроотслоений на месте локальных деформаций (рисунок 12, а) и их последующим взрывом при протекании через них тока автоэлектронной эмиссии высокой плотности, в результате чего на катоде образуются объекты, окруженные перегретым материалом типа "штрихов" (рисунок 10, в).

В главе 6 представлены результаты теоретического исследования динамики проводящей сферической частицы вблизи проводящей плоскости в изменяющемся внешнем электрическом поле, позволяющие оценить электрофизические условия инициирования вакуумного пробоя металлическими частицами на этапе их отлета от электрода после преодоления сил адгезии.

В разделе 6.1 дан краткий литературный обзор по вопросам инициирования вакуумного пробоя частицами. Даны предварительные оценки, показывающие, что короткоимпульсный пробой миллиметрового промежутка может быть инициирован металлическими частицами размером более 0,1 мкм, которые в течение длительности импульса 100 нс способны отлететь от электрода на расстояния менее 1 мкм.

Возникновение разрядов и пробоя в вакуумных или газонаполненных промежутках, инициируемых металлическими частицами, не способными отлететь от электрода на большие расстояния при воздействии переменного или импульсного напряжения, обсуждался в ряде работ [3, 12, 26, 40] (раздел 6.2). Изучение механизма вакуумного пробоя, спровоцированного отделением частицы от электрода в изменяющемся электрическом поле, встречает значительные трудности. В работе [12] была предпринята попытка описать этот механизм на основе упрощенных оценок.

Автором диссертации развиты идеи авторов [12]. В разделе 6.3 сформулирован общий алгоритм расчета движения проводящей сферической частицы вблизи плоского электрода на основе численного интегрирования классического уравнения динамики:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = G(z, E, Q, R) = \begin{cases} \frac{F_{QE}(z, E, Q, R) - F_{VW}(z, R)}{M}, & z > z_0 \\ \frac{F_0(E, R) - F_L(R)}{M}, & \{z = z_0, F_0 \geq F_L\}, \\ 0, & \{z = z_0, F_0 < F_L\} \end{cases} \quad (2)$$

где t – время, z – текущее положение центра частицы относительно поверхности электрода при его начальном положении $z_0 = R + x_0$ (рисунок 14), Q – заряд частицы, M – масса частицы, $E = E(t)$ – напряженность внешнего поля, изменяющаяся по известному

закону, F_{QE} – сила, действующая на частицу со стороны электрического поля; $F_L = \lim_{z \rightarrow 0} F_{VW}$ – сила отрыва частицы от электрода.

Стартовые условия при $z = z_0$ в выражении (2) описывают жесткую опору на электродной плоскости, ниже которой движение частицы невозможно. Кроме того, эти условия описывают электрический контакт частицы и электрода, который соответствует определенным значениям заряда $Q = Q_0$, и силы $F = F_0$, вычисляемым по известным формулам [41]:

$$Q_0 = \frac{2}{3} \pi^3 \epsilon_0 E R^2 \approx 20,67 \epsilon_0 E R^2 \quad (3)$$

$$F_0 \approx 17,20 \epsilon_0 E^2 R^2 \approx 0,832 Q_0 E \quad (4)$$

В разделе 6.4 записаны выражения для потенциала частицы вблизи металлической обкладки, помещенной во внешнее поле, которое получено на основе суперпозиции решений более простых задач, изложенных в [43], а также для силового поля F_{QE} . Вывод выражения для F_{QE} и его интерполяционного приближения дан в Приложении 2. Проанализирована роль составляющих силы F_{QE} .

В разделе 6.5 в приближении линейно изменяющегося электрического поля и отсутствия обмена зарядом между отлетающей частицей и электродом определен критерий перехода частицы в состояние возвратного движения, при котором частица вначале ускоряется, потом тормозится и возвращается на электрод за счет составляющей силы взаимодействия индуцированных зарядов:

$$\alpha > \alpha_{cr} = \frac{\epsilon_0^{1/2} R^{1/2} E_L^2}{e_{cr}^2 M^{1/2}} \quad (5)$$

где $E_L \approx 0,1 \left(\frac{A_H}{\epsilon_0 x_0^2 R} \right)^{1/2} \pm 0,49 \left(\frac{R \rho g}{\epsilon_0} \right)^{1/2}$ – напряженность поля отрыва частицы;

A_H – коэффициент Гамакера, который, в соответствии с [42], полагался равным $0,7 \cdot 10^{-19}$ Дж; x_0 – стартовый зазор, порядка радиуса атома вещества частицы; ρ – плотность вещества частицы; g – гравитационная постоянная; $e_{cr} = 0,28059\dots$ – рассчитанный параметр бифуркации движения частицы.

С учетом ограничения возрастания напряженности поля амплитудным значением импульса E_A , в зависимости от параметров R , M , α в разделе 6.5 проанализированы различные варианты поведения отрывающейся от электрода частицы. На рисунке 15 показан отдельный пример динамической кривой, включающей в себя фазу возвратного движения. В этом примере рассматривался железный шарик радиуса $R = 0,3$ мкм при воздействии внешнего поля с крутизной нарастания $\alpha = 1 \cdot 10^{16}$ В/(м·с). Предполагалось, что частица была оторвана от электрода полем напряженностью $E_{AD} = 2,7 \cdot 10^7$ В/м. Расчет проведен в предположении о том, что частица во время очередного удара об электрод, полностью передает энергию электроду, выравнивает с ним потенциал и начинает очередной цикл движения при нулевой начальной скорости. В данном примере окончательный отрыв произошел на 6-м прыжке с задержкой 35 нс, начиная от момента преодоления сил адгезии.

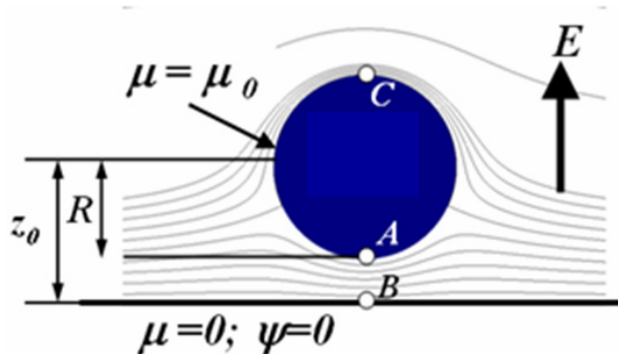


Рисунок 14. Система плоский электрод– частица. Указаны бисферические координаты

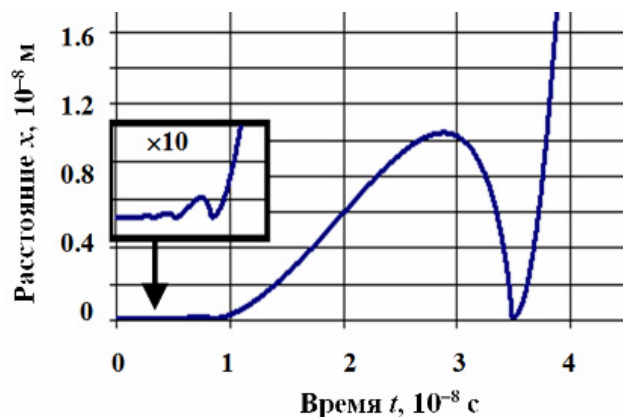


Рисунок 15. Пример многократного возврата частицы на электрод.

В разделе 6.6 даны примеры численных расчетов движения частиц различных размеров при различном характере изменения электрического поля $E(t)$ с учетом протяженности сил адгезии и гравитационных сил, а также с учетом изменения заряда частицы после ее отрыва от электрода в ходе протекания туннельных токов. Представленные результаты, в целом, свидетельствуют о том, что при анализе отрыва частицы от электрода изменяющимся электрическим полем необходимо брать в расчет явления, которые могут привести к кратковременному всплеску электронной эмиссии, возникновению сверхсильного электрического поля $(3 - 4) \cdot 10^9$ В/м, механических нагрузок $\sim 10^7 - 10^8$ Па, и необычному поведению самой частицы. Условия удержания частицы вблизи электрода электрическими силами после преодоления сил адгезии в результате ее многократного возвращения на электрод, как оказалось, соответствуют широкому диапазону типовых экспериментальных условий. В рамках диссертации актуальным является вопрос о причинах снижения ИЭП миллиметровых ВП частицами микронных или субмикронных размеров, факт которого установлен экспериментально [26]. Как следует из расчетов, выделяемая тепловая энергия при протекании автоэмиссионного тока через нанозазор между частицей и электродом составляет ничтожно малую величину, не превышающую 10^{-14} Дж. Эта величина значительно меньше критических значений ($10^{-8} - 10^{-6}$ Дж), необходимых для развития вакуумного пробоя [1]. Потенциал частицы перед обрывом автоэмиссионного тока не превышает 10 В, что исключает возможность возникновения иницирующего газового разряда в нанозазоре. Таким образом, главенствующим фактором, приводящим к иницированию импульсного пробоя, является само сверхсильное электрическое поле в зазоре. Прежде всего, электрическое поле приводит к возникновению значительных локальных механических напряжений в окрестности точек A и B (рисунок 14), которые для пикового значения электрического поля $E_B \approx 4 \cdot 10^9$ В/м, достигают $P_B \approx 7 \cdot 10^7$ Па, что близко к пределам текучести металлов. Отрыв частиц от анода может локально усилить первичный поток ионов с анода на катод, механизм появления которого обсуждался в главе 5. Эксперименты [18, 19, 26, 27] подтверждают, что частицы, находящиеся на поверхности анода, более активно снижают ИЭП ВП, чем такие же частицы, находящиеся на поверхности катода. С учетом квадратичной зависимости $P_B = \epsilon_0 \epsilon E_B^2$, наличие на частице или электроде небольших выступов, характеризуемых коэффициентом усиления поля $\beta \sim 3$ может привести к достижению предела прочности, и разрушению частицы, что может быть дополнительным фактором, иницирующим вакуумный пробой. Дополнительными факторами разрушения частицы и электрода могут быть также электропластические эффекты, обсуждаемые в

разделе 5.6, связанные с кратковременным совместным действием сильного поля напряженностью $\sim 10^9$ В/м и тока плотностью $\sim 10^7-10^8$ А/м².

