

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный
институт высоких температур Российской академии наук

На правах рукописи

УДК 537.525.5

Усманов Равиль Анатольевич

**Испарение и ионизация веществ, моделирующих
отработавшее ядерное топливо, в стационарных
вакуумных дугах с горячими расходуемыми
катодами**

1.3.9 – Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант

д. ф.-м. н., доцент.

Гавриков Андрей Владимирович

Москва – 2026

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Плазменные потоки диффузной вакуумной дуги на горячем термоэмиссионном катоде	15
1.1. Вакуумный дуговой разряд с горячим катодом	15
1.2. Вакуумные дуги на горячих термоэмиссионных катодах	21
1.3. Плазменные потоки вакуумной дуги на термоэмиссионном катоде из Gd	30
1.4. Инициация дуги на термоэмиссионном катоде из Gd	52
1.5. Выводы к первой главе	62
Глава 2. Потоки плазмы вакуумной дуги с горячим нетермоэмиссионным катодом	65
2.1. Дуги на катоде из хрома и титана	65
2.2. Дуга на горячем свинцовом катоде	74
2.3. Скорость испарения свинца из катодного тигля в присутствии разряда	81
2.4. Тепловой режим работы катода	85
2.5. Параметры плазменного потока	88
2.6. Слаботочный разряд в сверхзвуковом потоке паров свинца	101
2.7. Выводы ко второй главе	106
Глава 3. Вакуумная дуга с горячим оксидным катодом	108
3.1. Особенности катодного материала	108
3.2. Инициация разряда	111
3.3. Особенности работы разряда на оксидном катоде	116
3.4. Параметры плазменного потока	122
3.5. Параметры ионного потока в первые минуты после пробоя	129

3.6.	Выводы к третьей главе	135
Глава 4.	Вакуумная дуга с горячим смесевым катодом	137
4.1.	Сравнение свойств катодных материалов	138
4.2.	Вакуумная дуга на смеси порошка CeO_2 и чешуек Cr	142
4.3.	Вакуумная дуга на катоде из смеси порошков CeO_2+Cr и TiO_2+Cr .	150
4.4.	Выводы к четвертой главе	159
Глава 5.	Применение свойств разрядов с горячими термоэмиссионными катодами в задаче плазменной сепарации веществ	161
5.1.	Схема плазменной масс-сепарации в конфигурации с потенциальной ямой	161
5.2.	Роль термоэлектронной эмиссии в задачах генерации электрического поля и ионизации модельных веществ	170
5.3.	Диагностика результатов процесса плазменного разделения веществ	176
5.4.	Анализ неионизованных потерь вещества в процессе плазменной масс-сепарации	189
5.5.	Выводы к пятой главе	199
Заключение	200

Введение

Одним из ключевых направлений развития атомной отрасли Российской Федерации является замыкание ядерного топливного цикла с сопутствующей разработкой эффективных технологий переработки ОЯТ. К таким технологиям можно отнести, в частности, усовершенствованную гидрометаллургическую, пирохимическую и газофторидную технологию. Перспективным и потенциально востребованным является также метод плазменной сепарации элементов ОЯТ, разрабатываемый в настоящее время в рамках проектного направления «Прорыв» в качестве одной из операций в схемах переработки ОЯТ промышленных энергетических комплексов новой атомной энергетики.

В основе плазменного метода переработки лежит идея преобразования смеси веществ в плазменный поток и последующее его разделение в пространстве в специальной конфигурации электрического и магнитного полей на несколько составляющих в соответствии с массами присутствующих ионов. При этом весь процесс сепарации осуществляется в атмосфере буферной плазмы, что компенсирует эффект образования объемного заряда, снимая ограничение ионного тока и существенно увеличивая производительность. Применительно к ОЯТ разделение достаточно осуществить на две массовые группы, отделяя актиноиды ($M > 230$ а.е.м) от продуктов деления ($M < 160$ а.е.м).

Одной из ключевых проблем, которую необходимо решить в ходе разработки технологии плазменной сепарации, является создание источника, эффективно переводящего вещество ОЯТ в плазму. Конечная цель — создание промышленной технологии переработки, диктует требования к источнику: степень ионизации плазмы 100 %, кратность заряда ионов одинакова и равна единице.

Научному сообществу известно множество способов перевода конденсированного вещества в состояние плазмы, однако далеко не все из них могут приблизиться к выполнению обозначенных требований. Перспективными подходами с точки зрения достижения величины степени ионизации являются методы генера-

ции плазмы в дуговых разрядах. Среди них выделяется вакуумный дуговой разряд с диффузной привязкой тока на катоде, который реализуется при его относительно высоких температурах. Разряд отличается низкой плотностью тока на катоде (до 100 A/cm^2) и отсутствием капельной фракции в продуктах эрозии электродов.

Диссертация посвящена исследованию свойств вакуумного дугового разряда с диффузной привязкой тока на катодах из различных материалов, моделирующих испарение и ионизацию компонентов ОЯТ. В фокусе работы находятся вопросы принципиального существования разряда на тех или иных катодных материалах, ключевые особенности функционирования разряда, позволяющие использовать его в качестве источника плазмы для метода плазменной сепарации, а также возможности обеспечения требований к степени ионизации и зарядовому составу со стороны генерируемой в разряде плазмы.

Актуальность темы исследования. Известно, что при достаточно высокой температуре катода вакуумной дуги, разряд может перейти в диффузную форму. Она характеризуется относительно низкой плотностью тока на катоде и отсутствием капельной фракции в продуктах эрозии электродов. В последнее время исследования данного разряда стали вновь актуальны в связи с возможностью его применения к задаче плазменной масс-сепарации веществ, а также накопившимся множеством нерешенных вопросов физики дуговых разрядов.

Сегодня в РФ в рамках стратегии развития ядерной энергетики до 2100 г инициирован переход к концепции двухкомпонентной реакторной базы. Он в первую очередь подразумевает наращивание количества реакторов на быстрых нейтронах и замыкание ядерного топливного цикла. Именно поэтому актуальной задачей является разработка новых, экономически оправданных и экологически безопасных технологии переработки ОЯТ. Преимуществами плазменного подхода к переработке является «грубость» разделения и соответствующее отсутствие возможности выделения изотопов плутония, что позволяет создать коммерциализируемую технологию гражданского назначения. Другой привлекательной стороной являются минимальные объемы вспомогательных рециклируемых сред, что значительно

сокращает количество образующихся дополнительных радиоактивных отходов, снижает издержки на их захоронение и нагрузку на окружающую среду. Создание и исследование источников плазмы для данной технологии позволят развить научно-технический фундамент подхода к плазменному разделению веществ, провести его апробацию, сформулировать границы применимости, наработав новые знания для применения в других подобных задачах.

Несмотря на долгую историю развития, исследования физики вакуумных дуг на сегодняшний день так и не дали однозначных ответов на ряд вопросов происходящих в разряде. Наиболее актуальные из них касаются процессов происходящих на катоде. Так, во многих экспериментах с диффузными разрядами на катодах как с интенсивной термоэлектронной эмиссией, так и с ее недостатком, реализуются температуры катодов, необъяснимые с точки зрения баланса энергии. Кроме того, до настоящего времени в научной литературе нет единого мнения о величинах долей электронного и ионного тока на катоде, что не позволяет, в рамках принятых представлений, построить замкнутую теорию катодного слоя. На фоне обозначенных вопросов ценность новых полученных экспериментальных данных о дуговых разрядах на катодах с различными физическими свойствами и их интерпретация остается достаточно высокой.

Степень разработанности темы исследования отражена в проведенном обзоре существующих научных работ, касающихся исследований диффузных вакуумных дуговых разрядов и метода плазменной масс-сепарации веществ. В начале каждой Главы диссертации приведен анализ литературных источников по теме. Кроме проработанности научной литературы разработанность темы исследования подтверждается шириной спектра катодных материалов вакуумных дуг (термоэмиссионные, нетермоэмиссионные, диэлектрические, смесевые), изученных и описанных в работе, а также широким набором использованных диагностических методов (зондовые, конденсационные, оптические, масс-спектрометрические и калориметрические).

Цели и задачи диссертационной работы. Целью диссертационной работы

являлось исследование характеристик источников плазмы на основе вакуумных дуговых разрядов на горячих катодах из материалов с широким диапазоном физических свойств для их использования при реализации процесса плазменной масс-сепарации. При выборе катодных материалов ставилась задача промоделировать свойства компонентов ОЯТ (с использованием неактивных материалов) по ряду направлений: термоэмиссионная способность, температура плавления, давления насыщенных паров, электрическая проводимость и компонентный состав. При исследовании применимости разряда для плазменной масс-сепарации ставилась задача определить возможность получения потоков плазмы катодных материалов с высокой степенью ионизации при контролируемом зарядовом составе, определить влияние свойств катодных материалов на основные свойства разряда.

Для достижения обозначенных целей решались следующие задачи:

- Определить параметры плазменного потока вакуумной дуги на термоэмиссионном катоде из гадолиния, моделирующем процессы испарения и ионизации урана, включая зарядовый состав, энергию ионов, температуру и концентрацию электронов, степень ионизации.
- Исследовать влияние температуры термоэмиссионного катода на состав и степень ионизации образующегося плазменного потока.
- Исследовать вакуумный дуговой разряд на нетермоэмиссионном катоде из свинца, моделирующем легколетучие компоненты ОЯТ. Измерить вольтамперные характеристики разряда, исследовать тепловой режим работы катода и скорость эрозии катода.
- Определить влияние тока разряда и температуры нетермоэмиссионного катода на параметры образующегося плазменного потока. Сравнить свойства разрядов на катодах с высокой и низкой способностью к термоэлектронной эмиссии.

- Инициировать вакуумный дуговой разряд на катоде из диоксида церия, моделирующем испарение и ионизацию оксидов урана и плутония. Определить диапазон параметров разрядного промежутка (ток, напряжение, температура катода), при которых существует стационарный диффузный разряд.
- Исследовать параметры плазменного потока вакуумной дуги на керамическом катоде, определить долю молекулярных ионов и ионов материала катодного тигля в составе потока в зависимости от температуры катода и тока разряда.
- Инициировать вакуумный дуговой разряд на смесевом катоде. Измерить вольтамперные характеристики разряда, исследовать тепловой режим работы катода.
- Определить параметры генерируемых плазменных потоков продуктов эрозии смесевых катодов, моделирующих ОЯТ, в вакуумной дуговом разряде.
- На основе полученных данных о вакуумном дуговом разряде на катодных материалах, моделирующих компоненты ОЯТ, сделать вывод о применимости данного типа разряда, как источника плазмы для метода плазменной масс-сепарации веществ.
- Определить степень влияния возможного присутствия неионизованного вещества в потоке источника плазмы на результаты процесса плазменной масс-сепарации в схеме с потенциальной ямой.
- Проанализировать возможность применения особенностей термоэмиссионных катодов в процессе плазменной масс-сепарации веществ.
- Разработать методы диагностики процесса плазменной масс-сепарации веществ.

Научная новизна. В рамках диссертационного исследования *впервые* экспериментально измерены параметры плазменного потока диффузной вакуумной

дуги на термоэмиссионном катоде из гадолиния, моделирующем испарение и ионизацию урана, получены данные о влиянии температуры термоэмиссионного катода и напряжения разряда на зарядовый состав, степень ионизации, энергию ионов образующегося потока плазмы.

Впервые в условиях диффузного вакуумного дугового разряда экспериментально продемонстрирована достижимость параметров плазменного потока, удовлетворяющая требованиям метода плазменной масс-сепарации веществ — степень ионизации потока плазмы близка к 100 % при преимущественно однократном заряде ионов.

Впервые инициирован и исследован диффузный вакуумный дуговой разряд на катоде из свинца, моделирующем легколетучие продукты деления ОЯТ, и характеризующиеся недостатком термоэлектронной эмиссии. Измерены энергии ионов, температуры и концентрации электронов, а также степень ионизации образующегося потока плазмы в зависимости от тока разряда.

Получены **новые** экспериментальные данные о скорости эрозии и тепловом режиме работы нетермоэмиссионного катода из свинца, согласующиеся с гипотезой о преимущественно ионном механизме переноса тока дуги на данном типе катода. В предположении об ионном механизме переноса тока дуги рассчитаны параметры плазмы и характерные длины столкновительных и ионизационных процессов вблизи катода разряда.

Впервые инициирован и исследован вакуумный дуговой разряд на катоде из диэлектрического материала — диоксида церия, моделирующего испарение и ионизацию оксидов урана и плутония. Получены **новые** экспериментальные данные о тепловом режиме работы диэлектрического катода, определены параметры образующегося потока плазмы оксидного материала в дуге в зависимости от тока разряда. Определена величина тока дуги, при которой степень ионизации плазменного потока превышает 90 %. Оценен вклад омического нагрева электрического контакта «катод-тигель» в баланс энергии катода.

Впервые обнаружены и описаны медленные катодные пятна на диэлектриче-

ском катоде вакуумной дуги с высокой средней температурой. Определены скорости пятен, температуры и токи разряда, при которых они существуют. Показано, что медленная скорость пятен преимущественно определяется слабой теплопроводностью оксидного катодного материала.

Получены и исследованы *новые* не описанные ранее, вакуумные дуговые разряды с горячими смесевыми катодами оксид+металл ($\text{CeO}_2 + \text{Cr}$, $\text{TiO}_2 + \text{Cr}$), моделирующие компоненты ОЯТ. *Впервые* экспериментально продемонстрировано, что при интенсивной термоэлектронной эмиссии с катода оксид+металл, поток плазмы содержит преимущественно ионы более летучего компонента смеси за счет формирования диффузной привязки тока. При недостатке электронной эмиссии, поток плазмы содержит ионы обоих компонентов смеси за счет реализации контрагированной привязки тока.

На основе результатов изучения свойств вакуумных дуговых разрядов с термоэмиссионными и нетермоэмиссионными катодами предложены *новые* подходы к созданию ионизованных потоков веществ в демонстрационном источнике плазмы для плазменной масс-сепарации и генерации устойчивого поперечного электрического поля в отражательном разряде.

Разработаны *новые* методы диагностики процесса плазменной масс-сепарации в конфигурации с потенциальной ямой для контроля координат осаждения неионизованного вещества, покинувшего источник плазмы, и распределения ионных токов сепарируемых пучков на принимающем коллекторе.

Теоретическая и практическая значимость. Полученные в диссертационной работе результаты дополняют знания о физике газовых разрядов низкого давления с эродирующими электродами и о свойствах генерируемых такими разрядами плазменных потоков. Теоретическая и практическая значимость результатов обусловлена следующим. Полученные в работе экспериментальные данные могут быть использованы для создания, развития и верификации физических моделей катодных процессов и плазмы газовых разрядов низкого давления. Выявленные зависимости позволят углубить понимание фундаментальных физических про-

цессов, ответственных за эмиссию термоэлектронов и перенос тока на катоде сильноточных разрядов, в том числе на диэлектрических катодах. Результаты исследования разрядов на смесевых катодах позволяют выявить и обосновать роль физических свойств компонент в формировании и поддержании тока разряда, а также генерации плазмообразующей среды. Полученные результаты позволяют сформулировать новые подходы к созданию высокопроизводительных источников плазмы конденсированных сред и выработать конкретные инженерно-физические решения. Новые данные о параметрах формирующихся плазменных потоков позволяют определить степень применимости данного типа разряда для конкретных практических задач, включая задачи плазменной масс-сепарации веществ, ионной имплантации, создания композитных покрытий и других. Результаты исследований функционирования термоэмиссионных катодов вакуумных дуг применимы не только непосредственно в задачах генерации плазменных потоков, но и в смежных областях физики и плазменных технологий, в том числе в задачах создания электрических полей в плазме. Разработанные методы диагностики плазменных потоков, использованные для наблюдения результатов плазменной масс-сепарации веществ, могут быть перенесены на другие подобные экспериментальные конфигурации с целью расширения возможностей контроля плазменных процессов в них.

Методология и методы исследования. Экспериментальные исследования выполнены с использованием современных широко применяемых методов диагностики низкотемпературной плазмы.

Положения, выносимые на защиту:

- Результаты экспериментального исследования параметров ионного потока модельного источника плазмы на основе вакуумной дуги с термоэмиссионным катодом, моделирующим испарение и ионизацию урана. Достижение параметров ионизации продуктов эрозии катода, удовлетворяющих требованиям метода плазменной сепарации веществ, — плазма представлена пре-

имущественно однозарядными ионами, степень ионизации продуктов эрозии до 100 %.

- Новые экспериментальные данные о характеристиках впервые инициированной вакуумной дуги на горячем свинцовом катоде, отличающимся недостатком тока термоэлектронной эмиссии. Параметры генерируемого плазменного потока: значения величин среднего заряда, энергии ионов и температуры электронов.
- Результаты экспериментального исследования характеристик впервые инициированной вакуумной дуги с диффузной привязкой тока на катоде из диэлектрического оксидного материала (CeO_2), моделирующего процессы испарения и ионизации компонентов ОЯТ. Параметры ионной компоненты потока плазмы в стационарных и переходных режимах работы источника плазмы. Достижение степени ионизации продуктов эрозии оксидного катода более 90 %.
- Тепловые режимы работы горячих оксидных катодов вакуумной дуги, в том числе в присутствии металлической порошковой добавки (CeO_2 , CeO_2+Cr , TiO_2+Cr). Величины потоков тепловой мощности, поступающей из плазмы на катоды, тепловой эффект контактного сопротивления катод-тигель.
- Зависимость типа привязки тока (диффузная/контрагированная) на мультикомпонентных катодах от термоэмиссионной способности его составляющих и ее влияние на ионный состав потока образующейся плазмы.
- Эффекты применения термоэмиссионных катодов при экспериментальной демонстрации плазменной масс-сепарации веществ с потенциальной ямой. Ионизация паров модельных веществ в демонстрационном источнике плазмы и управление его параметрами. Генерация устойчивого к возмущениям плазменными потоками профиля электрического потенциала в буферной плазме отражательного разряда.

- Метод диагностики результатов процесса плазменной масс-сепарации, позволяющий проводить измерения пространственного распределения ионных потоков разделяемой смеси, массового и элементного распределения отсепарированного вещества на принимающем коллекторе, а также координат осаждения неионизованного вещества, не принимавшего участия в процессе разделения.

Степень достоверности и апробация результатов. Достоверность экспериментальных результатов обеспечена повторяемостью измеряемых величин и согласием результатов, полученных разными методами измерений.

Основные результаты диссертации докладывались на следующих всероссийских и международных конференциях: 56 – 61 научные конференции МФТИ (Долгопрудный, 2013 – 2018), XXIX–XXXII Международные конференции «Equations of State for Matter» и «Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter» (Эльбрус, 2014–2017), отраслевая научная конференция «АТОМТЕХ-2014.Электрофизика», (Москва, 2014), XLII Международная конференция по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2015), IEEE International Conference of Plasma Science (Belek, Turkey, 2015), 13th, 16th and 17th International Conference Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows (Томск, 2016, 2022, 2024 гг.), Всероссийская конференция «Физика низкотемпературной плазмы» (Казань, 2017, 2020, 2023 гг.), 10th International conference on Plasma Physics and Plasma Technology (Минск, Беларусь, 2022), Отраслевая конференция "Новая атомная энергетика"(Сочи, 2023).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в виде 16 научных статей в рецензируемых журналах, входящих в список ВАК: [1–16].

Общее количество публикаций автора в рецензируемых изданиях, подготовленных в соавторстве с коллегами, составляет 52 наименования [1—52].

Личный вклад автора. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно

с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 5 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации 229 страниц, включая 114 рисунков. Библиография включает 210 наименований на 27 страницах.

Глава 1

Плазменные потоки диффузной вакуумной дуги на горячем термоэмиссионном катоде

1.1. Вакуумный дуговой разряд с горячим катодом

Вакуумные дуговые разряды широко исследуются более века. Особенностью именно вакуумного разряда является то, что плазмообразующей средой выступают продукты эрозии электродов, интенсивная ионизация которых происходит в узких приэлектродных слоях. Условия, при которых существует катод дуги, определяют характер его эрозии, а также параметры эмиссионных процессов, к которым относится испарение материала катода и эмиссия электронов.

Наиболее известным типом ВД, подробно описанным в литературе, является дуга с контрагированными катодными пятнами (ККП) [53–56]. Поверхность катода в ней испещрена подвижными или стационарными светящимися областями контракции тока [57; 58]. Размер этих областей определяется, в основном, по результатам анализа форм эрозионных кратеров [59]. Температура в области пятна ВД на порядок превосходит среднюю температуру катода, а плотность тока может достигать величины 10^8 А/см² [60]. Вследствие реализации экстремальных условий на катоде, высоких температурных градиентов, кипения и микровзрывов [61] в генерируемую плазму попадают микрокапли катодного материала. В технологических схемах от капель избавляются при помощи магнитооптических систем [62], однако, это значительно удорожает стоимость установок, к тому же теряется заметная часть потока вещества. Доля капель может достигать 80 % от общего уноса массы с катода.

Избежать капельной фракции в составе плазмы и стабилизировать разряд удается, если реализовать условия для возникновения диффузной катодной привязки (ДКП) вакуумной дуги [63]. В пионерской работе [63] исследовался стац-

онарный дуговой разряд на катоде из хрома, помещенный в теплоизолированный молибденовый тигель. Пока температура катода была невелика, на нем наблюдались подвижные ККП. Когда температура катода T_c достигла ≈ 2 кК, на катоде возникла ДКП, характеризуемая отсутствием типичных для ККП пульсаций напряжения на разряде и светимости плазмы, а также отсутствием микрокапельной фракции в продуктах эрозии катода. Переход к ДКП также сопровождался заметным снижением напряжения на дуге V_a .

Дуга с ДКП реализуется при достаточно высокой температуре катода (от 1 до 2.5 кК в зависимости от катодного материала), это достигается путем его теплоизоляции и/или при использовании косвенного нагрева. Напряжение разряда стабильно, его относительные колебания обычно не превосходят величины 0.1 % [60]. Плотность тока в диффузной форме относительно низка и составляет 10-100 А/см², эмиссия паров и термоэлектронов происходит со всей поверхности катода, а свечение распределено равномерно (рисунок 1.1), что сходно с дуговыми разрядами на термоэмиссионных катодах в инертных газах [64]. Стоит отметить, что не всегда равномерное свечение, наблюдаемое глазом, свидетельствует о низкой плотности тока. В работе [65] исследовалась ВД с катодом из бора. Ее авторы первоначально полагали, что наблюдают разряд с ДКП, однако убедились в обратном после анализа свечения поверхности катода, снятой при помощи высокоскоростной камеры.

Разогрев катода в диффузной вакуумной дуге происходит в основном под действием ионной бомбардировки. Если этот разогрев достаточен для достижения температуры катода, при которой поток испаряющихся частиц удовлетворяет условиям самоподдержания разряда, тогда он существует самостоятельно. Если для достижения необходимой температуры требуется дополнительный нагрев катода внешним источником, то говорят о несамостоятельном разряде.

Как известно, величина катодного падения в вакуумном дуговом разряде $V_c \sim 10$ В примерно на порядок меньше, чем в тлеющем [68]. На катоде тлеющего разряда доля тока электронной эмиссии S_e , определяемая γ -процессами, невелика

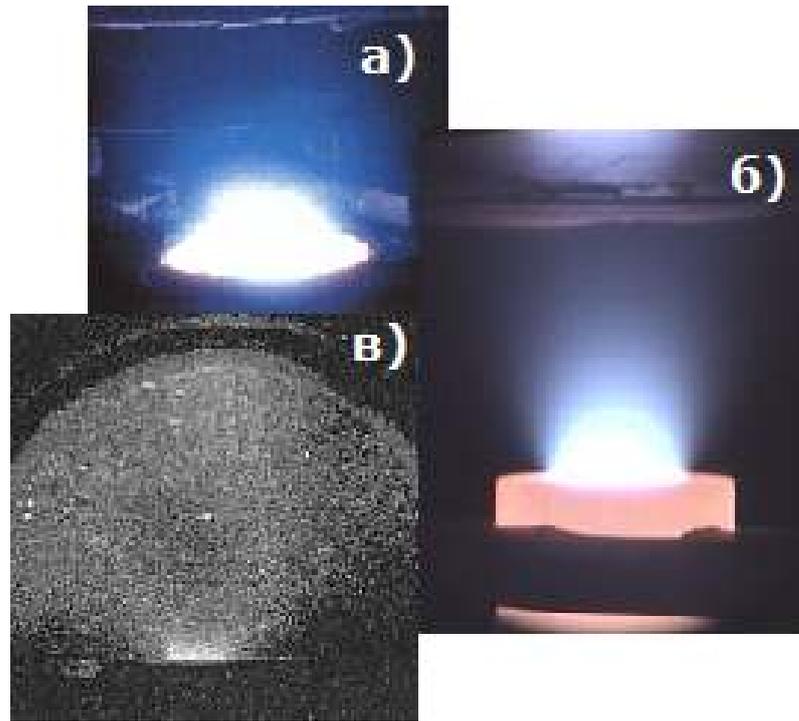


Рис. 1.1. Изображение диффузной вакуумной дуги на катодах из Титана (а) [66], Диоксида церия (б) [3], Углерода (в) [67].

и составляет порядка $S_e \sim 0.1$ [68]. Отчасти поэтому полагают, что относительно малая величина катодного падения в дуговом разряде объясняется значительным вкладом эмиссии электронов в баланс зарядов на поверхности катода — $S_e > 0.5$ [68; 69]. При анализе этого баланса принимается, что поток ионов, поступающих на катод, формируется в результате ионизации атомов электронами, ускоренными в слое объемного заряда, в котором сосредоточено основное катодное падение потенциала, и толщина которого много меньше длины свободного пробега частиц плазмы. При этих предположениях энергия потока эмитированных электронов в единицу времени на внешней границе слоя объемного заряда равняется $S_e IV_c$ (I — ток дуги), если вся эта энергии израсходуется на генерацию ионов, то поток их энергии на входе в слой объемного заряда есть $I(1 - S_e)W_i/e$ (W_i — энергия ионизации, e — заряд электронов). Из этого условия находится доля электронного тока на поверхности катода:

$$S_e = W_i / (eV_c + W_i) \quad (1.1)$$

Энергия ионизации большинства атомов металлов заключена в диапазоне от 5 до 10 эВ [70], соответственно, доля электронного тока (1.1) на катоде ВД должна быть не менее 0.3 ($V_c \sim 10$ В).

Для оценки доли электронного тока на катоде в стационарном режиме также используется баланс энергии на поверхности катода [68; 69]:

$$I(1 - S_e)(W_k + W_i - \varphi)/e = IS_e(\varphi + 2kT_e)/e + Q_{ev} + Q_r + Q_h, \quad (1.2)$$

где W_k — кинетическая энергия ионов на поверхности катода, φ — работа выхода материала катода, k — константа Больцмана. Уравнение (1.2) означает, что энергия, приносимая в единицу времени ионами на поверхность катода ($I(1 - S_e)(W_k + W_i - \varphi)/e$), расходуется на испарение электронов ($IS_e(\varphi + 2T_e)/e$) и атомов (Q_{ev}), тепловое излучение (Q_r) и отводится теплопроводностью вглубь катода (Q_h). Для кинетической энергии ионов обычно принимают, что $W_k \approx V_c$.

В вакуумных дугах с ККП, в первом приближении, в балансе (1.2) потерями энергии на излучение Q_r и испарение атомов Q_{ev} можно пренебречь. Величину теплового потока, отводимого теплопроводностью, описывают при помощи вольтова эквивалента (ВЭ) V_h : $Q_h = IV_h$. По данным [71] ВЭ V_h для различных катодов изменяется в пределах от 3 до 10 В, тогда из (1.2) при сделанных предположениях следует, что в ВД доля ионного тока на катоде $S_i = 1 - S_e$ не может быть слишком мала: $S_i > 0.3$. Таким образом, в рамках принятых представлений ионный и электронный ток на катоде ВД по порядку величины должны быть равны между собой ($S_i/S_e \sim 1$).

Если рассмотреть эмиссионные свойства материалов катодов, то не все вещества могут обеспечить такое соотношение между S_i и S_e . В стационарной ВД плотность тока ионов на катод J_i не может превзойти плотности потока испаренных с него атомов eJ_a , который рассчитывается по формуле Герца-Кнудсена [72]. Поэтому имеет место неравенство:

$$J_i \leq e \frac{p_s}{\sqrt{2\pi m_a k T_e}}, \quad (1.3)$$

где p_s — давление насыщенных паров материала катода, m_a — масса атома.

Можно принять, что плотность тока электронной эмиссии с катода J_e не меньше плотности тока термоэлектронной эмиссии (ТЭЭ) J_{eT} , который находится по формуле Ричардсона-Дэшмана [68]:

$$J_e > J_{eT} = A_0 T_c^2 \exp(-\varphi/kT_e), \quad (1.4)$$

где $A_0 = 120 \text{ A}/(\text{см}^2\text{K}^2)$.

При очевидных оговорках, отношение потоков термически испаренных атомов и электронов (атом-электронное отношение S_{ae}), может использоваться для оценки относительной доли ионного тока на поверхности катода [73]. Величина S_{ae} рассчитывается из (1.4) и (1.5) по формуле [73]:

$$S_{ae} = eJ_a/J_{eT} = p_s \exp(\varphi/kT_c)/(A_0 T_c^{5/2} \sqrt{2\pi k m_a}). \quad (1.5)$$

Используя (1.5), металлы можно разделить на две группы [73]. Для условно легкоплавких металлов, к которым относятся, в частности, Pb, Hg, Zn, Cu, Cr, Fe, атом-электронное отношение много больше единицы ($S_{ae} \gg 1$). Для тугоплавких металлов (W, Mo, Ta, Nb) атом-электронное отношение, наоборот, много меньше единицы ($S_{ae} \ll 1$). Малые значения S_{ae} также характерны для лантаноидов и актиноидов (La, Gd, U, Th и др.). На рисунке 1.2 в зависимости от температуры приведены значения атом-электронного отношения S_{ae} для ряда металлов, на которых реализованы вакуумные дуги с ДКП. Данные о работе выхода взяты из [3; 74], данные о давлении насыщенных паров — из работ [70; 75]. Как видно, диапазон изменения величины S_{ae} составляет 15 порядков.

Для каждой из двух групп металлов ($S_{ae} \gg 1$ и $S_{ae} \ll 1$) есть свои трудности в объяснении процессов переноса заряда на катоде ВД. Для металлов с малым атом-электронным отношением ($S_{ae} \ll 1$) доля ионного тока на катоде невелика,

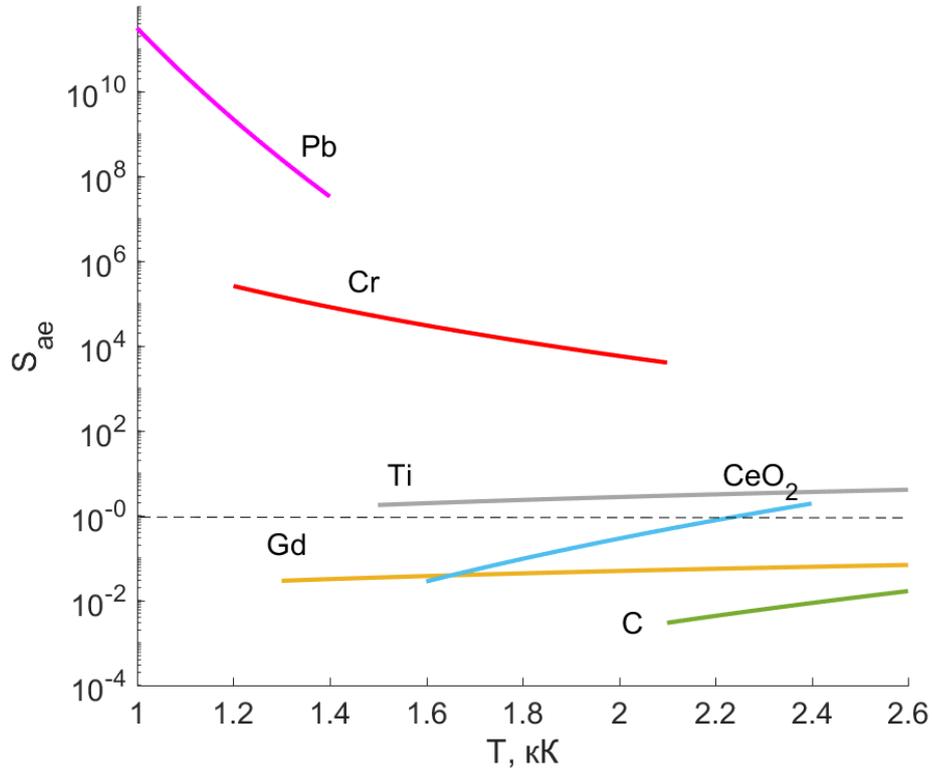


Рис. 1.2. Атом-электронное отношение для различных катодных материалов [37]

и поэтому неясен механизм нагрева катода. В литературе высказывалось мнение, что стационарный разряд на таких катодах не может существовать [76].

На катодах из «легкоплавких» металлов ($S_{ae} \gg 1$) мала доля тока ТЭЭ. Считается, что в вакуумных дугах с ККП, из-за высокой плотности тока, напряженность электрического поля E на поверхности катода достаточна для термоавтоэлектронной или автоэлектронной эмиссии [68]. Напряженность поля E возрастает с ростом плотности тока J_c , поэтому в ККП с плотностью тока свыше 0.1 MA/cm^2 электрическое поле, возможно, существенно увеличивает ток эмиссии электронов. В дуге с ДКП на хrome ($S_{ae} \sim 10^4$) плотность тока была $J_c < 100 \text{ A/cm}^2$, поэтому влияние электрического поля на эмиссию электронов мало, а доля тока ТЭЭ на катоде составляла $\sim 10^{-4}$ [63]. Авторы работы [63] высказали предположение, что перенос заряда на катоде из хрома происходил в результате эффекта аномально высокой эмиссии электронов (АВЭЭ). Однако, возможный механизм АВЭЭ не приведен.

Данные рисунка 1.2 наглядно иллюстрируют особенности явлений в ВД на катодах из различных металлов, поэтому он воспроизводится и в работах других авторов [77; 78]. В работе [79] показано, что атом-электронное отношение S_{ae} можно использовать в качестве одного из критериев подобия для описания интегральных характеристик ВД на различных катодах: напряжения горения, удельной эрозии, времени жизни дуги, среднего тока на ККП и других.

1.2. Вакуумные дуги на горячих термоэмиссионных катодах

Перейдем к рассмотрению работ, посвященных изучению вакуумных дуг с ДКП на веществах с малым атом-электронным соотношением. Первые исследования вакуумного дугового разряда с ДКП были выполнены без малого сорок лет тому назад [63; 73; 80; 81]. Наиболее изученным разрядом в этом классе катодных материалов является ВД на катоде из гадолиния ($S_{ae} \approx 0.05$). Также в разделе представлено описание разряда на катоде из углерода (графита) ($S_{ae} \approx 0.01$).

Первые исследования разряда с ДКП на гадолинии (Gd) были начаты в ОИВТ РАН для моделирования распределенного дугового разряда на «горячем» катоде с плотностью тока $J_c \sim 10 \text{ А/см}^2$. В схожих условиях должен был работать катод в канале МГД-генератора. Используемая экспериментальная установка описана в работах [73; 80; 81]. На рисунке 1.3 приведен эскиз разрядного промежутка. Разряд зажигался в вакуумной камере при давлении остаточных газов менее 10 мПа. Гадолиний помещался в теплоизолированный молибденовый тигель, внешний и внутренний диаметр тигля — 25 и 19 мм. Диаметр выходного отверстия в тигле равнялся 14 мм, это позволяло исключить выплескивание расплава Gd, который при рабочих температурах находился в жидком состоянии.

Под тиглем располагался электронно-лучевой подогреватель (ЭЛП) мощностью до 1.5 кВт, позволявший изменять температуру тигля при фиксированном токе дуги. В экспериментах [73; 80—82] использовался молибденовый анод с радиационным охлаждением. Межэлектродное расстояние составляло в разных

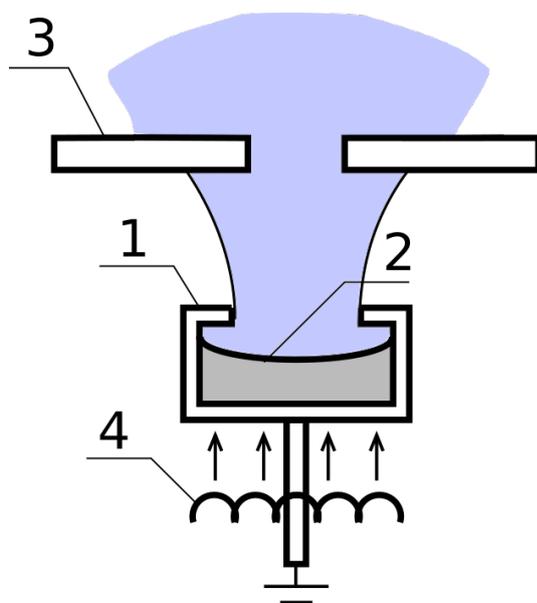


Рис. 1.3. Эскиз разрядного промежутка. 1 – катодный тигель, 2 – расплав гадолиния, 3 – анод, 4 – электронно-лучевой подогреватель [37]

экспериментах от 15 до 60 мм. Электропитание дуги производилось от силового выпрямителя (350 В, 250 А) через последовательно включенное балластное сопротивление в виде реостата с водяным охлаждением. Температура тигля измерялась с помощью пирометра. По оценкам, отличие измеряемой температуры от средней температуры поверхности Gd с учетом ее падения в стенке тигля не превышало 3 %, поэтому за температуру катода T_c принималась измеренная температура тигля.

В экспериментах [73; 80—82] измерялись ток дуги I , напряжение на дуге V_a , мощность ЭЛП N , температура катода и тепловой поток, поступающий из плазмы на катод, скорость испарения катода.

Перед зажиганием разряда тигель с помощью ЭЛП нагревался до $T_c \approx 2$ кК. Разряд возникал после подачи напряжения от выпрямителя на разрядный промежуток, при этом за время ~ 0.1 с напряжение на аноде снижалось с 350 до ~ 10 В. Предварительный нагрев катода при помощи ЭЛП позволил, в отличие от экспериментов [63], исключить стадию разряда с ККП. После подачи напряжения сразу возникал разряд с ДКП, в котором, как и в разряде на хроме [63], отсутствовала микрокапельная фракция в продуктах эрозии катода, не было характерных для

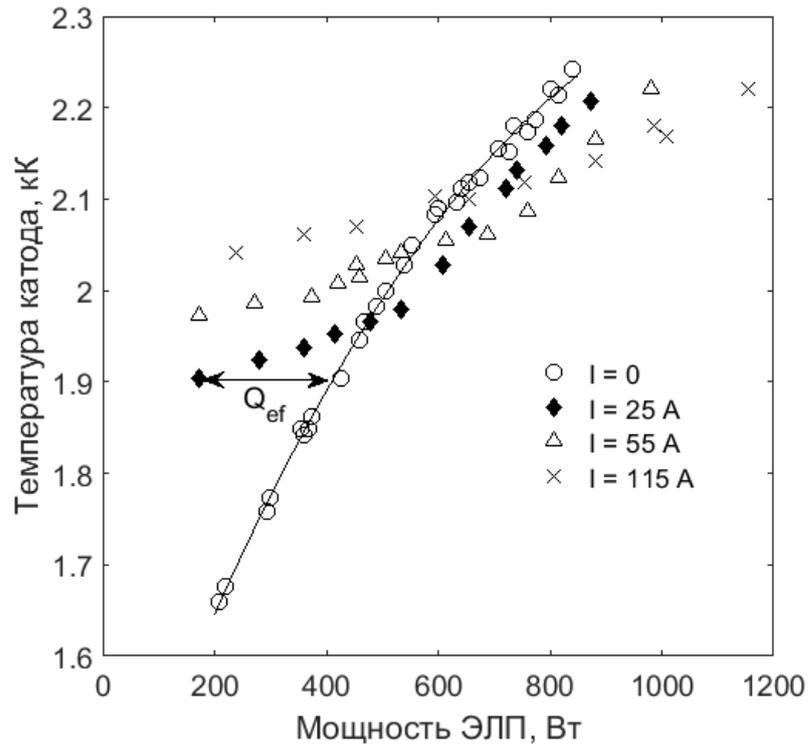


Рис. 1.4. Температура тигля в зависимости от мощности ЭЛП: 1 — $I = 0$, 2 — $I = 25$ А, 3 — $I = 55$ А, 4 — $I = 115$ А [37; 73]

дуги с ККП пульсаций напряжения на дуге и светимости плазмы.

Для определения теплового потока из плазмы на катод измерялась зависимость его температуры от мощности ЭЛП без дуги $T_c(N, 0)$ и при фиксированном токе дуги $T_c(N, I)$. Типичные результаты этих измерений представлены на рисунке 1.4 [73]. В работе [73] показано, что с достаточной степенью точности потери энергии с тигля в единицу времени за счет теплопроводности в ножку тигля Q_h и теплового излучения с его поверхности Q_r с дугой и без дуги являются однозначной функцией температуры тигля. Поэтому величина Q_{ef} , приведенная на рисунке 1.4, представляет поток энергии из плазмы на катод Q_p за вычетом потерь энергии на эмиссию электронов Q_{em} и разности потерь энергии на испарение Gd с дугой и без дуги ΔQ_{ev} :

$$Q_{ef} = Q_p - Q_{em} - \Delta Q_{ev} \quad (1.6)$$

По оценкам, для разряда на катоде из Gd слагаемым ΔQ_{ev} в уравнении (1.6)

можно пренебречь. Уравнение (1.6) поясняет данные, представленные на рисунке 1.4: при относительно низкой температуре катода поток тепла из плазмы на катод Q_p превышает потери тепла на эмиссию электронов Q_{em} , с ростом температуры поток Q_p уменьшается, и реализуется режим эмиссионного охлаждения катода.

Вместо величин Q_{ef} , и Q_p удобней использовать значения их ВЭ: $V_{ef} = Q_{ef}/I$, $V_p = Q_p/I$. В этом случае уравнение (1.6) принимает вид:

$$V_{ef} = V_p - S_e(\varphi + 2kT_c)/e \quad (1.7)$$

В формуле (1.7) приведены потери на эмиссионное охлаждение для ТЭЭ. Работа выхода Gd $\varphi = 3.0$ эВ [74], поэтому потери энергии на эмиссию одного электрона составляют 3.4 эВ ($2kT_c \approx 0.4$ эВ).

На рисунке 1.5 для тока дуги 50 А приведены напряжение на дуге V_a и ВЭ V_{ef} в зависимости от мощности ЭЛП [80]. Как видно, значения V_a и V_{ef} монотонно возрастают с уменьшением мощности N . При $N \approx 0.55$ кВт вольтов эквивалент обращается в ноль, то есть поток энергии из плазмы компенсирует потери энергии на эмиссию электронов. В режиме с $V_{ef} = 0$, по-видимому, дуга не искажает температурное поле на поверхности расплава Gd.

В работах [73; 80] рассчитывалась величина отношения тока ТЭЭ с исследованного катода I_{eT} к току дуги $\beta = I_{eT}/I$, при этом принималось, что площадь поверхности расплава Gd с учетом мениска равнялась 5 см^2 . По данным [73; 80] для режимов с положительным ВЭ величина β могла быть несколько меньше единицы — $\beta \approx 0.7$. Для режимов с отрицательными значениями V_{ef} отношение β было больше единицы, и при $V_{ef} \approx -3.5$, $\beta \sim 10$. Величина β близкая к единице или выше говорит о том, что перенос заряда на катоде из Gd происходит, в основном, вследствие ТЭЭ, и не требуется привлекать гипотезу о существовании АВЭЭ, как это было сделано авторами работы [63] для объяснения переноса заряда на катоде из хрома.

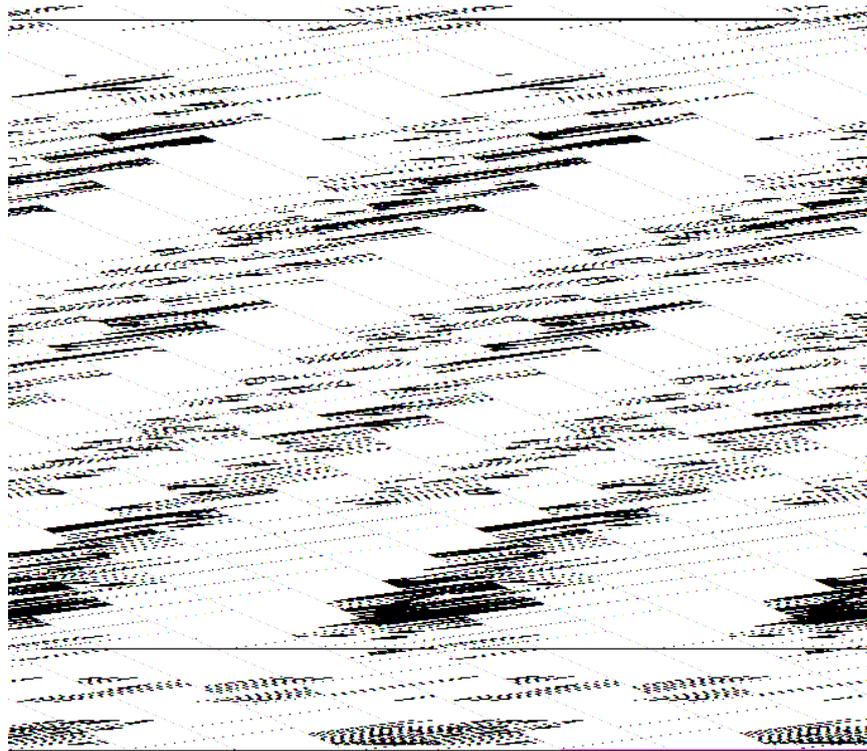


Рис. 1.5. Зависимость напряжения на дуге (1) и вольтова эквивалента V_{ef} (2) от мощности ЭЛП, $I = 50$ А [37; 80]

Как следует из рисунка 1.5, разряд с ДКП мог гореть и без внешнего подогрева. При минимальном токе $I \approx 30$ А напряжение на дуге достигало ~ 100 В, а величина ВЭ 15 В. Напряжение V_a возрастало примерно обратно пропорционально току дуги, аналогичная зависимость от тока фиксировалась и для ВЭ.

На рисунке 1.6 приведены данные о скорости испарения Gd в дуговом разряде G_a в зависимости от температуры катода при разных токах дуги [82]. На этом графике также представлены данные о скорости испарения Gd без дуги G_0 . Для наглядности на правой оси графика приведена скорость испарения Gd в токовых единицах: $I_{0,a} = eG_{0,a}/m_a$. Эрозию катодов в ВД обычно характеризуют при помощи коэффициента электропереноса $\gamma = G_a/I$ [53]. По данным рисунка 1.6 коэффициент электропереноса γ составлял 0.01 – 0.2 атом/электрон.

Как видно из рисунка 1.6, скорость испарения Gd в дуге во всех режимах заметно меньше, чем без нее. Для более корректного сравнения использовались режимы с $V_{ef} \approx 0$. По данным [82] в диапазоне токов 25-140 А скорость испарения Gd в дуге была в полтора-два раза меньше, чем без дуги. Уменьшение скорости

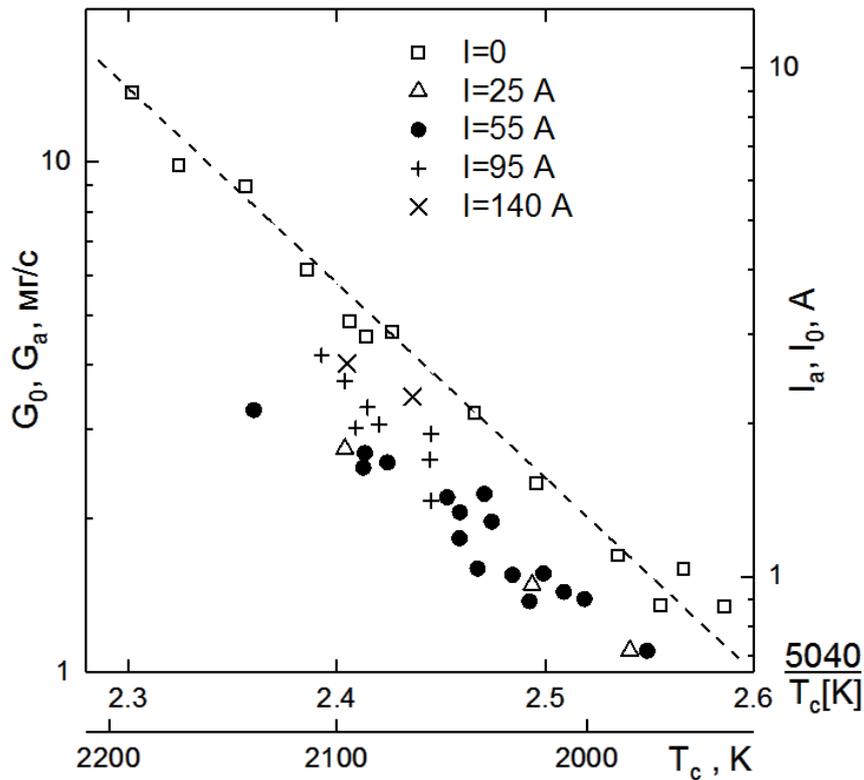


Рис. 1.6. Зависимость скорости испарения катодного материала без дуги — G_0, I_0 и с дугой G_a, I_a от температуры T_c и величины $5040/T_c$ для разных токов дуги I [37; 82]

испарения катода в дуге при неизменной температуре катода указывает на возврат части испаренных атомов обратно на катод.

В работе [82] был оценен поток тяжелых частиц G_r , вернувшихся обратно на катод. Из величины G_r оценивался максимально возможный ток однозарядных ионов на катоде $I_i = eG_r/m_a$ и доля ионного тока $S_i = I_i/I$. Если принять, что нагрев катода обеспечивался ионами, то каждый ион должен был передать катоду энергию W_c , которая находится из соотношения:

$$W_c \approx (eV_{ef} + (1 - S_i)(\varphi + 2kT_c))/S_i. \quad (1.8)$$

По данным [82] для режимов с нулевым ВЭ, когда напряжение на дуге было ~ 10 В, энергия W_c равнялась ~ 0.1 кэВ. Для режимов без внешнего подогрева ($N = 0$) эта энергия должна была быть примерно вдвое больше. Таким образом, каждый ион должен передавать катоду энергию, значительно превышающую ту, которую он может набрать, пролетев от анода до катода без соударений. Экстремально большая

энергия ионов, которая требуется для нагрева тугоплавких катодов ($S_{ae} \ll 1$), напрямую следует из того факта, что на них доля ионного тока S_i по порядку величины равна S_{ae} .

В работе [73] была высказана гипотеза, что нагрев катода из Gd обеспечивается многозарядными ионами ($Z_i = 3 \div 4$). С ростом заряда увеличивается и кинетическая энергия ($W_k \approx eZ_i V_c$), и энергия нейтрализации, которую ионы передают катоду. По оценкам равновесного состава плазмы, минимальное значение температуры электронов T_e , при которой достигается требуемая кратность ионизации, составляет ~ 2 эВ.

Вторым термоэмиссионным материалом, на котором диффузная вакуумная дуга была достаточно подробно исследована, является углерод. Источник сильно ионизованной плазмы вызывал значительный интерес и в целях выращивания тонких углеродных пленок высокой плотности [78]. Требования к отсутствию капель являлись основными, что должно было обеспечивать высокое качество напыления. По этой причине пристальное внимание было обращено к разряду с ДКП на катоде из углерода, и его последующему использованию с катодами из полупроводникового кремния и германия [67]. В работе [67] исследовался источник плазмы с самоподогревным теплоизолированным углеродным катодом, на котором реализовывался распределенный разряд. Авторами проведено сравнение характеристик полученного разряда с контрагированной дугой.

Катод диаметром 30 мм изготавливался путем прессования графитового порошка, плотность получившегося материала составляла 1.7 г/см^3 . Анодом выступала заземленная камера. Разряд инициировался сначала в виде одного катодного пятна, с плотностью тока более 10^7 А/см^2 . Через время порядка ста микросекунд пятно распространялось на площадь $1\text{-}2 \text{ см}^2$ и плотность тока падала до $10\text{-}100 \text{ А/см}^2$. Как один из ключевых факторов, обеспечивающих возможность реализации диффузного режима горения дуги, авторы выделяют не только отсутствие принудительного охлаждения катода, но и плотность катодного материала, которая была меньше, чем в экспериментах с дугой с катодными пятнами (1.95

г/см⁻³ [83]). Так, например, в исследовании [84] при температуре графитового катода 1.8 кК, дуга так и оставалась контрагированной.

Исследуя параметры разряда, авторы [67] в первую очередь отметили разный характер колебаний напряжения двух разрядов. При одинаковом токе 60 А среднее значение напряжения диффузного разряда составляло около 31 В и колебалось в диапазоне ± 1 В. В контрагированном же разряде среднее напряжение было ниже, на уровне 20 В, однако его колебания составляли ± 5 В. Разряд в диффузном режиме значительно отличался визуально, наблюдалось равномерное свечение, микрокапельная составляющая отсутствовала, что определялось по отсутствию светящихся треков на фотографиях дуги. Нижняя граница рабочей температуры катода, измеренная на границе светящегося диффузного пятна привязки дуги, находилась в диапазоне 1.8 – 2.4 кК. Заметим, что при этих температурах давление насыщенных паров углерода не превосходит 0.01 Па, а оцененная по данным [70] плотность тока ТЭЭ составляет около 0.2 А/см². Для обеспечения же нужной плотности тока за счет термоэмиссии температура катода в рабочей области должна быть на уровне 2.8 – 3 кК. При исследовании относительного распределения температуры катода (без абсолютных измерений) авторы [67] наблюдали большую пространственную протяженность активной области привязки разряда, которую связывали с формированием однородной плазмы.

Параметры образующейся углеродной плазмы имели типичные для вакуумной дуги значения. Концентрация электронов была порядка 10^{12} см⁻³, а температура составляла 5 – 7 эВ. Энергетическое распределение ионов в разряде с ДКП представлено на рисунке 1.7 в сравнении с дугой с ККП. Как наиболее вероятная энергия ионов, так и ширина распределения в диффузной дуге были ниже, чем в контрагированной. Кроме того, распределение по энергии ионов дуги с холодным катодом имело высокоэнергичный хвост. При этом, авторами отмечается, что средний заряд ионов, в обоих дуговых режимах близок к единице.

Кроме исследования самого разряда изучалось также качество получаемых углеродных пленок, напыляемых на кремниевую подложку. Рассматривалось три

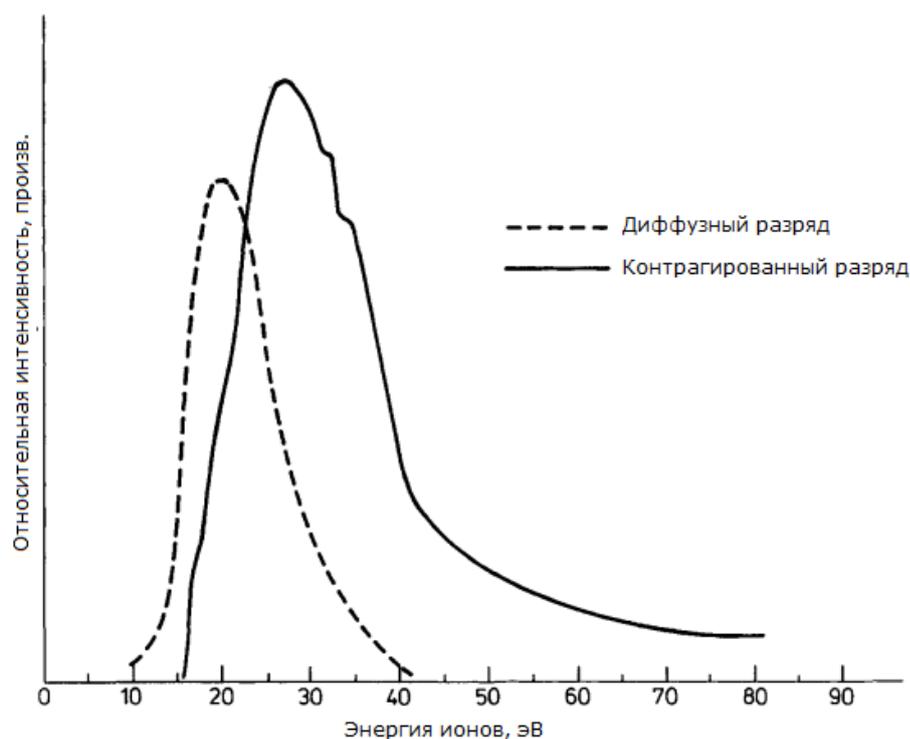


Рис. 1.7. Распределение ионов по энергии для дуги с катодным пятном и диффузной дуги на угле [37; 67]

способа напыления. Первый — напыление в контрагированном разряде, второй — напыление в контрагированном разряде с использованием магнитного фильтра для капель, третий — напыление в диффузном разряде. Как и ожидалось, в результате первого способа напыления пленка содержала микрочастицы в количестве 30-40 штук на 1 мкм^2 , их размер достигал 180 нм. Во втором случае, криволинейное магнитное поле позволило полностью избавиться от капель, гладкость получаемой поверхности была $\pm 0.5 \text{ нм}$. Третий способ напыления все-таки приводил к появлению незначительного количества микрочастиц (менее одной на 400 мкм^2), пленка имела гладкость $\pm 1 \text{ нм}$. Плотность всех исследованных пленок составляла 3 г/см^3 .

Проведенное исследование позволяет утверждать, что диффузная вакуумная дуга может быть успешно реализована на таком тугоплавком материале как углерод. Авторы [67] отмечают, что смогли реализовать диффузную форму и на кремниевом катоде, однако последующей публикации не последовало. Дальнейшие работы данной научной группы были сфокусированы на исследовании другой

формы стационарного вакуумного дугового разряда на графите, особенностью которого стало образование полости в катоде [85].

1.3. Плазменные потоки вакуумной дуги на термоэмиссионном катоде из Gd

В последнее время интерес к разряду с ДКП значительно возрос в связи с возможностью его использования в качестве источника плазмы для технологии плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) [86–88]. Для осуществления процесса сепарации источник плазмы должен удовлетворять целому ряду требований, которые могут быть сформулированы следующим образом: источник должен обеспечивать генерацию однократно ионизованной плазмы со степенью ионизации около 100%, а его производительность должна быть сравнима с производительностью реактора атомной станции – реактор на быстрых нейтронах мощностью 1 ГВт образует около 10 т ОЯТ в год или 0.5 г/с [89].

Приведенные выше данные о характеристиках вакуумных дуг на термоэмиссионных катодах свидетельствуют в пользу перспективности данного типа дуги для задачи плазменной сепарации. В первую очередь об этом говорит то, что ОЯТ в такой конфигурации может выступать испаряющимся катодом и возможна генерация бескапельного плазменного потока с высокой степенью ионизации, который далее будет разделен на составляющие.

С целью более полного ответа на вопрос о применимости дуги с ДКП для задачи сепарации необходимо провести дополнительные исследования параметров генерируемых плазменных потоков.

Исследование вакуумной дуги непосредственно на материале ОЯТ требует соблюдения целого ряда специальных мер, поэтому на первом шаге использовалось металлическое модельное вещество. Подобным урану по ряду важных, с точки зрения образования плазмы дугового разряда, физических свойств является гадолиний (таблица 1.1).

Таблица 1.1. Сравнение свойств гадолиния и урана.

	I потенциал ионизации, эВ	II потенциал ионизации, эВ	III потенциал ионизации, эВ	Сечение рез. перезар., 10^{-14} см ²	S_{ae}
Gd	6.15	12.1	20.6	2.8	0.05
U	6.19	11.9	20.0	2.8	0.01

Значения первых трех потенциалов ионизации гадолиния и урана близки [70]. Также совпадают сечения резонансной перезарядки их ионов [90]. Для обоих элементов при температурах порядка 2 кК величина атом-электронного отношения много меньше единицы ($S_{ae}(U) = 0.01$, $S_{ae}(Gd) = 0.05$), поэтому характеристики разрядов на катодах из урана и гадолиния должны быть подобными.

В настоящее время, ОЯТ большинства используемых энергетических реакторов более чем на 90 % состоит из непроводящего UO_2 . Однако исследование вакуумной дуги на металлическом катоде является актуальным так как позволяет определить целесообразность использования данного разряда в качестве производительного источника высокоионизованной плазмы. Также стоит отметить, что существует и чисто металлическое топливо транспортных ядерных реакторов, которое нуждается в переработке.

1.3.1. Методы исследования

Схема экспериментальной установки для исследования параметров плазмы дуги с ДКП на катоде из Gd повторяла описанную в разделе 1.2, однако в качестве анода использовался стальной диск с водяным охлаждением, имевший центральное отверстие диаметром 32 мм.

Эксперимент был организован следующим образом. Изучаемое вещество, выполняющее роль катода дуги, помещалось в молибденовый тигель, предварительно отожженный в вакууме при ~ 1.8 кК. Затем катодная сборка закреплялась в вакуумной камере, где создавалось необходимое рабочее давление. После этого

тигель нагревался с помощью ЭЛП до ~ 2.0 кК — температуры, при которой давление паров гадолиния достигает ~ 10 Па. На следующем этапе между катодом и анодом подавалось напряжение, что вызывало возникновение дугового разряда. Затем, регулируя ток разряда или мощность ЭЛП (меняя тем самым температуру катода), выставлялся нужный рабочий режим дуги и измерялись характеристики образующейся плазмы.

Исследования проводились при токах разряда от 30 до 90 А и температуре катодного тигля в интервале 1.8 – 2.1 кК. Как видно из рисунка 1.5, повышение температуры тигля приводило к снижению напряжения разряда. В экспериментах оно варьировалось от 3 до 40 В.

Основными определяемым параметрами плазменного потока были температура электронов, концентрация и энергия ионов, средний заряд тяжелых частиц в потоке плазмы и зарядовый состав.

Спектры излучения плазмы вакуумной дуги регистрировались с помощью коммерческого спектрометра SDH-IV, оснащённого четырьмя дифракционными решётками, что обеспечивало измерение в широком диапазоне длин волн от 200 до 1100 нм. В зависимости от используемой решётки, спектральное разрешение прибора варьировалось от 0.18 до 0.5 нм. Схема регистрации плазменного излучения показана на рисунке 1.8. Для передачи излучения от плазменного столба дуги на вход оптоволоконного кабеля спектрометра (диаметр 1 мм) применялась кварцевая линза (материал КУ-1). Положение оптоволоконного кабеля можно было регулировать, что позволяло выбирать любую точку изображения для анализа. Основная зона сбора излучения располагалась на высоте ~ 3 мм над выходным отверстием тигля при 1.5-кратном увеличении изображения дугового разряда.

Элементный и зарядовый состав плазмы определялся методом спектрального анализа, сравнивая зарегистрированные спектральные линии с базой данных NIST (Национальный институт стандартов и технологий США) [91]. Идентификация элементов и ионов проводилась по совпадению положений линий в экспериментальном спектре с табличными значениями.

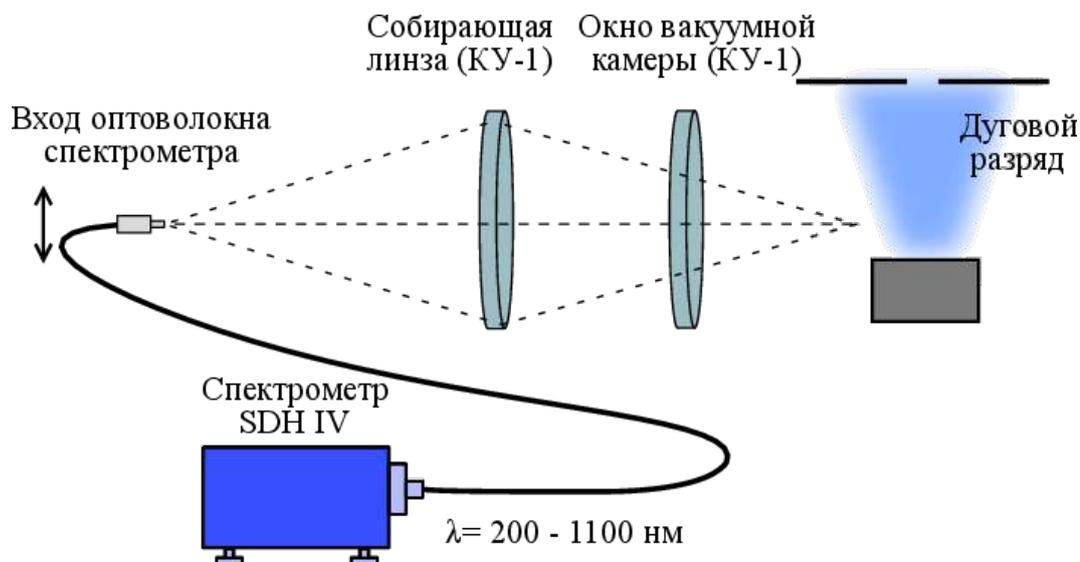


Рис. 1.8. Схема регистрации излучения плазмы вакуумной дуги [15]

Для диагностики параметров плазмы (температуры и концентрации электронов, а также плавающего потенциала) применялся одиночный зонд Ленгмюра цилиндрической конструкции [68]. Измерительная головка зонда была выполнена из вольфрамовой проволоки диаметром 0.3 мм. Рабочая длина зонда варьировалась в диапазоне 5–10 мм в зависимости от условий эксперимента. Остальная часть проволоки была изолирована керамической трубкой. В конструкцию зонда также входил металлический экран, который предотвращал напыление материала на изоляцию, что могло привести к увеличению эффективной площади зонда. Головка зонда устанавливалась вертикально в плазменном потоке, обеспечивая попадание заряженных частиц на зонд только за счет их теплового движения. Зонд мог двигаться вдоль радиуса вакуумной камеры. Измерения проводились как в разрядном промежутке, так и в анодной области. Внешний вид зонда в рабочем положении представлен на рисунке 1.9.

Для питания зонда использовался программируемый источник напряжения Rigol DP1116A, обеспечивающий диапазон выходных напряжений 0-30 В относительно катодного потенциала при дискретности установки напряжения 0.1 В. Измерительная система включала цифровой амперметр АКТАКОМ АВМ-4141 для регистрации тока в зондовой цепи, токоограничивающий резистор номина-

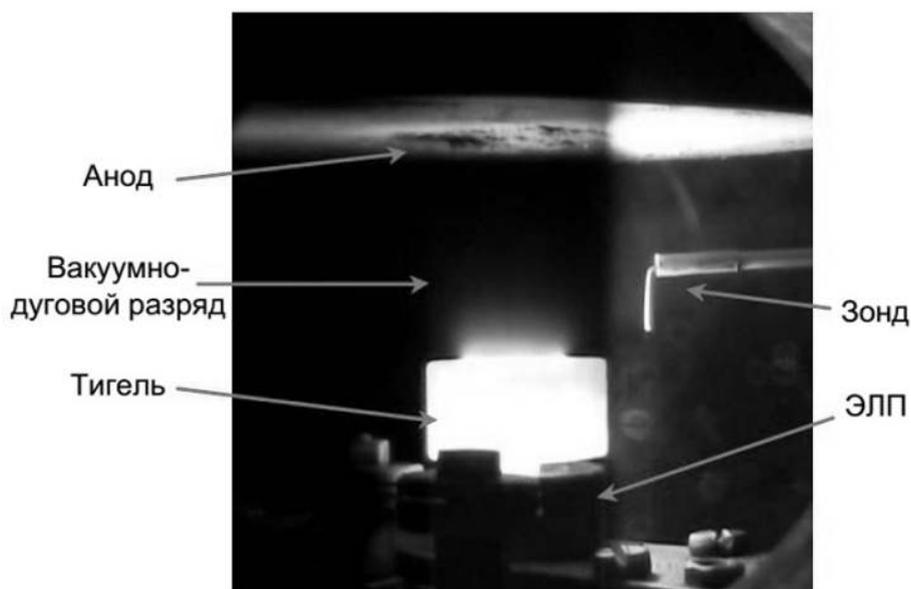


Рис. 1.9. Фотография зонда, погруженного в плазму дугового разряда

лом 100 Ом, включенный последовательно с зондом, а также двухпозиционный переключатель для изменения полярности при снятии вольтамперных характеристик (ВАХ). Полная электрическая схема подключения измерительного комплекса представлена на рисунке 1.10.

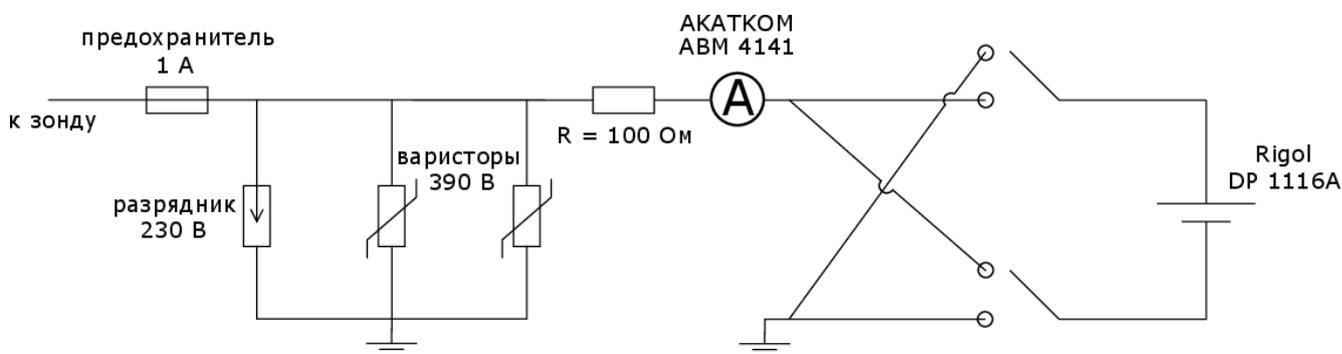


Рис. 1.10. Схема зондовых измерений

В зондовой измерительной цепи реализована многоуровневая защита оборудования от перегрузок по величине тока и перенапряжений, которая включала проволочный предохранитель на номинальный ток 1 А, газовый разрядник на 230 В и два варистора на 390 В.

Анализ зондовых характеристик выполнялся в соответствии с общепринятой методикой [92] при следующих допущениях: электроны плазмы имеют макс-

велловское распределение по энергиям, размеры зонда удовлетворяют критерию «малого зонда», т.е. в области измерений его размеры находились между длиной свободного пробега частиц ($\lambda > 2$ см) и радиусом Дебая измеряемой плазмы ($\lambda_D < 0.03$ см). Методика обработки включала определение ионного тока насыщения I_s , который фиксировался в точке отклонения ионной ветви ВАХ от линейной зависимости, вычисление электронной температуры T_e (ВАХ преобразовывалась в полулогарифмический масштаб, и температура определялась по наклону участка нарастания электронного тока), а также нахождение плазменного потенциала V_{pl} (точка пересечения линейных аппроксимаций участка роста электронного тока и области электронного насыщения). Вычисление концентрации плазмы n_e производилось по формуле [92]:

$$n_e = \frac{I_s}{0.4Se \left(\frac{2k_B T_e}{M_i} \right)^{1/2}}, \quad (1.9)$$

где S — площадь собирающей поверхности зонда, e — заряд электрона, k_B — постоянная Больцмана, M_i — масса иона.

Пример зарегистрированной ВАХ зонда и результаты ее обработки изображены на рисунке 1.11. По оценкам, погрешность определения параметров плазмы (T_e, n_e, V_{pl}) с помощью одиночного зонда Ленгмюра составляла около 20%.

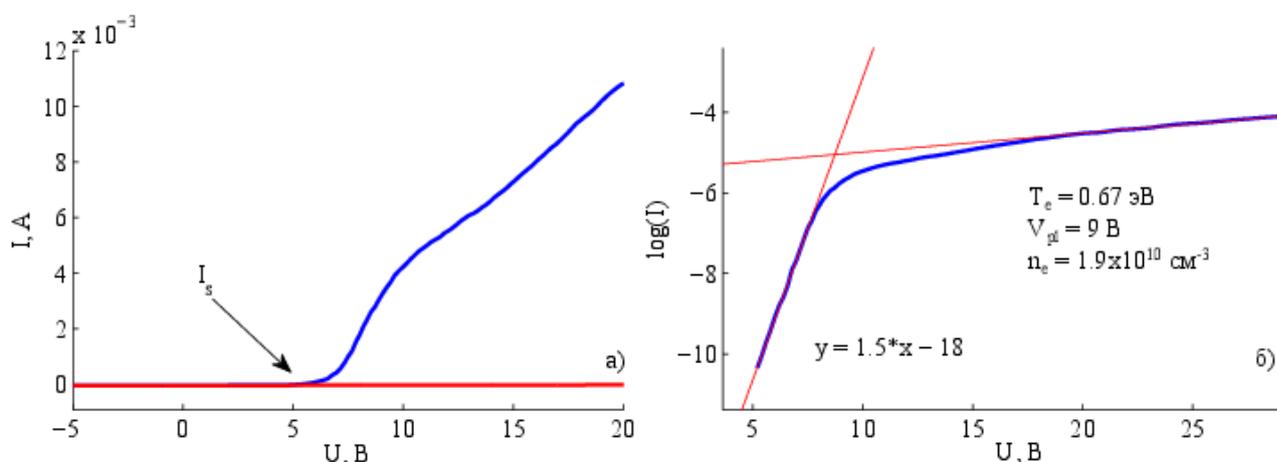


Рис. 1.11. Типичная зарегистрированная ВАХ зонда — а), пример ее обработки — б)

Особое внимание при анализе зондовых ВАХ уделялось возможному влия-

нию термоэмиссионных эффектов. По оценкам максимальная температура зонда во время измерений могла достигать ~ 1 кК, однако порог возникновения значительной термоэмиссии с его поверхности > 2 кК [70].

Для определения среднего заряда тяжелых частиц в плазменном потоке, вылетающем через анод, применялся конденсационный зонд (коллектор). Величина среднего заряда характеризует степень ионизации генерируемой плазмы. Если в потоке плазмы содержатся только однозарядные ионы, а измеренный средний заряд тяжелых частиц (атомов и ионов) равен единице, то, с точностью до отношения скоростей атомов и ионов, можно говорить о 100 % степени ионизации потока. Коллектор частиц размещался на расстоянии примерно 30 мм над анодом и представлял собой круглую молибденовую пластину площадью 10 см^2 . Для исключения осаждения частиц вне измерений под коллектором устанавливался подвижный экран, который перекрывал поток вещества. В ходе измерений на зонд подавался потенциал -10 В относительно анода, обеспечивая сбор тока в режиме ионного насыщения. Время экспозиции зонда в плазменном потоке составляло 5-15 минут, в течение которых фиксировался ионный ток $I_i(t)$ в электрической цепи зонда. Масса коллектора после эксперимента увеличивалась на 5-10 % от общего количества вещества, испарившегося из тигля за это время.

Средний заряд частиц Z_i в заанодной плазме определяли путем сопоставления двух величин: приращения массы зонда Δm за время экспозиции τ , и полного заряда $Q = \int_0^{\tau} I_i(t) dt$, прошедшего через зонд за это время:

$$\alpha = \beta \frac{QM}{e\Delta m}, \quad (1.10)$$

где β — коэффициент конденсации, M — масса атома. При обработке данных конденсационного зонда предполагалось, что в течение большей части времени экспозиции осаждение тяжёлых частиц плазмы происходило на уже покрытую гадолинием поверхность коллектора. Таким образом, ионы и атомы гадолиния конденсировались на слой гадолиниевой плёнки. Температура коллектора не пре-

вышла 1.1 кК, что обеспечивало условия пересыщенного пара у его поверхности. В таком режиме для большинства металлов коэффициент конденсации β , согласно данным [93], близок к единице.

По оценкам погрешность определения среднего заряда частиц составила около 10%. Основными источниками погрешности выступали регистрация паразитных ионных токов держателем коллектора и ошибка численного интегрирования при вычислении суммарного протекшего заряда.

Для анализа энергетического спектра ионов плазмы в анодной области дугового разряда, был применен метод задерживающего потенциала в многосеточном зонде [92]. Принцип работы данного метода основан на сепарации ионной компоненты плазмы от электронной и регистрации тормозной характеристики ионного потока с помощью задерживающего потенциала. Измерительная система зонда включала два металлических сетчатых электрода и пластину — коллектор ионов. Конструктивная схема зонда представлена на рисунке 1.12. Такая конфигурация позволяла эффективно разделять заряженные компоненты плазмы и проводить измерения энергетических характеристик ионного потока.

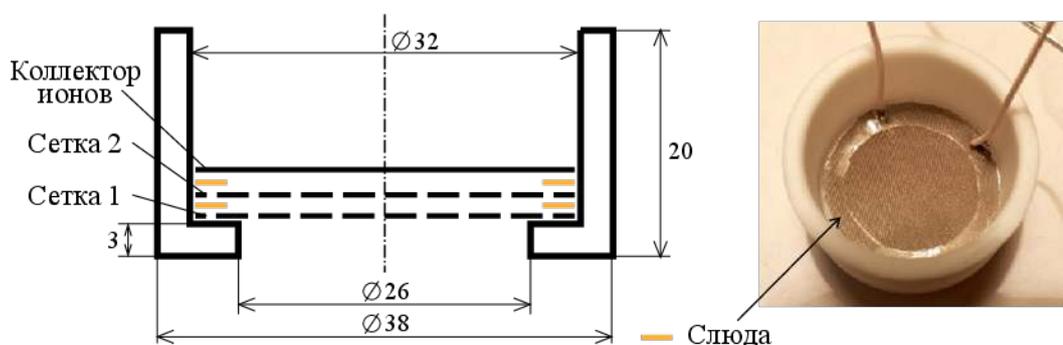


Рис. 1.12. Схема многосеточного зонда

Сетка 2 предназначалась для разрыва плазмы. К ней прикладывалось постоянное напряжение -60 В, обеспечивающее полное отражение электронов из зондируемого потока. Сетка 1, находящаяся под нулевым потенциалом, служила экраном, минимизирующим возмущение плазмы со стороны второй сетки. Для создания эквипотенциальных поверхностей и предотвращения локальных провалов потенциала использовались сетки с размером ячеек 0.02×0.02 мм, что меньше

дебаевского радиуса плазмы. Для регистрации энергетического спектра ионов потенциал коллектора варьировался в диапазоне $-30\dots30$ В, одновременно регистрировался ток коллектора. Получаемая ВАХ представляла тормозную характеристику ионного потока. Производная ВАХ соответствовала функции распределения ионов по энергиям. Для регистрации вольт-амперных характеристик использовалась схема питания зонда Ленгмюра (рис. 1.10).

При высокой плотности плазменного потока, попадающего в зонд, между электродами возникает объемный заряд, вызывающий искажение измеряемого энергетического спектра ионов [94]. Для минимизации данного эффекта в некоторых экспериментах в конструкцию зонда добавлялись заземленные ограничивающие диафрагмы с круглым отверстием диаметром 5 мм, для снижения плотности плазменного потока.