В целом, как отмечено в заключительном разделе 6.7, результаты проведенного анализа объясняют отмеченное в литературе необычное поведение частиц в вакуумных и газонаполненных электродных системах в переменном электрическом поле, которое приводит к инициированию локальных разрядов и пробоя, а также определяют критические условия при возникновении наносекундного пробоя ВП, инициируемого частицами микронных и субмикронных размеров, лежащих на электроде.

В главе 7 представлены результаты теоретического исследования характеристик плазмы взрывоэмиссионного центра в искровой стадии вакуумного пробоя.

В разделе 7.1 дан краткий обзор работ по моделированию плазмы, расширяющейся в вакуум. Отмечены особенности и сложности моделирования токонесущей расширяющейся плазмы взрывоэмиссионного центра (катодного факела). Рассмотрены преимущества и недостатки детального моделирования плазмы на основе методов PIC/Monte Carlo [44, 45]. Дана оценка границам применимости численного моделирования взрывоэмиссионной плазмы на основе жидкостных моделей.

В разделе 7.2 описана многожидкостная модель плазмы [48], на основе которой проводились численные расчеты. Для каждой компоненты $(n+1)$ -компонентной плазмы, электронной ($p = e$) и ионных ($p = 1, \dots, n$), формулируются по три уравнения:

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} + \nabla(N_p \mathbf{V}_p) = 0 \quad (6)$$

$$M_p N_p \frac{\partial \mathbf{V}_p}{\partial t} + M_p N_p (\mathbf{V}_p \nabla) \mathbf{V}_p = -\nabla(N_p k T_p) - q_0 Z_p N_p \nabla \varphi - \nabla \pi_p + R_p \alpha \quad (7)$$

$$\frac{3}{2} N_p \frac{\partial k T_p}{\partial t} + \frac{3}{2} N_p (\mathbf{V}_p \nabla) k T_p = -N_p k T_p (\nabla \mathbf{V}_p) - \nabla \mathbf{q}_p - \pi_{p\alpha\beta} V_{p\alpha,\beta} + W_{p\cdot}, \quad (8)$$

которые дополняются уравнением Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{q_0}{\epsilon_0} \sum_p Z_p N_p \quad (9)$$

В уравнениях основными величинами являются: N_p – концентрация; V_p – направленная скорость и T_p – температура, а также φ – потенциал электрического поля. Постоянными параметрами уравнений являются q_0 – элементарный заряд; ϵ_0 – электрическая постоянная; k – постоянная Больцмана; Z_p и M_p – зарядность и масса иона p (при этом $Z_e = -1$). Греческие символы нумеруют компоненты векторных и тензорных величин ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$). Уравнения (6) – (8) записаны с учетом уравнения состояния каждого компонента плазмы вида $P_p = N_p k T_p$, где P_p – парциальное давление в p -компоненте плазмы. В Приложении 3 определена поправка, уточняющая выражение для эффективной частоты межкомпонентных кулоновских столкновений.

В разделе 7.3 рассмотрен простейший случай сферически-симметричного расширения двухкомпонентной катодной плазмы ($p = e, i$). Решением этой задачи можно описать эволюцию профилей основных величин модели в приосевых секторах расширяющихся катодных факелов. Особое внимание уделено граничным условиям и примыкающим к ним узким граничным областям, эмулирующим источники и стоки частиц плазмы. Предполагалось, что сложные прикатодные процессы в (почти) точечном источнике плазмы оказывают малое влияние на динамику и текущую структуру основной части плазменного облака. Известно, что формирование зарядового состава плазмы катодного

факела завершается на расстоянии от источника ~ 10 мкм [45], где плазма становится почти полностью ионизованной. Этот размер ($r_1 = 10$ мкм) выбран в качестве радиуса воображаемой «инжектирующей поверхности», которая охватывает не только участок катодной поверхности, но и ближнюю область плазмы со сложным комплексом процессов, приводящих в конечном итоге к состоянию плазмы, которое можно описать гидродинамическим приближением [46].

Проанализированы решения, полученные при параметрах задачи, соответствующих типовым экспериментальным условиям. Исследована эволюция профилей основных величин. Плазменное облако состоит из небольшого внутреннего слоя с почти установившимся распределением концентрации частиц, близким к $N_p \sim 1/r^2$, и широкого наружного нестационарного слоя с более крутым спадом концентрации, в котором происходит дополнительный разгон ионов и который обеспечивает собственно коммутацию ВП. Таким образом, характерное время формирования стационарных участков профиля значительно больше времени коммутации. В качестве иллюстрации на рисунке 16 приведены рассчитанные для базовых параметров задачи профили концентрации ионов и электронов в двойном логарифмическом масштабе, где прямая линия соответствует зависимости $1/r^2$. Для 40-нс профиля ее наружный слой можно приблизительно описать пропорцией $N_p \sim 1/r^8$.

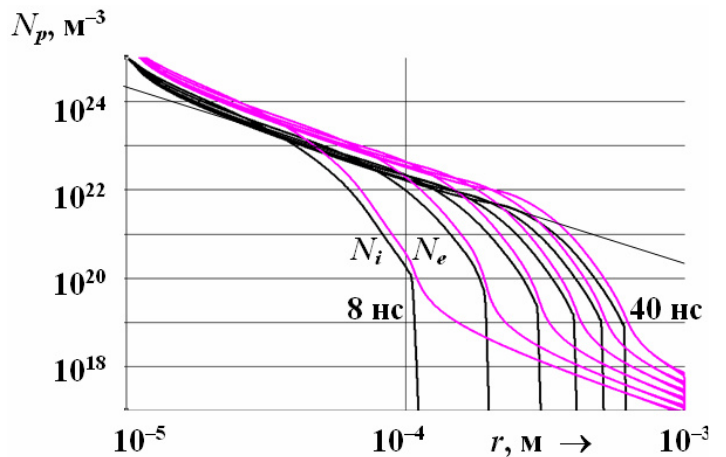


Рисунок 16 Профили концентраций ионов и электронов в расширяющемся облаке для моментов времени 8, 16, 24, 32 и 40 нс.

Особое внимание в разделе 7.3

уделено свойствам границы плазмы. Показано, что скорость расширения границы плазмы V_{ib} слабо зависит от времени, напряжения на промежутке U (0–10 кВ), а также параметров взрывоэмиссионного источника, таких как температура $T(r_1)$ (3000–8000 К), граничная концентрация ионов $N_i(r_1)$ (10^{23} – 10^{25} м $^{-3}$) и скорость их инжекции $V_i(r_1)$ (20–2000 м/с). Наиболее чувствительна V_{ib} к параметрам иона: его массе и зарядовому числу. При базовых параметрах расчета расширения плазмы, основу которой составляют 2-кратно ионизированные ионы меди, скорость границы плазмы составила $V_{ib} \approx 1,3 \cdot 10^4$ м/с, что соответствует экспериментально определяемым значениям [2, 49, 62].

Результаты расчетов показали, что разгон и транспортировка среднестатистического иона в плазменном облаке в основном контролируется силой взаимодействия с потоком электронов (силой электрон-ионного трения), которая дополняется макрополевой электрической силой объемных зарядов малой плотности. В ходе расширения плазменного облака электрическая сила на некотором небольшом радиальном участке может превысить силу взаимодействия с электронным потоком, в результате чего появляются условия для развития неустойчивости, которая, в конечном счете, приводит резкому повышению потенциала внешней части токнесущей плазмы. Таким образом, результаты расчетов согласуются с также данными экспериментов, в которых установлено возникновение разрыва потенциала в расширяющейся плазме первичного взрывоэмиссионного центра, приводящего, в свою очередь, к рождению вторичных взрывоэмиссионных центров [32, 33].