Кроме того с целью уменьшения плотности плазменного потока имелась возможность перемещать зонд вдоль оси разряда на расстояние 10-30 см от анода.

Расстояние d , на котором образуется объемный заряд между плоскими электродами в случае движущейся плазмы, определяется выражением [92]:

$$d^2 = \frac{E_0}{\pi e^2 n_i} \left[\left(1 + \frac{eU}{E_0} \right)^{1/2} - 1 \right] \times \left[\frac{1}{9} \left(\left(1 + \frac{eU}{E_0} \right)^{1/2} - 1 \right)^2 + 1 \right], \quad (1.11)$$

где E_0 — начальная энергия ионов, n_i — концентрация плазмы, U — разность потенциалов между электродами. При типичных параметрах концентрации ионов $n_i = 10^9$ см $^{-3}$, начальной энергии $E_0 = 5$ эВ и ускоряющего потенциала $U = 100$ В расчетное расстояние формирования объемного заряда составляет $d \approx 1$ мм. Исходя из этой оценки, конструкция зонда предусматривала межэлектродное расстояние менее 1 мм, что обеспечивалось слюдяными прокладками толщиной 0.5 мм. Слюдяные вставки выполняли двойную роль: фиксировали требуемое расстояние между электродами и обеспечивали электрическую изоляцию элементов зонда. Конструктивное исполнение зонда с указанными параметрами показано на рисунке 1.12. Такое решение позволяло минимизировать влияние объемного заряда на

точность измерений.

На рисунке 1.13 показан пример зарегистрированной тормозной характеристики ионів и её производной. Энергетический спектр ионів совпадает с производной тормозной характеристики при условии перевода аргумента в энергетические единицы [эВ]. Необходимо отметить, что полученный спектр отражает полную энергию ионів, включающую как кинетическую, так и потенциальную составляющую, отсчитываемую относительно потенциала катода. Чтобы выделить исключительно кинетическую энергию, измерялся потенциал плазмы с помощью одиночного зонда, установленного вблизи многосеточного анализатора. Затем энергетический спектр сдвигался на величину измеренного потенциала пространства.

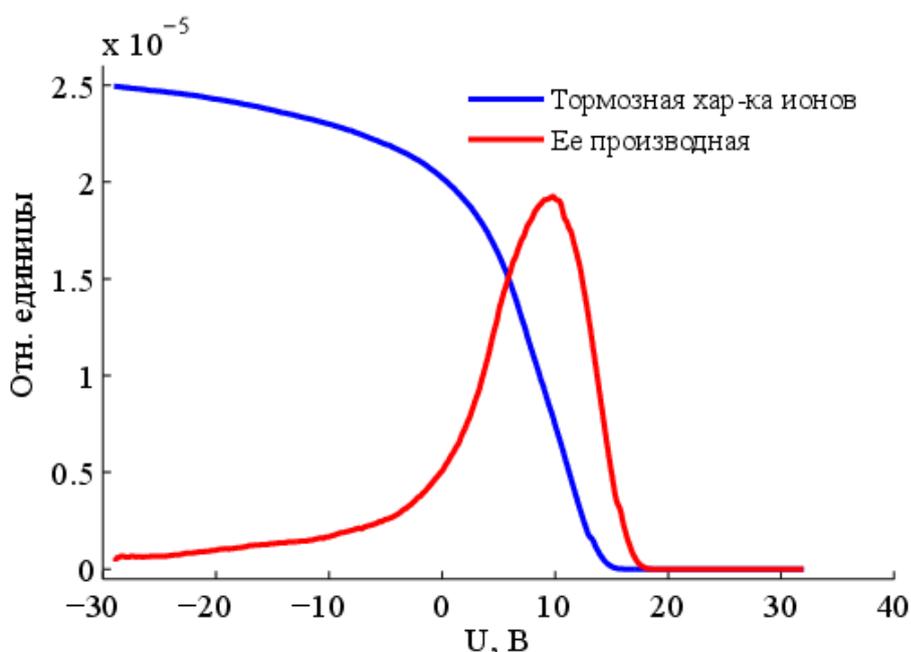


Рис. 1.13. Типичная тормозная характеристика ионів и её производная

Измерение энергетических спектров давало возможность определять максимальную и наиболее вероятную энергии ионів. Погрешность этих измерений составляла ± 2 эВ. Следует отметить, что данный метод не принимает во внимание кратность заряда ионів в плазме. Поэтому без дополнительных данных о зарядовом составе результаты соответствуют модели, в которой все ионы — однозарядные.

Исследование зарядового состава ионного потока проводилось с помощью времяпролетного масс-спектрометра (ВМС), специально разработанного для регистрации непрерывного потока плазмы дугового разряда [31]. ВМС располагался в анодной области на расстоянии 300 мм от анода, параллельно оси симметрии разрядной системы. Конструкция ВМС включала область дрейфа ионов длиной 750 мм и диаметром 40 мм, а также область ускорения ионов, содержащую пять дисковых электродов из нержавеющей стали (толщина 0.5 мм) с центральными отверстиями диаметром 10 мм. Электроды были расположены таким образом, что расстояния между ними составляли 2-4-4-2 мм, начиная с первого электрода. Конфигурация сеток была такова: 1-й и 3-й электроды имели сетки с размером ячейки 40×40 мкм (прозрачность 50%), а 2-й, 4-й и 5-й электроды имели сетки с размером ячейки 500×500 мкм (прозрачность 75%). Выбор параметров сеток был основан на результатах тестовых экспериментов: они обеспечивали достаточное ослабление входного потока плазмы при сохранении необходимой интенсивности сигнала для надежной регистрации. Схема подключения электродов приведена на рисунке 1.14.

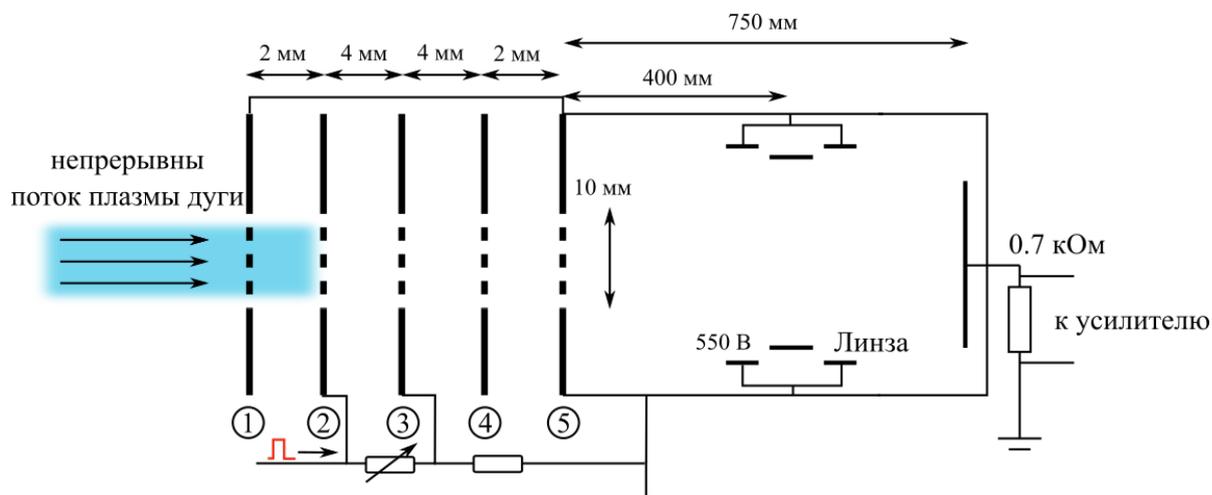


Рис. 1.14. Схема электродов ВМС [31]

Ускорение ионов осуществлялось за счет подачи на электроды 2 и 3 положительных импульсов напряжения (1.4 кВ, 1.2 мкс) с временем нарастания 40 нс и частотой повторения около 13 Гц (рис. 1.15)

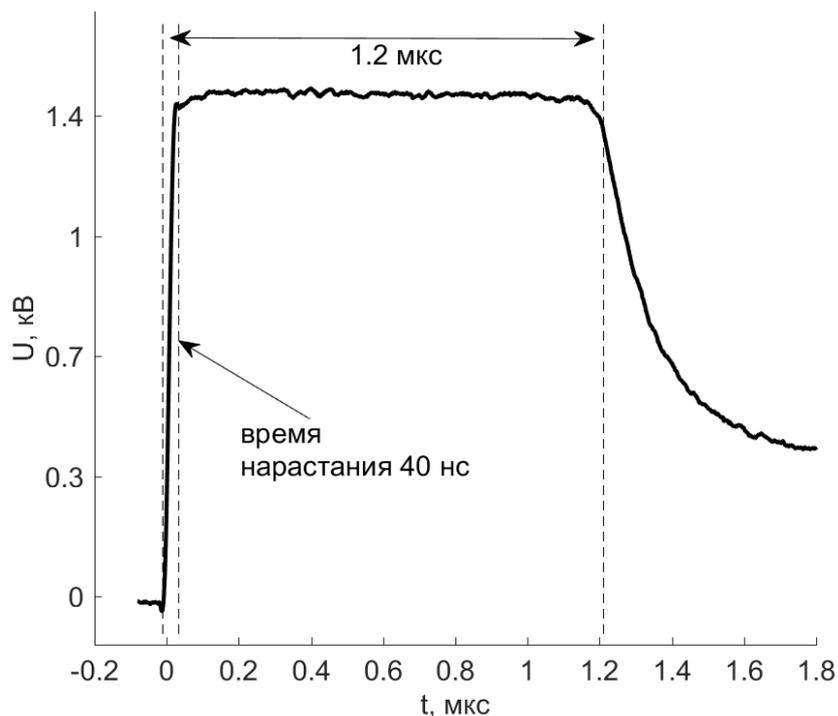


Рис. 1.15. Форма ускоряющего импульса [31]

Для улучшения фокусировки частиц в дрейфовой зоне и обеспечения их эффективного транспорта к детектору в середине зоны дрейфа была установлена трехэлектродная электростатическая линза.

Система детектирования и обработки сигнала ВМС включала плоский круглый металлический коллектор диаметром 30 мм для приема ионов. Коллектор подключался через нагрузочный резистор 0.7 кОм. Сигнал тока, протекающего через резистор являлся полезным сигналом. Величина сопротивления резистора была выбрана для оптимизации соотношения длительности сигнала/постоянная времени разряда паразитных емкостей. Для усиления сигнала ионного тока использовался двухкаскадный ВЧ-усилитель на базе операционного усилителя AD8055 с полосой пропускания 300 МГц. Коэффициент усиления составлял около 270. Сигнал регистрировался цифровым осциллографом с полосой пропускания 100 МГц. Частота регистрации составляла 13 Гц. Каждая регистрируемая осциллограмма соответствовала масс-спектру ионов. С целью существенного улучшения отношения сигнал/шум производилось накопление и усреднение 300 спектров, что

позволяло выделять слабые сигналы ионных токов, которые были ниже уровня шума на одной осциллограмме.

1.3.2. Полученные результаты

Измерения параметров плазмы зондовым методом проводились при постоянном токе дуги 40 А. Исследовались две области: пространство за анодом (на оси, 5 см над анодом) и разрядный промежуток (2 см от оси, ~ 1 см над катодом). Полученные зависимости температуры электронов от напряжения разряда представлены на рисунке 1.16. Сравнительный анализ данных демонстрирует близость значений электронной температуры в обеих исследованных областях — она возрастает от 0.5 до 8 эВ при увеличении напряжения от 3 до 25 В [12].

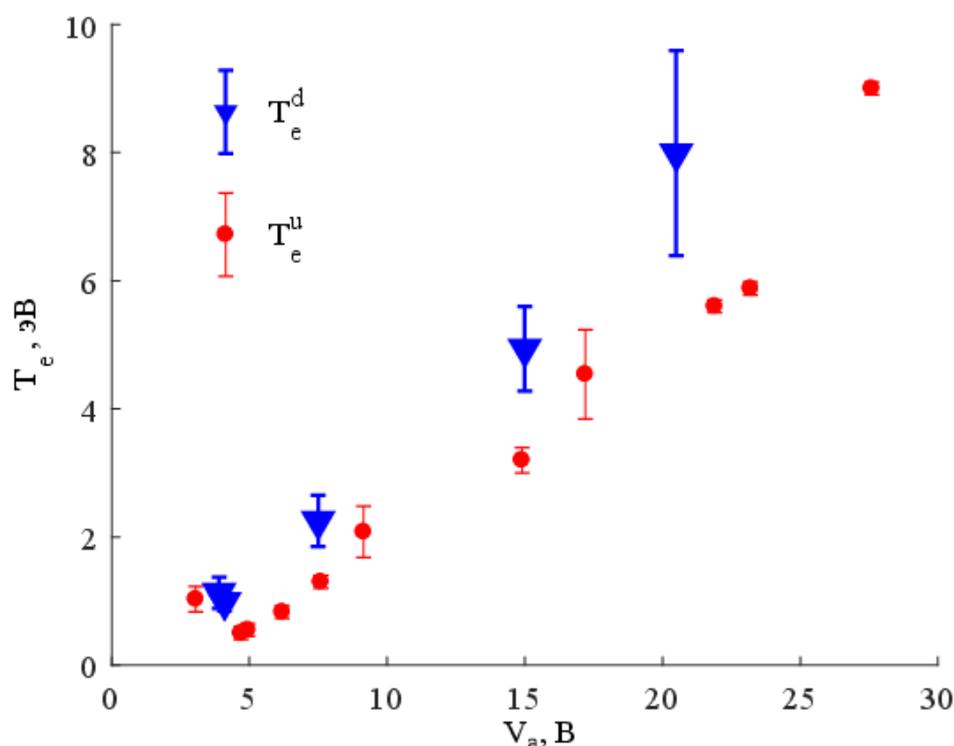


Рис. 1.16. Зависимость температуры электронов в заанодном пространстве T_e^u и внутри разрядного промежутка T_e^d от напряжения дуги [12]

Также было исследовано радиальное распределение температуры электронов в дуговом разряде (рисунок 1.17). Полученные данные указывают на практически равномерное распределение T_e по радиусу дуги в периферийной зоне разряда [15].

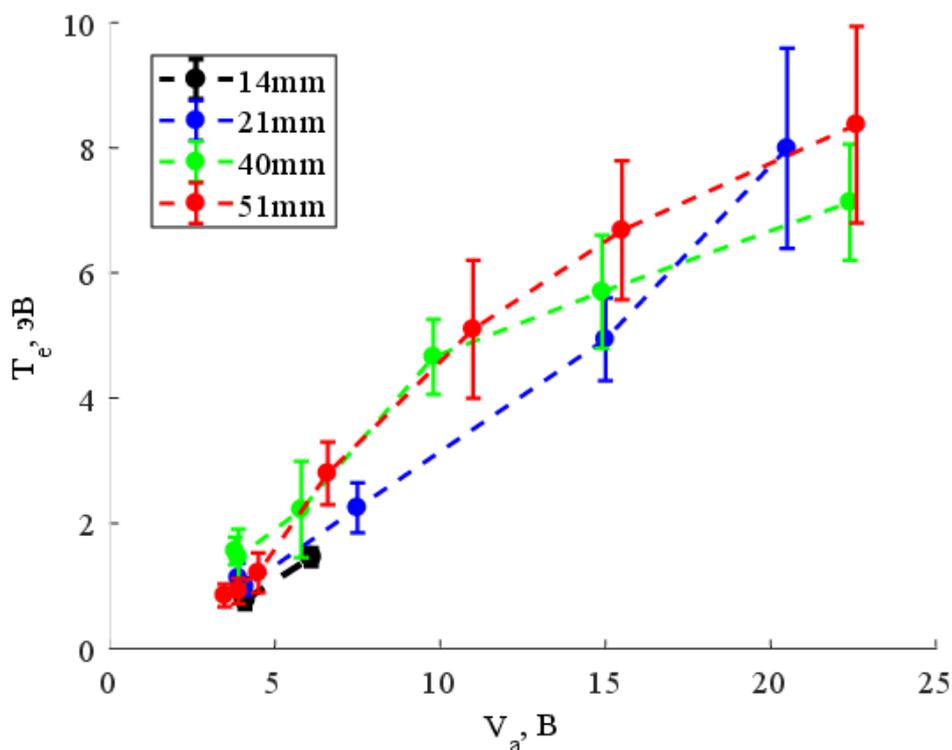


Рис. 1.17. Температура электронов в зависимости от расстояния до оси разряда [15]

Зондовые измерения показали, что концентрация электронов в разрядном промежутке изменялась в диапазоне $(2.4 - 0.3) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при удалении от оси с 14 до 51 мм [15]. В анодной области (20 см над анодом) при токах 30–75 А концентрация составляла $3 \times 10^9 - 1.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ [9].

Для исследования пространственной неоднородности плазменных параметров проводились измерения распределения интегральной интенсивности излучения атомных (Gd I) и ионных (Gd II) спектральных линий по хордам столба дуги. Полученные данные были обработаны с использованием обратного преобразования Абеля [95], что позволило восстановить радиальное распределение интенсивности спектральных линий (рисунок 1.18).

Результаты измерений подтверждают цилиндрическую симметрию разряда и позволяют установить границы плазменного потока. В случае тигля диаметром 25 мм, разряд локализован в центральной области диаметром 20 мм.

В ходе экспериментов проводился анализ компонентного состава плазмы при различных напряжениях разряда при постоянном токе. Наблюдалась выраженная

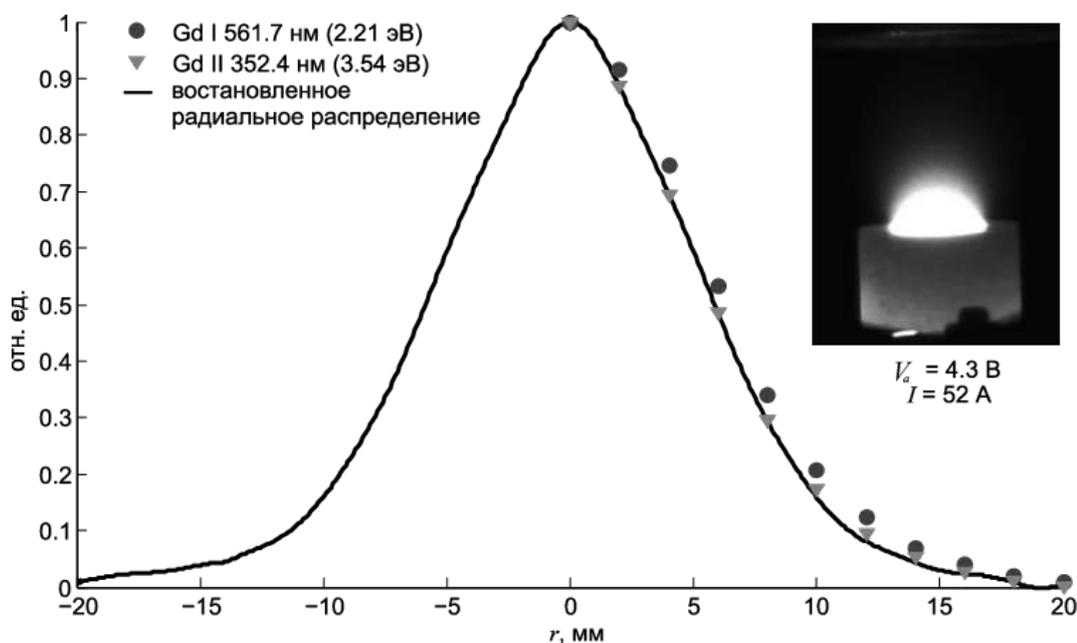


Рис. 1.18. Распределение интегральной интенсивности излучения атомной (Gd I) и ионной (Gd II) линий по хордам в столбе дуги (точки), восстановленное радиальное распределение (сплошная кривая) и фотография разряда при напряжении 4.3 В (r — расстояние от оси тигля) [12]

зависимость спектрального состава излучения от приложенного напряжения, что проявлялось в изменении соотношения интенсивностей атомных и ионных спектральных линий гадолиния. На рисунке 1.19 представлены измеренные зависимости интенсивности спектральных линий (атомарная линия Gd I — 422.7 нм (3.52 эВ), линии первого иона Gd II — 335.9 нм (3.72 эВ) и второго иона Gd III — 555.5 нм) от напряжения. Подобные зависимости наблюдались и для других спектральных линий атомов и ионов. Для справки также приведены данные по концентрации насыщенных паров гадолиния [70] для температур катода, соответствующих экспериментальным значениям напряжения.

Анализ представленных на рисунке 1.19 данных позволяет выявить следующие закономерности. Продемонстрирован эффект управления ионным составом плазмы путем регулировки напряжения разряда. Интенсивность атомных линий монотонно снижается с увеличением напряжения, это обусловлено уменьшением концентрации атомарного пара, так как между интенсивностью излучения и концентрацией пара сохраняется пропорциональная зависимость. Максимум излучения однозарядных ионов (Gd II) достигается при напряжении 5 В. Излучение

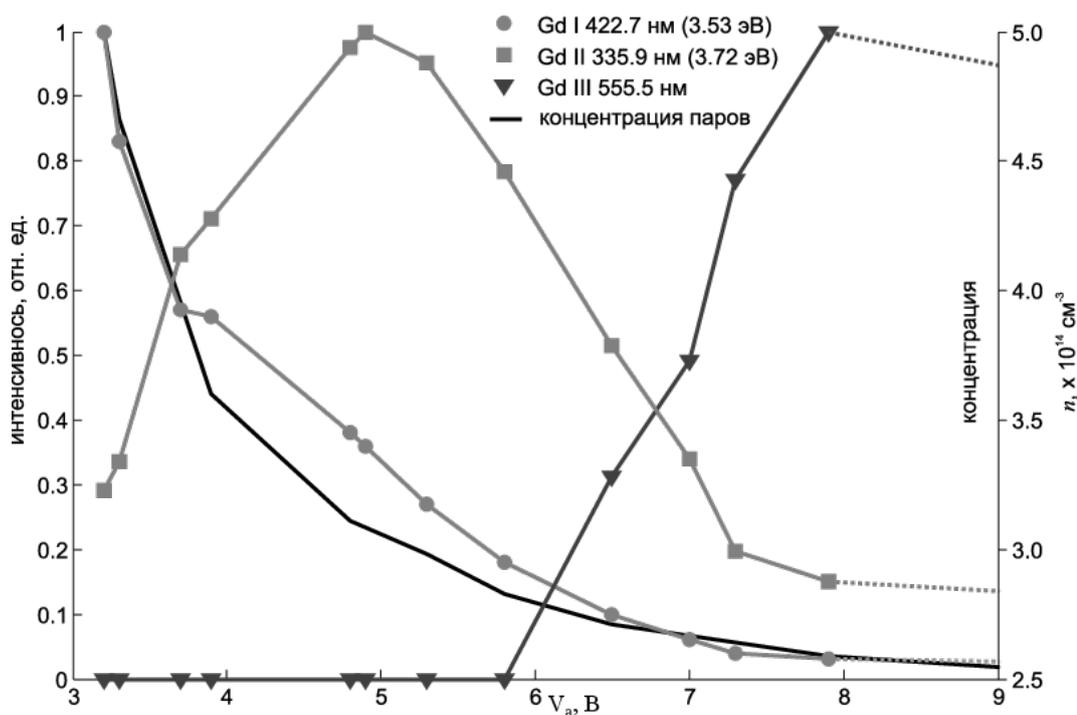


Рис. 1.19. Поведение интенсивности излучения линий гадолиния и концентрация его насыщенных паров в зависимости от напряжения разряда (Gd I — атомарный гадолиний, Gd II — однократный ион, Gd III — двукратный ион). Ток разряда $I = 44 \text{ A}$ [12]

двузарядных ионов (Gd III) регистрируется только при напряжениях выше 6 В. Таким образом, можно заключить, что оптимальный рабочий режим обеспечивающий требования к плазменному потоку источника для задачи плазменной сепарации находится в диапазоне напряжений 5-6 В, формируется высокоионизированный поток и плазма преимущественно содержит однозарядные ионы [12].

Исследование ионного состава плазменного потока методом ВМС позволило получить количественные данные о концентрации ионов Gd при различных напряжениях разряда при постоянном токе. Результаты измерений, представленные на рисунке 1.20, демонстрируют хорошую корреляцию с полученными спектральными характеристиками излучения. Наблюдаемое соответствие подтверждает надежность использованных диагностических методов и достоверность полученных экспериментальных данных.

При токе дуги 52 А измерялся средний заряд тяжелых частиц в заанодной плазме. На рисунке 1.21 показаны полученные зависимости среднего заряда и вольтова эквивалента V_c теплового потока от напряжения на дуге. Согласно дан-

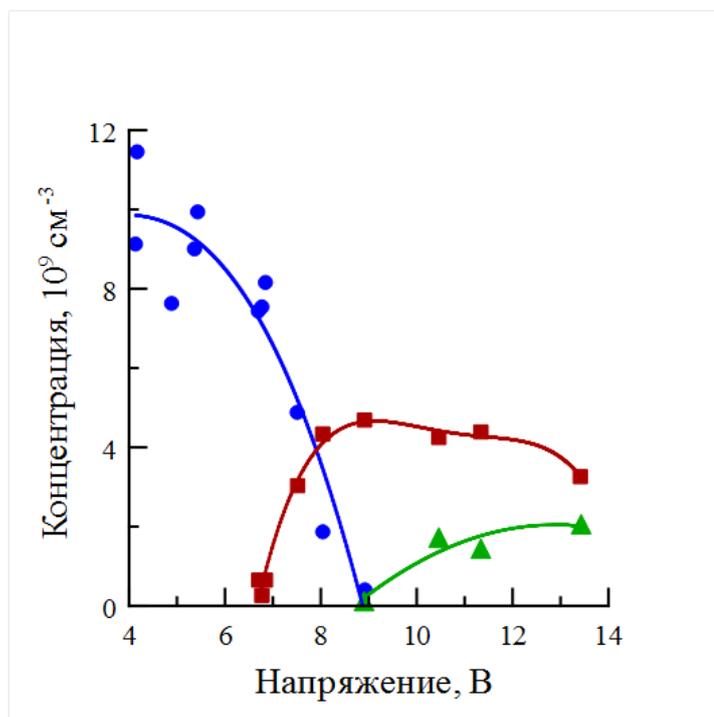


Рис. 1.20. Поведение концентрации ионов гадолиния в зависимости от напряжения разряда. Ток разряда $I = 50 \text{ А}$ [36]

ным рисунка при напряжениях около 5 В значение среднего заряда, измеренного методом конденсационного зонда, близко к единице, а вольтова эквивалента — к нулю. Эти данные находятся в согласии с результатами спектральной диагностики и данных ВМС, и свидетельствуют о близкой к 100% степени ионизации плазмы, образующейся в данном режиме [12].

Для получения данных о кинетической энергии ионов в заанодной области плазмы использовался следующий подход. При помощи одиночного зонда Ленгмюра определялся электрический потенциал φ_{pl} в зоне установки многосеточного зонда [9]. Измерения проводились в идентичных условиях с основным экспериментом. Зонд позиционировался на расстоянии 20 см от анода. Полученные значения φ_{pl} использовались для последующего расчета кинетической энергии ионов. На рисунке 1.22 представлена зависимость φ_{pl} от разрядного напряжения при $I = 50 \text{ А}$, а также соответствующие значения электронной температуры T_e .

Схожие закономерности были выявлены при других рабочих токах. При токе

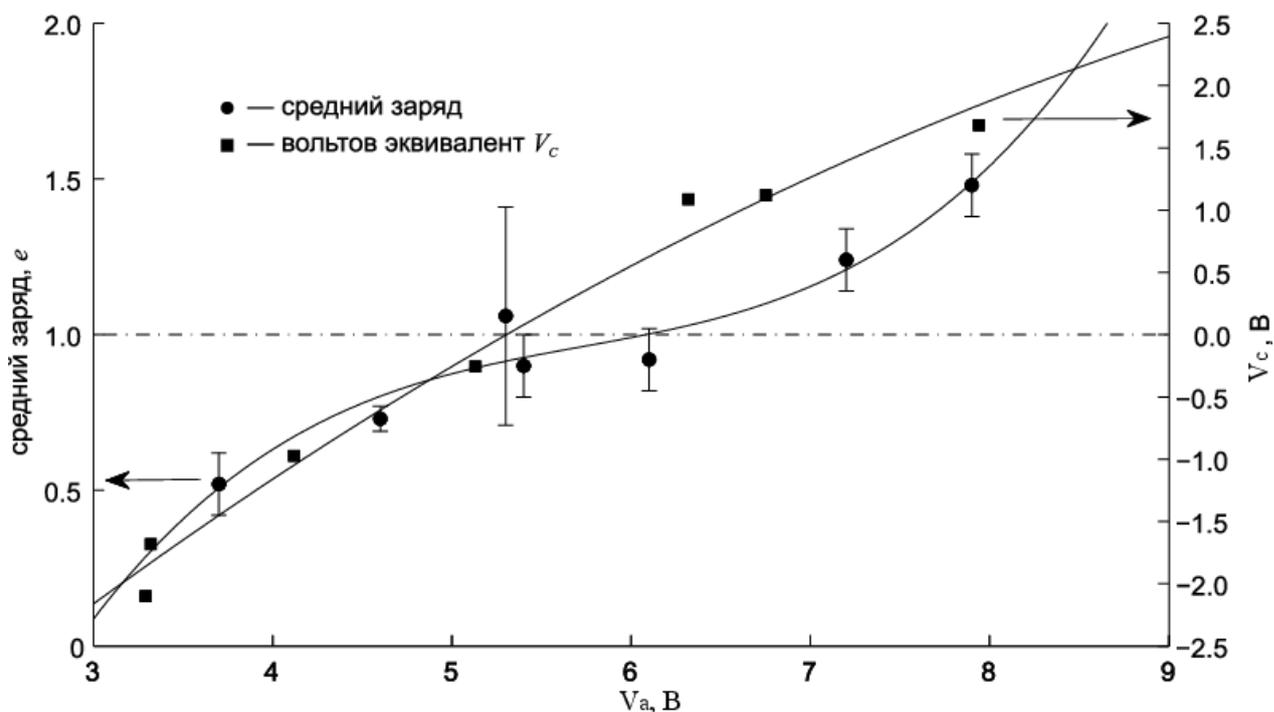


Рис. 1.21. Зависимость среднего заряда и вольтова эквивалента теплового потока V_c от напряжения на дуге [12]

30 А плазменный потенциал линейно увеличивался с 4 до 6 В, а температура электронов возрастала от 0.5 до 1.7 эВ. При токе 75 А в диапазоне напряжений 5–12 В наблюдались рост потенциала с 3 до 4 В и увеличение электронной температуры с 0.5 до 1.3 эВ.

На рисунке 1.23 представлены экспериментальные данные о кинетической энергии ионов, полученные для различных режимов работы разряда. Кинетическая энергия ионов определялась путем коррекции измеренной полной энергии на величину, соответствующую плазменному потенциалу. Учет кратности ионизации не производился. Исследовались разрядные токи 30, 50 и 75 А. Наиболее вероятные энергии ионов находились в диапазоне 3–20 эВ, что существенно превышает тепловую энергию [9].

Согласно рисунку 1.19 при напряжениях на дуге превосходящих 6 В в плазме появляются двукратно заряженные частицы. С учетом аппроксимации среднего заряда (рисунок 1.21) на большие напряжения, истинная величина максимальной энергии ионов для тока дуги 50 А может достигать значения 70 эВ при напря-

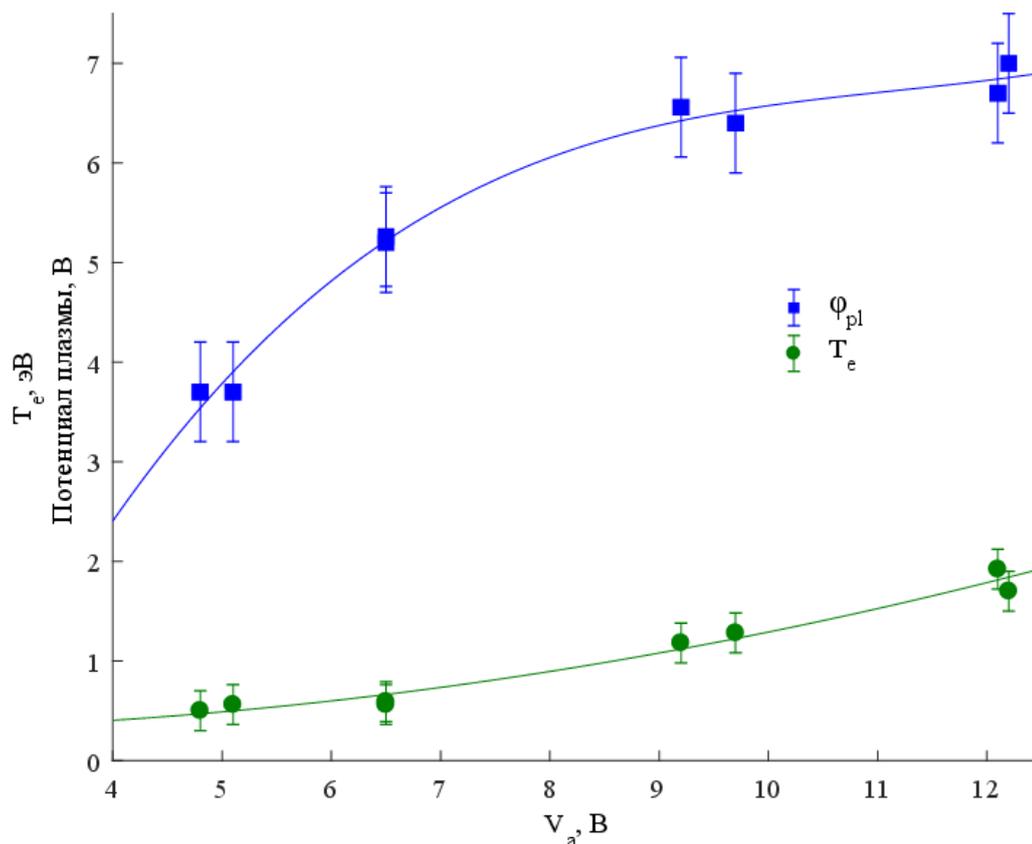


Рис. 1.22. Зависимости потенциала плазмы и температуры электронов от напряжения на дуге при токе $I = 50$ А на расстоянии 20 см над анодом [9]

жении 12 В [9]. В режиме дугового разряда ($V_a = 5 - 6$ В), где ожидается образование плазмы высокой степени ионизации, представленной преимущественно однозарядными ионами, их максимальная кинетическая энергия не превосходит 10 эВ [9].

Согласно литературным данным [96], в контрагированной вакуумной дуге с гадолиниевым катодом при напряжении дуги 20 В кинетическая энергия ионов достигает ~ 50 эВ, температура электронов находится на уровне 1.7 эВ. Эти значения существенно превышают средние энергии, измеренные в проведенных экспериментах.

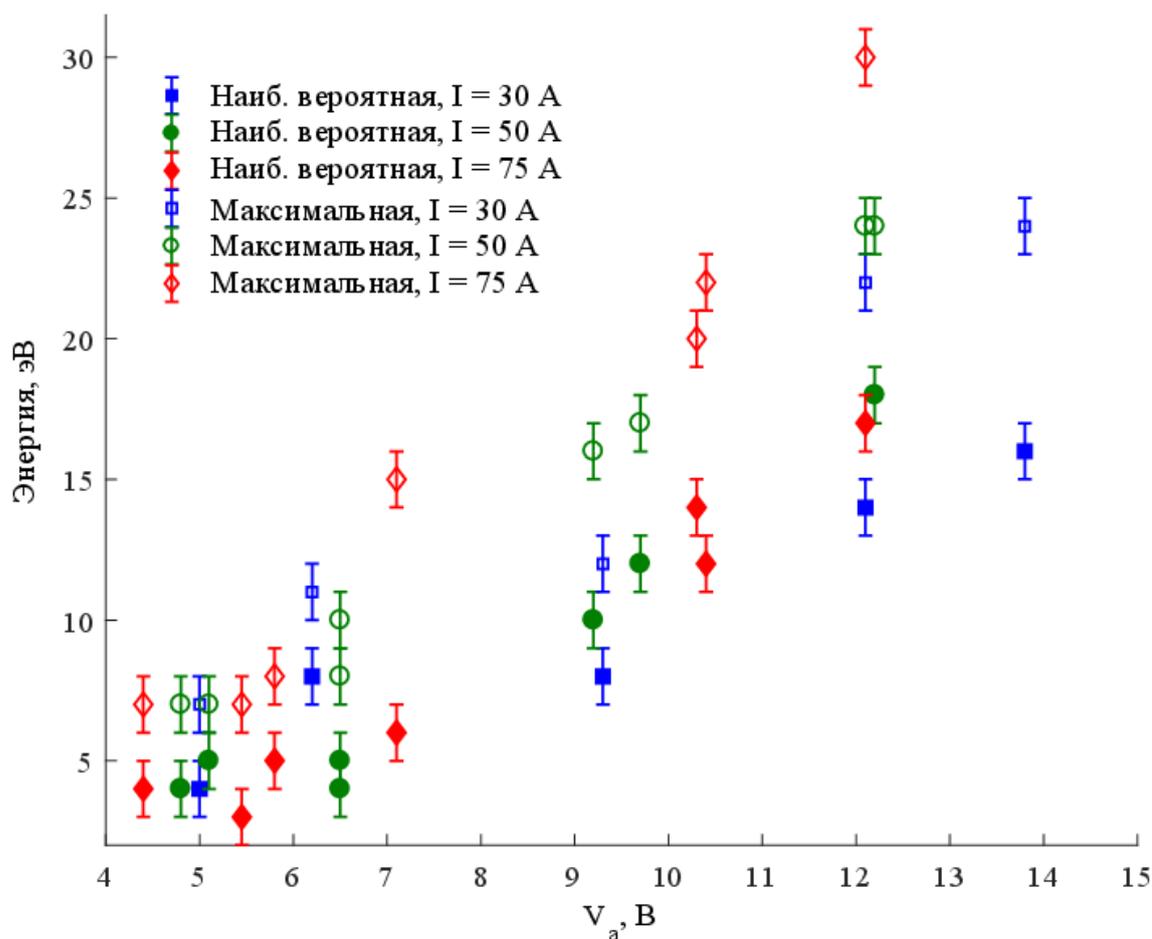


Рис. 1.23. Наиболее вероятные и максимальные энергии ионов в дуге на расстоянии 20 см над анодом, при токах 30, 50 и 75 А [9]

1.3.3. Оценка параметров плазмы в пространстве за анодом

Для технологических применений критически важны расчеты параметров плазменного потока. Пространство разряда может быть условно разделено на три характерные области, различающиеся по своим физическим свойствам. В межэлектродном промежутке формируется сверхзвуковой плазменный поток, составляющий первую область. Далее следует вторая область, соответствующая анодному отверстию, за которой располагается третья область — пространство между анодом и коллектором, куда поступает сформированная плазменная струя. Ключевым различием между этими областями является характер распределения тока. В межэлектродном пространстве величина тока остается постоянной по всей длине,

тогда как в анодной области наблюдается его постепенное уменьшение по направлению к выходному сечению за счет отбора тока анодом. В заанодной области ток практически отсутствует, что было экспериментально подтверждено в ходе исследований. Измерения показали, что ток утечки на стенки вакуумной камеры не превышает 2 мА, причем основной вклад в утечку дает нижняя часть камеры между катодом и анодом, где отмечается максимальная концентрация плазменных частиц.