В разделе 7.4 рассмотрена модель трехкомпонентной моноэлементной плазмы ($p = e, i^+, i^{2+}$), которая точнее соответствует зарядовому составу реальных плазменных факелов, выпускаемых чистыми металлами. На рисунке 17 показаны примеры расчета для плазмы паров никеля ($M_1 = M_2 = 59$ единиц атомных масс) в предположении, что за пределами ближней области катодного пятна поток ионов в основном состоит из двух зарядовых фракций +1 и +2 при соотношении концентраций $N_2 : N_1 \approx 3 : 1$.

Предметом дискуссий в литературе является вопрос о возможном разделении ионов различных зарядов по скоростям (и соответственно, по пространству) в расширяющейся плазме [49]. Этот вопрос тесно связан с вопросами о силах «взаимного трения» и о возможности «взаимного убегания» друг от друга ионов различных зарядов [50, 51]. Эксперименты дают различные сведения о соотношении скоростей ионов с различной зарядностью в расширяющемся плазменном облаке: можно встретить как утверждения об их равенстве (например, в [49] для случая катодной дуги), так и утверждения об их существенном различии (например, в [47] для случая лазерной абляции). Предполагалось, что важную роль в этой проблеме играют экспериментальные условия. Для подтверждения этого предположения кроме случая взрывоэмиссионной токнесущей плазмы при наличии напряжения (рисунок 17, а) рассмотрен также случай плазмы, порожденной сторонним источником (например, короткой микродугой или лазерным лучом умеренной мощности) (рисунок 17, б). При этом электроны в источнике плазмы предполагались изначально разогретыми до температуры $T_e(r_1) = 36000$ К, что приблизительно соответствует температуре, приобретаемой электронами в токнесущей плазме в ходе развития вакуумного пробоя.

Как и в случае двухкомпонентной плазмы, при наличии напряжения на промежутке и, соответственно, возможности отвода электронов на анод, граница плазмы характеризуется уровнем концентрации частиц $\sim 10^{20} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и скоростью расширения $\sim (1-2) \cdot 10^4 \text{ м/с}$ (рисунки 16 и 17, а). При таком уровне концентрации плазмы ионы разных зарядов не разделяются и движутся синхронно, по крайней мере, в пределах миллиметрового промежутка..

При отсутствии напряжения электроны могут лишь частично выходить за пределы плазмы (рисунок 17, б). При этом движущаяся граница ионного профиля более размыта, характеризуется относительно низкой концентрацией частиц $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$, несколько большей скоростью расширения $\sim (2-4) \cdot 10^4 \text{ м/с}$ и возможностью разделения в ней ионов по зарядовому составу (рисунок 17, б). Поставленное на внешней границе расчетной области условие $\partial\phi/\partial r = 0$ в большей степени соответствует плазме, расширяющейся в открытое пространство [49, 52], генерируемой поджиганием дуги на коротком зазоре или лазерной абляцией с умеренным энерговыделением.

Расчет выявил также интересные особенности структуры внутренней границы не-токнесущей плазмы (рисунок 17, б). Непосредственно перед границей профиля концентрации отстающих 1-зарядных ионов возникает острый максимум. В итоге, несмотря на исходный состав плазмы $N_e : N_2 : N_1 = 7 : 3 : 1$, в котором доминируют двухзарядные ионы, в области перехода к составу $N_e : N_2 : N_1 = 2 : 1 : 0$ возникает узкая прослойка смешанной «фазы», окруженная двойными электрическими слоями, внутри которой доминируют однозарядные ионы.

В разделе 7.5 рассмотрены решения аксиально – симметричной задачи, более точно соответствующей плоской системе электродов. Полученные результаты позволили дать оценку степени анизотропии плазменного облака и особенностям расширения плазменного облака в области широких угловых секторов. Качественно эволюция внешних частей облака в аксиальном и радиальном направлениях соответствует случаям, рассмот-

ренным в разделах 7.3.3 и 7.4, где в приближении сферической симметрии электродной системы моделировалось расширение плазмы, соответственно, при наличии и отсутствии смещения на внешнем коллекторе (аноде).

В разделе 7.6 даны краткие выводы по главе.

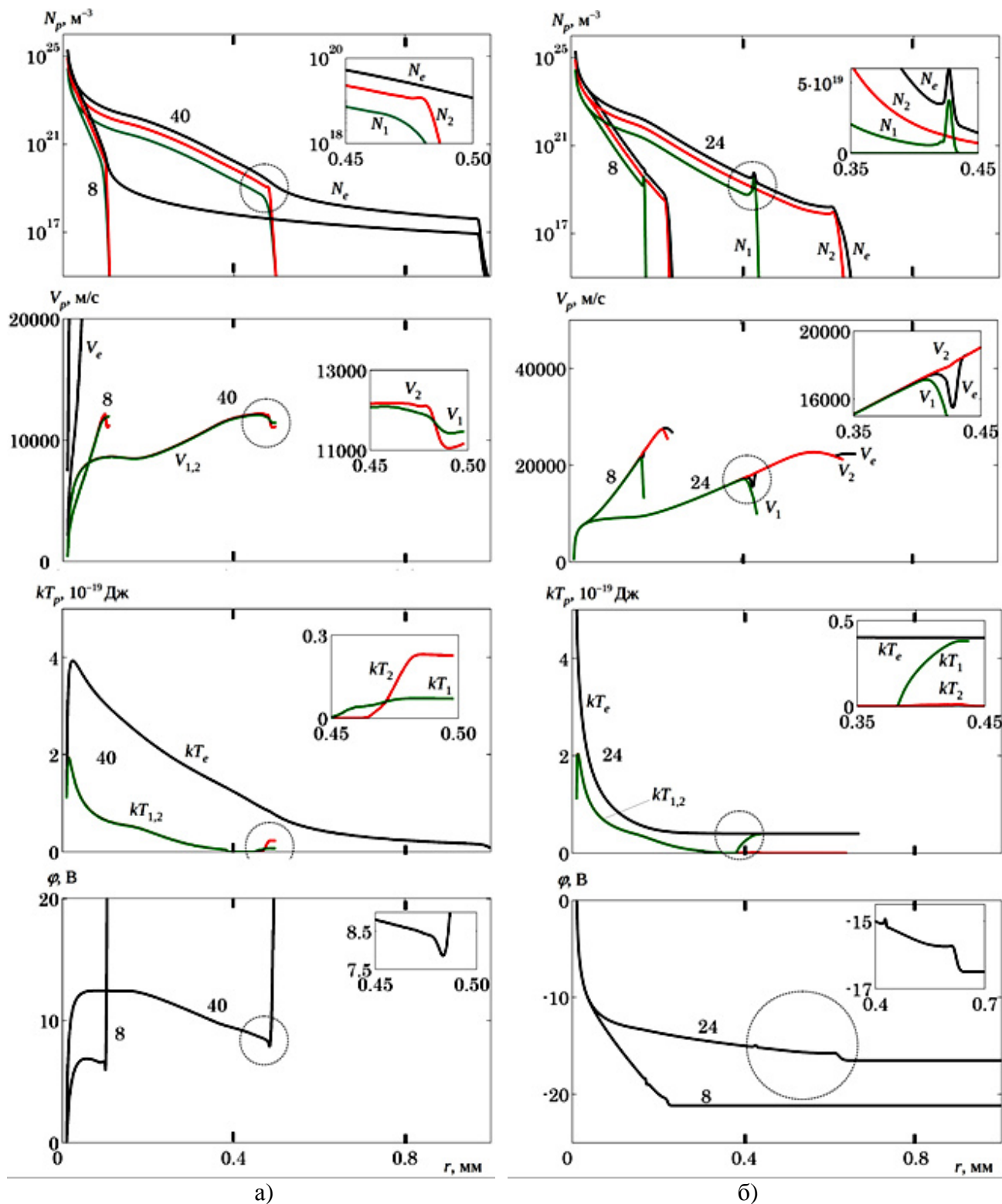


Рисунок 17 Профили (сверху вниз) концентраций, направленных скоростей, температур компонент плазмы и потенциала для случая расширения плазмы из взрывоэмиссионного центра: а) токонесящая плазма при $U=6$ кВ; б) нетоконесящая плазма. Числа на кривых указывают время в наносекундах, прошедшее с момента начала микровзрыва.

В главе 8 представлены результаты исследований условий короткоимпульсного пробоя катодного ионного слоя (КИС), формирующегося в заранее созданной плазме. Пробой КИС обеспечивает функционирование взрывоэмиссионных катодов сильноточных плазмонаполненных диодов в источниках электронных [29, 30] и ионных [56–58] пучков, а также влияет на стабильность работы устройств плазменной иммерсионной ионной имплантации [53, 54], вакуумных выключателей [55] и других устройств.