При расчете параметров плазменного потока за анодом была применена теоретическая модель, разработанная в работе [82]. Граничные условия для данной области определяются на основе расчетных параметров межэлектродного промежутка и анодной зоны. В условиях отсутствия электрического тока в заанодном пространстве происходит адиабатическое расширение плазмы, при котором кинетическая энергия ионов увеличивается за счет энтальпии электронов.

В рамках расчета предполагалось, что плазменный поток на выходе из анодного отверстия уже достиг сверхзвуковой скорости (число Маха $M_0 > 1$) и продолжает расширяться в канале с переменным поперечным сечением $F(x)$. Для упрощения расчетов процессы ионизации и рекомбинации в плазме не учитывались, что позволило принять заряд ионов z_i постоянной величиной. Это допущение основывалось на предположении о постоянном соотношении температур электронной (T_e) и ионной (T_i) компоненты плазмы вдоль всего потока. Изменение числа Маха M по длине канала в пространстве за анодом находится из решения дифференциального уравнения, которое следует из системы трех законов сохранения движения стационарного потока[82]:

$$\frac{M^2 - 1}{M^2(1 + M^2/3)} \frac{dM^2}{dx} = \frac{2}{F} \frac{dF}{dx} \quad (1.12)$$

Решение уравнения (1.12) имеет вид:

$$\frac{F(x)}{F_0} = \frac{M_0}{(1 + M_0^2/3)^2} \frac{(1 + M^2/3)^2}{M} \quad (1.13)$$

Для сечения канала принималась зависимость $F(x) = F_0(1 + x^2 tg^2 \alpha)$, где F_0 — выходное сечение анода, α — угол раскрытия струи. Из соотношения (1.13) при выбранной геометрии струи находилось распределение всех основных параметров плазмы вдоль потока:

Зависимость температуры электронов вдоль канала:

$$\frac{T_e(x)}{T_{e0}} = \frac{1 + M_0^2/3}{1 + M^2/3} \quad (1.14)$$

Кинетическая энергия ионов W_i [82]:

$$W_i = \frac{5}{6} M^2 (T_i + z_i T_e) \quad (1.15)$$

Изменение кинетической энергии ионов по длине канала:

$$\frac{W_i(x)}{W_{i0}} = \frac{M^2}{M_0^2} \frac{1 + M_0^2/3}{1 + M^2/3} \quad (1.16)$$

Концентрация электронов:

$$\frac{n_e(x)}{n_{e0}} = \frac{F_0}{F(x)} \frac{M_0}{M} \sqrt{\frac{1 + M^2/3}{1 + M_0^2/3}} \quad (1.17)$$

Распределение потенциала в плазме по длине струи:

$$\varphi(x) = \varphi_0 - \frac{5}{2e} (T_{e0} - T_e(x)) = \varphi_0 - \frac{5}{6e} T_{e0} \frac{M^2 - M_0^2}{1 + M^2/3} \quad (1.18)$$

где φ_0 — потенциал плазмы в выходном сечении анода, примерно равный его потенциалу.

Результаты расчета параметров заанодной плазмы, полученные по уравнениям (1.12) – (1.18), представлены на рисунках 1.24 и 1.25. Значения свободных параметров $M_0 = 1.5$, $tg \alpha = 0.05$, $T_{i0} = 0.2$ эВ выбраны так, чтобы примерно совпасть с экспериментальными данными на расстоянии 20 см. Потенциал плазмы $\varphi_0 = 10$ В соответствует рабочему режиму дугового разряда, а электронная температура $T_{e0} = 3$ эВ взята в соответствии с измерениями в межэлектродном промежутке.

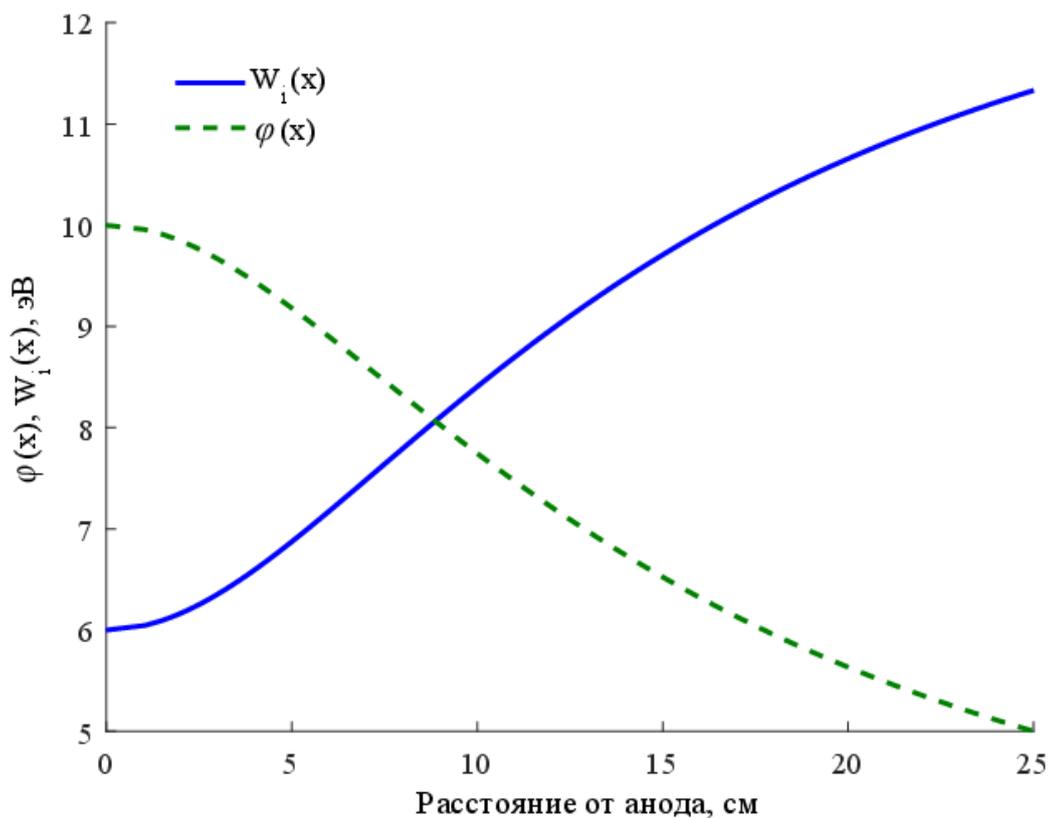


Рис. 1.24. Распределение потенциала плазмы $\varphi(x)$ и кинетической энергии ионов $W_i(x)$ [9]

1.4. Инициация дуги на термоэмиссионном катоде из Gd

При создании источников плазмы для достижения требуемых характеристик ионных потоков конкретного катодного материала важны физические параметры, при которых осуществляется зажигание и функционирование разряда, а также технические характеристики источника питания и разрядного устройства — размеры и форма электродов, геометрические характеристики межэлектродного промежутка. В связи с этим было проведено исследование процесса инициации дугового разряда в парах гадолиния [45].

При проведении этих экспериментов использовались аноды двух типов. В первой серии экспериментов использовался радиационно-охлаждаемый анод из молибденовой фольги толщиной 0.5 мм, имевший центральное отверстие диаметром 5 мм. В эксперименте такой анод разогревался до нескольких сотен градусов Цельсия в зависимости от мощности разряда. Во второй серии экспериментов ис-

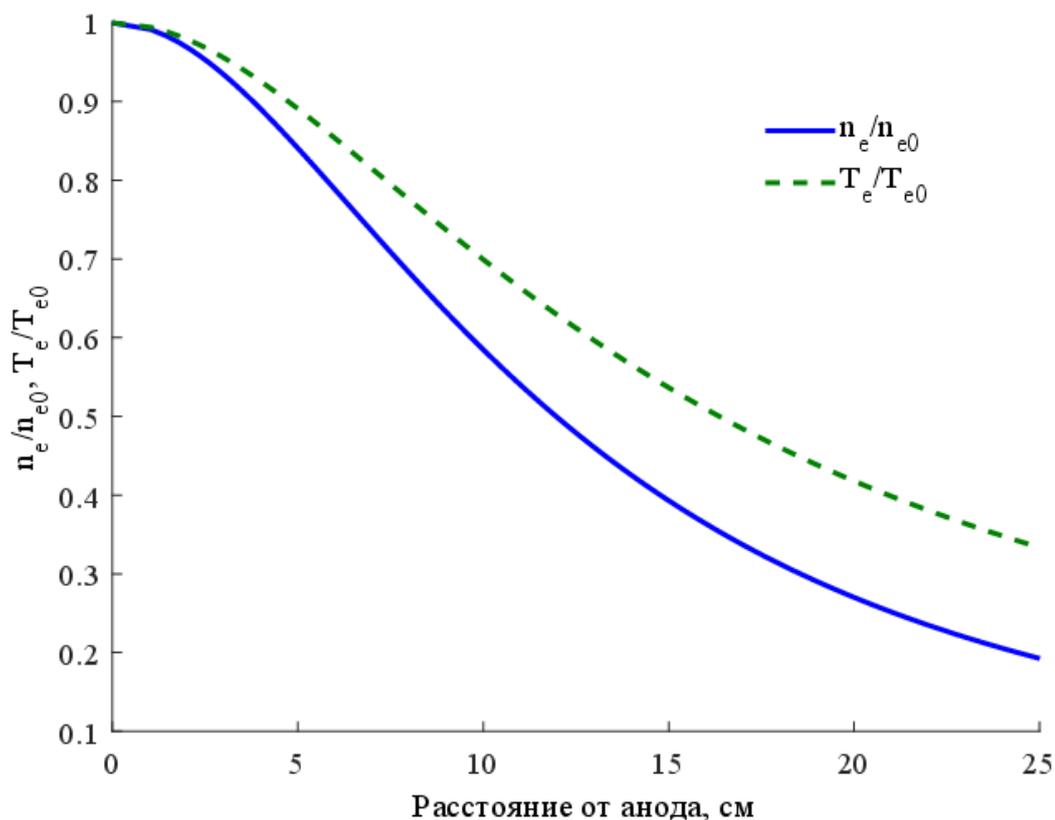


Рис. 1.25. Распределение концентрации $n_e(x)$ и температуры электронов $T_e(x)$ [9]

пользовался анод из нержавеющей стали с водяным охлаждением, выполненный в виде круглого диска с центральным отверстием диаметром 15 мм. Его температура во время экспериментов не превышала 100 °С. Межэлектродное расстояние варьировалось перемещением анода вдоль оси разряда. На рисунке 1.26 представлена электрическая схема питания дугового разряда.

Для питания дуги постоянным током использовался трехфазный выпрямитель с емкостным фильтром. Ток дуги регулировался ступенчатым водоохлаждаемым реостатом. Напряжение на промежуток подавалось после нагрева катода с помощью ЭЛП до температуры, при которой давление насыщенных паров катода превышало ~ 1 Па. В момент зажигания разряда регистрировалась динамика напряжения на электродах при помощи осциллографа АК ИП-72208В MSO (полоса пропускания 100 МГц), подключенного к разрядному промежутку через резистивный делитель напряжения. Видеокамерой Panasonic HC-V760 с использованием нейтральных светофильтров проводилась съёмка разряда. Температура боковой

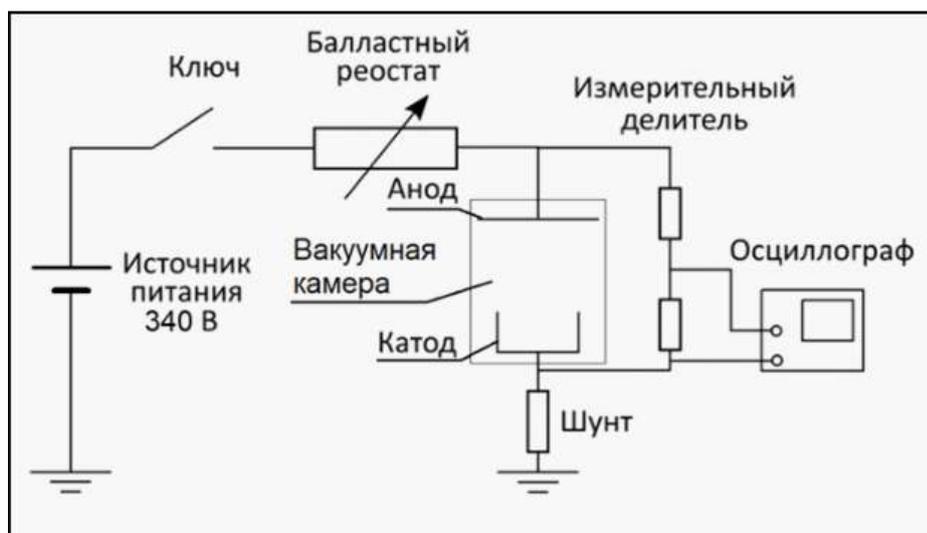


Рис. 1.26. Электрическая схема питания разряда [45]

поверхности катодного тигля T_c регистрировалась яркостным пирометром IS-140 на длине волны 0.9 мкм с пространственным и временным разрешениями 0.9 мм и 10 мс соответственно. Излучение плазмы дугового разряда регистрировалось с помощью фотоумножителя ФЭУ-85. Перед фотокатодом ФЭУ, на который фокусировалось изображение плазмы дугового разряда при помощи кварцевой линзы, располагался интерференционный фильтр 535 нм с шириной области пропускания 10 нм. Спектр излучения гадолиния в исследуемом диапазоне длин волн представлен на рисунке 1.27. В область пропускания фильтра попадало несколько спектральных линий излучения иона Gd^{++} .

В первой серии экспериментов исследовалось поведение дуги в зависимости от температуры катода, регулируемой ЭЛП. Расстояние между катодом и радиационно-охлаждаемым анодом составляло 27 мм.

Напряжение подавалось на промежутке при начальной температуре катода около 1.8 кК. Затем с помощью ЭЛП постепенно увеличивалась температура катода, что приводило к повышению давления паров гадолиния в промежутке. В результате сначала зажигался слаботочный разряд, ток которого по мере разогрева катода увеличивался до ограниченного балластным резистором максимального значения 51 А, достигаемого при температуре катода около 2.08 кК. В процессе нагрева напряжение на разрядном промежутке монотонно спадало от 340 до

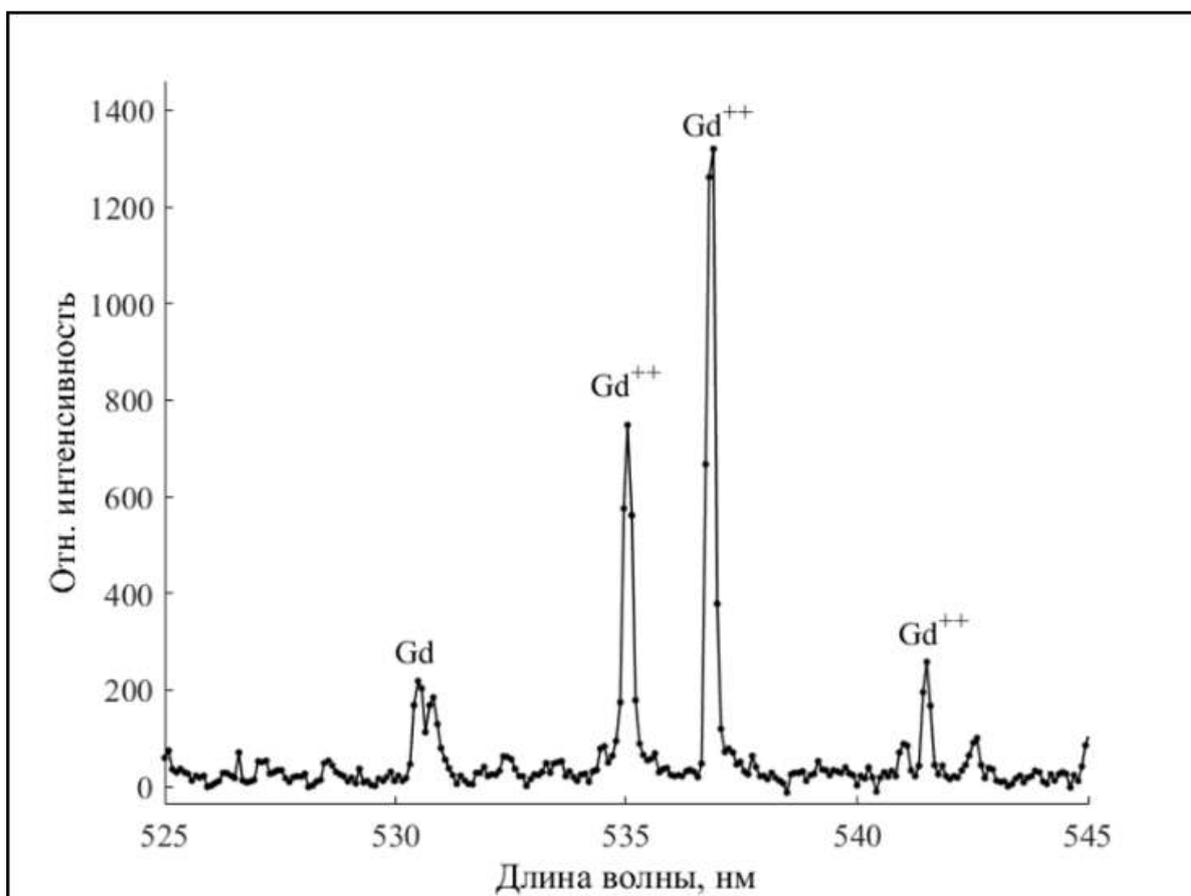


Рис. 1.27. Спектр излучения плазмы гадолиния в диапазоне длин волн 525-545 нм [45]

~ 10 В. Таким образом наблюдался переход разряда из слаботочной высоковольтной фазы (тлеющий разряд) в сильноточную низковольтную (дуговой разряд). При этом значительно изменялся внешний вид разряда. Кадры видеосъемки разряда в зависимости от температуры представлены на рисунке 1.28.

Внешний вид разряда сильно зависит от температуры катода. При низкой температуре и низком токе наблюдается слабое свечение вблизи катода. С увеличением температуры увеличивается ток, свечение плазмы у катода становится более интенсивным и возникает свечение у анода. С ростом температуры катода и тока разряда до примерно 50 А свечение у анода становится ярче. При дальнейшем повышении температуры и сопровождающем его увеличении тока свечение у анода ослабевает и при температуре 2.1 кК перестает регистрироваться.

Яркое свечение у анода может быть объяснено следующим образом. При малой температуре катода плотность паров гадолиния недостаточна для обеспе-

чения дугового режима и в промежутке реализуется слаботочный разряд. Анодное падение потенциала, сравнимо по величине с напряжением разряда. С ростом температуры и тока напряжение на разряде снижается, но мощность, выделяемая у анода $W = IU_a$, где I — ток разряда, U_a — напряжение разряда, может достигать 2 кВт (рисунок 1.28б). Это приводит к существенному нагреву и испарению материала, осевшего на анод, вблизи которого усиливаются процессы ионизации. В результате наблюдается интенсивное свечение плазмы в прианодной области (рисунки 1.28б- 1.28г).

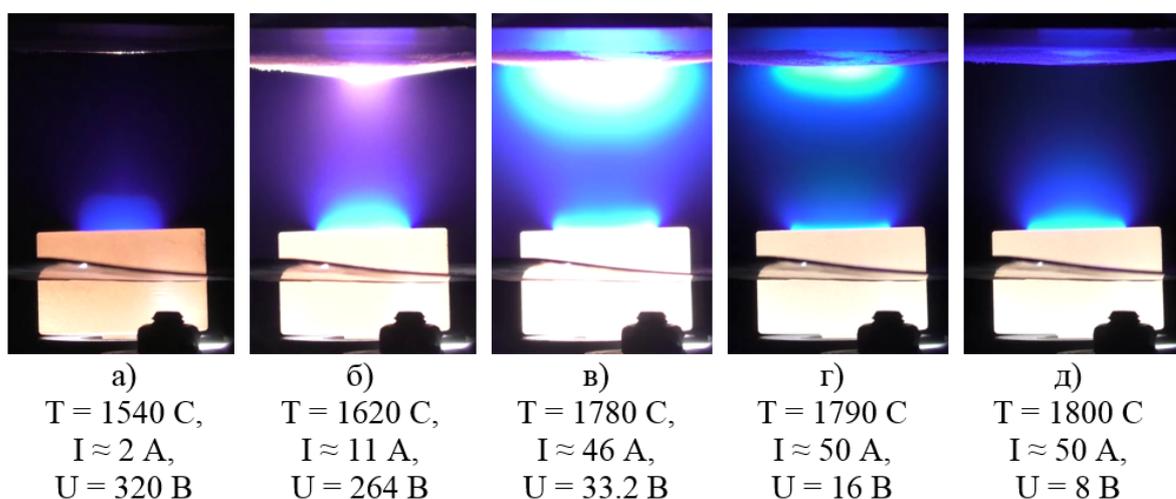


Рис. 1.28. Внешний вид свечения разряда при разных температурах катода [45]

На рисунке 1.29 представлены графики зависимостей динамики температуры катода и напряжения разряда. В данном эксперименте разряд в промежутке зажигался при температуре 1.82 кК, с ростом температуры катода наиболее резкое падение напряжения наблюдалось в интервале температур 1.9–2.0 кК. Давление насыщенных паров гадолиния [70] в этом температурном интервале составляет 1–10 Па, а концентрация атомов $10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. По оценкам, при такой концентрации пара длина свободного пробега электрона составляет $\sim 1 \text{ см}$ [68], что сравнимо с длиной разрядного промежутка. Таким образом реализуются условия для ионизации пара катода.

Во второй серии экспериментов исследовались инициация и эволюция дуги при включении напряжения после нагрева катода до более высокой начальной

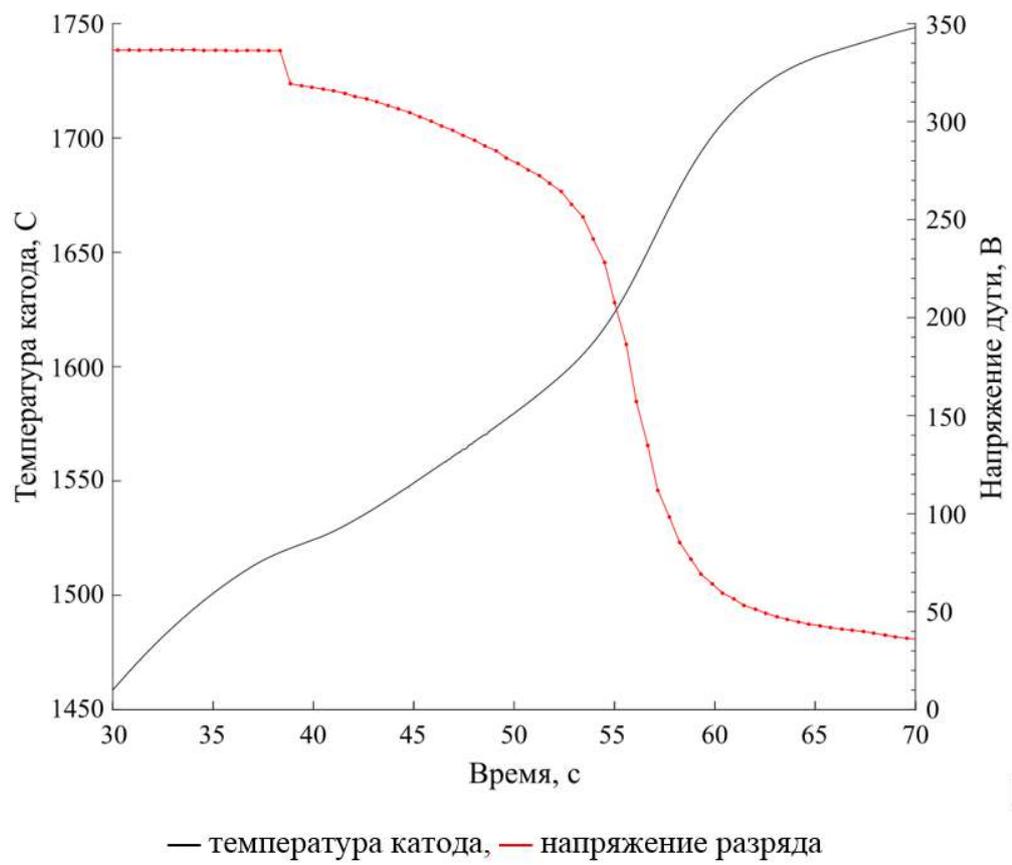


Рис. 1.29. Поведение температуры катода (Т) и напряжения дуги (U) [45]

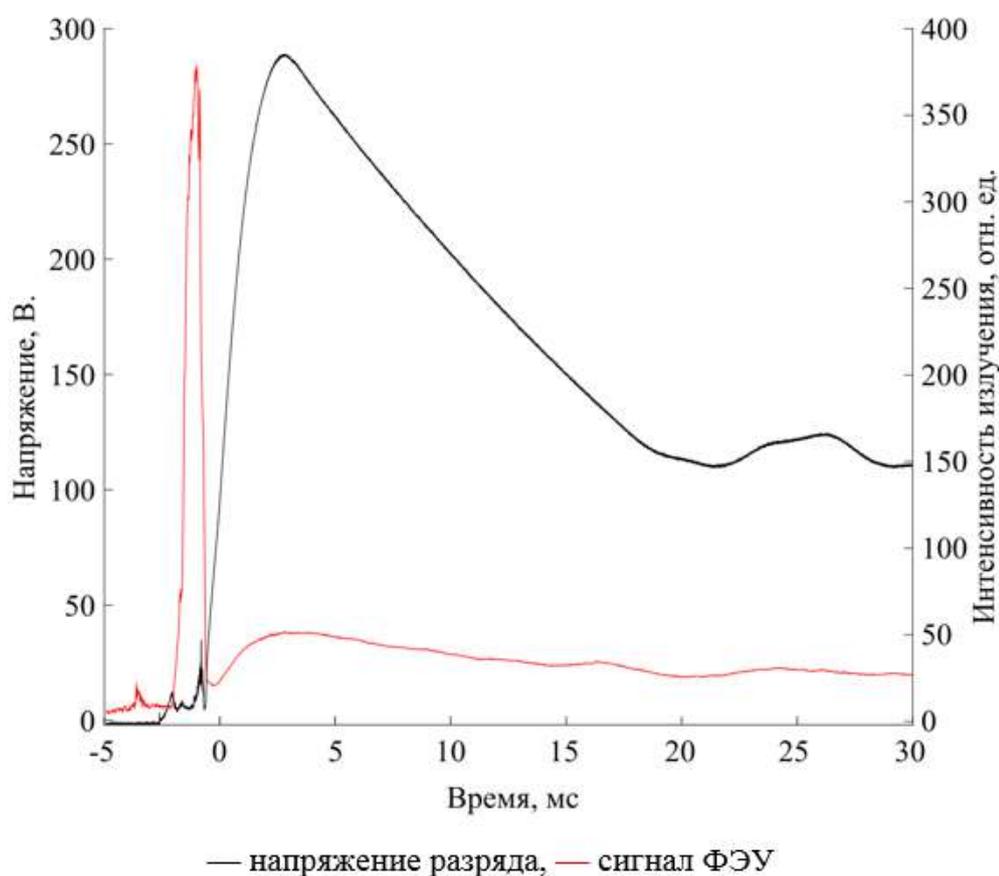


Рис. 1.30. Напряжение и излучение разряда в переходном процессе при зажигании дугового разряда с горячим катодом [45]

температуры, достаточной для зажигания сильноточного дугового разряда. Использовался анод с водяным охлаждением и центральным отверстием диаметром 15 мм. Расстояние между катодом и анодом варьировалось.

Регистрировались осциллограммы напряжения дуги и интенсивности излучения плазмы в первые миллисекунды после включения напряжения. Типичные осциллограммы напряжения и излучения представлены на рисунке 1.30.

Переходный процесс при включении источника питания в условиях прогретого катода до температуры, достаточной для зажигания дугового разряда, выглядел следующим образом. При подаче напряжения от источника питания оно в течение 4 мс возрастает до 280 В и затем в течение нескольких десятков миллисекунд спадает до установившегося значения (не более 20 В), соответствующего стационарному дуговому режиму. Величину достигнутого максимального напряжения обозначим как напряжение пробоя U , приводящего к переходу дугового разряда в

сильноточный режим. Последующее за скачком снижение напряжения горения в переходном процессе после зажигания дуги связано с увеличением температуры катода вследствие его нагрева дугой.

В переходном процессе наблюдается вспышка излучения плазмы длительностью не более 1.5 мс (рисунок 1.30). В эксперименте зарегистрированная вспышка не привязана к определённой координате промежутка, излучение собирается в целом по всей его длине. Заметим, что вспышка возникает еще до скачка напряжения, то есть, в первые 1.5 мс. После вспышки свечение плазмы устанавливалось на практически неизменном уровне, на порядок менее интенсивном, чем в пике вспышки.

Зависимость начального скачка напряжения (U_{peak}) от температуры катодного тигля при зажигании дугового разряда с горячим катодом исследовалась при двух длинах разрядного промежутка — 25 мм и 45 мм.

Эксперименты проводились по следующей схеме. Тигель нагревался до выбранной температуры (около 1.8 кК), а затем на промежуток накладывалось напряжение. Возникал разряд, и регистрировалась амплитуда скачка напряжения. Далее катод разогревался разрядом, что приводило к уменьшению напряжения разряда. В результате ток разряда, ограниченный балластным резистором, устанавливался на уровне 48-51 А. Регистрировались начальная (T_{start}) и конечная (T_{end}) температура катода, амплитуда скачка напряжения (U_{peak}) и величина установившегося напряжения горения дуги (U_{steady}). Результаты представлены в таблице 1.2.

Данные таблицы показывают, что диапазон изменения температуры катода после выхода дуги на установившейся режим (1.97–2.03 кК) примерно вдвое меньше, чем диапазон изменения его начальной температуры (1.88–2.03 кК).

Зарегистрировано, что напряжение пробоя дуги (U_{peak}) монотонно снижается с ростом начальной температуры катода (рисунок 1.31).

Оценим, на сколько меняется концентрация насыщенных паров гадолиния и плотность тока ТЭЭ в пределах измеренных напряжений пробоя дуги U_{peak} . Плотность тока ТЭЭ, рассчитаем по формуле Ричардсона-Дэшмана [68], работа

Таблица 1.2. Параметры переходного процесса при зажигании дугового разряда с нагретым катодом.

Длина промежутка, мм	T_{start} , кК	U_{peak} , В	T_{end} , кК	U_{steady} , В
45	1,91	305	1,99	20,1
45	1,92	295	1,99	19,7
45	1,94	242	1,99	16
45	1,98	148	2,00	12,3
45	2,01	90	2,00	8,9
25	1,88	330	1,97	22,5
25	1,92	328	1,99	19,5
25	1,92	323	1,99	19,5
25	1,92	283	1,98	19,2
25	1,96	194	1,99	15,2
25	1,98	119	1,99	12,3
25	2,02	94	2,03	7,4
25	2,03	74	2,03	7

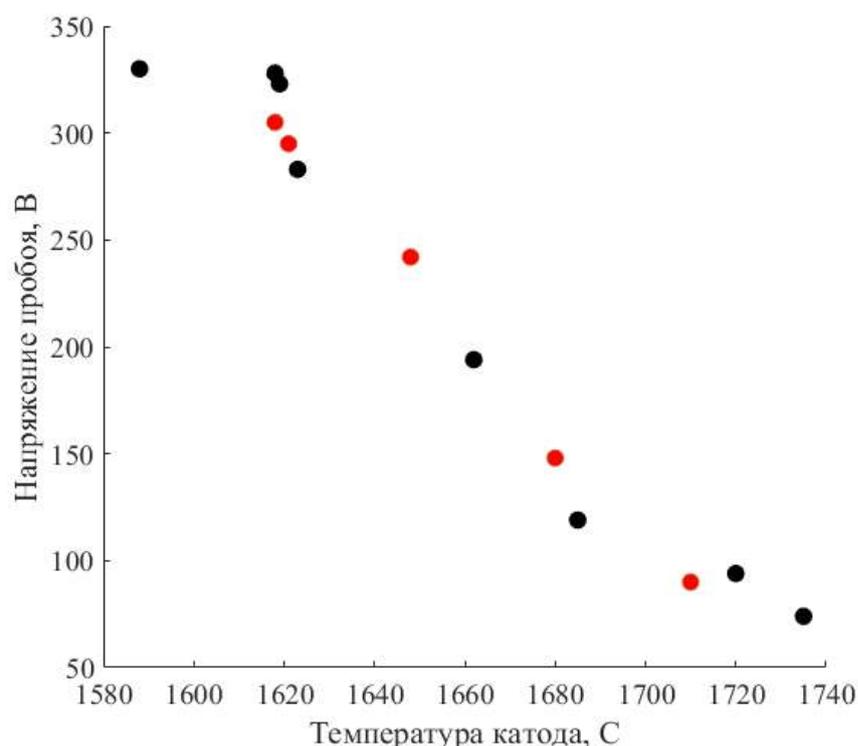


Рис. 1.31. Зависимость напряжения пробоя дуги (U_{peak}) от температуры катода [45]

выхода электронов гадолиния равняется 3 эВ [70]. В области значений начальной температуры катода из таблицы (1.88 – 2.03 кК), концентрация насыщенного пара гадолиния изменяется в диапазоне от $0.7 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а плотность тока ТЭЭ — от 2 до 8 А/см².

При площади поверхности катода $\sim 5 \text{ см}^2$ электронный термоэмиссионный ток после подачи напряжения и догрева катода дугой до температур более 2.0 кК позволял достичь полного тока разряда, обеспеченного, в основном, термоэлектронной эмиссией. По данным [73], на катоде из гадолиния доля тока ТЭЭ составляет около 90% от тока дуги.

До появления плазмы в разрядном промежутке плотность тока ТЭЭ с катода ограничена слоем отрицательного объемного заряда у его поверхности. Для оценки фактической плотности тока электронов с катода можно воспользоваться законом «трёх вторых» [68]. При расстоянии между электродами 45 мм и напряжении на промежутке 300 В из закона «трёх вторых» следует, что плотность тока эмиссии с катода составляет $\sim 0.6 \text{ мА/см}^2$, то есть на четыре порядка меньше

характерного значения плотности тока ТЭЭ. При расстоянии между электродами 25 мм и том же напряжении на промежутке, плотность тока эмиссии составляет ~ 2 мА/см². В эксперименте не обнаружено зависимости скачка напряжения пробоя U_{peak} от размера межэлектродного промежутка при его изменении в пределах 25-45 мм, при том что ток эмиссии с катода увеличивается в ~ 4 раза при уменьшении зазора. Этот факт свидетельствует о том, что в рассматриваемых условиях электронная эмиссия с катода в развитии пробоя не является определяющим фактором.

Для компенсации отрицательного слоя объемного заряда вблизи катода минимальная доля ионного тока на катоде S_i должна быть порядка $(m_e/m_i)^{1/2}$, где m_e и m_i — масса электронов и ионов [68]. Для плазмы гадолиния эта минимальная доля ионного тока составляет $\sim 0.2\%$. Заметим, что по оценкам [73] в самостоятельном дуговом разряде на гадолиниевом катоде доля ионного тока примерно в 30 раз больше.

Возможно, триггером в развитии пробоя после подачи напряжения является термическая ионизация паров гадолиния. По оценкам из уравнения Саха [68] в диапазоне значений температуры катода 1.88–2.03 кК концентрация заряженных частиц в паре вблизи него изменяется в пределах от 9×10^8 см⁻³ до 8×10^9 см⁻³ (потенциал ионизации атома гадолиния — 6.15 эВ [70]). После подачи напряжения на электроды происходит лавинное нарастание концентрации заряженных частиц в промежутке вследствие ионизации пара. Чтобы подтвердить этот механизм развития пробоя, необходимо выполнить оценки времени, необходимого для ионизации пара.

1.5. Выводы к первой главе

В качестве выводов к Главе 1 кратко сформулированы основные полученные результаты в ходе исследования параметров плазмы вакуумной дуги на термоэмиссионном катоде из гадолиния.

Проведен анализ литературных данных, описаны основные свойства катодных материалов, их способности к эмиссии электронов и испарению, определяющие характеристики вакуумных дуг, представлено текущее состояние исследований диффузных вакуумных дуговых разрядов на горячих термоэмиссионных катодах. Представлена схема эксперимента и используемых диагностик при изучении параметров плазменного потока, генерируемого в разряде с катодом из гадолиния, который моделирует процессы испарения и ионизации основного элемента наиболее распространенного сегодня типа ОЯТ — урана.

Экспериментальные исследования интегрального радиального распределения интенсивности излучения ионных и атомных линий гадолиния в дуговом столбе позволили установить геометрические границы плазменной струи, диаметр которой в данной конфигурации составил 20 мм. Полученные результаты диагностики дуги при различных температурах катода демонстрируют возможность широкого варьирования параметров плазмы, включая электронную температуру, энергию ионов и зарядовый состав. Проведенные зондовые измерения подтвердили сходство условий ионизации плазмы как в межэлектродном промежутке, так и в анодной области, что свидетельствует о физическом подобии этих зон. В экспериментах были определены режимы работы разряда, при которых наблюдается максимум интенсивности излучения линий однократно ионизованного гадолиния, где практически отсутствуют ионы кратности два. Эти результаты подтверждены данными измерений массовых спектров ионной компоненты плазмы. Показано, что в диапазоне рабочих напряжений 5–6 В образуется высокоионизированная плазма, состоящая преимущественно из однозарядных ионов, что удовлетворяет требованиям технологии плазменной сепарации к источнику плазмы. Данный факт подтверждается измеренными значениями среднего заряда тяжелых частиц, который достигает единицы при указанных напряжениях. В этом режиме максимальная полная энергия ионов не превышает 15 эВ, что обеспечивает оптимальные условия для сепарационных процессов. Экспериментально определена скорость испарения катодного материала, она составила 1.7-2.8 мг/с, причем этот

показатель может быть увеличен за счет расширения площади катода и повышения разрядного тока. На основе полученных экспериментальных данных было выполнено моделирование адиабатического расширения плазмы через анодное отверстие, позволившее определить пространственное распределение ключевых параметров: плазменного потенциала, концентрации частиц, кинетической энергии ионов и электронной температуры вдоль оси разряда в заанодной области. Исследованы параметры пробоя разрядного промежутка вакуумной дуги с горячим термоэмиссионным катодом из гадолиния. Проведены измерения устанавливающегося напряжения разряда в зависимости от температуры катода в ходе перехода от слабotoчного горения к сильноточному. Исследована зависимость напряжения пробоя разрядного промежутка от температуры катода и расстояния между катодом и анодом. Эти результаты представляют значительную ценность для разработки эффективных плазменных источников, оптимизированных под конкретные технологические задачи.

Глава 2

Потоки плазмы вакуумной дуги с горячим нетермоэмиссионным катодом

В данной Главе описаны результаты исследований вакуумных дуговых разрядов на горячих нетермоэмиссионных катодах. Приведен краткий обзор литературных источников, в которых представлены разряды на катодах из хрома и титана, а также результаты исследования вакуумной дуги на катоде из свинца, выполненные в ходе настоящего исследования.

2.1. Дуги на катоде из хрома и титана

Вакуумные дуги с низкой плотностью тока на катодах с недостатком электронов термоэмиссии широко изучались в нескольких научных группах. Исследовались разряды на катоде из хрома и титана, применялись различные экспериментальные схемы для реализации именно диффузного режима горения дуги. Разряд был реализован как в отсутствии косвенного нагрева катода (хром), так и с применением дополнительного электронного пучка, сканирующего его поверхность (титан). В результате исследований были созданы генераторы плазмы металлов с колоссальной производительностью по величине ионного тока (> 100 А), используемые для обработки поверхностей сталей и создания функциональных покрытий.

Впервые вакуумная дуга с ДКП была описана в работе [63], в которой изучался разряд с катодом из Cr. Использовалась схема без дополнительного нагрева катода, его рабочая температура достигалась путем теплоизоляции катодного тигля. Произведено сравнение характеристик разрядов с ККП и с ДКП при токах в диапазоне 40 – 400 А. Показано, что в дуге с ДКП отсутствуют микрокапли продуктов эрозии хрома, а степень ионизации растет от 10 до 100% с ростом тока.

Авторы [63] отнесли этот разряд к термоэмиссионным и предполагали, что доля электронного тока на катоде разряда должна быть от 0.5 до 0.95, которую обеспечивает неясный механизм аномальной электронной эмиссии.

ВД с диффузной привязкой на катоде из хрома также исследовалась в работе [97]. Хром, использовавшийся в экспериментах [97], представлял собой пластинки и частицы неправильной формы размером от 1 до 5 мм. Для обеспечения теплового и электрического контакта между частицами Cr они спекались в течение часа при температуре около 1.6 кК в молибденовом тигле, нагреваемом ЭЛП. Напряжение на разрядный промежуток подавалось при температуре тигля около 1.9 кК. В большей части экспериментов после возникновения дуги ЭЛП отключали.

В диапазоне токов от 30 до 220 А температура тигля увеличивалась с 1.8 до 2.1 кК (внешний подогреватель тигля выключен), при этом не было обнаружено следов плавления Cr, которое происходит при 2.16 кК [70]. В этих условиях, по оценкам, даже при максимальной температуре тигля (2.1 кК) плотность тока ТЭЭ была, как минимум, на три порядка меньше плотности тока дуги J [97].

На рисунке 2.1 приведены вольт-амперные характеристики разрядов на Cr и Gd, которые были получены при одинаковой геометрии электродов [97].

Как видно, напряжение на термоэмиссионном катоде из Gd значительно больше, чем на неэмиттирующем катоде из Cr. Из рисунка 2.1 следует, что увеличение тока с 30 до 220 А сопровождалось снижением напряжения с 22 до 12 В. Значения измеренной скорости испарения Cr в работах [63] и [97] были близки. Коэффициент электропереноса в разряде на Cr был примерно на порядок больше, чем на Gd, и составлял $\gamma \sim 0.1$ атом/электрон. Из-за более высокой скорости испарения Cr слагаемое ΔQ_{ev} в балансе (1.6), строго говоря, следует учитывать. Величина соответствующей поправки к величине ВЭ, приведенной на рисунке 2.1, может достигать ~ 1 В.

При определении теплового потока из плазмы на хромовый катод эмиссионное охлаждение катода из Cr не наблюдалось. Характер изменения напряжения на дуге с катодами Cr и Gd при большой мощности ЭЛП также существенно раз-

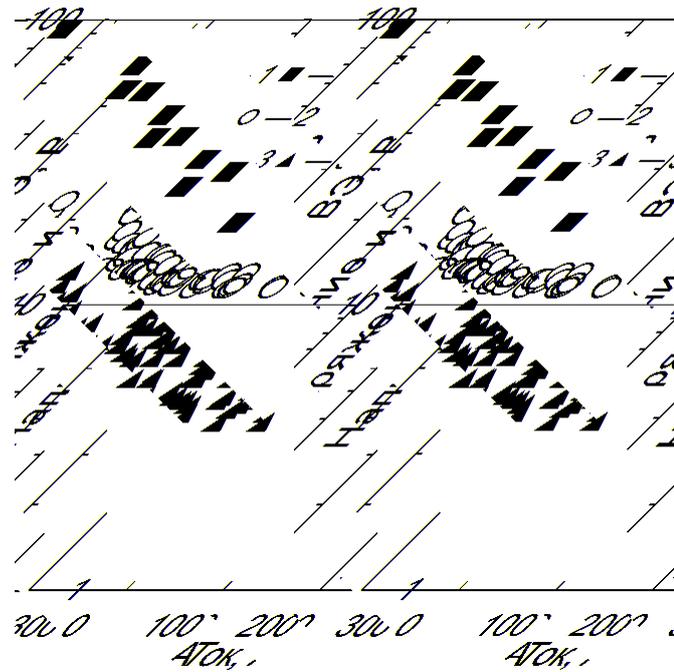


Рис. 2.1. ВАХ разряда на гадолинии (1) и хроме (2), вольтов эквивалент V_{ef} для хрома (3), $N = 0$ [37; 97]

личался. В разряде на катоде из Cr с ростом мощности напряжение принимало постоянное значение 7 В, а на Gd — 3 В.

В работе [98] описана качественная модель катодного слоя (КС) дуги на легкоплавких катодах, в которой учитываются результаты экспериментов [97]. В соответствии с этой моделью распределение потенциала в КС является немонотонным, максимум потенциала находится на расстоянии порядка длины ионизации от катода L_{ion} . По оценкам [98], для разряда на катоде из хрома длина ионизации составляет ~ 0.3 мм. Вблизи максимума потенциала находится и максимум температуры электронов. Диффузионное и дрейфовое слагаемые в уравнении движения электронов вблизи катода компенсируют друг друга, так что электронный ток на поверхности катода $J_e \approx 0$. Энергия, необходимая для ионизации пара, поступает в катодную область вследствие электронной теплопроводности.

Энергия, выделившаяся в КС, отводится теплопроводностью вглубь катода, и выносится электронами в сторону анода, поэтому величина катодного падения:

$$V_c \approx V_{ef} + 2.5kT_e/e, \quad (2.1)$$

где T_e — температура электронов вблизи максимума потенциала. Вблизи максимума потенциала градиент температуры электронов мал, поэтому электронную теплопроводность в балансе энергии (2.1) можно не учитывать. Принимая для оценок $T_e \approx 2$ эВ, из этого баланса энергии можно найти величину катодного падения для разряда на катоде из Cr $V_c \approx 10 - 15$ В, что близко к полному падению напряжения на дуге.

Диффузная вакуумная дуга широко изучалась для задач нанесения покрытий на основе титана [99; 100]. При условиях на катоде диффузной ВД атом-электронное соотношение для титана $S_{ae} > 1$. Особенностью описанных в научной литературе экспериментальных схем был непосредственный нагрев поверхности титана электронным пучком. В этих экспериментах плотность тока электронного пучка была существенно ниже плотности тока дуги, поэтому пучок не был основным источником ионизации частиц в плазме.

Первое упоминание диффузной вакуумной дуги с титановым катодом было сделано в работе [101]. Ее целью являлось, в основном, измерение пространственного распределения электрического потенциала в разрядном промежутке для построения теоретической модели диффузного разряда. В работе [101] титановый катод располагался в теплоизолированном молибденовом тигле диаметром 5 мм. Анод находился на расстоянии 70 мм от катода. Электронная пушка, используемая для нагрева катода, располагалась за анодом, и генерировала пучок, распространявшийся по оси разряда через отверстие в аноде (рисунок 2.2). Варьирование параметров пучка позволяло изменять ток разряда от 0.1 до 12 А в несамостоятельном режиме. Измерения распределения потенциала плазмы осуществлялось путем измерения плавающего потенциала подвижным зондом, и дальнейшего пересчета данных плавающего потенциала в потенциал пространства с известной температурой электронов ~ 2 эВ.

По данным авторов, распределение электрического потенциала внутри разрядного промежутка немонотонно и сильно зависит от мощности электронного пучка. Так при одинаковом токе дуги 2 А, максимум потенциала уменьшался от 120

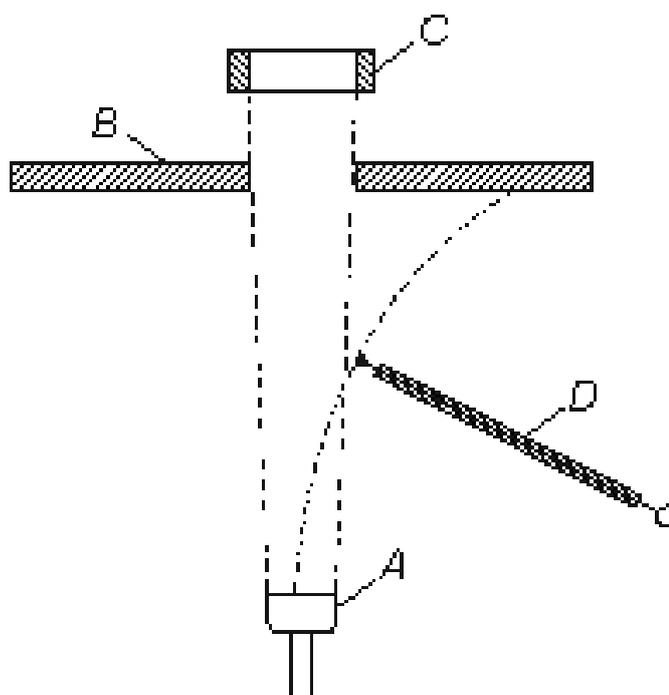


Рис. 2.2. Схема экспериментальной установки диффузной вакуумной дуги на катоде из титана [101]. А — катод, В — анод, С — электронная пушка, D — зонд

до 45 В при увеличении мощности пучка от 100 до 200 Вт. При этом напряжение дуги падало с 12 до 4 В. Более подробно распределение потенциала в дуговом разряде измерено авторами при помощи вспомогательной экспериментальной схемы с изменяемым атом-электронным соотношением в газовом разряде. Показано, что атом-электронное отношение определяет форму распределения электрического потенциала в разряде, при атом-электронном отношении, превышающем единицу, в распределении потенциала присутствует «горб», а при увеличении концентрации электронов потенциал может стать монотонным. Сравнивая же диффузную и контрагированную дуги авторы приходят к выводу, что физические процессы в них одинаковы, отличие состоит только в реализующейся плотности тока и внешнем виде разряда. Значительная часть работы [101] посвящена также обсуждению разности между скоростями эрозии катодного материала в дуге и при испарении в вакуум без дуги. По мнению авторов, именно наличие «горба» потенциала позволяет объяснить различия в скоростях эрозии, наблюдаемых в эксперименте.

Активное исследование диффузного вакуумного дугового разряда с катодом из титана для практического применения производилось двумя группами ученых

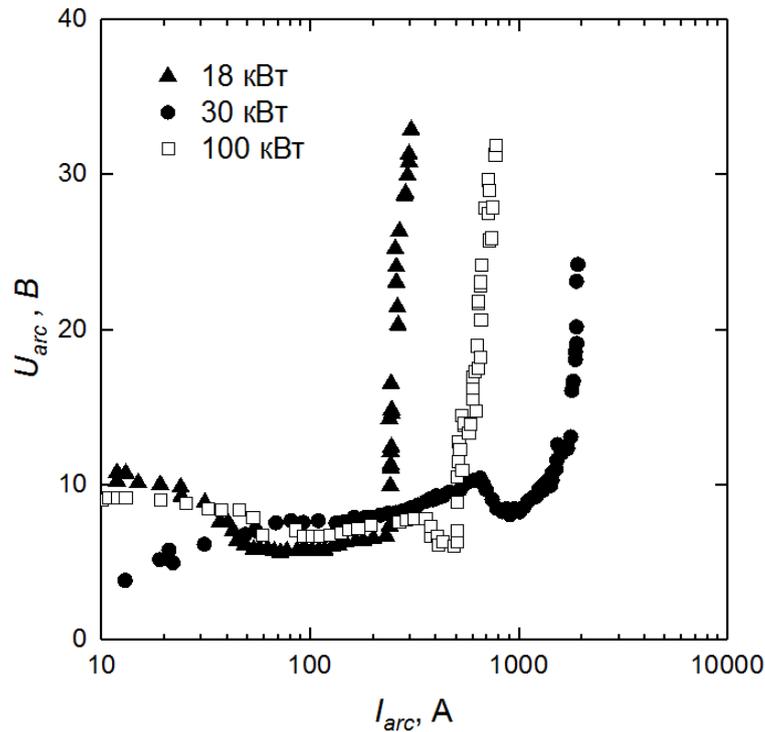


Рис. 2.3. Напряжение дуги как функция тока из работы в зависимости от мощности электронного пучка, греющего катод [37; 102]

в Германии [102; 103] и Японии [66; 104].

В работах [102; 103] для нагрева титана использовалась электронная пушка мощностью до 300 кВт. Координата привязки пучка управлялась магнитной системой. Ток реализованного дугового разряда достигал 2 кА при напряжении, не превосходящем 30 В. Вольтамперные характеристики этого разряда в зависимости от мощности электронного пучка представлены на рисунке 2.3.

Ионный ток, регистрируемый на обрабатываемой подложке варьировался в пределах 5-15 % от тока дуги. По оценкам, степень ионизации плазмы у подложки превышала 50%. Анализ напыления показал, что поверхность пленки титана, полученная при испарении электронным пучком в присутствии дуги, является более гладкой и плотной, чем при испарении только при помощи электронного пучка. Эти работы получили дальнейшее развитие, напыление начало производиться в присутствии кислорода или азота, и в дополнение к катоду, расходуемым также

стал и анод [105; 106].

Свойства плазмы, реализующейся в подобной системе с титановым катодом, подробнее изучены в работе [104]. Автор [104] называет полученный разряд дугоподобным, а механизм генерации плазмы в нем аналогичен диффузной дуге на катоде из хрома [63]. Н.Кажіока в своей работе разделяет идею о проявлении титановым катодом эффекта аномальной эмиссии электронов. Мощность электронного пучка, греющего катод достигала 9 кВт, длина разрядного промежутка составляла 50 мм. Заземленная разрядная камера выступала коллектором ионного тока, также в ней располагался датчик для измерения скорости осаждения титанового покрытия. К инициации разряда приводило прикладывание к аноду напряжения 20 В. Отмечено, что плазма становилась нестабильной при уменьшении напряжения анода ниже 20 В. Ток разряда изменялся в диапазоне 10-60 А. Исходя из представленных в работе фотографий, свечение плазмы в высокой степени равномерно (рисунок 1.1). Спектральная диагностика оптического излучения плазмы разряда показала присутствие только атомов и однократно заряженных ионов титана.

Автором [104] исследовались осциллограммы тока, напряжения дуги, тока коллектора и тока электронного пучка. Анализ осциллограмм показал, что колебания параметров разряда вызваны в основном нестабильностью тока электронного пучка, и ток эмиссии электронной пушки может служить эффективным рычагом управления анодного тока и других параметров разряда. Рисунок 2.4 отражает связь напряжения разряда, тока эмиссии электронов, плотности тока на коллекторе и скорость осаждения на него. Аналогичные зависимости получены и при варьировании тока разряда. Основываясь на измерениях скорости осаждения титана, в работе была оценена скорость ионизации, необходимая для поддержания разряда, она составила $\sim 3 \times 10^{24}$ ионов/м³с. Также показано, что максимум скорости ионизации приходится на напряжение разряда 60 В, при напряжении 20 В она падает до 50% от максимального. Скорость ионизации аналогично снижается и при уменьшении разрядного тока. Поверхности, подверженные ионной имплантации

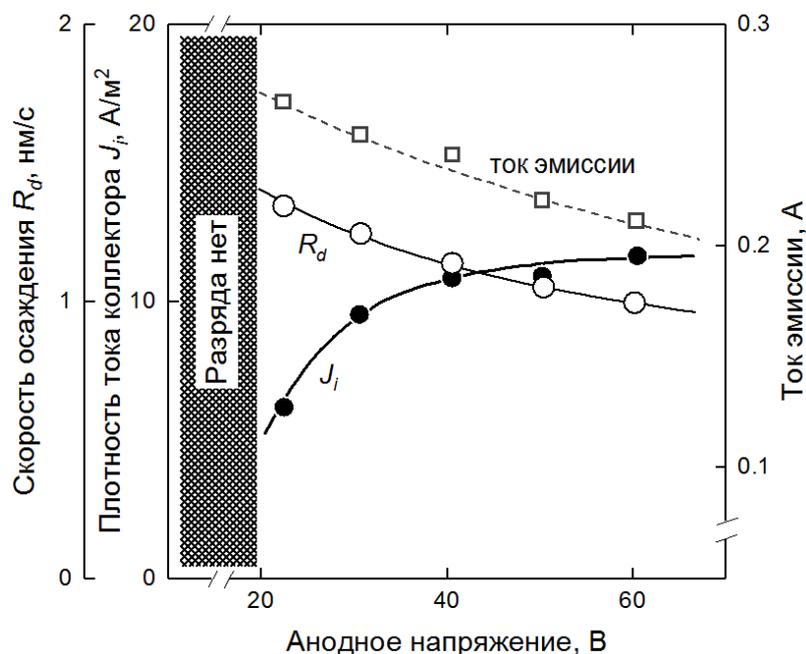


Рис. 2.4. Средние значения тока эмиссии, тока коллектора и скорости осаждения в зависимости от напряжения дуги [37; 104]

из данного разряда, анализировались в работе [107]. Капли катодного материала на них не обнаружены.

Интерес к разрядной схеме с нагревом катода электронным пучком не ослабевает и в настоящее время. В работе [108] исследуется влияние формы анода и присутствия магнитного поля на параметры образующейся плазмы. Катодом служит титан или хром в виде стержня диаметром 20 мм и длиной 150 мм, расположенный в водоохлаждаемом тигле. Электронный пучок мощностью до 30 кВт сканировал поверхность испаряемого материала и фокусировался в пятно размером 1 мм. Исследовалось 4 типа анода: 1 — вольфрамовая проволока диаметром 3 мм закрученная в кольцо диаметром 60 мм (площадь анода 10 см²), 2 — кольцевой анод увеличенной площади 200 см² (позволило понизить напряжение разряда и уменьшить вероятность образования анодных пятен), 3 — тугоплавкая проволока скрученная в виде спирали с протекающим через нее электрическим током для генерации магнитного поля и увеличения степени ионизации плазмы, 4 — кольцевой анод большой площади с соленоидом. Для анализа плазмы использовались плоский зонд, многосеточный зонд (для анализа энергетического спектра ионов),

коллектор ионов диаметром 25 см (для сбора полного ионного тока), а также масс-спектрометр.

Мощность электронного пучка существенно влияла на характеристику разряда в данной работе. Разряд переходил в дуговую фазу из слаботочной только при мощности пучка более 1.2 кВт, когда давление паров катода превышало величину $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Повышение мощности от 2 до 3.5 кВт в разряде на хромовом катоде понижало напряжение дуги в 1.5-2 раза на всей вольтамперной характеристике, также это приводило к ослабеванию шумов в спектре колебаний напряжения разряда. Вид вольтамперной характеристики для разрядов на хrome и титане был схожий. При увеличении тока от 1 до 20 А напряжение резко уменьшалось на 30-50 В до минимального значения, определяемого мощностью электронного пучка, а далее с ростом тока до 220 А медленно росло на несколько единиц вольт.

Результат сравнения плотностей ионного тока, зарегистрированного на коллекторе, в зависимости от формы анода показал, что наиболее эффективная конструкция — четвертая, где присутствует магнитное поле. Максимальная регистрируемая плотность тока в присутствии магнитного поля составляла 14 мА/см^2 при токе дуги 160 А, что до двух раз превышало ионный ток при других анодах. Зависимости электронной температуры и степени ионизации плазмы от величины магнитного поля представлены на рисунке 2.5. Средняя энергия ионов в дуге по данным авторов [108] составляла 6 эВ, повышение магнитного поля увеличивало энергию ионов до 11 эВ.

В заключении авторы [108] отмечают недостаток термоэмиссионного тока с катода и надеются, что полученные в работе данные позволят объяснить природу переноса заряда на катоде. Разряд является технологичным источником плазмы, успешно поддающимся управлению, что в перспективе позволяет эффективно использовать его для создания покрытий с высокой производительностью.

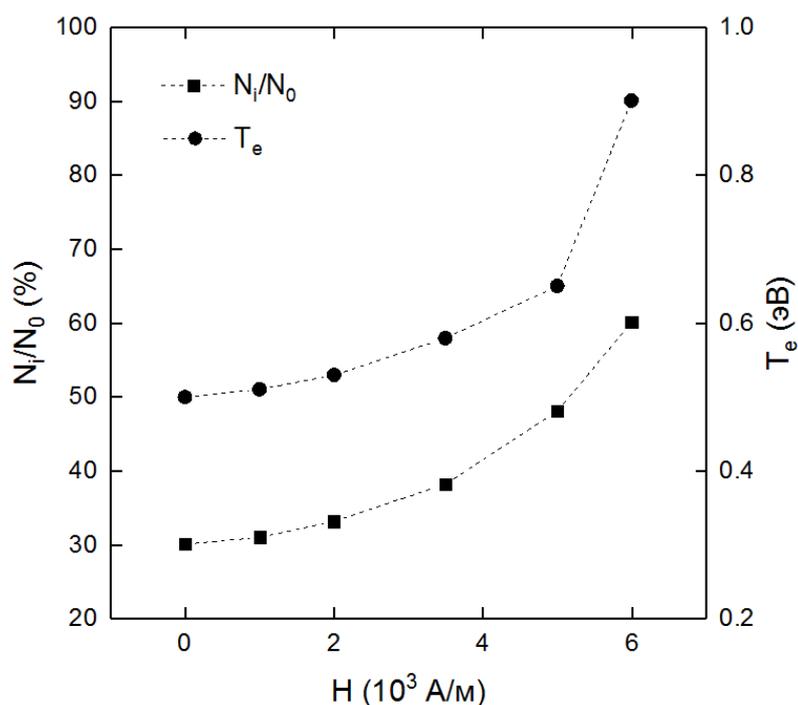


Рис. 2.5. Электронная температура и степень ионизации потока плазмы как функция величины магнитного поля [37; 108]

2.2. Дуга на горячем свинцовом катоде

В данном разделе описаны результаты экспериментального исследования впервые полученной вакуумной дуги на горячем нетермоэмиссионном катоде из Рb, а также сопоставлены параметры разряда на Рb с характеристиками вакуумных дуг с ДКП на Cr [97] и Gd [9; 12; 15]. Важно отметить, что для всех рассмотренных случаев геометрии разрядов были близкими, что существенно упрощало сравнение.

Принципиальная схема эксперимента повторяла используемую в экспериментах с катодом из Gd и представлена на рисунке 2.6.

Дуга зажигалась в вакуумной камере с давлением остаточных газов менее 10 мПа. Источником питания дуги служил выпрямитель с выходным напряжением 380 В, величина тока задавалась балластным сопротивлением. Свинец, являющийся катодом дуги, помещался в теплоизолированный молибденовый тигель, под которым располагался ЭЛП, позволявший менять его температуру при постоянном токе дуги. Анодом дуги являлся водоохлаждаемый стальной диск диаметром

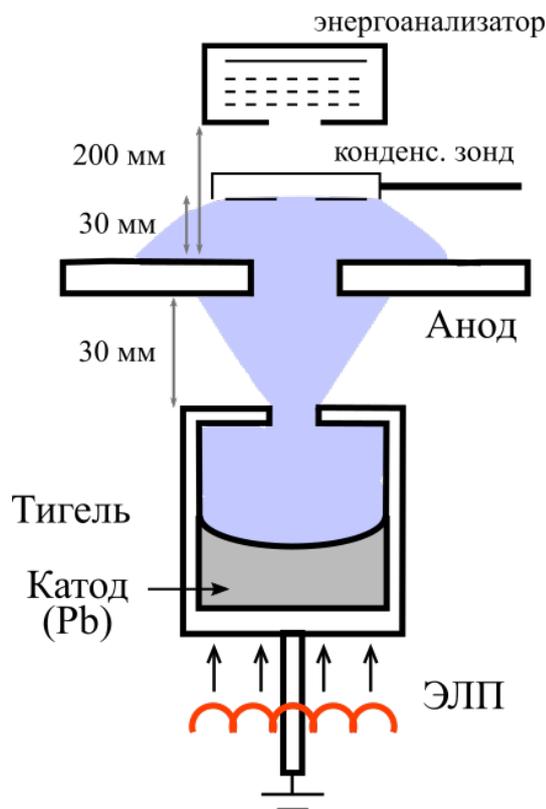


Рис. 2.6. Схема эксперимента с вакуумной дугой на подогреваемом катоде из свинца [1]

120 мм, имевший центральное отверстие диаметром 14 мм. Расстояние между электродами составляло около 30 мм.

Во всех экспериментах измерялись ток I и напряжение V_a разряда, а также мощность N внешнего ЭЛП. Температура тигля регистрировалась яркостным пирометром. Погрешность измерения температуры была на уровне 3 % и была подтверждена в контрольном эксперименте при сопоставлении температуры, измеряемой пирометром, и температуры насыщенных паров свинца [72] поверхностью катода, давление которых уравнивало груз известной массы. Излучение плазмы дуги регистрировалось спектрометром SDH-IV в диапазоне длин волн 200 - 600 нм. Диагностика плазмы в заанодном пространстве осуществлялась при помощи конденсационного и одиночного зондов.

Конденсационный зонд использовался для измерения среднего заряда тяжелых частиц потока плазмы, вылетающей в пространство за анодом. Зонд располагался на расстоянии около 30 мм на анодом. Зонд являлся подвижным и мог выдвигаться в область распространения плазменного потока и выдвигаться из нее.

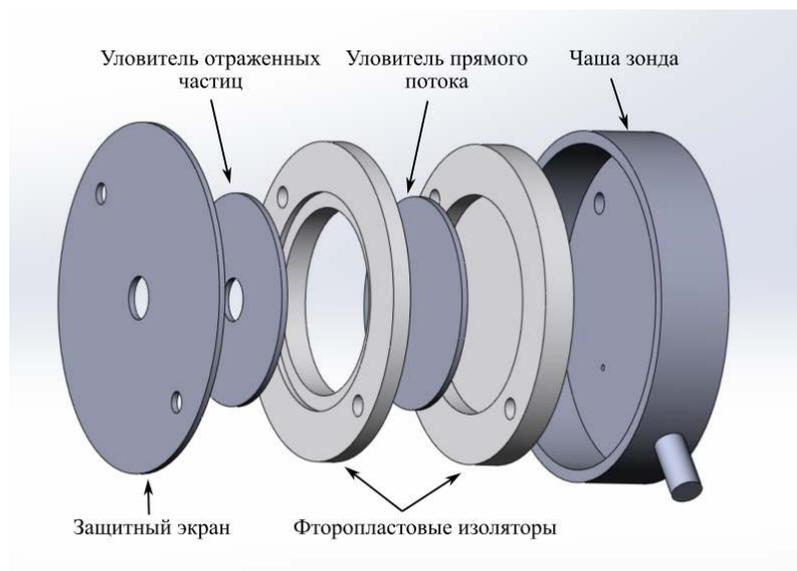


Рис. 2.7. Конструкция конденсационного зонда

Схема конструкции конденсационного зонда использовавшегося в этих экспериментах изображена на рисунке 2.7.

Диаметр отверстия в зонде составлял 7 мм. Для улавливания частиц зонд содержал в своей конструкции приемник прямого и обратного потоков, что увеличивало его эффективный коэффициент сбора вещества. Расстояние между уловителем отраженных частиц и коллектором составляло 4 мм. При расчете среднего заряда учитывалась масса вещества, оседающего как на уловителе прямого потока, так и на уловителе отраженных частиц. Уловитель прямого потока также являлся коллектором ионов, к нему во время измерения прикладывался потенциал -30 В относительно катода разряда и измерялся ток, протекший в его цепи. Ток измерялся мультиметром RIGOL DM3085E каждые 0.1 с. Интегрирование протекшего тока с целью определения осевшего заряда производилось численным методом.

Энергия ионов измерялась многосеточным зондом, частично модифицированным по отношению к описанному в Главе 1. Конструкция зонда включала систему сеточных электродов и коллектор ионов. Сетки подобраны таким образом, чтобы размеры ячеек были меньше радиуса дебая анализируемой плазмы. Первый, обращенный к плазме, электрод экранировал исследуемую плазму от потенциалов внутренних сеток и был заземлен. На второй электрод подавалось отрицательное

напряжение для разрыва плазмы, то есть отталкивания электронов из анализируемого потока. Исследуемые частицы тормозились задерживающим потенциалом третьего электрода. Варьируя тормозящий потенциал и измеряя ток коллектора, регистрировалась кривая задержки ионного тока. Ионы плазмы, обладающие достаточной энергией, могли преодолеть потенциальный барьер, созданный электродом и попасть на коллектор. Дифференцирование кривой задержки позволяло получить энергетический спектр исследуемых частиц. Дифференцирование производилось численным методом. Регистрация сигнала тока ионов на коллекторе производилась при помощи осциллографа Tektronix TDS 2024C. Сигнал ионного тока усреднялся 126 раз для увеличения соотношения сигнал/шум. Когда измерения энергий не производились, для защиты контактов зонда от запыления продуктами испарения катода, на пути распространения плазмы к зонду устанавливалась преграда в виде металлической пластины. На время измерения пластина убиралась. Методом взвешиваний измерялась скорость испарения катода.

В экспериментах использовались молибденовые тигли, высота которых составляла 26 мм, внешний диаметр — 24 мм. Тигли накрывались молибденовой крышкой высотой 2 мм, имевшей отверстие диаметром 6 мм. В ряде экспериментов использовались тигли высотой 14 мм.

Разряд инициировался по следующей схеме. В предварительно отоженный тигель помещалось 10–20 г свинца марки С1, который затем нагревался при помощи ЭЛП до температуры $T_c \approx 1.25$ кК. При данной температуре давление насыщенных паров свинца достигало $p_s \approx 0.13$ кПа при концентрации $n_s \approx 8 \times 10^{15}$ см⁻³ [72]. После подачи напряжения на электроды в системе наблюдалось либо непосредственное зажигание дугового разряда, либо возникновение слаботочного разряда с параметрами $I \approx 10$ мА и $V_a \approx 350$ В, который в большинстве случаев переходил в дуговой режим при незначительном повышении температуры тигля (результаты исследования слаботочного разряда подробно описаны ниже, а также в работе [11]).

В ходе экспериментов удалось реализовать вакуумный дуговой разряд с ДКП

на подогреваемом свинцовом катоде в широком диапазоне параметров: токи 10–75 А, напряжения 11–25 В при мощности электронного подогрева $N = 0–150$ Вт. Температура тигля варьировалась в пределах 1.15–1.65 кК в зависимости от тока разряда и мощности подогрева. Важно отметить, что внешний подогрев требовался только для инициирования разряда — после зажигания дуги его можно было отключать ($N = 0$).

Согласно данным [70], работа выхода свинца составляет $\varphi = 4.0$ эВ. Расчет плотности тока термоэлектронной эмиссии по формуле Ричардсона-Дэшмана [68] для характерной температуры катода 1.4 кК дает значение $j_{em} \approx 10^{-6}$ А/см², что на шесть-восемь порядков ниже наблюдаемой в эксперименте средней плотности тока дуги на катоде $J_c \approx 5 – 20$ А/см². При этом при оценке величины J_c было сделано предположение, что весь ток дуги замыкается исключительно на поверхность жидкого свинца.

На рисунке 2.8 представлены кадры видеосъемки вакуумного дугового разряда на горячем катоде из свинца. В начале эксперимента, пока уровень расплавленного Рb в тигле остается высоким, наблюдается вылет капель со скоростью, превышающей 1 м/с. Примечательно, что аналогичное образование капель происходит и при испарении свинца из того же тигля в отсутствие дугового разряда. С течением времени (через несколько минут) количество рабочего вещества уменьшается, и выброс капель прекращается. Мониторинг процесса вылета капель осуществлялся двумя способами: визуальным (с помощью видеосъемки разряда при скорости затвора видеокамеры 0.04 мс) и инструментальным (посредством осциллографирования напряжения дуги).

На рисунке 2.9 представлены осциллограммы напряжений, демонстрирующие стационарный режим работы разряда (рисунок 2.9а) и режим с одиночным броском напряжения (рисунок 2.9б), возникающим при вылете капли. Как видно из представленных данных, в исследуемом разряде отсутствуют хаотические пульсации напряжения, типичные для разрядов с катодными микропятнами [60].

На рисунке 2.10 показана ВАХ самостоятельного разряда ($N = 0$) на свин-

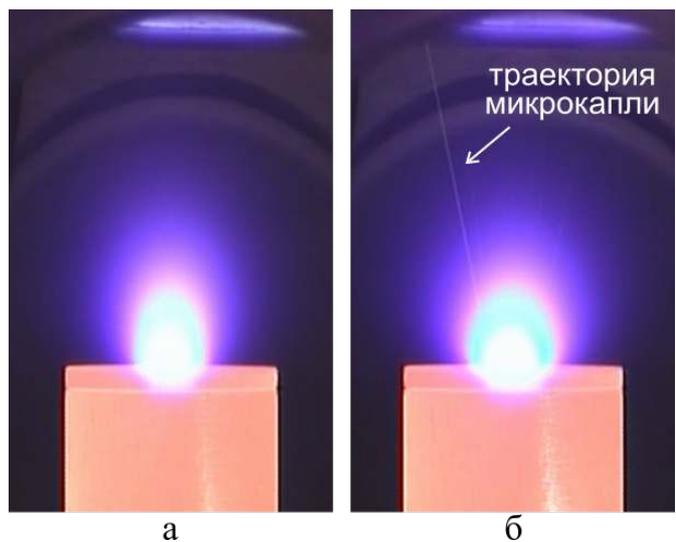


Рис. 2.8. Фотография вакуумной дуги на катоде из свинца $I = 14$ А, $V_a = 13.5$ В, $T_c = 1.33$ кК: а — стационарный разряд, б — режим с микрокаплями [8]

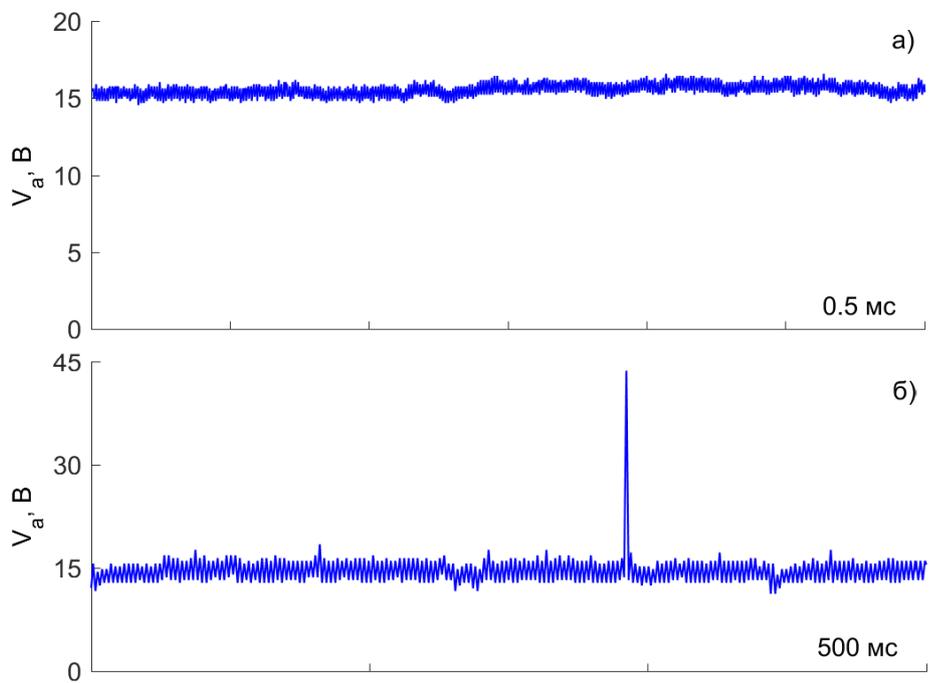


Рис. 2.9. Осциллограммы напряжения дуги ($I = 26$ А) стационарного режима (а) и режима с одиночным броском напряжения (б) [8]

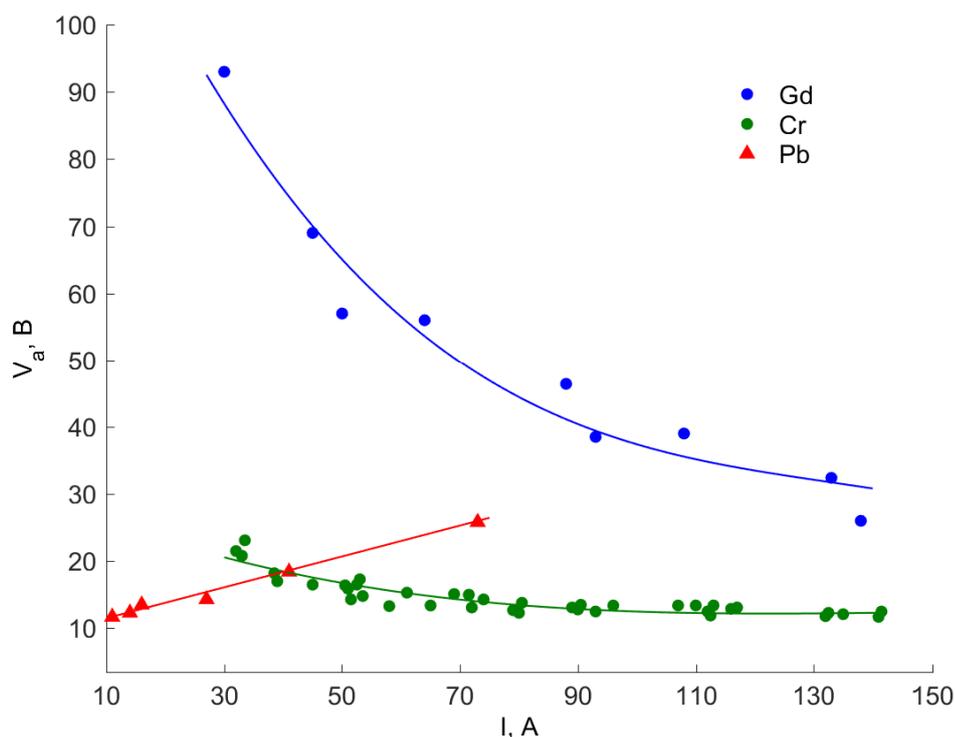


Рис. 2.10. ВАХ самостоятельного разряда на катодах из Pb, Cr и Gd [8]

цовом катоде в сравнении с аналогичными данными для разрядов на катодах из гадолиния и хрома [97]. Характерно, что разряды на Gd и Cr обладают падающими ВАХ, в то время как для свинцового катода наблюдается противоположная тенденция — рост напряжения при увеличении тока разряда.

На рисунке 2.11 представлены зависимости температуры тигля и напряжения дуги V_a от мощности ЭЛП. При увеличении мощности ЭЛП до 100 Вт напряжение на свинцовой дуге возрастает, при дальнейшем росте мощности наблюдается его стабилизация и даже некоторое снижение. В отличие от этого, в разрядах на катодах из Gd и Cr напряжение V_a монотонно уменьшается с ростом мощности: для гадолиния оно снижается примерно до 3 В [73], а для хрома — до 7 В [97].