В данной главе особое внимание уделено свойствам КИС, формирующегося на взрывоэмиссионных катодах плазмонаполненных источников НСЭП [30] при ступенчатых смещениях 20–40 кВ с крутизной фронта $3 \cdot 10^{11}$ В/с и выше. Условия инициирования пробоя КИС, как и пробоя ВП, во многом определяются состоянием поверхности катода. В частности, при наличии в теле катода локальных источников магнитного поля (рисунок 4, в) и КИС и ВП пробиваются преимущественно в местах расположения магнитных полюсов (разделы 3.3 и 8.4). Особенности КИС является неоднородное распределение электрического поля, обусловленное объемным зарядом ионов, а также бомбардировка ионами поверхности катода. Малые времена задержки генерации пучка в плазмонаполненных источниках НСЭП относительно начала подачи на катод импульса напряжения (порядка нескольких десятков наносекунд) соответствуют условию пробоя КИС в начальной стадии его формирования. В этот период возможны значительные переходные всплески напряженности электрического поля E_C и плотности ионного тока J_C вблизи поверхности катода. Поэтому, полноценные исследования условий инициирования короткоимпульсного пробоя между катодом и отступающим от него плазменным анодом требуют своего сопровождения численным моделированием.

В разделе 8.1 даны предварительные оценки параметров стационарного и крайне нестационарного КИС. Показано, что при концентрации электронов в плазме $N_0 \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и амплитуде импульса ~ 30 кВ, характерных для источников НСЭП, в нестационарном КИС напряженность прикатодного электрического поля может быть на порядок большей, чем в стационарном.

В разделе 8.2 описана математическая модель плазмы, на основе которой осуществлялись численные расчеты динамики КИС различных геометрий. Модель является известным упрощением многожидкостной модели (6–9), в которой динамика плазмы определяется концентрацией $N_i = N$ и направленной скоростью $V_i = V$ системы холодных ионов, а система электронов предполагается термодинамически уравновешенным ансамблем с фиксированной температурой [60]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla(N \mathbf{V}) = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = -\frac{q_0 Z}{M_i} \nabla \varphi \quad (11)$$

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{q_0}{\varepsilon_0} [Z N - N_0 \exp(e\varphi / kT_e)] \quad (12)$$

На основе вычислительных экспериментов исследована эволюция прикатодной эродирующей плазмы, а также изменение во времени напряженности электрического поля и плотности ионного тока вблизи плоского катода. Расчеты проведены для различных параметров плазмы и импульса напряжения. В рамках приближения линейного изменения потенциала катода на фронте импульса $\varphi_C = \{-U_0 t / \tau \text{ при } t \leq \tau; -U_0, \text{ при } t > \tau\}$

удалось прийти к некоторым упрощенным формулам, на основе которых можно оценить пиковые значения напряженности электрического поля E_C и плотности ионного тока J_C на поверхности катода, а также время достижения максимума ионного тока t_{Jmax} :

$$E_{Cmax} = 1.72 \cdot 10^{-4} \mu^{0.1625} Z^{0.175} N_0^{0.3375} U_0^{0.5} \tau^{-0.325} \text{ [В/м]}, \quad (13)$$

$$J_{Cmax} = 7.58 \cdot 10^{-16} \mu^{-0.25} Z N_0^{0.75} U_0^{0.5} \tau^{-0.5} \text{ [А/м}^2\text{]}, \quad (14)$$

$$t_{Jmax} = 4.64 \mu^{0.425} Z^{-0.85} N_0^{-0.425} T_e^{0.15} U_0^{-0.15} \tau^{0.15} \text{ [с]}. \quad (15)$$

Здесь U_0 – амплитуда импульса (В), μ – масса иона (атомные единицы), N_0 – концентрация плазмы (м^{-3}), T_e – температура электронов (эВ), τ – длительность фронта (с), Z – средний заряд иона (единицы элементарного заряда).

Для повышения эффективности и стабильности источников взрывоэмиссионной плазмы, в том числе в генераторах НСЭП, используют катодные блоки с концентраторами электрического поля, чаще на основе проволочно-торцевых эмитирующих элементов (рисунок 18, а). В разделе 8.3 представлены решения 2-D аксиально-симметричной задачи (10–12) с цилиндрическим выступом на плоском катоде высотой 1 мм и диаметром 0,1 мм (рисунок 18), с полусферическим (б) или плоским (в) торцом. Плоскость, на которую опирается выступ, имитирует всю совокупность проволочных торцов, окружающих данный выступающий взрывоэмиссионный элемент-лидер.

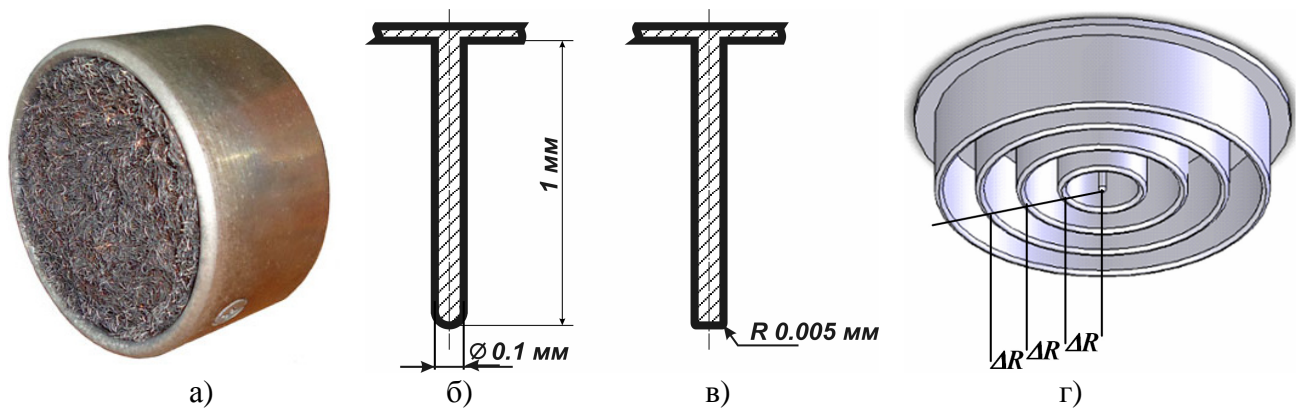


Рисунок 18 Внешний вид многопроволочного катода (а) и формы цилиндрических модельных выступов, использованные в расчете: с полусферической вершиной (б); с плоской вершиной (в); с коаксиальными кольцами, имитирующими окружающие выступы (г).

Предполагалось, что в начальный момент времени ($t=0$) неподвижная ($V_r = V_z = 0$) плазма равномерно ($N(z,r,0)=N_0/Z$) заполняет межэлектродное эквипотенциальное ($\varphi=0$) пространство. На рисунке 19, для набора параметров $\{N_0 = 5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}, \tau = 70 \text{ нс}, U_0 = 20 \text{ кВ}, kT_e = 5 \text{ эВ}\}$ и формы выступа с полусферической вершинкой (рисунок 18, б) показано распределение потенциала и концентрации ионов в отдельные моменты времени. Из расчетов следует, что в пределах короткого промежутка времени ($t = 10\text{--}20 \text{ нс}$) возникает эффект геометрической фокусировки ионного потока на точку вершины выступа. При этом абсолютный коэффициент уплотнения ионного тока на вершине выступа достигает значений порядка 100 величин плотности тока Бома. В момент окончания фронта импульса на вершине достигается максимум напряженности поля около 3 МВ/см, что, согласно данным главы 3, достаточно для инициирования взрывной эмиссии на поверхности металла.

Проведены также расчеты, оценивающие влияние смежных выступов на изменение величин E_C и J_C вокруг центрального выступа. В рамках 2-D аксиально-

симметричной задачи окружающие выступы имитировались кольцевыми стенками с той же формой поперечного сечения, что и центральный выступ (рисунок 18, з). Получены оценки критически малых расстояний ΔR между соседними выступами при которых начинает подавляться эффект геометрической фокусировки ионного потока, а также снижается пиковая напряженность поля вблизи вершины выступа до уровня ~ 1 МВ/см, соответствующего порогу инициирования взрывоэмиссионных центров на катоде.