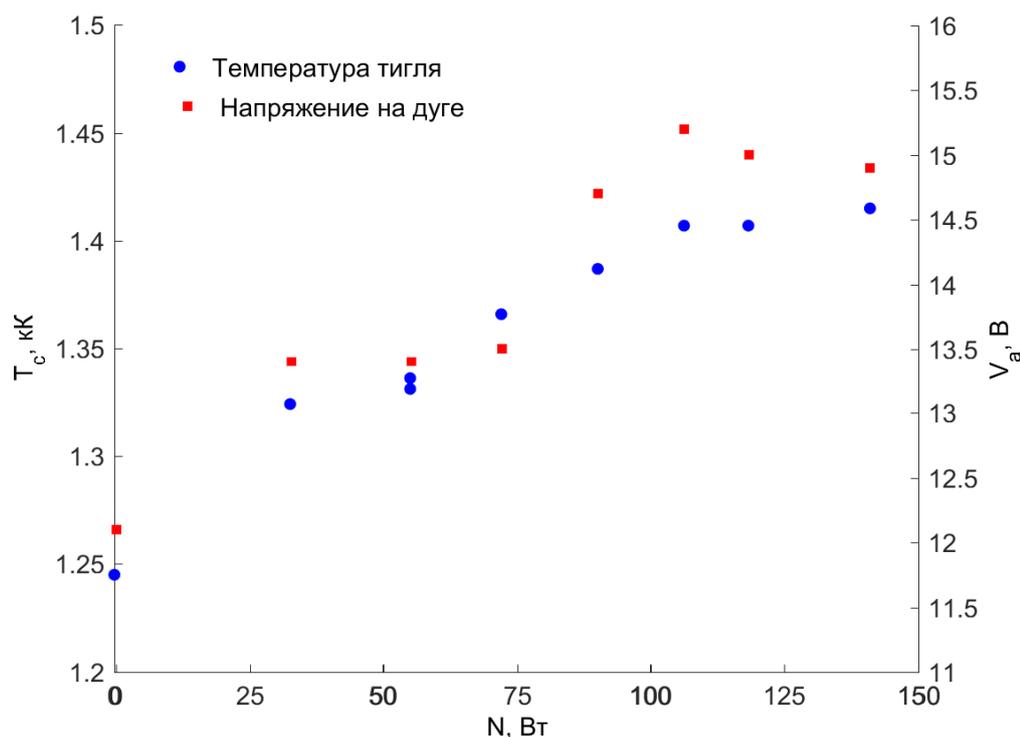


Рис. 2.11. Зависимость температуры тигля и напряжения на дуге от мощности подогрева ($I = 14$ A = const) [8]

2.3. Скорость испарения свинца из катодного тигля в присутствии разряда

Скорость испарения свинца в дуговом разряде (G_a) определялась путем взвешивания тигля до и после проведения эксперимента. Параллельно, в соответствии с методикой, описанной в работе [109], проводился расчет скорости испарения свинца в отсутствие дугового разряда (G_0). В указанной работе для расчета G_0 в условиях сплошной среды применяется модель, предполагающая разделение области течения пара на тонкий неравновесный Кнудсеновский слой у поверхности испарения и основную область течения за пределами этого слоя.

Расход свинца во внешней области течения с площадью поперечного сечения F_s рассчитывается по формуле:

$$G_0 = m_a n_0 u_0 F_s, \quad (2.2)$$

где n_0 и u_0 — концентрация и скорость пара, m_a — масса атома. Соотношение (2.2) можно представить в виде:

$$G_0 = M_0 F_s P_0 \sqrt{\frac{\gamma m_a}{k_B T_0}}, \quad (2.3)$$

где P_0 и T_0 — давление и температура пара, γ — показатель адиабаты, k_B — постоянная Больцмана, $M_0 = u_0 \sqrt{\rho_0 / \gamma P_0}$ — число Маха для идеального газа, ρ_0 — плотность пара. С помощью задания граничных условий $P_0/P_s = \alpha(M_0)$, $T_0/T_s = \beta^2(M_0)$ на фронте испарения, связывающих величины P_0 и T_0 с давлением насыщенных паров P_s и температурой поверхности T_s , можно переписать выражение (2.3) в виде:

$$G_0 = g(M_0) F_s P_s \sqrt{\frac{m_a}{2\pi k_B T_s}}, \quad (2.4)$$

где $g(M_0) = \sqrt{10\pi/3} M_0 \alpha(M_0) / \beta(M_0)$ — газокинетический коэффициент испарения для одноатомного газа, который учитывает отличие скорости испарения от максимально возможной величины, которая достигается при испарении в вакуум в Кнудсенском режиме ($g = 1$).

Число Маха M_0 определяется геометрией течения. Уравнение, определяющее число Маха M , следует из системы законов сохранения для стационарного потока в канале заданного сечения $F(x)$, где x — продольная координата [82]:

$$\frac{M^2 - 1}{M^2(1 + (\gamma - 1)M^2/2)} \frac{dM^2}{dx} = \frac{2}{F} \frac{dF}{dx} \quad (2.5)$$

Из уравнения (2.5) вытекает важное следствие: при немонотонном изменении сечения канала и нулевом давлении на бесконечности, в сечении с минимальной площадью $F(x) = F_m$ число Маха достигает единицы. Это условие позволяет получить аналитическое выражение, связывающее число Маха M_0 с геометрией канала через отношение площадей минимального сечения F_m к площади испаряющей поверхности F_s (при показателе адиабаты $\gamma = 5/3$):

$$\frac{F_s}{F_m} = \frac{1}{M_0} \left[\frac{3 + M_0^2}{4} \right]^2 \quad (2.6)$$

При расчете коэффициента испарения g была использована аппроксимация граничных условий, полученных в работе [110]:

$$\frac{P_0}{P_s} = \alpha(M_0) = \frac{1 + \frac{9}{8}\sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0 + \frac{5}{3}M_0^2 \left(1 + \frac{1}{8}\sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0\right)}{\left(1 + \frac{5}{3}M_0^2 + \sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0\right) \left(1 + \frac{5}{3}M_0^2 + \frac{5}{4}\sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0 \left(1 + \frac{M_0^2}{3}\right)\right)} \quad (2.7)$$

$$\frac{T_0}{T_s} = \beta^2(M_0) = \frac{\left(1 + \frac{5}{3}M_0^2 + \sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0\right)^2}{\left(1 + \frac{5}{3}M_0^2 + \frac{5}{4}\sqrt{\frac{5\pi}{6}}M_0 \left(1 + \frac{M_0^2}{3}\right)\right)^2} \quad (2.8)$$

Граничные условия (2.7) и (2.8) соответствуют средним значениям параметров $\alpha(M_0)$ и $\beta^2(M_0)$ в пределах диапазона, приведенного в работе [110]. На рисунке 2.12 представлены расчетные зависимости, демонстрирующие изменение числа Маха M_0 на поверхности испарения, коэффициента испарения g и отношения концентраций паров n_0/n_s (концентрации над поверхностью к концентрации насыщенных паров) в зависимости от геометрического параметра F_m/F_s , характеризующего соотношение площадей минимального сечения канала и испаряющей поверхности.

В экспериментальных условиях при использовании тигля с крышкой, где отношение площадей составляло $F_m/F_s = 0.09$, расчет по уравнению (2.6) дает значение числа Маха $M_0 = 0.05$, что соответствует отношению концентраций паров $n_0/n_s = 0.95$ и коэффициенту испарения $g = 0.15$. На основе известной температурной зависимости давления насыщенных паров свинца, приведенной в [70], была получена итоговая формула, связывающая скорость испарения G_0 с температурой тигля.

$$G_0 = 9.39 \times 10^8 \sqrt{\frac{1}{T_c}} \exp\left(-\frac{22.646}{T_c}\right) \quad (2.9)$$

где температура тигля T_c выражена в [кК], а скорость испарения G_0 — в [мг/с].

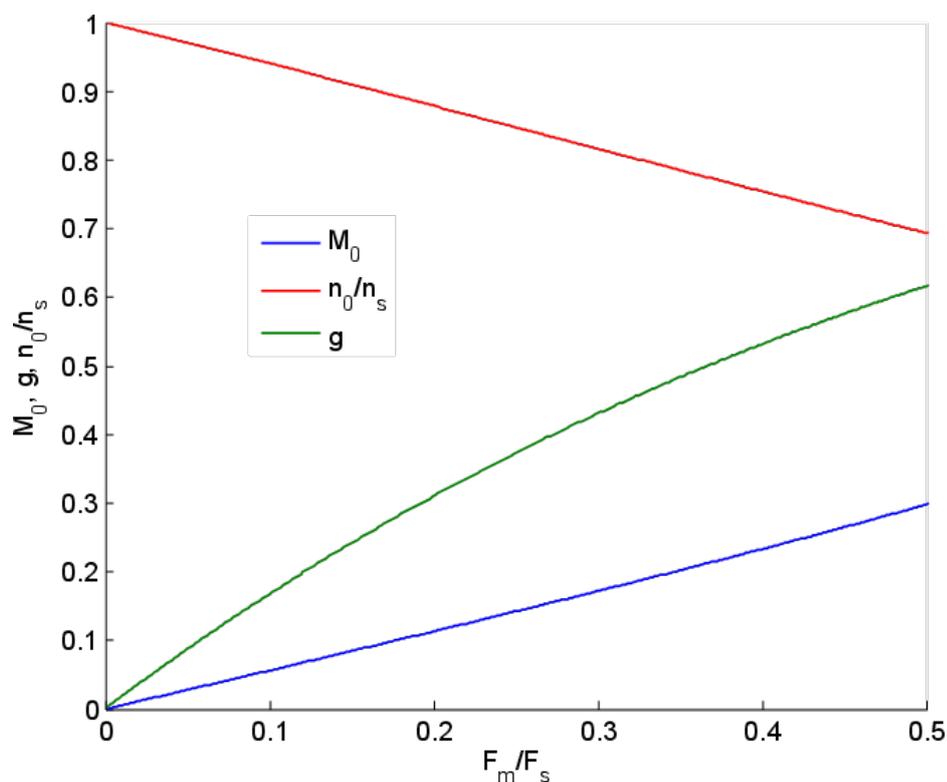


Рис. 2.12. Параметры потока пара в зависимости от отношения площадей сечений

Экспериментальные измерения скорости термического испарения свинца при нагреве тигля электронно-лучевым подогревом (без дугового разряда) показали хорошее согласие между расчетами по формуле (2.9) и экспериментальными данными, с погрешностью не более 10%. На рисунке 2.13 представлено сравнение экспериментально измеренных скоростей испарения свинца в дуговом разряде (G_a) и при термическом испарении (G_0), рассчитанных по формуле (2.9). Результаты демонстрируют, что наличие дугового разряда снижает скорость испарения свинца примерно в два раза по сравнению с термическим испарением. Подобный эффект уменьшения скорости испарения в дуговом разряде по сравнению с термическим испарением ранее наблюдался и для катодов из гадолиния, что было зафиксировано в [82].

Полученные результаты свидетельствуют, что в экспериментах без дугового разряда около 85% испарившихся атомов свинца возвращались обратно на поверхность, не покидая пределов тигля, что соответствует коэффициенту испарения $g = 0.15$. В условиях же дугового разряда, доля возвращающихся на катод атомов и

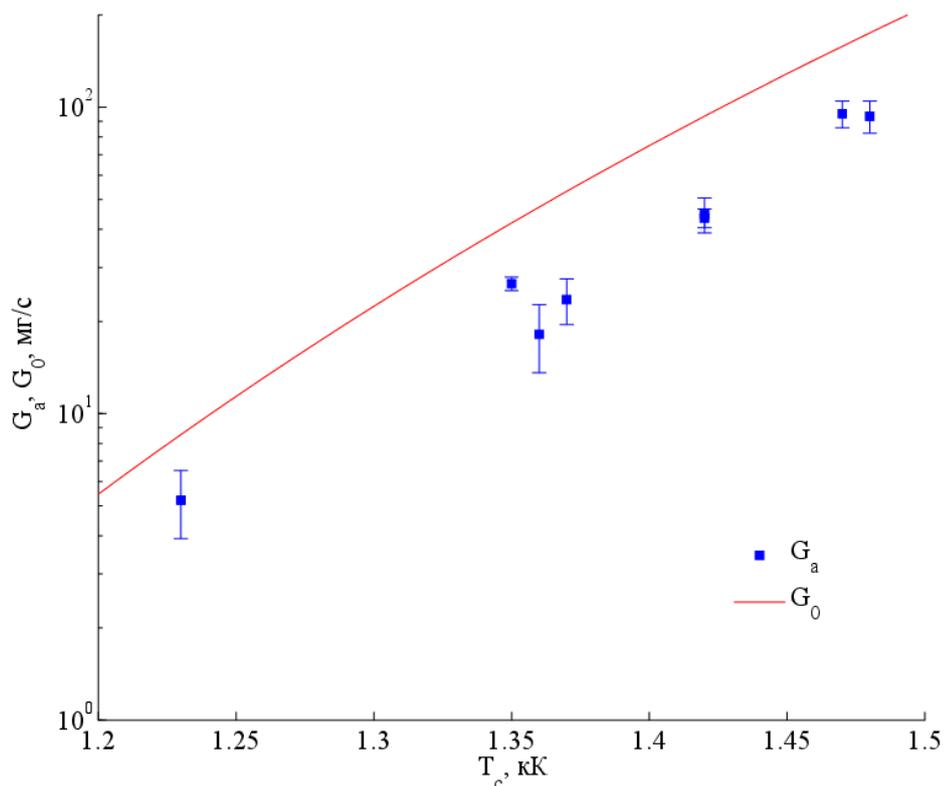


Рис. 2.13. Скорость эрозии свинца в дуге G_a и расчетная скорость испарения в вакуум G_0 [8]

ионов свинца достигает 90–95%.

Удельная эрозия свинцового катода в дуговом разряде составляла от 1 до 2.8 мг/Кл, при этом коэффициент электропереноса находился в диапазоне $\chi = 0.5-1.3$ атома на электрон.

2.4. Тепловой режим работы катода

При исследовании дугового разряда на свинцовом катоде была определена мощность Q_c , передаваемая плазмой на катод. Методика измерений включала два этапа: сначала регистрировалась калибровочная зависимость температуры катода T_c от мощности ЭЛП N_0 в отсутствие дуги ($I = 0$), затем фиксировалась аналогичная зависимость $T_c(N_a)$ при наличии дугового разряда. При допущении, что энергетические потери тигля через тепловое излучение и теплопроводность определяются исключительно его температурой T_c , и учитывая баланс энергетических

потоков для случаев нагрева только ЭЛП и комбинированного воздействия «ЭЛП + дуговой разряд» (при одинаковой температуре катода), по методике, аналогичной приведенной в работе [73], было получено:

$$N_0 - N_a = Q_c + N_{ev0} - N_{ev} - N_{em} \quad (2.10)$$

где N_{ev0} и N_{ev} — мощности потерь энергии на испарение атомов при калибровке и горячей дуге соответственно, N_{em} — потери энергии на эмиссию электронов. Разделив уравнение (2.10) на ток дуги I , получаем соотношение для вольтова эквивалента V_c мощности Q_c :

$$V_c = V_h - (G_0 - G_a)(q_{ev} + 2k_B T_c / m_a) / I + (\varphi_e + 2k_B T_c) S_e / e \quad (2.11)$$

где $V_h = (N_0 - N_a) / I$, $q_{ev} = 0.8$ кДж/г — теплота испарения Pb [70], S_e — доля тока термоэлектронной эмиссии на поверхности катода. Последнее слагаемое в уравнении (2.11) представляет собой потери энергии на эмиссию электронов [73].

На рисунке 2.14 представлена экспериментально полученная калибровочная зависимость температуры пустого тигля T_c от мощности электронного подогрева N_e (где N_e — мощность ЭЛП при нагреве пустого тигля), которая была аппроксимирована степенной функцией. Используя эту аппроксимацию совместно с результатами, изложенными в разделе 2.3, была вычислена калибровочная кривая $T_c(N_0)$, описывающая нагрев тигля со свинцом в отсутствие дугового разряда. Данная зависимость дополнительно учитывает энергетические потери, связанные с процессом испарения атомов свинца:

$$N_0 = N_e + G_0(q_{ev} + 2k_B T_c / m_a) \quad (2.12)$$

Как видно из рисунка 2.14, расчетная кривая $T_c(N_0)$ согласуется с экспериментальными точками, что подтверждает достоверность вычисления G_0 .

На рисунке 2.14 дополнительно показаны температурные зависимости температуры тигля $T_c(N_a)$, полученные при токах дуги 14 и 23 А. В области малых

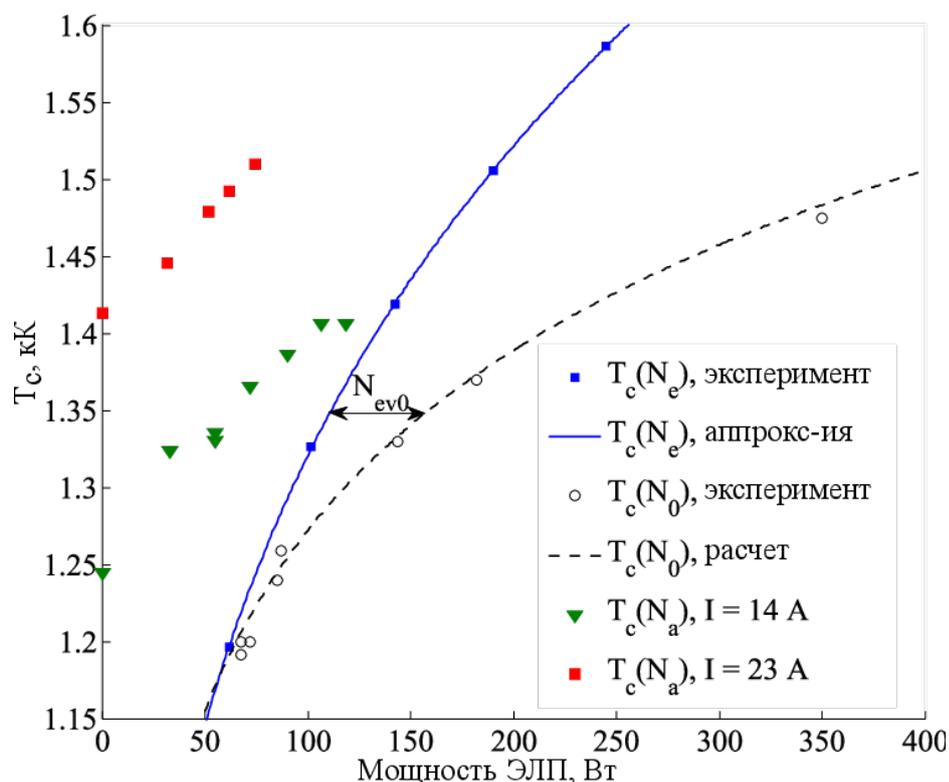


Рис. 2.14. Тепловые потоки из плазмы на катод дуги. $T_c(N_e)$ — калибровочная кривая для пустого тигля, $T_c(N_0)$ — калибровочная кривая для тигля со свинцом, $T_c(N_a)$ — зависимость температуры катода дуги от мощности ЭЛП, N_{ev0} — мощность потерь на испарение атомов [8]

температур T_c , где потери на испарение незначительны, мощность, передаваемая плазмой на катод, определяется как разность между мощностями электронного подогрева, требуемыми для достижения одинаковой температуры в дуговом и калибровочном экспериментах. Однако в общем случае для точного расчета необходимо применять уравнение (2.11), учитывающее различие в скоростях испарения свинца при наличии и отсутствии дугового разряда при одинаковой температуре катода.

Анализ экспериментальных данных, представленных в разделе 2.3, позволил установить соотношение скоростей испарения $G_a = 0.5G_0$ для проведенных экспериментов. С учетом этого соотношения расчет ВЭ V_c по уравнению (2.11) для тиглей высотой 26 и 14 мм при варьировании тока дуги от 13 до 43 А дает значения в диапазоне 4–10 В. При этом отношение вольт-эквивалента V_c к общему напряжению дуги составляло 0.3–0.5.

Экспериментальные данные свидетельствуют о принципиальном различии

тепловых режимов работы свинцового и хромового [97] катодов по сравнению с катодом из гадолиния [12; 73]. В случае гадолиниевого катода при значительной мощности подогрева тепловой поток из плазмы Q_c компенсируется потерями на эмиссионное охлаждение, что приводит к стремлению ВЭ теплового потока V_c к отрицательным значениям и проявляется в охлаждающем действии дуги на катод, при этом доля термоэлектронной эмиссии S_e приближается к единице [73]. В отличие от этого, в разряде на свинцовом катоде во всех исследованных режимах эффект охлаждения катода зафиксирован не был.

2.5. Параметры плазменного потока

Электронная температура плазмы дугового разряда определялась с помощью одиночного зонда Ленгмюра, установленного в области за анодом на расстоянии приблизительно 7 см от него. На рисунке 2.15 показаны полученные экспериментальные зависимости: результаты изменения электронной температуры T_e от величины тока разряда I для самостоятельного разряда ($N = 0$), а также изменение T_e в зависимости от мощности подогрева N при фиксированном токе дуги $I = 14$ А.

Анализ данных, представленных на рисунках 2.10, 2.11 и 2.15, выявил следующую особенность: несмотря на рост напряжения разряда, электронная температура демонстрирует снижение как при увеличении тока дуги, так и при повышении мощности подогрева тигля. Наблюдаемый эффект может объясняться существенным ростом концентрации паров свинца в разрядном промежутке. В частности, для дуги с током 14 А повышение мощности ЭЛП с 30 до 110 Вт вызывает увеличение температуры катода с 1.3 до 1.4 кК, что, согласно данным [70], приводит к трехкратному росту концентрации насыщенных паров — 1.4×10^{16} см⁻³ до 4.2×10^{16} см⁻³. Примечательно, что такое увеличение плотности паров сопровождается сопоставимым по величине (примерно трехкратным) снижением электронной температуры, как это видно из рисунка 2.15.

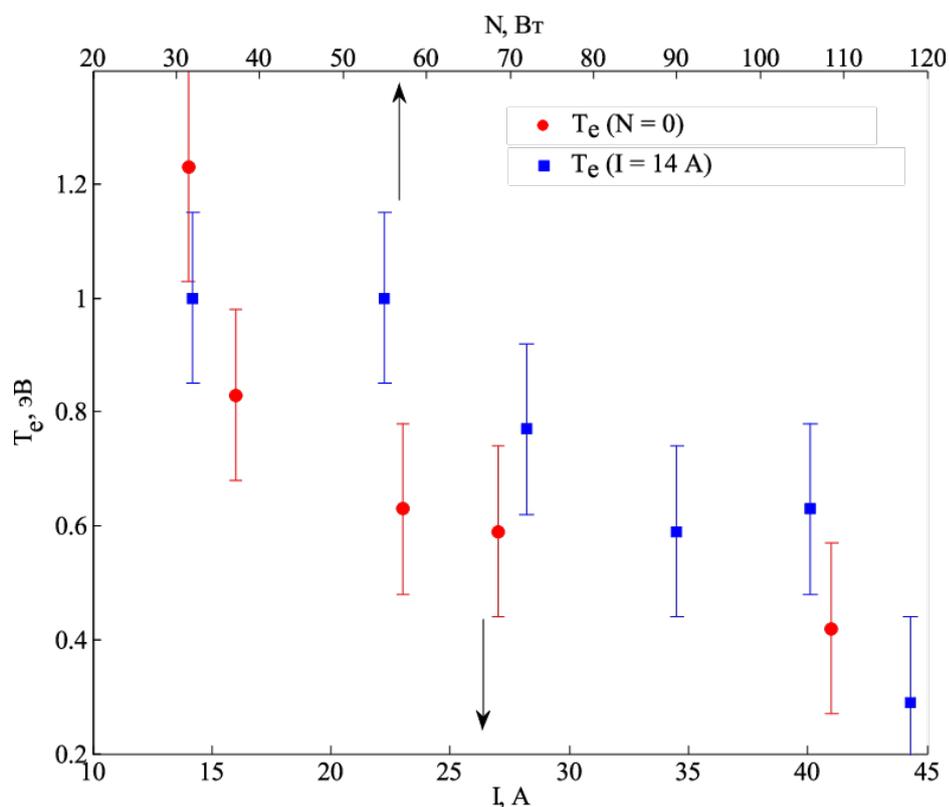


Рис. 2.15. Температуры электронов в заанодной области разряда на расстоянии 7 см от анода при независимом изменении тока дуги и мощности ЭЛП [8]

Спектральный анализ плазменного излучения выявил наличие как свинцовых атомов и ионов, так и атомов молибдена, составляющего материал тигля. В аналогичных экспериментах с хромовым катодом [111], проводившихся при более высоких температурах тигля (~ 2 кК), в плазменной струе обнаруживались исключительно хромовые частицы. Это различие позволяет предположить нетермический механизм попадания молибдена в плазму. Следует отметить, что массовые потери материала тигля (~ 10 мг) были на три порядка меньше, чем общая масса испарившегося свинца в ходе эксперимента.

Проводился анализ пространственного распределения излучения плазмы дуги. Схема сбора излучения приведена на рисунке 2.16. Изображение разряда в масштабе 1:1.05 перестраивалось собирающей линзой в фокальную плоскость объектива, который передавал излучение на спектрометр. Размер пятна сбора излучения составлял 2 мм. Измерения проводились на оси разряда в 4-ех точках, отстоящих на высоте 2, 4, 6 и 8 мм от крышки тигля (см. Рисунок 2.16). Ток разряда

в эксперименте составлял 14 А, а напряжение — 14,1 В.

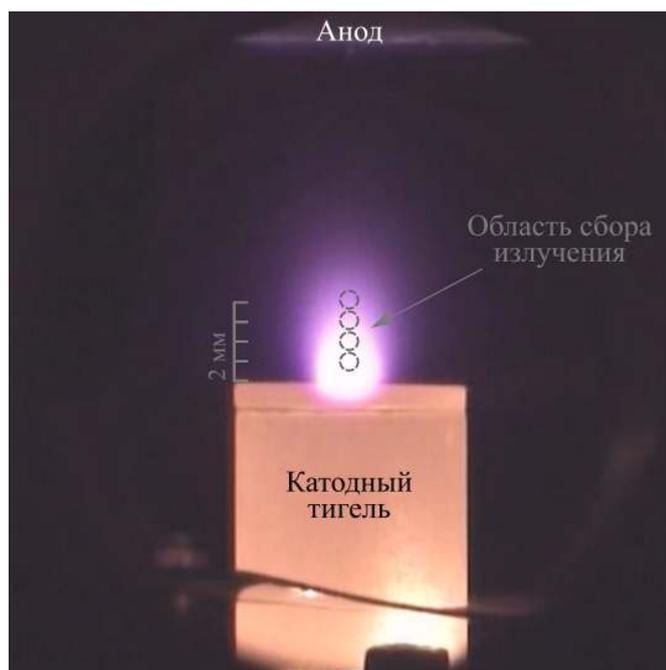


Рис. 2.16. Схема сбора излучения плазмы вакуумной дуги на катоде и свинца [1]

На рисунке 2.17 представлен пример зарегистрированного спектра излучения плазмы дугового разряда. Обнаруженные спектральные линии соответствуют атомам свинца.

Зарегистрированные спектры излучения плазмы анализировались на предмет изменения плазменных параметров вдоль оси разряда по высоте: изменение интенсивности линий атомов свинца, а также температуры возбуждения энергетических уровней T_{ex} . Наблюдение производилось за набором линий, представленных в таблице 2.1 [91].

На рисунке 2.18 изображен график зависимости интенсивности излучения некоторых спектральных линий из таблицы 2.1 от расстояния до крышки катодного тигля. Согласно данным рисунка, интенсивность линий падает в 5-7 раз при увеличении расстояния от катода. Если температура электронов по высоте остается постоянной, то можно ожидать, что концентрация атомов свинца уменьшается подобным образом.

Используя относительные интенсивности спектральных линий, была оценена температура возбуждения энергетических уровней атомов свинца. В предполо-

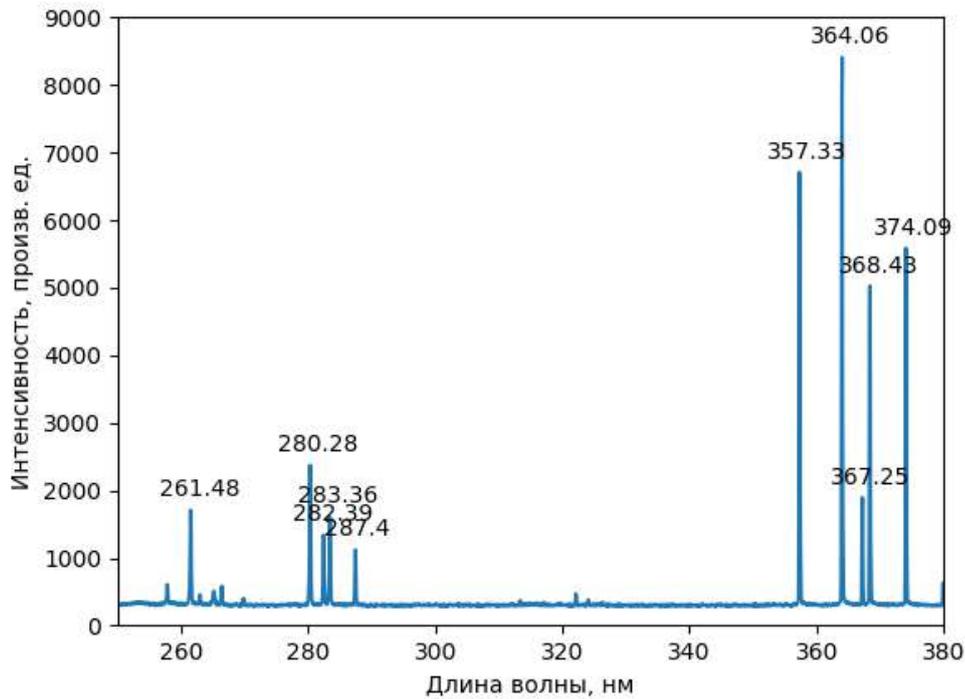


Рис. 2.17. Пример спектра излучения плазмы диффузного вакуумного дугового разряда на свинцовом катоде

жении равновесного заселения энергетических уровней с энергетическим параметром распределения T_{ex} , отношение интенсивностей двух спектральных линий частиц одного сорта I_1/I_2 зависит от параметров соответствующих радиационных переходов следующим образом [112]:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\lambda_2 A_1 g_1}{\lambda_1 A_2 g_2} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T_{ex}}\right) \quad (2.13)$$

где λ_1, λ_2 — длины волн линий, A_1, A_2 — коэффициенты Эйнштейна, g_1, g_2 — статистические веса соответствующих верхних уровней переходов, E_1, E_2 — энергии возбуждения верхних уровней переходов, k_B — постоянная Больцмана. Наклон линейной зависимости логарифма отношения I_1/I_2 измеренного экспериментально от разности верхних уровней переходов характеризует T_{ex} . Интенсивности линий при обработке данных вычислялись относительно интенсивности базовой линии $\lambda' = 266.4$ нм, выбранной произвольно. Пример применения метода, основанного на формуле (2.13), представлен на рисунке 2.19. Температура заселения,

Таблица 2.1. Спектральные линии Рb I, за которыми производилось наблюдение

λ , нм	Коэф. Эйнштейна A , с^{-1}	Стат. вес	Энергия возбужд. E , эВ
261.5	1.9×10^8	5	5.71
266.4	6.7×10^7	5	5.97
280.3	1.61×10^8	7	5.74
282.4	2.7×10^7	5	5.71
287.4	3.8×10^7	5	5.63
364.1	3.2×10^7	3	4.37
368.5	1.37×10^8	1	4.33

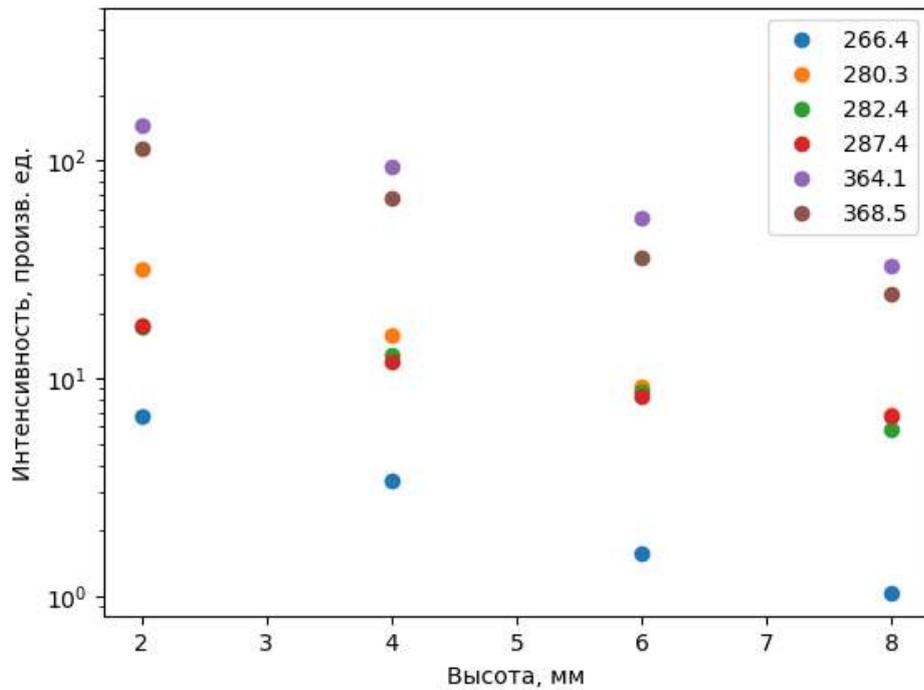


Рис. 2.18. Зависимости интенсивности излучения спектральных линий атомов свинца от расстояния до крышки катодного тигля

определенная по его данным, составляет 0.35 эВ. Погрешность метода по оценкам составляет около 50 %. Если плазма в области измерений находится в состоянии локального термодинамического равновесия то T_{ex} совпадает с температурой электронов.

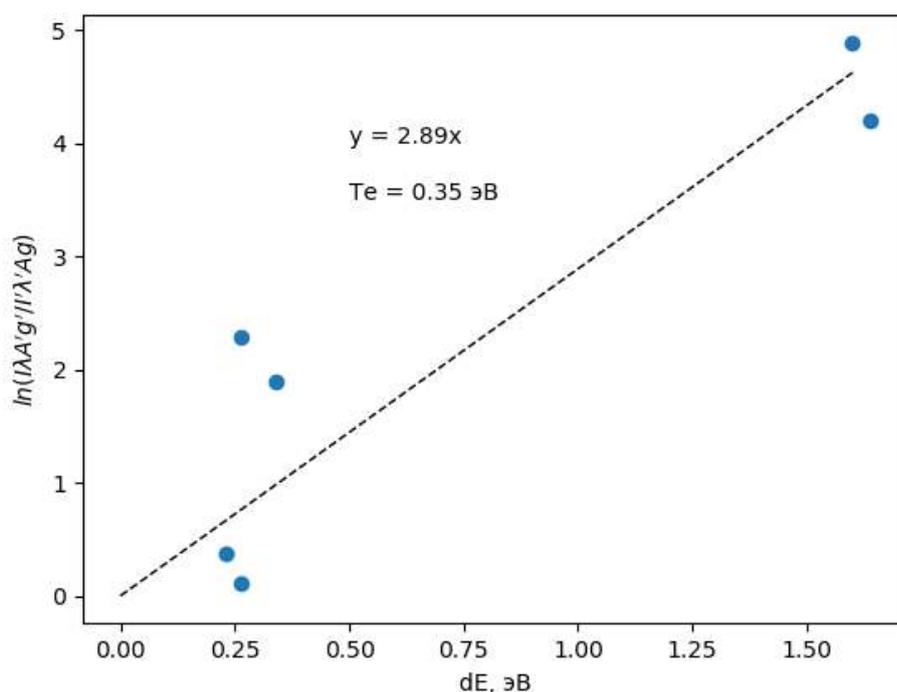


Рис. 2.19. Пример применения метода относительных интенсивностей спектральных линий для определения T_{ex}

Используя метод относительных интенсивностей, была получена зависимость температуры возбуждения от расстояния до катодного тигля. Она изображена на рисунке 2.20. Рисунок 2.20 демонстрирует, что температура возбуждения меняется слабо и находится на уровне 0.35 эВ. Малые значения температуры возбуждения и температуры электронов (рисунок 2.15) позволяют объяснить отсутствие в регистрируемом спектре (при использованном времени накопления сигнала) излучения ионных линий (энергия ионизации свинца 7.4 эВ [70]). Количественные данные об энергии электронов, полученные оптическим методом, на качественном уровне согласуются с данными зондовой диагностики.

Была оценена концентрация атомов свинца в основном состоянии в нижней точке наблюдения по степени поглощения резонансных линий. Коэффициент поглощения, k , в центре спектральной линии λ определяется выражением [113]:

$$k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c} \sqrt{\frac{\pi M}{2RT}} \lambda n f_{ik} \quad (2.14)$$

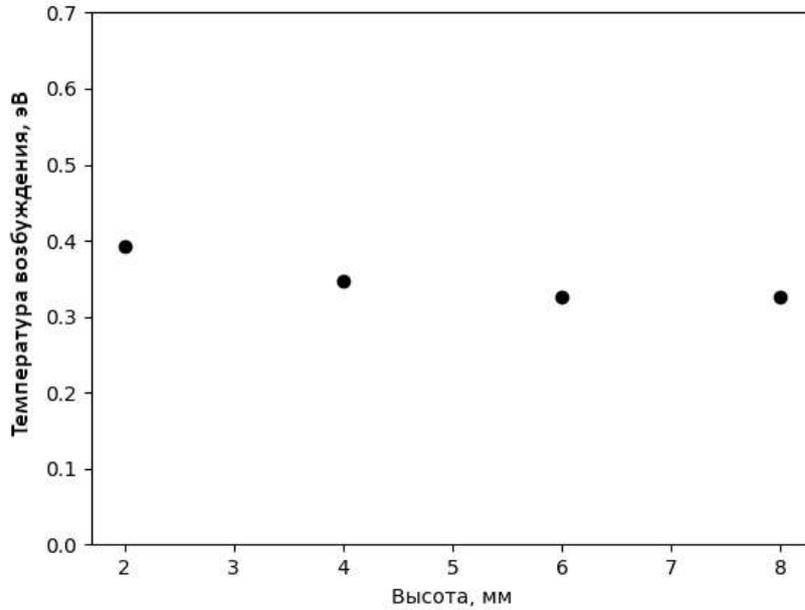


Рис. 2.20. Зависимость температуры возбуждения от расстояния до катодного тигля [1]

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, e — заряд электрона, m_0 — масса электрона, c — скорость света, M — молярная масса поглощающих частиц, R — универсальная газовая постоянная, T — температура поглощающих частиц, n — концентрация поглощающих частиц, f_{ik} — сила осциллятора перехода.

Считалось, что коэффициент поглощения k постоянен вдоль оси сбора излучения. В этом случае, из уравнения переноса излучения [112], можно получить выражение для ослабления интенсивности излучения в центре линии, вышедшей из объема плазмы длиной L (в экспериментах принималось равной 6 мм):

$$\frac{I^{abs}}{I_0} = \frac{1 - \exp(-kL)}{kL} \quad (2.15)$$

где I^{abs} — интенсивность в центре линии с учетом поглощения, I_0 — интенсивность в центре линии в отсутствие поглощения. Рассмотрев теперь выражение (2.13) в случае, когда одна из линий подвержена поглощению, и подставив (2.15), получаем что:

$$\frac{I_1^{abs}}{I_2} = \frac{1 - \exp(-kL)}{kL} \frac{\lambda_2 A_1 g_1}{\lambda_1 A_2 g_2} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T_{ex}}\right) \quad (2.16)$$

Из формулы (2.16) видно, что если из экспериментально измеренного отношения интенсивности линии, среди которых одна подвержена поглощению, известно значение T_{ex} , то можно установить значение концентрации поглощающих частиц (2.14). Так анализировались интенсивности резонансной линии 283.4 нм и линии со слабым поглощением 266.4 нм. В результате, оцененная концентрация атомов свинца на расстоянии 2 мм над отверстием в катодом тигле составляла $5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Определение среднего заряда тяжелых частиц Z_i производилось при помощи конденсационного зонда. Измерения проводились при токах разряда 17 и 30 А, напряжение дуги при этом составляло 14.7 и 16 В при температурах тигля 1.4 и 1.5 кК соответственно. Экспозиция конденсационного зонда в плазменном потоке составляла 2 минуты, этого оказалось достаточно для того, чтобы на уловители осело вещество, массу которого возможно было измерить лабораторными весам с точностью 0.001 г. Ток ионов на конденсационном зонде при токе разряда 17 А составлял в среднем 8 мА. Результаты измерения среднего заряда, полученные путем вычисления отношения протекшего заряда ионов через зонд к осевшей массе, следующие. При токе дуги 17 А средний заряд тяжелых частиц плазмы составил 0.13 e , при токе дуги 30 А средний заряд составил 0.33 e .