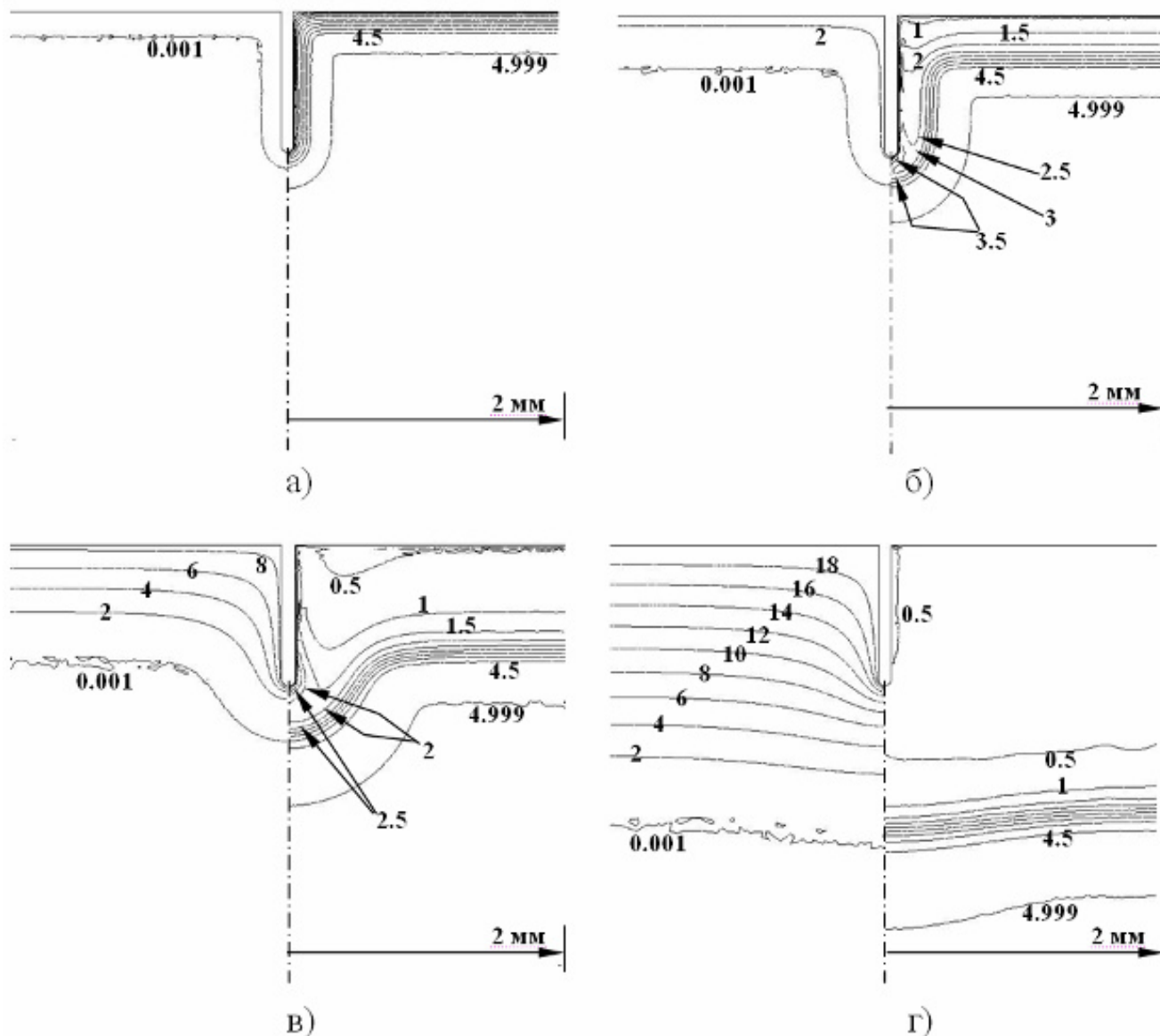


Рисунок 19. Распределения потенциала (слева от оси) и концентрации ионов (справа от оси) в моменты времени 3 нс (а), 10 нс (б), 30 нс (в) и 100 нс (г). Потенциал дан в киловольтах, концентрация ионов дана в единицах 10^{18} м^{-3} . Расчет выполнен для параметров $N_0 = 5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$; $U_0 = 20 \text{ кВ}$, $\tau = 70 \text{ нс}$, $kT = 5 \text{ эВ}$.

В разделе 8.4 на основе сравнения результатов вычислительных и физических экспериментов даны оценки значимости величин E_C и J_C в инициировании пробоя КИС. На рисунке 20 в двойном логарифмическом масштабе показаны изменения величин E_C , J_C , а также плотности заряда, собираемого поверхностью предполагаемого диэлектрического слоя (включения) $\sigma_C = \int J_C dt$, определенные из общего решения, представленного на рисунке 19.

Для каждой из этих величин приведены две кривые: "P", соответствующая точке полусферической вершины выступа и "F", соответствующая точкам катодной плоскости, удаленным от выступа (или случаю плоского катода). Пунктирными горизонтальными линиями обозначены четыре оценочные критические значения: теоретический предел электрической прочности ВП $E_0 \sim 3 \cdot 10^9$ В/м [2]; "технологический предел" электрической прочности, характеризующий устойчивость материала катода к воздействию импульсного электрического поля $E_1 \sim 1 \cdot 10^8$ В/м (согласно данным глав 2 и 3); критическая плотность ионного тока $J_{cr} \sim 10^4$ А/м², при которой возникают значительные термомеханические напряжения в приповерхностном слое катода, приводящие к генерации дефектов кристаллической структуры [53, 59]; критическая плотность заряда на поверхности диэлектрического слоя (включения) $\epsilon\epsilon_0 E_D \sim 10^{-3}$ Кл/м², при которой может возникнуть пробой слоя, инициирующий взрывную эмиссию (дана нижняя оценка, соответствующая диэлектрикам с низким значениям импульсной электрической прочности $E_D \sim 10^7$ В/м [61]).

Из представленных кривых следует, что механизмы пробоя формирующегося КИС могут отличаться от механизмов пробоя стационарного КИС. Так, прежде чем произойдет накопление критического заряда на каком-либо гипотетическом диэлектрическом фрагменте катода (нижние кривые), вся поверхность катода будет подвергнута кратковременному деструктивному воздействию со стороны ионного потока значительной плотности $J_C > J_{cr}$. (средние кривые). Кроме того, начиная с момента времени 20 нс на вершине проволочно-торцевого катода напряженность электрического поля превысит значение E_1 , достаточное для инициирования искры на поверхности металла (верхняя кривая "P"). На плоском катоде, как следует из хода верхней кривой "F", макрополевая напряженность E_1 недостижима, поэтому короткоимпульсный пробой плоского КИС может быть связан лишь с локальным усилением электрического поля на случайных микроостриях, в тройных точках вокруг диэлектрических включений, в зазорах, возникающих во время отрыва частиц от катода (глава 6) и других неоднородностях, исходно имеющихся на поверхности катода, а также привносимых деструктивным воздействием ионного потока.

Результаты экспериментов, изложенные в разделе 8.4, подтверждают, что всплески

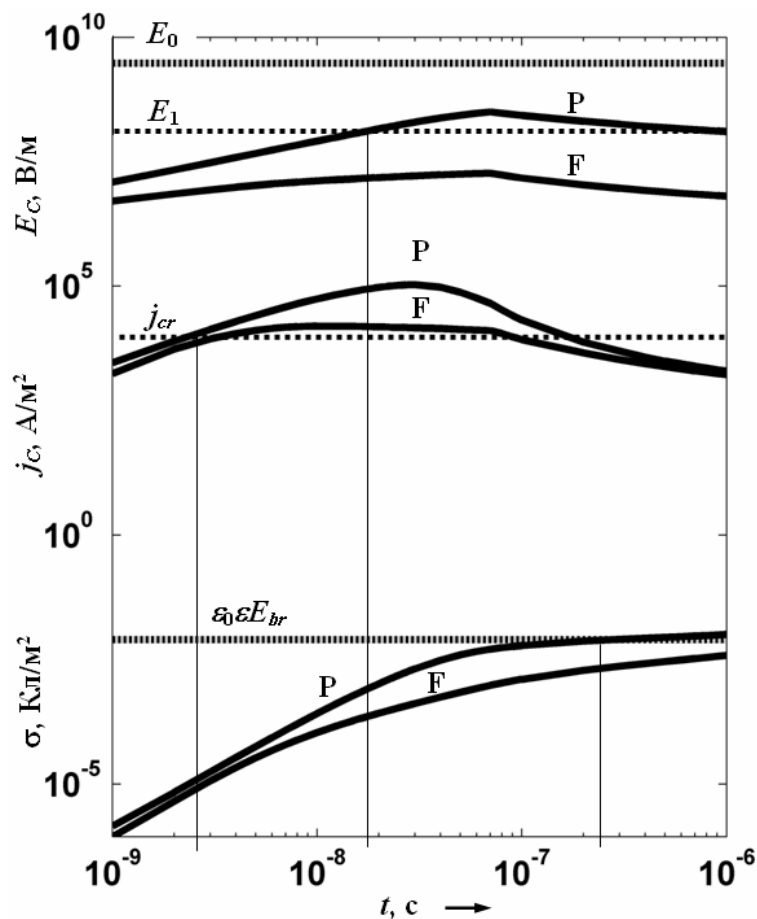


Рисунок 20. Изменение во времени напряженности электрического поля, плотности ионного тока и плотности перенесенного ионами заряда на вершине катодного выступа (P) и на плоской части катода (F). По данным, представленным на рисунке 19.

ионного потока при подаче коротких импульсов напряжения оказывают разрушающее действие на металлическую поверхность, погруженную в плазму. На рисунке 21 показаны электронно-микроскопические снимки поверхностей фольги нержавеющей стали 12X18Н10Т (а) и фольги титана ВТ1-00 (б) после погружения в плазму и воздействия сотней прямоугольных импульсов смещения амплитудой 25 кВ, длительностью 100 нс. Для нержавеющей стали характерно возникновение микроскопических полостей, оставшихся на месте включений (рисунок 21, а). При аналогичной обработке титановой фольги ее поверхность покрывается сеткой микроскопических трещин, ориентированных поперек проката (рисунок 21, б).