Анализ экспериментальных данных показывает существенные различия в параметрах плазмы свинца и гадолиния в дуговом разряде. Плазма свинца демонстрирует более низкие значения электронной температуры T_e и среднего заряда Z_i по сравнению с ранее исследованной плазмой гадолиния (Глава 1). Такое различие параметров выражается также в отличающихся коэффициентах электропереноса χ . Для дуги на гадолинии ($\chi \approx 0.025$ ат/эл) этот параметр почти на порядок ниже, чем для дуги на свинце ($\chi \approx 0.9$ ат/эл), то есть на каждый испарившийся атом Gd в разряде приходится примерно на порядок больше энергии.

Энергетические спектры ионов измерялись при токах дугового разряда в диапазоне 10 – 30 А. Пример спектра представлен на рисунке 2.21 для режима разряда при токе 24 А.

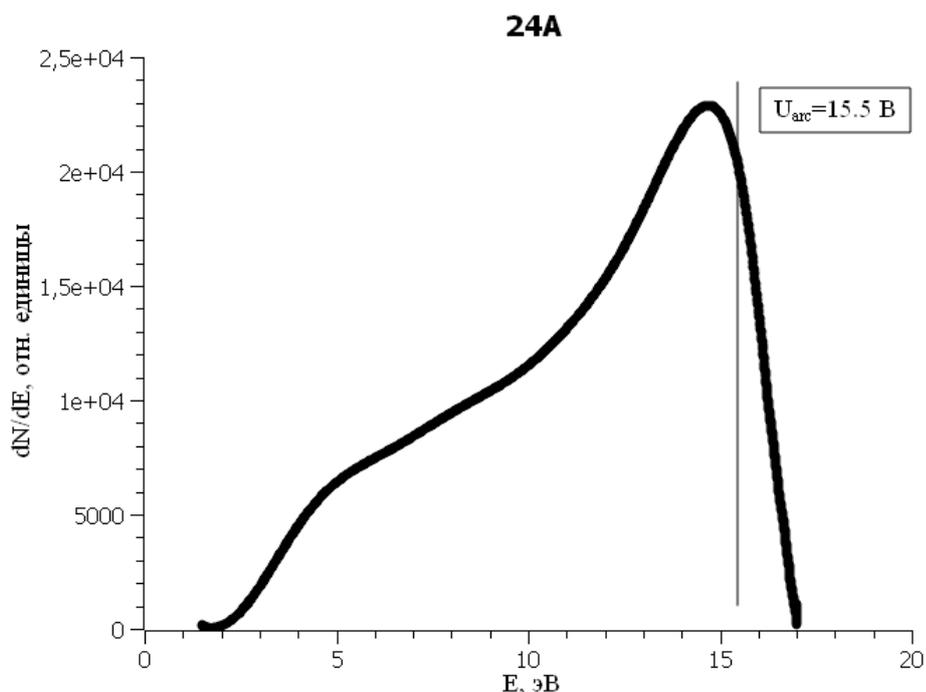


Рис. 2.21. Типичный энергетический спектр ионов плазмы вакуумной дуги на свинцовом катоде

Как видно из рисунка, спектр имеет значительный низкоэнергетичный хвост. При этом наиболее вероятная энергия ионов, выраженная в единицах эВ, соотносится с значениями напряжения разряда. На рисунке 2.22 приведены значения наиболее вероятной и максимальной граничной энергии ионов для исследованных режимов разряда в зависимости от тока дуги. Согласно данным рисунка 2.22 энергии ионов возрастают с ростом тока, так же как и напряжение разряда (см. рисунок 2.10). Наиболее вероятные энергии ионов разряда в этих условиях лежат в диапазоне 12–15 эВ, а максимальные 15.5–17 эВ.

Результаты измерений энергий ионов можно сравнить с данными энергий для дуги на горячем термоэмиссионном катоде из гадолиния, а также для контрагированного разряда на свинцовом катоде [114]. На гадолиниевом катоде энергия ионов также соответствует величинам напряжения разряда, так при токе дуги 30 А и напряжении 6 В, наиболее вероятная энергия была около 8 эВ. В контрагированном разряде энергии ионов выше чем в диффузной моде, а именно находятся на уровне 35 эВ при напряжении около 17 В.

Измерения пространственного распределения электрического поля между

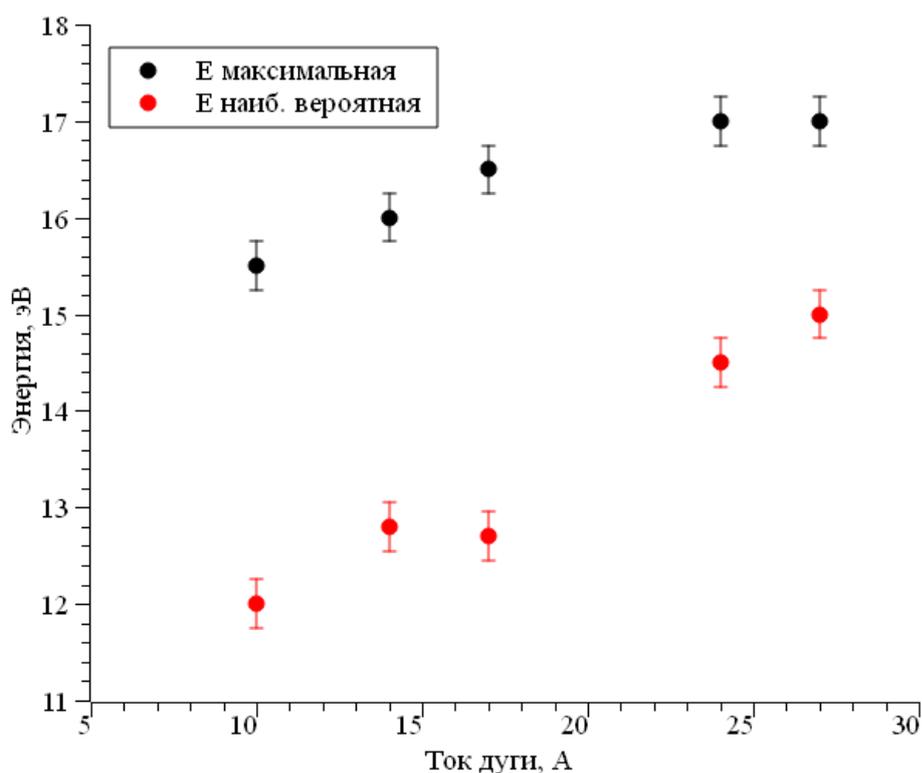


Рис. 2.22. Зависимость максимальной и наиболее вероятной энергии ионов от тока дугового разряда

электродами разряда позволяют получить данные о прикатодном и прианодном падениях потенциала, оценить энергию приносимую на них плазмой разряда. Распределение электрического потенциала измерялось при помощи термоэмиссионного зонда [115; 116]. Идея данного метода строится на том, что при достаточной температуре зонда и соответственно достаточной плотности потока электронов термоэмиссии с него, испускаемые электроны препятствуют зарядке зонда электронами плазмы. Таким образом, электрический потенциал горячего зонда, погруженного в плазму, соответствовал потенциалу пространства. Преимуществом данного подхода является простота реализации и измерений, а также высокая температура зонда, что препятствует его запылению продуктами дуги. Головка зонда представляла из себя молибденовую проволоку диаметром 0.15 мм изогнутую в виде дуги длиной 15 мм. Элементы конструкции, подводящие к ней ток, были закрыты керамическими трубками. Зонд мог перемещаться параллельно оси разряда. При этом он находился на расстоянии около 15 мм от оси разряда.

Электрическая схема питания и регистрации сигнала с зонда представлена на рисунке 2.23.

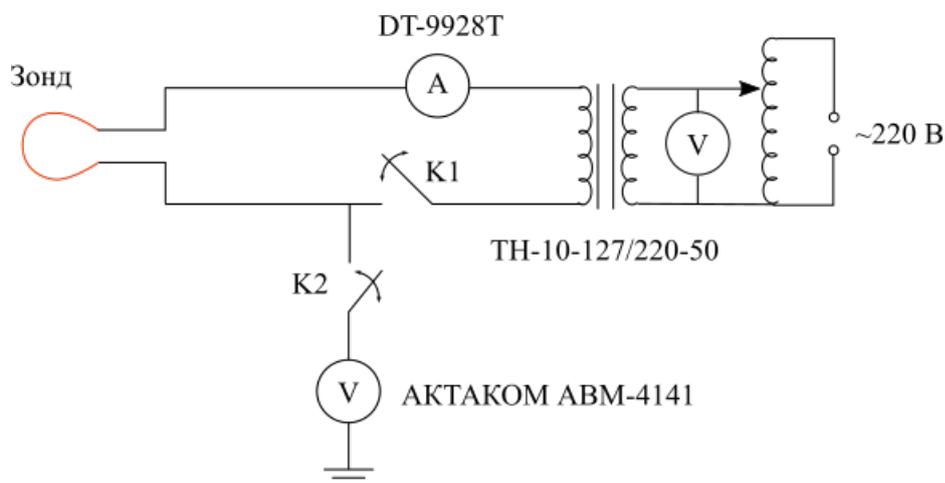


Рис. 2.23. Электрическая схема термоэмиссионного зонда

Нагрев зонда осуществлялся переменным током частоты 50 Гц, при помощи накаливаемого трансформатора ТН-10-127/220-50 и ЛАТРа. В такой схеме цепь зонда была электрически изолирована от внешних цепей. При нагреве контролировались величина тока и напряжения в цепи зонда. Рабочий ток нагрева зонда, при котором производилось измерение потенциала составлял 3.2 А, при этом напряжение на трансформаторе достигало 6.3 В, что соответствовало мощности нагрева головки зонда порядка 20 Вт. Регистрация напряжения с зонда осуществлялась при помощи стационарного мультиметра АКТАКОМ АВМ-4141, передававшего данные на ПК. В схеме включения зонда также присутствовало два релейных ключа, управляемых с ПК при помощи платформы Arduino Uno, которые позволяли автоматизировать процесс измерений. Измерения проводились при температуре тигля 1420 К, токе 19 А и напряжении ≈ 14 В.

Фотография вакуумного дугового разряда на свинцовом катоде и погруженного в его плазму термоэмиссионного зонда представлена на рисунке 2.24.

При измерениях распределения потенциала у анода зонд перемещался параллельно оси разряда с шагом ~ 2.5 мм в диапазоне расстояний 5 – 25 мм от анода. Результаты измерений представлены на рисунке 2.25. Также на рисунке указано положение анода и его потенциал, который составлял 14.2 ± 0.2 В относительно

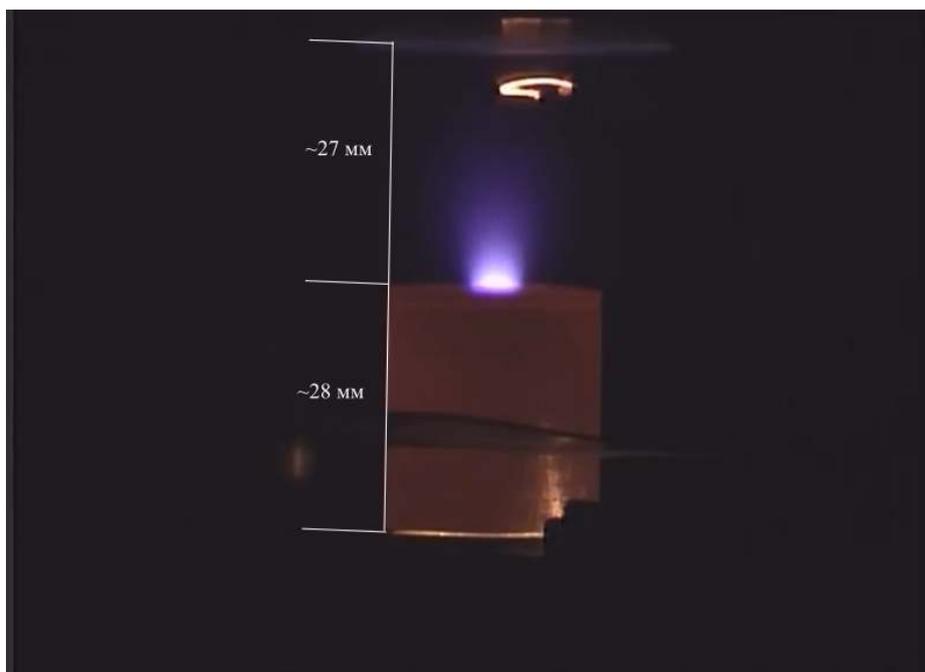


Рис. 2.24. Фотография разряда и термоэмиссионного зонда в плазме [1]

заземленного катода.

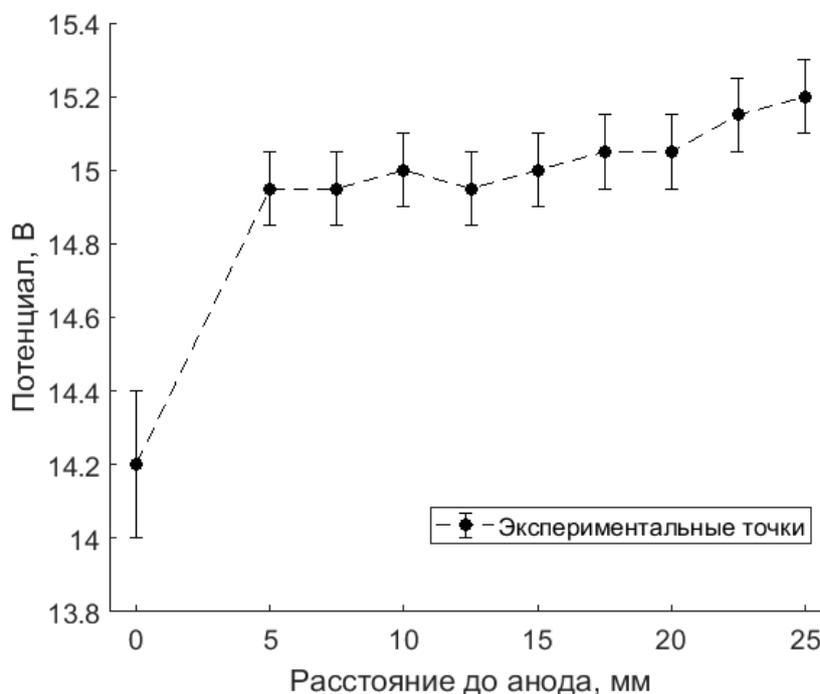


Рис. 2.25. Зависимость потенциала плазмы от расстояния до анода [1]

Данные измерений, приведенные на рисунке 2.25, иллюстрируют распределение электрического потенциала вблизи анода. Согласно полученному графику потенциал анода приблизительно на 1 В ниже чем потенциал в столбе разряда.

Это позволяет сделать вывод о том, что вблизи анода находится положительный объемный заряд. Электрическое поле вблизи анода составляет не менее 2 В/см. Зная ток разряда I и падение электрического потенциала ΔV , возможно оценить тепловую мощность, выделяющуюся вблизи анода. Она может быть оценена как $P = I\Delta V$, что соответствует ~ 16 Вт.

Отметим, что снижение потенциала плазмы в направлении к аноду наблюдается и других экспериментах с вакуумной дугой, например, на ртутном катоде [117]. В них в направлении к аноду также уменьшалась температура электронов.

2.5.1. Механизм замыкания тока и баланс энергии на свинцовом катоде

Согласно исследованиям [73; 80] в самостоятельном разряде на гадолиниевом катоде доля электронного тока, обеспеченная в основном термоэмиссией, достигает величины $S_e \sim 0.9$. Существенное отличие характеристик этого разряда от разряда на Рb может объясняться различием в механизмах переноса заряда.

Полученные результаты говорят в пользу гипотезы об ионном переносе заряда на Рb катоде. В диффузном вакуумном дуговом разряде плотность ионного тока на катоде можно оценить по формуле:

$$J_i \simeq eZ_i f \frac{p_s}{\sqrt{2\pi m_a k_B T_c}} \quad (2.17)$$

где f — доля частиц, вернувшихся при испарении обратно на катод, Z_i — их средний заряд. Если $f = 1$ и $Z_i = 1$, то плотность ионного тока достигает максимального значения J_{im} , что соответствует случаю, когда все испаренные атомы с катода возвращаются на него в виде ионов. При типичной температуре катода $T_c \approx 1.4$ кК давление насыщенных паров свинца составляет $p_s \approx 0.85$ кПа [70], что дает величину ионного тока $J_{im} \approx 67$ А/см². В разделе 2.3 получена оценка $f \approx 0.9$ для разряда на свинце. Таким образом, если средний заряд тяжелых частиц, возвращающихся на катод, составляет порядка $Z_i \approx 0.17$, то величина плотности ионного тока оказывается достаточной для переноса заряда на поверхности ка-

тода. Это значение заряда согласуется со средним зарядом частиц, измеренным в заанодной плазме.

Экспериментальные данные по тепловому потоку на катод в самостоятельном разряде дают возможность определить кинетическую энергию ионов W_i в прикатодной области. В рамках принятых упрощающих предположений, учитывающих перенос заряда исключительно однозарядными ионами и пренебрегающих дополнительными механизмами нагрева катода, вольтов эквивалент теплового потока может быть выражен через кинетическую энергию ионной компоненты плазмы.

Величина ВЭ есть:

$$V_c \simeq (W_i - \varphi_e + V_i)/e \quad (2.18)$$

где V_i — потенциал ионизации атома Pb. Используя значения V_c , получаем, что энергия ионов W_i вблизи поверхности свинцового катода изменяется в пределах 1 – 7 эВ. Из энергии W_i можно оценить концентрацию ионов на поверхности катода:

$$n_{i0} \simeq \frac{J_c}{e} \sqrt{\frac{2W_i}{m_a}} \quad (2.19)$$

На свинцовом катоде характерное значение плотности $J_c \approx 10 \text{ A/cm}^2$ тогда из (2.19) следует, что при $W_i \approx 3 \text{ эВ}$ концентрация ионов — $n_{i0} \approx 4 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, т.е. степень ионизации плазмы на катоде превышает 1% [8].

2.6. Слаботочный разряд в сверхзвуковом потоке паров свинца

Экспериментальные исследования вакуумного дугового разряда в парах свинца выявили интересную особенность: при одной и той же геометрии электродного промежутка и фиксированной температуре тигля со свинцом внутри наблюдалось существование двух различных по своей природе разрядов. В первом случае наблюдался слаботочный высоковольтный разряд с током около 10 мА и напряже-

нием порядка 340 В, во втором — наблюдался дуговой разрядом с током приблизительно 20 А и напряжением 15 В. Особенностью слабotoчного разряда являлась его способность устойчиво существовать в течение десятков секунд перед переходом в дуговой режим. Ниже подробно рассматриваются результаты изучения характеристик этого слабotoчного разряда, представленные в работе [11].

В ходе экспериментов наблюдалось существенное изменение свечения разряда. В преобладающей конфигурации свечение имело коническую форму (рисунок 2.26а), однако периодически (на 1–3 с) возникали модификации в виде пережатого конуса (рисунок 2.26б) или локализованного плазменного сгустка (рисунок 2.26с) при изменении температуры тигля. Пространственные неоднородности плазмы, визуализированные на рисунках 2.26б и 2.26с, демонстрировали аксиальное перемещение со скоростью 3–10 мм/с. Выключение ЭЛП приводило к мгновенной трансформации конической структуры с одновременным усилением свечения в области выходного сечения тигля (от рисунка 2.26д к рисунку 2.26е). Это явление, вероятно, обусловлено влиянием электронов, утекающих из ЭЛП. Последняя конфигурация сохранялась несколько секунд, после чего по мере охлаждения тигля вид разряда эволюционировал в игольчатую форму (рисунок 2.26ф). Минимальная температура тигля, при которой существовал разряд составляла $T_c \simeq 1.17$ кК, при этом пороговая температура зажигания была примерно такой же — $T_c \simeq 1.19$ кК, что соответствует концентрации паров $n_s \simeq 3.3 \times 10^{15}$ см⁻³.

В одном из экспериментов зафиксировано устойчивое существование слабotoчного разряда вплоть до полного испарения свинца. Изменение температуры тигля в этом эксперименте, представлено на рисунке 2.27. Происходило постепенное увеличение ЭЛП, сопровождавшееся значительными энергетическими потерями на испарение свинца. До подачи напряжения мощность составляла $N = 70$ Вт, а температура была $T_c = 1.24$ кК. На 300 секунде эксперимента мощность подогрева была повышена до 90 Вт, что позволило достичь температуры 1.26 кК к моменту зажигания разряда ($t = 320$ с). Последующее плавное увеличение мощности ЭЛП до 150 Вт вызвало рост температуры тигля, однако режим слабotoчного

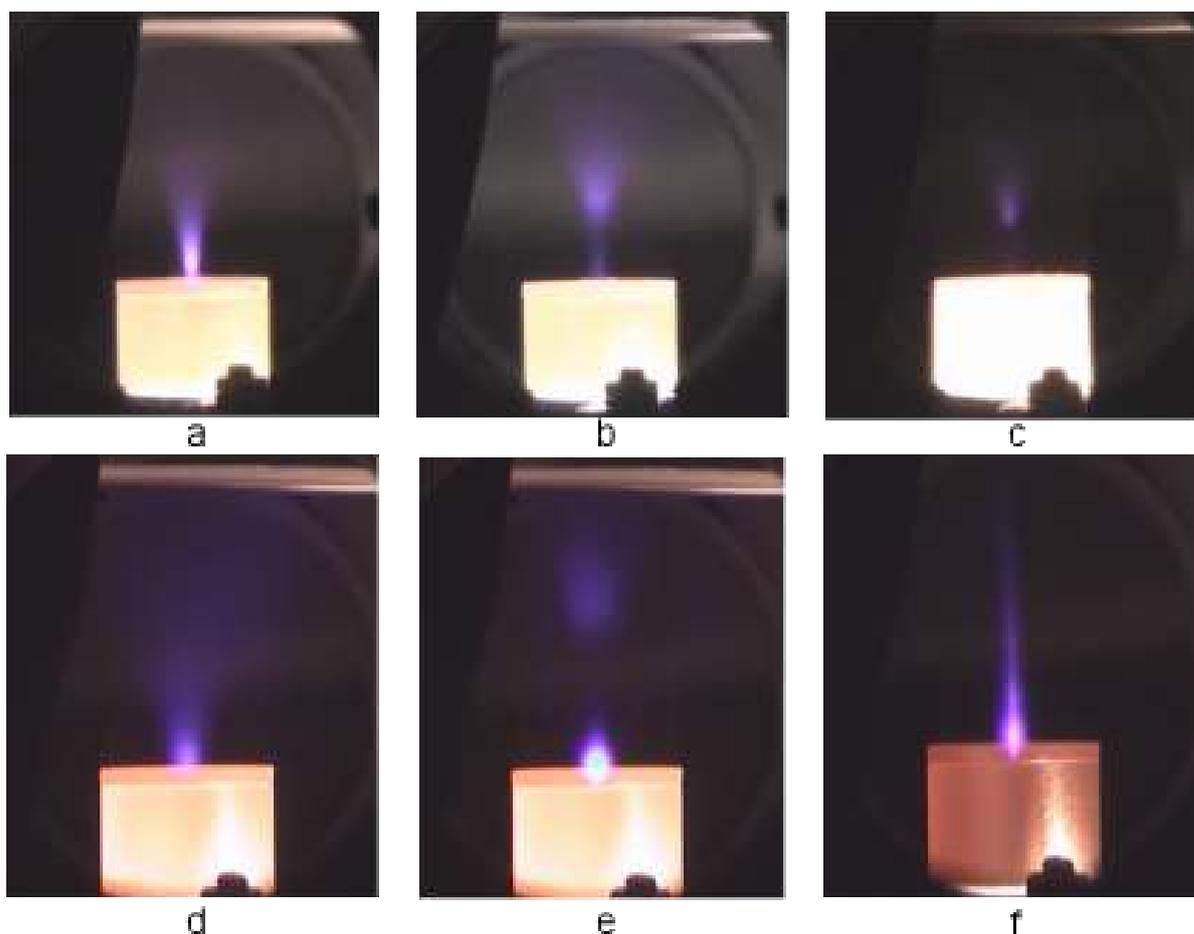


Рис. 2.26. Формы слабotoчного разряда: (a) — $T_c = 1.27$ кК; (b) — $T_c = 1.29$ кК; (c) — $T_c = 1.43$ кК; (d) — $T_c = 1.33$ кК; (e) — $T_c = 1.33$ кК; (f) — $T_c = 1.19$ кК [11]

разряда сохранялся. Разряд прекратил существование при $t = 715$ с, когда температура достигла 1.44 кК, а весь свинец полностью испарился. Примечательно, что в аналогичном температурном диапазоне (1.25–1.45 кК) в других экспериментах успешно существовал дуговой разряд с током около 20 А и средней плотностью тока на катоде порядка 10 A/cm^2 .

На рисунке 2.27 приведены значения уноса Рb из тигля при измеренной температуре, рассчитанные для условий проводившихся экспериментов по формуле (2.9). Влиянием слабotoчного разряда на скорость испарения пренебрегалось. Согласно расчетам, весь Рb (15.1 г) должен был испариться к моменту $t = 695$ с, однако к фактическому окончанию испарения (715 с) из тигля должно было испариться 17.0 г Рb, что указывает на погрешность расчета скорости испарения около 10%. Расчетная мощность потерь энергии на испарение Рb при темпера-

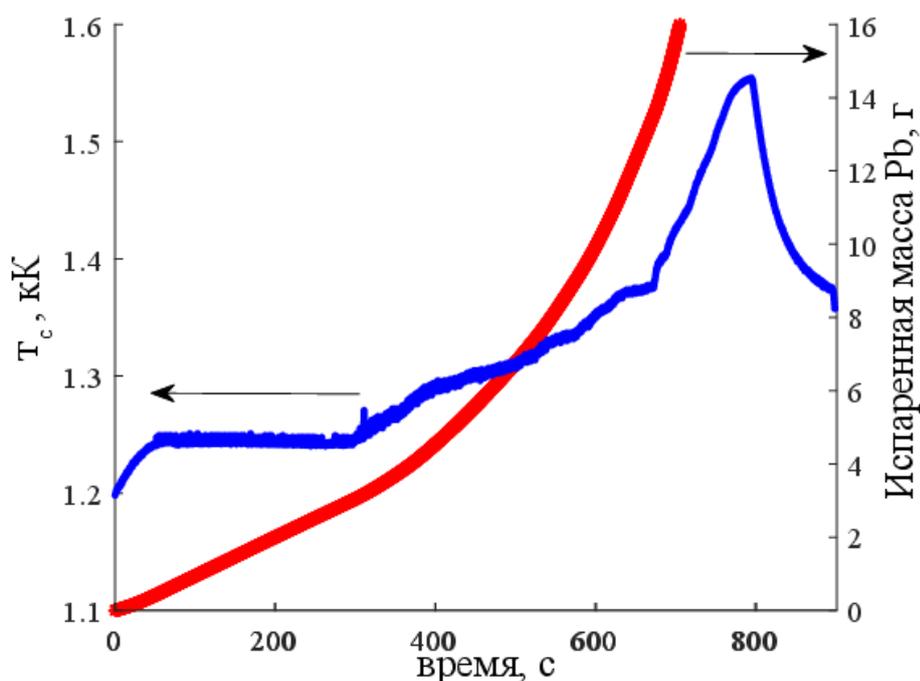


Рис. 2.27. Термограмма тигля и изменение массы Pb [11]

туре 1.38 кК составила 50 Вт, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Заметный рост T_c после 680 с (рисунок 2.27) связан с прекращением потерь энергии на испарение. В ходе эксперимента геометрия и интенсивность свечения разряда существенно изменялись, несмотря на постоянную температуру тигля. Разряд преимущественно имел коническую форму (рисунок 2.26а), но перед погасанием превратился в тонкую струйку диаметром 1 мм и высотой 5 мм, расположенную по оси тигля.

С ростом температуры тигля наблюдалось небольшое увеличение тока в слабоботочном разряде. Например, при повышении температуры с 1.27 до 1.32 кК ток возрос с 15 до 20 мА. При этом разряд сохранял устойчивость и не переходил в дуговой режим даже при значительном нагреве. В одном из экспериментов слабоботочный разряд возник при температуре 1.19 кК ($n_s \simeq 3.3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$), а переход в дугу произошел лишь при 1.35 кК ($n_s \simeq 2.6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

Скорость и концентрация паров свинца существенно варьируются вдоль разрядного промежутка. Вблизи поверхности скорость пара значительно ниже скорости звука, однако к выходному сечению тигля она приближается к звуковой.

Решение уравнения для числа Маха (2.5) совместно с законами сохранения показывает, что в используемом тигле концентрация атомов у поверхности катода составляет $0.95n_s$, тогда как в выходном сечении она снижается до $n_m \approx 0.6n_s$, а у анода падает до $n_a \approx 0.005n_s$. Аналогичным образом изменяется и скорость пара: у катода она равна примерно 20 м/с, в минимальном сечении тигля достигает 250 м/с, а вблизи анода возрастает до 500 м/с. Такие резкие градиенты параметров пара вдоль промежутка создают значительную неоднородность плазмы, что хорошо заметно по характеру её свечения.

Исследованный слаботочный разряд, характеризовался типичными параметрами тлеющего разряда (ток ~ 10 мА, напряжение горения 340 В, давление среды 0.05–1 кПа) [68]. Присутствовали и внешнее сходство с тлеющим разрядом. Однако ключевое отличие этих разрядов заключается в механизме катодных процессов. В классическом тлеющем разряде перенос заряда на катоде осуществляется преимущественно ионами, при этом вторичная электронная эмиссия под действием ионной бомбардировки обеспечивает около 10% от общего тока разряда [68], что достаточно для поддержания разряда. В данном случае однозарядные ионы Рb не способны вызвать электронную эмиссию с катода из-за высокой работы выхода Рb (4 эВ). Оценки показывают, что плотность тока термоэлектронной эмиссии ($J_e \simeq 0.1$ мкА/см² при $T_c = 1.3$ кК) на 4–5 порядков ниже тока разряда, что оставляет неясным вопрос о механизме генерации начальных электронов в катодном слое.

Полезно сопоставить параметры исследованного разряда с характеристиками тлеющего разряда в парах ртути [68]. Экспериментальные данные показывают, что нормальное катодное падение напряжения для различных материалов катода (ртуть, медь, графит) варьируется в пределах 340–480 В, что близко к значениям, наблюдаемым в нашем разряде в парах свинца. В цитированной работе также приводятся сведения о нормальной плотности тока на катоде: при концентрации паров ртути 1.4×10^{16} см⁻³ этот показатель составляет около 3 мкА/см², что на три порядка ниже значений, полученных в описанных экспериментах. Важно отметить принципиальное отличие в механизмах эмиссии: ионы ртути, в отличие

от ионов свинца, способны вызывать вторичную электронную эмиссию с катода, поскольку потенциал ионизации ртути превышает удвоенную работу выхода ($V_i(\text{Hg}) > 2\varphi_e(\text{Hg})$), благодаря чему доля электронного тока на катоде может достигать 1 – 3% от тока разряда.

2.7. Выводы ко второй главе

В качестве выводов к Главе 2 кратко сформулированы основные полученные результаты в ходе исследования параметров плазмы впервые реализованной вакуумной дуги на катоде из свинца, характеризующемся недостатком термоэлектронной эмиссии и моделирующем испарение и ионизацию легколетучих продуктов деления ОЯТ.

Проведен обзор литературных данных, описывающих разряды с диффузной привязкой тока на катодах из нетермоэмиссионных материалов, таких как хром и титан. С научной точки зрения данный разряд представляет значительный интерес, так как, несмотря на более чем 40 летнюю историю его изучения, до сих пор не найден ответ на вопрос о механизме переноса тока на его катоде.

Исследовано влияние тока и температуры свинцового катода на параметры разряда и образующейся плазменной струи. ВАХ разряда имеет возрастающий характер, изменение температуры катода слабо влияет на напряжение дуги. Повышение тока разряда в диапазоне 15–45 А понижает температуру электронов в пространстве за анодом, в среднем она находится на уровне 0.8 эВ. Средний заряд тяжелых частиц потока плазмы в исследованном диапазоне параметров не превышает 0.3. Максимальные энергии генерируемых ионов, приведенные к заряду электрона, на 2-3 В превосходят напряжение горения дуги. В прианодной области разряда наблюдается падение потенциала, что связано с присутствием положительного объемного заряда.

Исследована скорость испарения свинцового катода в дуге. Выполнен расчет скорости испарения свинца из катодного тигля в отсутствии разряда. Показано,

что в присутствии разряда скорость испарения свинца в два раза меньше чем скорость его термического испарения в вакуум.

Исследован тепловой режим работы свинцового катода. Определена тепловая мощность, поступающая из плазмы на катод разряда в зависимости от тока и температуры катода. ВЭ тепловой мощности был положителен и менялся в диапазоне 4-10 В. С использованием этих данных были оценены энергия ионов, бомбардирующих катод, и их концентрация.

На основе полученных данных выдвинута гипотеза об ионном механизме переноса тока на нетермоэмиссионном катоде из свинца. Показано, что данная гипотеза не противоречит балансу энергии.

Полученные в Главе 2 данные могут быть использованы для построения физической модели катодного слоя дуговых разрядов с неэмитирующими катодами, а также при создании источников плазмы целого ряда металлов.

Глава 3

Вакуумная дуга с горячим оксидным катодом

В данной главе представлены экспериментальные результаты исследования диффузной вакуумной дуги на оксидном катоде из CeO_2 [3; 7; 10].

3.1. Особенности катодного материала

Ключевой особенностью CeO_2 , как катода дуги, является то, что при нормальных условиях он — диэлектрик [118], и само существование сильноточного дугового разряда на нем, вообще говоря, до сих пор не было очевидным. Однако при температурах выше 1 кК в условиях пониженного парциального давления кислорода над оксидом данный материал приобретает электропроводные свойства благодаря появлению собственной проводимости и частичному восстановлению до состава $\text{CeO}_{1.97-1.99}$ [119], что устраняет принципиальные ограничения для протекания тока дугового разряда.

Выбор CeO_2 в качестве модельного катодного материала обусловлен тем, что диоксид церия имеет ряд свойств, близких к свойствам UO_2 и PuO_2 — основных компонентов ОЯТ.

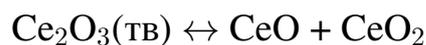
Церий и уран демонстрируют сходство электронной структуры, обладая полностью заполненными внешними s -орбиталями и частично заполненными f - и d -оболочками (электронные конфигурации $[\text{Xe}] 4f^7 5d^1 6s^2$ и $[\text{Rn}] 5f^3 6d^1 7s^2$ соответственно). Это сходство проявляется и в физико-химических свойствах их оксидов: температуры плавления пар UO_2/U (3.1/1.3 кК) и CeO_2/Ce (2.9/1.1 кК) близки по абсолютным значениям и сохраняют аналогичную разницу [70; 118]. Характерной особенностью обоих оксидов является их пониженная по сравнению с металлами летучесть при одинаковых температурах, что не всегда выполняется, например, оксид ниобия более летуч чем металлический ниобий [70; 118].

Расчетные энтальпии сублимации двух рассматриваемых оксидов составляют величины одного порядка $\Delta H_{s,298}^{\circ}(\text{UO}_2) = 159.6$ ккал/моль, $\Delta H_{s,298}^{\circ}(\text{CeO}_2) = 135$ ккал/моль [75]. Благодаря схожести параметров кристаллической решетки (структура и константы кристаллических решеток) диоксид церия широко используется в качестве модельного объекта для исследования радиационных дефектов в оксиде урана [120].

Величина работы выхода для диоксида урана достаточно низка (~ 3.2 эВ [74]), а атом-электронное отношение в диапазоне температур 1.8 – 2.4 кК находится на уровне $10^{-4} - 10^{-2}$, что позволяет отнести катод из UO_2 к термоэмиссионному типу. Работа выхода диоксида церия находится в диапазоне 2.3 – 3.2 [74], а величина атом-электронного отношения (см. рисунок 1.2) едва превышает 1. Последнее позволяет и катод из CeO_2 отнести скорее к термоэмиссионным.

CeO_2 и PuO_2 также имеют следующие схожие свойства: атомный радиус, степени окисления и валентность, коэффициент теплового расширения, теплоёмкость и теплопроводность [121; 122]. На возможность использования диоксида церия в качестве вещества, моделирующего ОЯТ или его компоненты, также обращают внимание авторы работ [121; 123—125].

Предварительную информацию о компонентном составе плазмы диоксида церия можно получить, анализируя состав равновесной газовой фазы над твердым образцом CeO_2 . В ходе исследования была выполнена оценка равновесных парциальных давлений идеальных газов в условиях термодинамического равновесия для системы химических реакций:



Расчет парциальных давлений газов проводился на основе закона действующих масс [126], при этом константы равновесия химических реакций определялись с использованием табличных значений стандартных энтальпий $\Delta_f H_{298}^{\circ}$ и

энтропий S_{298}^o образования реагирующих компонент [127; 128]. Полученные результаты оценки равновесного состава газовой фазы представлены на рисунке 3.1.

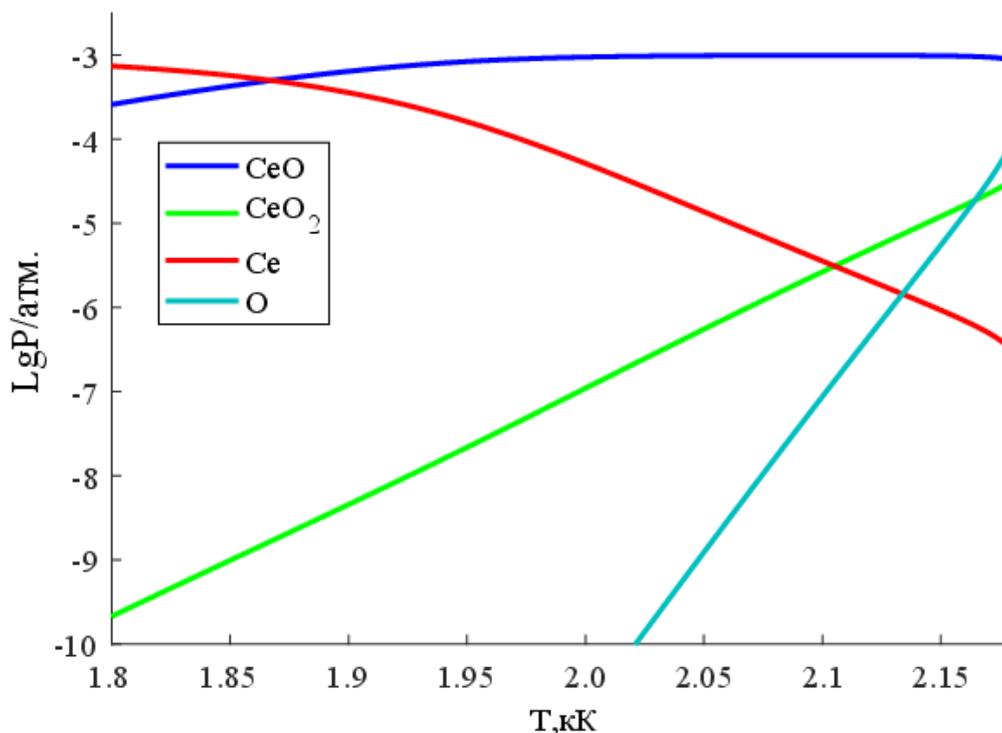


Рис. 3.1. Компонентный состав пара над твердым оксидом церия

Для более точного определения состава равновесной газовой фазы при температуре 2.1 кК и внешнем давлении 10 мПа было выполнено моделирование в программе ИВТАН-ТЕРМО, где система дополнительно включала 0.0001 моля аргона. В расчетах учитывалась конденсированная фаза, состоящая из 1 моля CeO_2 и 0.1 моля молибдена (материал тигля). В результате моделирования были определены молярный объем газовой фазы и количественное содержание (в молях) каждого элемента в газовой фазе, представленные в таблице 3.1. Полученные данные свидетельствуют, что основным компонентом газовой фазы в данной системе являются молекулы монооксида церия.