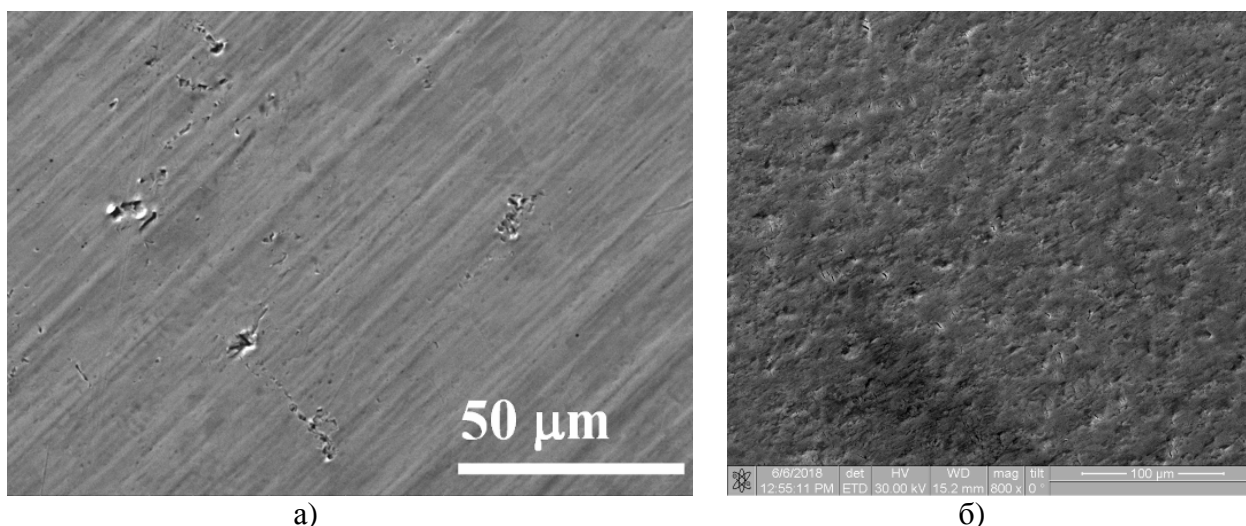


Рисунок 21. Результат короткоимпульсной обработки под плазмой поверхности фольги из нержавеющей стали 12X18Н10Т (а) и титана (б).

Оценки показали, что данные экспериментальные условия соответствуют высоким скоростям нагрева поверхности $\sim 3 \cdot 10^8$ К/с и высоким температурным градиентам $\sim 3 \cdot 10^7$ К/м при температуре прогрева поверхности $\Delta T \sim 30$ К, что приводит к значительным поверхностным механическим напряжениям. Было также экспериментально установлено, что предварительная очистка поверхности стальных электродов от включений таким "термоударным" методом и их последующая стандартная обработка НСЭП в режиме плавления поверхности может увеличить электрическую прочность ВП до рекордно высоких значений $\sim 1,5$ МВ/см. В условиях фокусировки ионного потока на торцевой элемент катода локальные разрушения материала, могут быть более значительными по сравнению с разрушениями на плоской поверхности.

В разделе 8.4 также описан модельный эксперимент, где в качестве одиночного катодного выступа использовался отрезок медной проволоки различного диаметра D , обдуваемый лазерно-абляционной плазмой. Особенности экспериментальных условий являлось низкое остаточное давление $\sim 10^{-7}$ Торр, высокая степень ионизации плазмы и высокая скорость движения плазмы в направлении торца катода, около 3×10^4 м/с. Благодаря использованию жидкофазного сплава $Ga_{0,86}In_{0,14}$ в качестве материала лазерной мишени была достигнута хорошая воспроизводимость параметров плазмы от импульса к импульсу. При фиксированном расстоянии между мишенью и плоскостью держателя катода (23 мм) увеличение длины проволоки приводило к уменьшению расстояния L между источником плазмы и катодом и, следовательно, к увеличению плотности плазмы вблизи торца катода. Состояние стабильного пробоя с вероятностью 90% после 6×10^4 импульсов достигалась при уменьшении геометрических параметров до значений

$L = 11$ мм и $D = 0,2$ мм (рисунок 22). На основе калибровочных измерений и оценок было показано, что торец катода при этом окружала плазма с концентрацией электронов около $1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Численные расчеты, моделирующие предпробойное состояние КИС в данном эксперименте, показали, что величина плотности ионного тока должна достигать своего максимального значения не на вершине катода, а на его боковой поверхности в момент времени 8 нс. Распределение концентрации ионов для этого момента времени показано серой палитрой на рисунке 23. Точка максимума плотности ионного тока показана стрелкой. Окрестность этой точки, как следует из сравнения с микрофотографией на рисунке 22, соответствует зоне максимальной эрозии, что подтверждает факт значимости ионной бомбардировки в инициировании короткоимпульсного пробоя КИС.

В разделе 8.5 даны краткие выводы по главе 8. Отмечены перспективные направления дальнейшей работы, связанные с очисткой поверхности материалов от включений в ходе короткоимпульсной токовой тренировки через формирующийся КИС, а также с возможностью управления распределением взрывоэмиссионных центров по поверхности катода в плазмонеполненных источниках НСЭП путем размещения в теле катода намагниченных тел малых размеров.

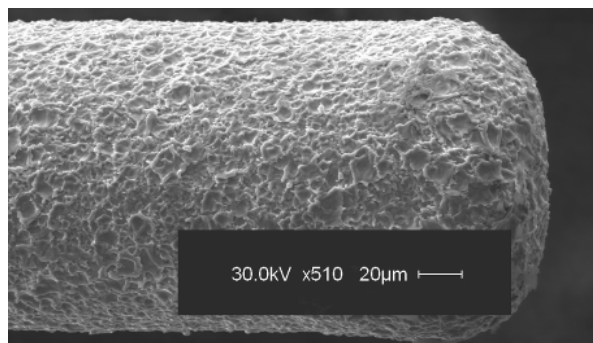


Рисунок 22. СЭМ-изображения катодной поверхности после 6×10^4 импульсов.

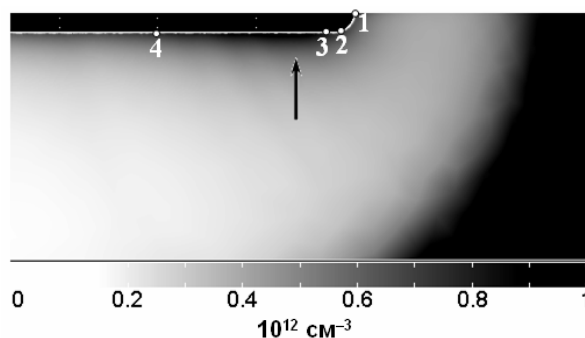


Рисунок 23. Распределение концентрации ионов в момент времени 8 нс (б). Стрелкой указано место абсолютного максимума нормальной составляющей плотности ионного тока.

В **Заключении** отмечены ключевые результаты диссертационной работы, соответствующие ее цели, научной новизне и защищаемым положениям, а также некоторые дальнейшие, особо важные, на взгляд автора, направления развития представленных тематик. Автор выражает благодарность тем, кто оказал помощь в подготовке и проведении работ, представленных в диссертации.

Цитированная литература

1. Сливков И. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М.: Энергоатомиздат.– 1986.– 256 с.
2. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука.– 1984.– 256 с.
3. High-Voltage Vacuum Insulation. Basic Concepts and Technological Practice / Edited by Latham R. London: Academic Press.– 1995.– 568 p.
4. Baksht R.B., Vavilov S.P., Kudinov A.P., Litvinov E.A. Manilov V.I., Urbathaev M.N.//

- Proc. 5th ISDEIV¹, Poznan, Poland, 1972.– P. 139–144.
5. Литвинов Е.А. /В сб. Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов, под ред. Г. А. Месяца.– Новосибирск: Наука.– 1974.– С. 23–34.
 6. Anders A. // Proc. 26th ISDEIV, Mumbai, India, 2014.– P. VIII–X.
 7. Фурсей Г.Н., Карцев Г.К. // ЖТФ.– 1970.– Т. 40, № 2.– С. 310–319.
 8. Anderson H. W. // Am. Inst. Elec. Eng.–1935.– V. 54.– December.– P.1315–1320.
 9. Cranberg L. J. // J. Appl. Phys.– 1952.– V. 23.– No. 5.– P. 518-522.
 10. Hawley R., Walley C. A.// Nature.– 1961.– V. 190.– April.– P. 252–253.
 11. Раховский В. И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме.– М: Наука.– 1970.– 536 с.
 12. Пошехонов П. В., Соловьев В. И. // Радиотехника и электроника.– 1971.– №9.– С. 1705 – 1711
 13. Little R. P., Smith S. T. // Proc. of 2nd ISDEIV 1966, Cambridge, Massachusetts, USA.– 1966.– P. 43–52.
 14. Чистяков П.Н., Радионовский А.Л., Татарина Н.В., Новиков Н.Е., Трещикова Д.С. //ЖТФ.– 1969.– Т. 39.– №6.– С. 1075 – 1079; ЖТФ.– 1972.– Т. 42, №4.– С. 821 – 825.
 15. Зандберг Э. Я. Ионов Н. И. Поверхностная ионизация.– М.: Наука.– 1969.– 432 с.
 16. Tatarinova N. V. // Proc. 24th ISDEIV, Santa Fe New Mexico.– USA.– 1990.– P. 381–382.
 17. Suzuki K., Kobayashi S. // IEEE Trans. Electr. Insul.– 1982.– V. EI-17.– No. 5.– P. 457–462.
 18. Allen R.J., Hinshelwood D.D., Jackson S.L., Ottinger P.F., Rittersdorf I.M., and Schumer J.W. // Proc. 22nd conf. Pulsed Power & Plasma Science.– 2019.
 19. Batrakov A.V., Onischenko S.A., Proskurovsky D.I., Johnson D.J. // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.– 2006.– V.13, No. 1.– P. 41-51.
 20. Calatroni S., Descoeurs A. , Kovermann J. W., Taborrelli M., Timko H., Wuensch W., Djurabekova F., Nordlund K., Pohjonen A., Kuronen A. // Proc. of Linear Accelerator Conference LINAC-2010, Tsukuba, Japan MOP070.– P. 217 – 219.
 21. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций.– М: Атомиздат.– 1972.– 599 с.
 22. Pohjonen A. S., Parviainen S., Muranaka T., and Djurabekova F.// J. Appl. Phys.– 2013.– V.114.– 033519-1/8.
 23. Vigonski S., Djurabekova F., Veske M., Aabloo A. and Zadin V.// Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.– 2015.–V.23.– P. 025009 (1–17).
 24. Anders A. Cathodic Arcs From Fractal Spots to Energetic Condensation.– Springer.–2008, 540 p.
 25. Batrakov A.V., Nazarov D.S. Ozur G.E., Popov S.A., Proskurovsky D.I., and Rotshtein V.P. // IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul. – 1997.– V. 4.– P. 857 – 862.
 26. Johnson D. J., Savage M. E., Sharpe R. A., Batrakov A. V., and Proskurovsky D. I.// IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.– 2006.– V.13, No.1– P. 52–64.
 27. Batrakov A.V., Onischenko S.A., Proskurovsky D.I., Johnson D.J.// IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.– 2007.– V. 14, No. 3.– P. 544-552.
 28. Уйманов И. В. / В сб. Электрофизика на Урале: четверть века исследований/ Отв. ред. В. Г. Шпак.– Екатеринбург: УрО РАН.– 2011. С. 393– 417.
 29. Mesyats G. A. Pulsed power. – Springer, USA.– 568 p.
 30. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Источники низкоэнергетических сильноточных

¹ ISDEIV – International Symposium on Discharge and Electrical Insulation in Vacuum (Международный Симпозиум по Разрядам и Электрической Изоляции в Вакууме)

- электронных пучков с плазменным анодом. Новосибирск, "Наука".– 2018.– 176 с.
31. Ротштейн В. П., Проскуровский Д. И., Озур Г. Е., Иванов Ю. Ф. Модификация поверхностных слоев металлических материалов низкоэнергетическими сильноточными электронными пучками. Новосибирск, "Наука".– 2019.– 348 с.
 32. Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. // ЖТФ.– 1979.– Т. 49, № 12.– С. 2619–2622.
 33. Проскуровский Д. И., Пучкарев В. Ф. // ЖТФ.– 1980.– Т. 50, № 10.– С. 2120–2126.
 34. Алехин В.П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. – М.: Наука, 1983.– 280 с.
 35. Троицкий О. А., Баранов Ю. В., Авраамов Ю. С., Шляпин А. Д. Физические основы и технологии обработки современных материалов (теория, технология, структура и свойства). Т.1.– Москва, Ижевск: Институт компьютерных исследований.– 2004.– 590 с.
 36. Зуев Л. Б., Громов В. Е., Курилов В. Ф., Гуревич Л. И. //ДАН СССР.– 1978.– Т. 239, № 1.– С. 84–86.
 37. Головин Ю.И. // ФТТ.– 2004.– Т.46.– № 5.– С. 769–803.
 38. Орлова Д. В., Данилов В. И., Зуев Л. Б., Стаскевич О. С. //ФТТ.– 2016.– Т. 58, № 1.– С. 11–13.
 39. Абрамян Е.А. Промышленные ускорители электронов. М: Энергоатомиздат.– 1986.– 249 с.
 40. Laghari J. R., Qureshi A. H. A. // IEEE Transact. Electr. Insul.– 1981.– V. EI-16, No. 5, P. 388 – 398.
 41. Лебедев Н.Н, Скальская И.П. // ЖТФ.– 1962.– Т. 32, № 3.– С. 375–378
 42. Namaker H.C. // Physica IV.– 1937.– No.10.– P.1058 – 1072
 43. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы теоретической физики, Т. 2.– М: Издательство иностранной литературы.– 1960.– 886 с.
 44. Shmelev D. L., Barenholts S. A., and Tsventoukh M. M. // IEEE Transact. Plasma Sci.– 2017.– V. 45, No. 11.– P. 3046–3053.
 45. Shmelev D. L. and Barenholts S. A.// IEEE Trans. Plasma Sci.– 2013.– V. 41, No. 8.– P. 1964–1968.
 46. Beilis I. I. // Contrib. Plasma Phys.– 2003.– V. 43, No. 3–4.– P.224–236.
 47. Popov S. A., Panchenko A. N., Batrakov A. V., Ljubchenko F. N., and Mataibaev V. V. //IEEE Trans. Plasma Sci.– 2011.– V. 39, No.6.– P. 1412–1417.
 48. Брагинский С. И. Явления переноса в плазме/ Вопросы теории плазмы, вып. 1, под ред. М. А. Леонтовича/ М: Госатомиздат.– 1963.– С.183–272.
 49. Yushkov G. Yu., Anders A., Oks E. M., and Brown I. G. // J. Appl. Phys.– 2000.– V. 88, No. 10.– P. 5618 –5622.
 50. Мойжес Б. Я., Немчинский В. А. // ЖТФ.– 1980.– Т. 50, №1.– С. 78–86.
 51. Красов В. И., Паперный В. Л.// Физика плазмы.– 2017.– Т. 43, № 3.– 241–249.
 52. Бакшт Р. Б., Ратахин Н. А., Каламбаев Б. А. // ЖТФ.– 1980.–Т. 50, №3.– С. 487– 491.
 53. Ryabchikov A. I. // Surface & Coatings Technology.–2020.– V. 388. P. 125561(1–9).
 54. Collins G.A., Tendys J. // Plasma Sources Sci. Technology.– 1994.– V. 3.– P. 10–18.
 55. Sarrailh P., Carrigues L., Hagelaar G. J. M., Sandolache G., Rowe S., Jusselin B. and Voeuf J. P. // J. Phys. D: Appl. Phys.– 2008.– V. 41, 015203 (11p).
 56. Рябчиков А.И., Ананьин П.С., Дектярев С.В., Сивин Д.О., Шевелев А.Э. // Письма в ЖТФ.– 2017.– Т. 43.– № 23.– С. 3–10.
 57. Логачев Е. И., Ремнев Г. Е., Усов Ю. П.// Письма в ЖТФ.– 1980.– Т. 6, № 22.– С. 1404–1406.
 58. Pushkarev A. I., Isakova Yu. I. // Plasma Science and Technology.– 2011.– V.13, No.6.–

Р. 698–701.

59. Анищик В.М., Углов В.В. // Модификация инструментальных материалов ионными и плазменными пучками.– Минск: Изд-во БГУ.– 2003.– 177 с.
60. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. И. Физическая кинетика.– М.: Наука.– 1979.– 527 с.
61. Воробьев Г.А., Мухачев В.А. Пробой тонких диэлектрических пленок.– Москва: Сов. Радио.– 1977.– 70 с.
62. Gushenets V. I., Oks E. M., Yushkov G. Yu., and Rempe N.G.// Laser and Particle Beams.– 2003.– V. 21, No. 2.– P. 123–138.
63. Пушкарев А. И., Исакова Ю. И., Сазонов Р. В., Холодная Г. Е. Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрыво-эмиссионным катодом.– М.: Физматлит.– 2013. – 240 с.

Список публикаций по теме диссертации с участием автора

Статьи в журналах, входящих в перечень ВАК научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертации

1. Нефедцев Е. В., Онищенко С. А., Батраков А. В. Особенности короткоимпульсной электрической прочности вакуумной изоляции // Известия вузов. Физика.– 2017.– Т. 60, №8.– С. 159–169.
2. Нефедцев Е. В., Онищенко С. А., Батраков А. В. Места инициирования взрывоэмиссионных процессов на поверхности монокристаллической и крупнозернистой поликристаллической меди// Известия вузов. Физика.– 2019.– Т. 62, №7.– С. 31 – 38.
3. Нефедцев Е.В., Онищенко С.А., Проскуровский Д.И., Батраков А.В. Поведение предпробойных эмиссионных центров при воздействии на вакуумный промежуток 200-kV 100-ns импульсов//ЖТФ.– 2012.– Т. 82, № 9.– С. 107–115.
4. Nefyodtsev E.V., Onischenko S.A., Proskurovsky D.I. and Batrakov A.V. Observation of pre-breakdown emission sites and breakdowns of vacuum gaps under short-pulsed testing// IEEE Transactions on Dielectric and Electrical Insulation.– 2011.– V. 18, No. 3.– P. 929–936.
5. Tsygankov R.V., Onischenko S.A., Rostov V.V., Batrakov A.V., Nefyodtsev E.V., Proskurovsky D.I., Gunin A.V.// Oxide-coated Al cathode for decreasing the electron leakage and increasing the electric strength of vacuum insulation in the nanosecond pulse range // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation.– 2011.– V. 18, No. 6.– P. 2143–2150.
6. Еханин С.Г., Несмелов Н.С., Нефедцев Е. В. Температурные зависимости квантового выхода электролюминесценции и деградационные процессы в NaCl// ФТТ.– 1990.– Т.32, № 2.– С. 409–412.
7. Еханин С. Г., Несмелов Н. С., Нефедцев Е. В. О месте появления новых дислокаций при их электролевой генерации// Кристаллография. – 1990.– Т.35, вып.1.– С. 237–238.
8. Nefyodtsev E.V. Features of spherical particle dynamics near a plane electrode of vacuum gap in an increasing electric field// IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation.– 2014.– V. 21, No. 2.– P. 892–905.
9. Нефедцев Е. В., Батраков А. В. Численное моделирование устойчивого расширения плазмы взрывоэмиссионного центра в вакууме // ЖЭТФ.– 2015.– Т. 148.– № 4(10).– С. 806–818.
10. Нефедцев Е. В., Батраков А. В. Моделирование устойчивого расширения моноэле-

- ментной трехкомпонентной плазмы взрывоэмиссионного центра// ЖЭТФ.– 2017.– Т. 153, № 4.– С. 656–665.
11. Нефёдцев Е.В., Зюлькова Л.А. Оптимизация электрической тяги на основе импульсной дуговой плазмы с помощью импульсного магнитного поля// Известия вузов. Физика.– 2020.– Т. 63.– № 3.– С. 137–144.
 12. Нефедцев Е. В., Озур Г. Е. Усиление поля и фокусировка ионного потока на многоэмиттерном катоде сильноточного плазмонаполненного диода// Физика плазмы.– 2008.–Т. 34, №8.– С. 707 – 715.
 13. Нефедцев Е. В., Озур Г. Е. Некоторые закономерности динамики ионного слоя при воздействии импульсного напряжения// Физика плазмы.– 2009.– Т. 35, № 8.– С. 700–703.
 14. Nefyodtsev E.V. and Ozur G. E. Field enhancement and ion flow focusing at the multiemitter cathode of a high-current plasma-filled diode// IEEE Trans. Plasma Sci.– 2009.– V. 37, No. 8.– P. 1367–1374.

Доклады на международных, конгрессах, симпозиумах и конференциях

15. Batrakov A. V., Onischenko S. A., Kurkan I. K., Rostov V. V., Yakovlev E. V., Nefedtsev E. V., Tsygankov R. V. Comparative study of breakdown strength of vacuum insulation in gap with electron-beam polished electrodes under pulsed DC and microwave electric fields// Proc. 28th ISDEIV, Creifswald, Germany, Sept. 23–28. – 2018.–V. 1.– P. 77–80.
16. Onischenko S. A., Nefyodtsev E. V., Batrakov A. V., Proskurovsky D. I. Influence of a thin dielectric film on electrical insulation in vacuum gaps at the pulse voltage // Proc. 24th ISDEIV, Mumbai, India, 2014.– P. 49–51.
17. Onischenko S.A. and Nefyodtsev E.V. Change of electric strength of vacuum insulation after the action of atomic hydrogen on the electrodes // Proc. 25th ISDEIV, Tomsk, Russia, 2012.– P.33–35.
18. Onischenko S., Grenadyorov A., Oskomov K., Nefedtsev E. V., Batrakov A. V. Short pulse dielectric strength of vacuum gaps with different electrode materials // Proc. 27th ISDEIV, Suzhou, China, 2016.– V.1.– P. 64 – 67.
19. Onischenko S. A. , Nefedtsev E.V., Proskurovsky D.I. Magnetic field effect on the pulsed breakdown strength of vacuum gaps // Proc. 27th ISDEIV, Suzhou, China, 2016.– V. 1.– P. 13–16.
20. Onischenko S. A., Nefedtsev E. V. Treatment of the vacuum gap electrodes in a state of delayed breakdown // Proc. 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, September 14 – 26, 2020. –P. 731–736.
21. Onischenko S. A., Nefyodtsev E. V., Batrakov A. V., Proskurovsky D. I. Erosion traces on a single-crystal Si cathode in an undeveloped nanosecond vacuum breakdown// Proc. 24th ISDEIV, Mumbai, India, 2014, P. 5 – 8.
22. Nefedtsev E. V., Onischenko S. A.. Marks on single-crystal copper cathodes after short-pulse voltage impact on vacuum gaps // Proc. 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects. Tomsk, September 14 – 26, 2020. – P. 927–931.
23. Nefedtsev E. V., and Onischenko S. A. Pre-breakdown markers on the surface of copper cathodes of vacuum gaps//Proc. 29th ISDEIV, Padova, Italy, September 26–30, 2021.– P. 23–26.
24. Onischenko S. A., Nefyodtsev E. V., Batrakov A. V., Proskurovsky D. I. Symmetrical erosion patterns on single-crystal silicon cathodes after high-voltage vacuum breakdowns// Proc. 10th Intern. Vacuum Electron Sources Conf. and 2nd Intern.Conf. on Emission

- Electronics, St-Petersburg, Russia, June 30– July 4, 2014.– P. 199 – 200.
25. Nefyodtsev E.V., Onischenko S.A., Batrakov A.V., and Proskurovsky D.I. Investigation of spatial correlations of pre-breakdown emission sites and breakdowns of vacuum gaps under short-pulsed testing// Proc. of 24th ISDEIV, Braunschweig Germany, 30.08–03.09, 2010.– V.1.– P 60–63.
 26. Onischenko, E. V. Nefedtsev. Short-pulse pre-explosion electron emission in vacuum gap with titanium cathode // 28th ISDEIV, Creifswald, Germany, Sept. 23–28 .– 2018.– V. 1.– P. 43–46.
 27. Nefyodtsev E.V. Detachment of a macroparticle from the electrode surface under rapidly-rising voltage conditions. Proc. 25th ISDEIV, Tomsk, Russia, 2012, V. 1.– P. 29 – 32.
 28. Nefedtsev E.V., Batrakov A.V. Plasma expansion in vacuum gap: three-fluid hydrodynamic simulation // Proc. 27th ISDEIV, Suzhou, China, 2016.– V. 1.– P. 37–40.
 29. Nefedtsev E.V., Batrakov A.V., 2-D Axially Symmetric Simulation of Ecton Plasma Expansion into Vacuum Gap //28th ISDEIV.– 2018.– V.1.– P. 85–88.
 30. Nefedtsev E. V., Zjul'kova L. A. Optimization of thrust based on vacuum arc by means of pulsed magnetic field// Proc. 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects. Tomsk, September 14 – 26, 2020. – P 417–421.
 31. Nefyodtsev E. V. and Ozur G. E. Field Enhancement and Ion Flow Focusing at the Multiemitter Cathode of a High-Current Plasma-Filled Diode// Proc. of 23-rd ISDEIV, Bucharest, Romania, 15-19 September, 2008.– V.1.– P. 235 – 238.
 32. Nefyodtsev E. V. and Ozur G. E. Some regularities of ion sheath dynamics at high voltage pulses // Proc. of 15th International Symposium on High Current Electronics. Tomsk, Russia, 21-26 September, 2008.– P. 53–56.
 33. Popov S., Nefyodtsev E., Proskurovsky D., Uimanov I. Initiation of explosive emission centers assisted by laser ablation plasma// Proc. of 24th ISDEIV, Braunschweig, Germany, 30.08–03.09.–2010.– V.1.– P. 80–83.
 34. Nefedtsev E. V., Onischenko S.A., Ozur G. E., Proskurovsky D.I. Improvement of Electrical Insulation in Vacuum by Comprehensive Treatment of Electrodes under Plasma// Proc. 28th ISDEIV, Germany, Greifswald .– 2018.– V. 1.– P. 97–100.
 35. Yakovlev E. V., Petrov V. I., Onischenko S. A. and Nefedtsev E. V. Short-pulse breakdown of near-cathode sheath in the presence of a local magnetic field// Proc. 29th ISDEIV, Padova, Italy, September 26–30, 2021.– P. 81–84.