Таблица 3.1. Расчет ИВТАН-ТЕРМО равновесного состава газовой фазы над CeO_2 [7]

Вещество	Кол-во, моль
Ar	0.0001
CeO	1.0×10^0
O	7.5×10^{-1}
MoO ₂	7.3×10^{-2}
O ₂	2.1×10^{-2}
MoO ₃	1.7×10^{-2}
MoO	8.9×10^{-3}
Mo	9.9×10^{-4}
Ce	4.2×10^{-7}
Mo ₂	3.6×10^{-10}

3.2. Инициация разряда

Методика иницирования разряда на оксидном катоде и применяемые способы диагностики плазменного потока, описанные в Главе 1. В качестве исходного материала использовался бледно-желтый порошок CeO_2 с чистотой 99.97%, который предварительно спекался непосредственно в молибденовом катодном тигле. Процесс спекания проводился в вакууме при температуре 2 кК в течение 20 минут, после которого спрессованный порошок становился черной непроводящей (при комнатной температуре) таблеткой (рисунок 3.2) с характерными геометрическими параметрами: высота 4 мм, диаметр 15 мм и плотность около 3.5 г/см^3 . Средняя масса полученных таблеток составляла 4 грамма. Проведенный рентгеноспектральный анализ подтвердил сохранение оксидной природы материала после спекания, выявив лишь незначительное (до 5%) содержание молибденовых примесей.

Экспериментальные исследования электрического сопротивления спеченных

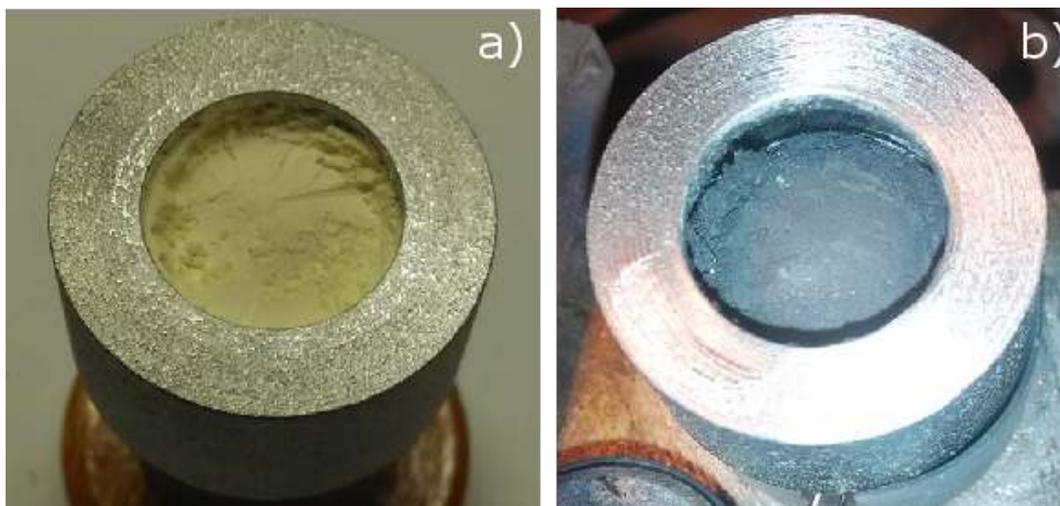


Рис. 3.2. Фото CeO_2 до (a) и после (b) спекания

образцов оксида церия продемонстрировали температурную зависимость проводимости, согласующуюся с литературными данными. В условиях вакуума (давление остаточных газов <10 мПа) при подключении катодного тигля с таблеткой CeO_2 в цепь последовательно с лабораторным источником питания и последующем нагреве тигля выше 1 кК наблюдалось резкое уменьшение падения напряжения на катодной сборке до практически нулевых значений, что свидетельствует о повышении электрической проводимости материала. Последующее воздействие кислородсодержащей атмосферы приводило к окислению материала и восстановлению исходных диэлектрических свойств. Полученные результаты подтверждают, что в рабочих условиях дугового разряда ($T_c \geq 2$ кК) оксид церия существует в проводящем состоянии [10], что объясняет возможность его использования в качестве катодного материала.

В рамках специально поставленного эксперимента была проведена оценка эмиссионных характеристик катодного материала методом измерения термоэлектронного тока в режиме вакуумного диода [68]. Схема включала спеченный оксид церия, помещенный в тигель, и анод в виде круглой пластины диаметром 10 мм, расположенный на расстоянии приблизительно 1 мм от поверхности катода. Измерения выполнялись в температурном диапазоне 1.5 – 2 кК, соответствующем допробойным условиям. Анализ температурной зависимости тока эмиссии поз-

волил определить работу выхода исследуемого спеченного оксида церия, которая составила 3.4 – 3.6 эВ. Полученные значения несколько превышают литературные данные для диоксида церия (2.8 – 3.2 эВ) [74], что может быть объяснено особенностями морфологии поверхности спеченного образца.

В первых сериях экспериментов в качестве анода применялся стальной диск с водяным охлаждением. Однако данная конфигурация имела существенный недостаток: пары оксида церия, осаждаясь на охлажденную анодную поверхность, формировали слабопроводящий слой. Это явление регулярно вызывало локальную контракцию тока на аноде, что негативно сказывалось на устойчивости разряда. Характерной особенностью разряда с «холодным» анодом была падающая ВАХ. При постоянной мощности ЭЛП увеличение тока разряда с 15 до 60 А сопровождалось снижением напряжения с 23 до 15 В [7].

В ходе дальнейших исследований конструкция анода была модифицирована — вместо стального диска стала применяться молибденовая пластина толщиной 0.5 мм с центральным отверстием диаметром 14 мм для выхода плазмы. Молибденовый анод охлаждался исключительно за счет теплового излучения, без принудительного теплоотвода. Переход к использованию горячего анода не только устранил проблемы с нестабильностью разряда, но и качественно изменил вид его ВАХ — вместо ранее наблюдаемой падающей зависимости была зафиксирована возрастающая ВАХ, что продемонстрировано на рисунке 3.3.

Наблюдаемые различия в характеристиках разряда могут быть объяснены изменением электропроводности пленки оксида церия на поверхности анода. В случае охлаждаемого анода низкая начальная проводимость осажденного слоя существенно возрастала при увеличении тока разряда из-за прогрева пленки [119], что оказывало значительное влияние на напряжение горения дуги. При переходе на радиационное охлаждение анода его рабочая температура повысилась, вследствие чего сопротивление слоя диоксида стало настолько малым, что перестало играть заметную роль в общем сопротивлении разрядного промежутка. Это изменение условий на аноде привело к изменению вида ВАХ.

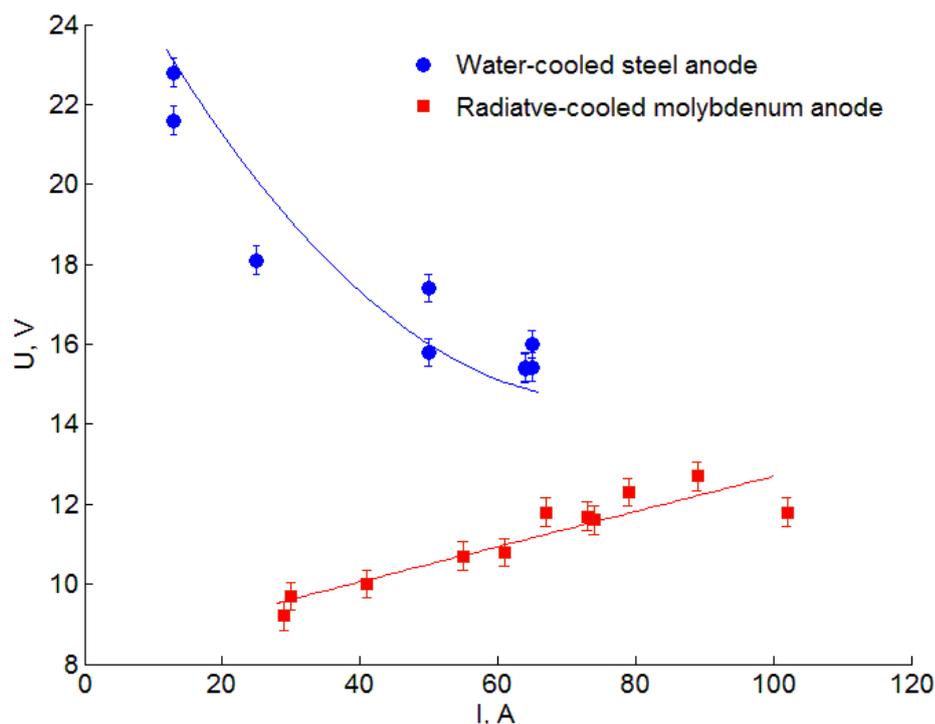


Рис. 3.3. ВАХ разряда на катоде из оксида церия с водоохлаждаемым стальным анодом и радиационно-охлаждаемым молибденовым. Мощность подогрева тигля $N = 650 - 900$ Вт [7]

Проведенные экспериментальные исследования с использованием горячего анода позволили получить устойчивый дуговой разряд, работающий в широком диапазоне параметров. В ходе экспериментов были достигнуты следующие рабочие характеристики: ток разряда варьировался от 15 до 150 А при напряжении 9 – 14 В, при этом температура катода поддерживалась в интервале 2.1 – 2.35 кК, что соответствует давлению насыщенных паров CeO_2 от 15 до 400 Па согласно данным [75]. Мощность ЭЛП при этом составляла 0.5 – 1.1 кВт.

На рисунке 3.4 отображены ВАХ, полученные в двух различных условиях. В первом случае измерения проводились при фиксированной температуре катода $T_c = 2.3$ кК, достигаемой при мощности электронно-лучевого подогрева $N = 550 - 850$ Вт. Во втором случае температура катода варьировалась в диапазоне 2.15 – 2.3 кК в зависимости от тока разряда при постоянной мощности подогрева около 700 Вт. Экспериментальные данные демонстрируют линейную возрастающую зависимость напряжения от тока с небольшим коэффициентом наклона порядка 30

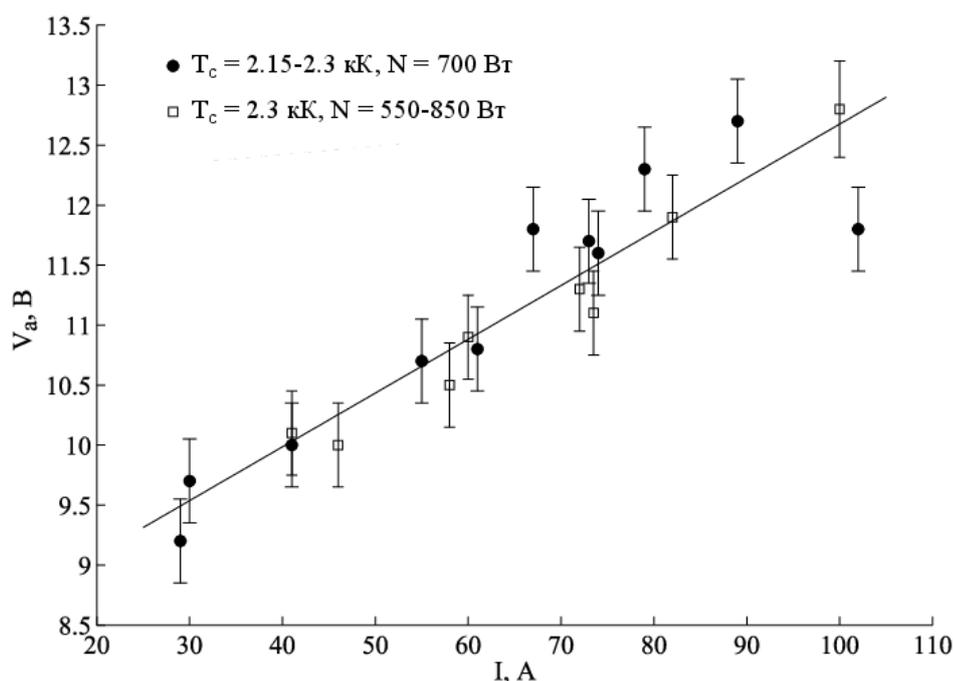


Рис. 3.4. ВАХ разряда на CeO_2 с горячим анодом при фиксированных температуре катода и фиксированной мощности ЭЛП [3]

Как отмечалось в Главе 1, регулировка мощности ЭЛП позволяет эффективно управлять напряжением разряда при фиксированном токе за счет изменения температуры катода. Это было продемонстрировано в экспериментах с гадолиниевым катодом [12], где при токе 50 А удавалось варьировать напряжение в широком диапазоне от 3 до 40 В. Аналогичные результаты исследований для катода из CeO_2 при токе дуги 60 А представлены на рисунке 3.5, где показана зависимость напряжения разряда от измеряемой температуры тигля.

Анализ рисунка 3.5, показывает относительно слабую зависимость напряжения горения разряда от температуры катода — коэффициент чувствительности составляет около 5 В/кК. Это свидетельствует об ограниченных возможностях регулирования напряжения разряда в исследованных условиях. Ввиду этого обстоятельства, основные экспериментальные данные по характеристикам плазмы в дальнейшем изложении приводятся в зависимости от тока разряда как основного управляющего параметра, при этом температура катода поддерживалась постоян-

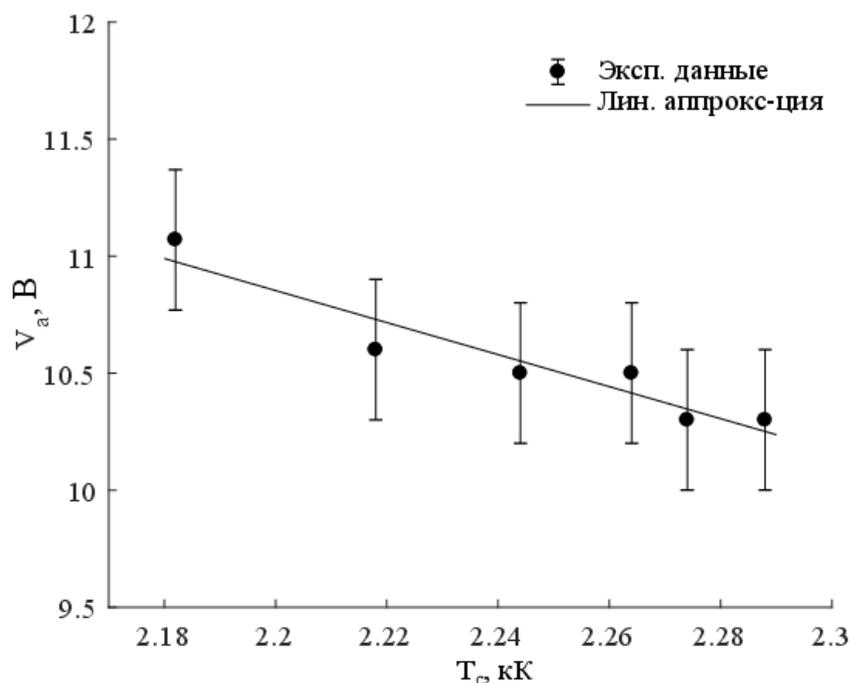


Рис. 3.5. Зависимость напряжения горения дуги от температуры катода при токе $I = 60$ А [3]

ной на уровне 2.3 кК.

Заметим, что при снижении температуры катода ниже 2.1 кК наблюдалось образование контракции тока на аноде, сопровождавшееся резким ростом напряжения разряда (вплоть до трехкратного увеличения). Это явление, вероятно, обусловлено охлаждением поверхности анода и соответствующим ухудшением электропроводности осажденной пленки оксида. Экспериментально установлено, что в использованной геометрической конфигурации тигля поддержание самостоятельного режима разряда (при $N = 0$) в исследованном диапазоне токов оказывается невозможным. Отключение ЭЛП приводило к быстрому охлаждению катода и последующему гашению дуги.

3.3. Особенности работы разряда на оксидном катоде

Экспериментальные исследования вакуумной дуги на оксидном катоде выявили характерную временную зависимость параметров разряда. В течение продолжительных экспериментов (600 – 1000 с) при фиксированных значениях тока и

температуры катода наблюдался монотонный рост напряжения разряда на 0.5 – 1 В. Такое поведение, вероятно, вызвано следующими факторами: постепенным расходом катодного материала и изменением площади контакта дуги; химическим и стехиометрическим изменением состава катода вследствие взаимодействия с материалом тигля в условиях высоких температур, что влияет на термоэмиссионные свойства и эффективность генерации плазмы; возрастанием сопротивления в контактной области между оксидной «таблеткой» и тиглем. Эти же факторы могут проявляться в разной степени от эксперимента к эксперименту в следствие невоспроизводимости поверхности катода в результате спекания порошка оксида.

В ходе длительных экспериментов наблюдалась временная зависимость скорости эрозии катода, проявлявшаяся в постепенном снижении скорости испарения по мере увеличения продолжительности работы. Измерения скорости эрозии проводились при одинаковой температуре тигля 2.3 кК (соответствующей давлению насыщенных паров CeO_2 около 200 Па [75]) и различных фиксированных значениях разрядного тока (40 – 100 А). Среднее значение скорости уноса массы составляло 4 мг/с, однако экспериментальные данные демонстрировали значительный разброс (± 1 мг/с), что может быть объяснено конкуренцией двух противоположно направленных процессов. С одной стороны, наблюдается уменьшение эффективной скорости испарения благодаря частичному возврату ионизированных частиц на поверхность катода в виде ионов. С другой стороны, происходит усиление эрозионных процессов вследствие окисления молибденового тигля и последующего испарения образовавшегося MoO_2 , давление насыщенных паров которого при 2 кК составляет примерно 150 Па [129]. Результаты весовых измерений показали, что доля уносимого молибдена (не более 0.5 г за эксперимент) была существенно меньше чем доля уносимого оксида церия (в среднем 3 г). В результате длительного воздействия дугового разряда катодная «таблетка» полностью испарялась, и на дне тигля формировался слабопроводящий расплав с поверхностью неправильной формы.

Хотя параметры формируемой плазмы слабо поддаются регулированию по-

средством внешнего подогрева катода, расчет удельной эрозии оксида церия в дуговом разряде, основанный на данных по скорости испарения, дает значение $\chi \approx 0.04$ ат/эл, что типично для термоэмиссионных катодов. Полученная оценка удельной эрозии позволяет определить энергетические затраты на испарение одной молекулы CeO. При характерном напряжении дуги $V_a = 11$ В энергетическая стоимость иона превышает 250 эВ, что существенно выше значений, характерных для нетермоэмиссионных катодов [8]. Так как исходное испарение катодного вещества происходит в молекулярной форме, значительная часть этой энергии может расходоваться на процесс диссоциации молекул.

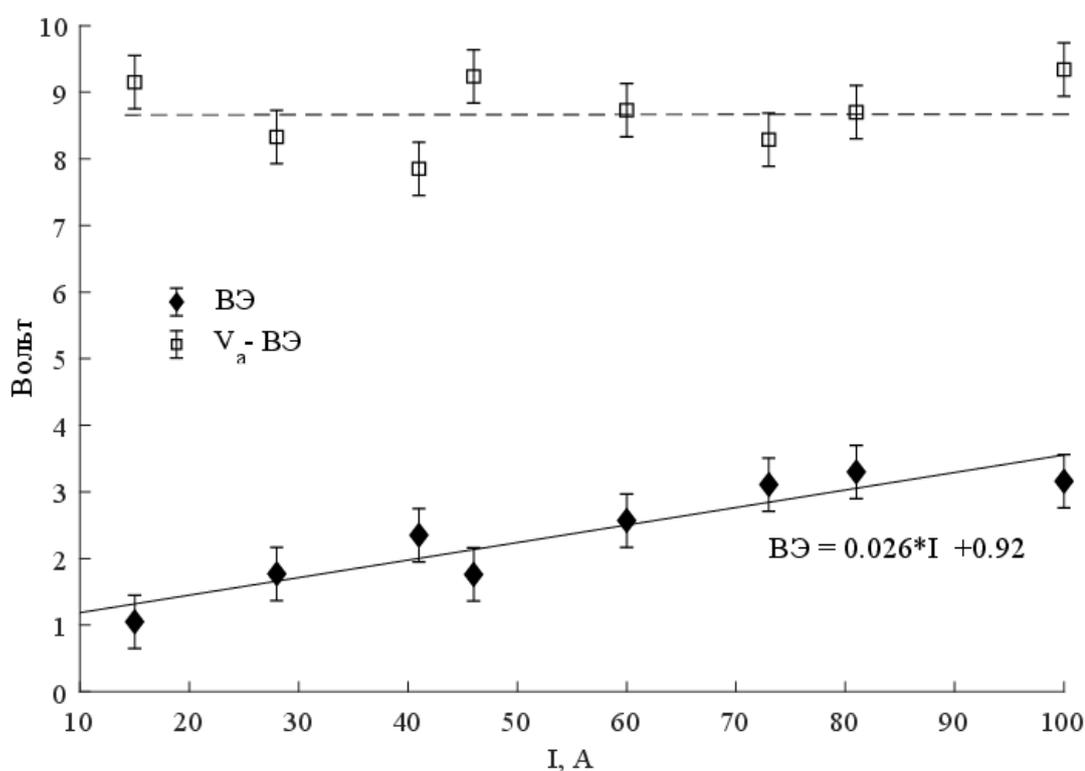


Рис. 3.6. Зависимости вольтова эквивалента и его разности с напряжением от тока разряда [3]

Наблюдаемая нестабильность напряжения разряда в продолжительных экспериментах сопровождалась незначительными изменениями (до 50 Вт) тепловой мощности, поступающей из плазмы на катод. Этот параметр, наряду со скоростью испарения, может служить важным индикатором протекающих катодных процессов. Анализ зависимости ВЭ теплового потока от тока разряда, представленной на рисунке 3.6, показывает, что разность между напряжением дуги и ВЭ оста-

ется практически постоянной. Это свидетельствует о том, что рост напряжения разряда с увеличением тока в основном обусловлен изменением ВЭ, что прямо указывает на определяющую роль катодных процессов. Линейный характер зависимости ВЭ от тока разряда с коэффициентом наклона около 26 мОм позволяет предположить наличие омической составляющей выделения тепла при протекании тока через контактную зону между оксидной «таблеткой» и тиглем. Оценка контактного сопротивления дает величину $R \approx 0.03$ Ом, что соответствует типичным значениям для контактного сопротивления — например, сопротивление между никелевыми стержнями при сжимающей силе 1 г составляет 0.01 Ом [130]. Примечательно, что рассчитанное сопротивление может полностью обеспечить наблюдаемое падение напряжения в катодном слое: при токе 100 А оно достигает 3 В, что совпадает с измеренными значениями ВЭ (рисунок 3.6).

При горении дуги могли существовать режимы с контракцией тока на катоде. Такие режимы наблюдались при уменьшении температуры катода при фиксированном токе (уменьшении мощности ЭЛП) или ступенчатым увеличении тока. Контракция на катоде выражалась в появлении движущихся микропятен (МП). На рисунке 3.7 представлены виды разряда сверху и сбоку для двух режимов — диффузного и с МП.

Ниже описано типичное поведение МП в одном из экспериментов. Сначала они возникали в момент включения дуги на боковой поверхности таблетки CeO_2 , затем перемещались на его конденсат вблизи выходного сечения тигля. Одновременно могло существовать до пяти МП размером 0.1 – 0.3 мм, скорость их перемещения могла достигать ~ 5 см/с. МП наблюдались в течение ~ 3 с; за это время напряжение V_a снизилось с 27 до 15 В; ток дуги был 64 А. Последующие $\sim 10^2$ с разряд горел в зазоре между стенкой тигля и сравнительно холодной таблеткой CeO_2 . Поперечный размер таблетки уменьшался со скоростью $\sim 10^{-2}$ мм/с. В течение ~ 30 с на аноде наблюдалась контракция тока, когда напряжение V_a достигало ~ 25 В. Исчезновение контракции сопровождалось ступенчатым снижением напряжения до ~ 11 В. В эксперименте было зафиксировано ещё че-

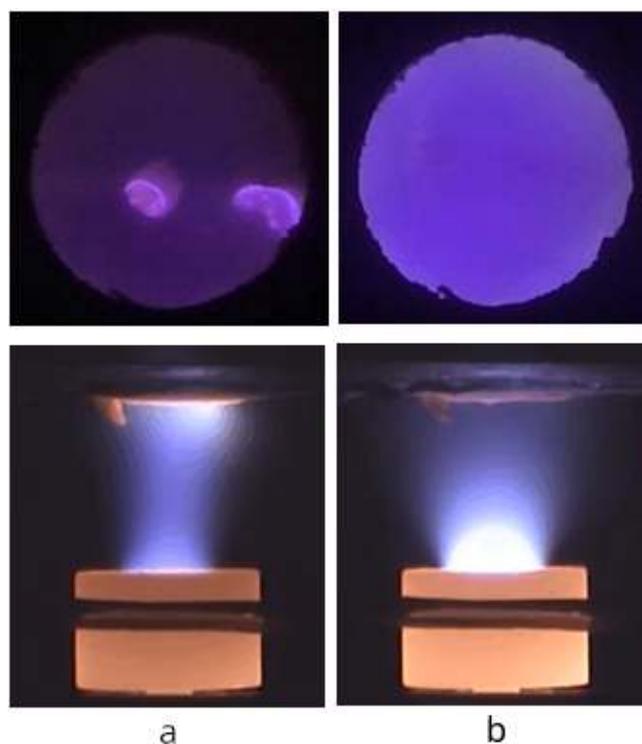


Рис. 3.7. Вид сверху и сбоку диффузного разряда (а) и катодными пятнами (б) [41]

тыре режима с контракцией на аноде при токах от 54 до 90 А, напряжение V_a в этих режимах составляло от 11 до 13 В. Спустя ~ 50 с после исчезновения контракции на аноде в результате уменьшения мощности ЭЛП на катоде появились МП (рисунок 3.8).

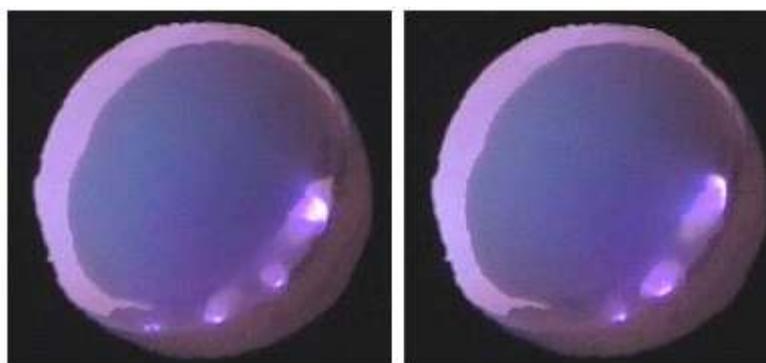


Рис. 3.8. Два кадра изображения поверхности катода с интервалом 0.15 с: $I = 64$ А, $V_a = 10.5$ В, $T_c = 2.31$ кК [41]

Разрушение темного фрагмента в центре рисунка 3.8 выглядело как плавление. Размер этого фрагмента уменьшался со скоростью 0.01 – 0.5 мм/с, скорость была максимальной при наличии на его поверхности МП. По-видимому, катод

полностью расплавился через 770 с после зажигания дуги. Температура плавления оксидов церия в зависимости от их стехиометрического состава изменяется в диапазоне от 2.08 до 2.57 кК (при давлении 0.1 МПа) [131].

В дальнейшем МП могли перемещаться по поверхности расплава (рисунок 3.9а) или конденсата CeO_2 вблизи выходного отверстия тигля (рисунок 3.9б). МП появлялись на поверхности конденсата сразу после увеличения тока с 64 до 90 А. В отличие от МП на поверхности конденсата, на поверхности расплава они были несколько крупнее, а их «время жизни» могло достигать ~ 3 с. По-видимому, такое изменение характеристик МП было связано с ростом электропроводности оксида с ростом температуры. Количество МП увеличивалось с ростом тока. Новые МП обычно появлялись в результате деления уже существующих, либо образовывались на границе «молибден-оксид».

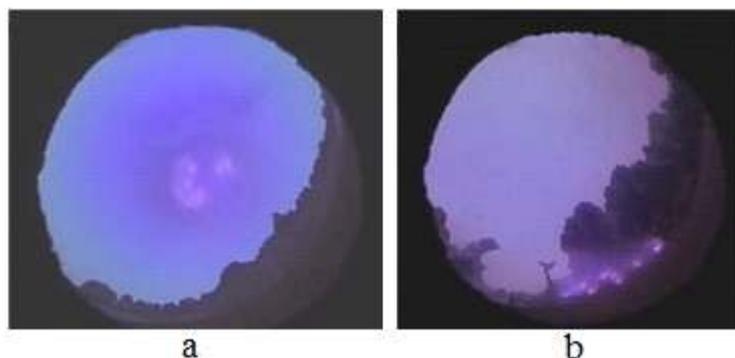


Рис. 3.9. Поверхность катода: (а) — $I = 64$ А, $V_a = 11.4$ В, $T_c = 2.35$ кК; (б) — $I = 90$ А, $V_a = 11.3$ В, $T_c = 2.31$ кК [41]

В дуге с ДКП на металлических катодах МП можно было наблюдать только в момент зажигания дуги, если температура катода была недостаточной для обеспечения необходимого тока термоэмиссии или существенной плотности плазмообразующего пара [37]. При использовании ЭЛП для предварительного подогрева металлических катодов длительность режимов с МП обычно не превышала ~ 1 с. По оценкам, катод из CeO_2 в описываемом эксперименте работал на пределе своих термоэмиссионных возможностей, так что даже сравнительно небольшое снижение его температуры вызывало неустойчивость ДКП. Режим дуги с МП на

расплаве катода (рисунок 3.9а) существовал дольше других. Осциллограммы напряжения, соответствующие МП на расплаве, представлены на рисунке 3.10.

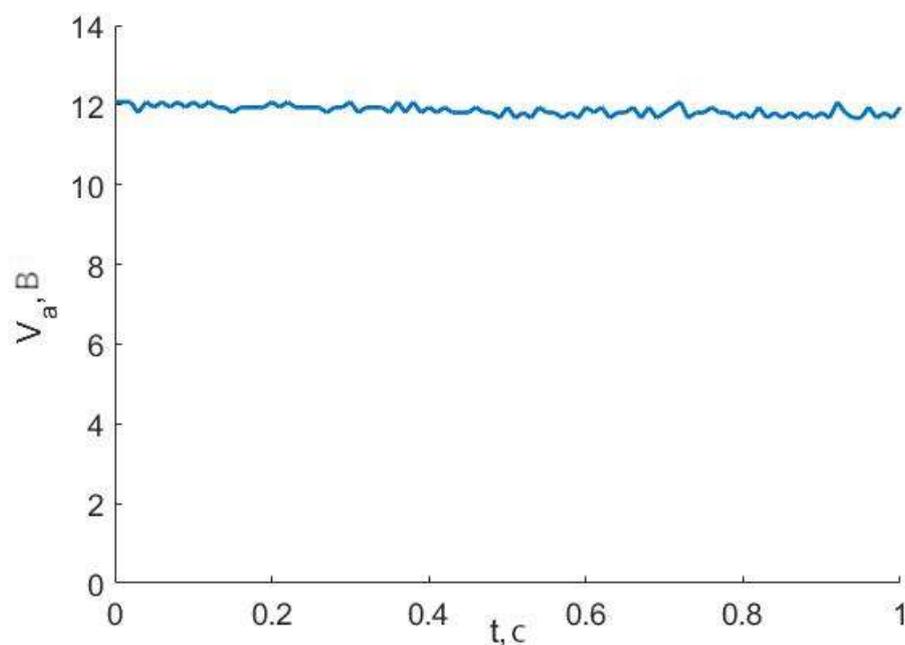


Рис. 3.10. Поверхность катода: (а) — $I = 64$ А, $V_a = 11.4$ В, $T_c = 2.35$ кК; (б) — $I = 90$ А, $V_a = 11.3$ В, $T_c = 2.31$ кК [41]

Подобный вид осциллограмм наблюдался и на других временных масштабах. МП в разряде не вызывали значительных пульсаций напряжения дуги. Величина колебаний была сравнительно небольшой и не превышала 2 В при среднем напряжении около 12 В. Поэтому можно предположить, что доля тока дуги, проходящего через МП, была относительно небольшой, и они слабо влияли на свойства плазмы. Также не наблюдалось признаков эрозии катода в виде микрочастиц при горении дуги в режиме с МП.

3.4. Параметры плазменного потока

Одиночный зонд Ленгмюра, установленный на высоте 15 см над анодом, использовался для определения концентрации ионов и температуры электронов. При обработке данных предполагалось наличие исключительно однозарядных ионов цезия в плазме. Энергетические характеристики ионов измерялись многосеточ-

ным зондом, положение которого варьировалось в диапазоне 15-21 см от анода в зависимости от конкретного эксперимента. Для оценки среднего заряда тяжелых частиц потока плазмы применялся конденсационный зонд, установленный на высоте 3 см над анодом.

Результаты диагностики параметров плазмы, представлены на рисунке 3.11. Температура электронов T_e , измеренная в заанодной области, остается практически постоянной (не превышая 1 эВ в пределах погрешности измерений) и не показывает существенной зависимости от величины разрядного тока. Максимальная концентрация ионов, зафиксированная на расстоянии 15 см от анода, достигает значений порядка $4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, изменяясь в зависимости от режима работы разряда. Энергетические характеристики ионного потока проявляют зависимость от тока: наиболее вероятная энергия ионов (без учета кратности ионизации) возрастает от 8 до 15 эВ, а максимальная энергия увеличивается с 17 до 24 эВ при увеличении тока от 40 до 100 А. С учетом измеренного зондом потенциала плазмы ($10 \pm 2 \text{ В}$) в области расположения многосеточного зонда, оценка кинетической энергии ионов дает значения не более 7 эВ. Особый интерес представляет поведение среднего заряда тяжелых частиц, который монотонно растет с увеличением тока разряда и стабилизируется в диапазоне 0.8 – 0.9 е при токах выше 70 А.

Спектральный состав излучения плазмы дуги на оксидном катоде достаточно сложен из-за большого количества излучающих компонент. На рисунке 3.12 представлен характерный пример зарегистрированного спектра, в котором удается идентифицировать несколько ключевых спектральных линий. В спектре прослеживаются атомные линии церия и молибдена (материала тигля), а также ионные линии Ce^+ . Также наблюдается присутствие линий атомарного кислорода 788.8 нм и 882.3 нм (соответствующих энергии возбуждения 14.1 эВ), ионов Mo^+ (368.9 нм, 6.47 эВ) и дважды ионизированных ионов церия Ce^{2+} с длиной волны 434.8 нм (15.3 эВ) и 566.6 нм (14.7 эВ).

Из сложности интерпретации данных оптических спектров излучения, основным диагностическим средством для исследования компонентного состава

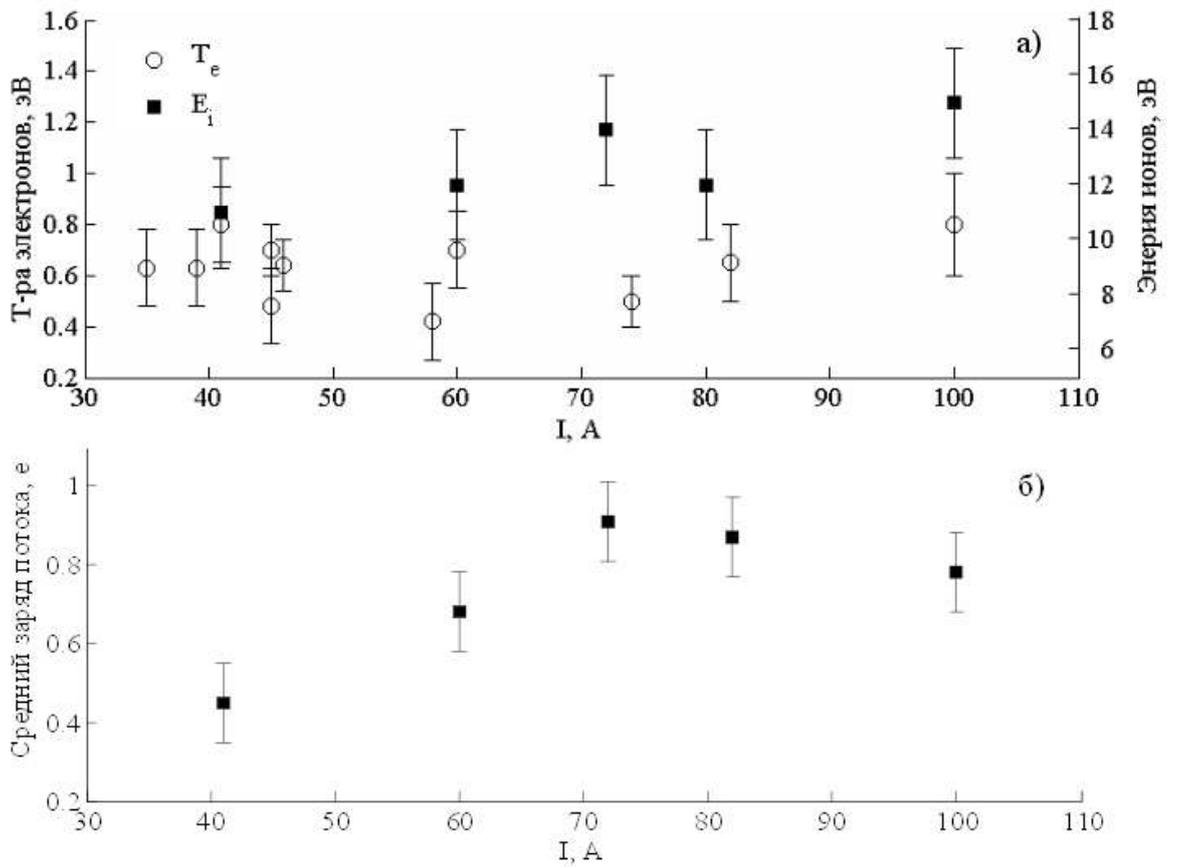


Рис. 3.11. Параметры плазменного потока: а) температура электронов — T_e и наиболее вероятная энергия ионов — E_i , б) средний заряд потока тяжелых частиц [3]

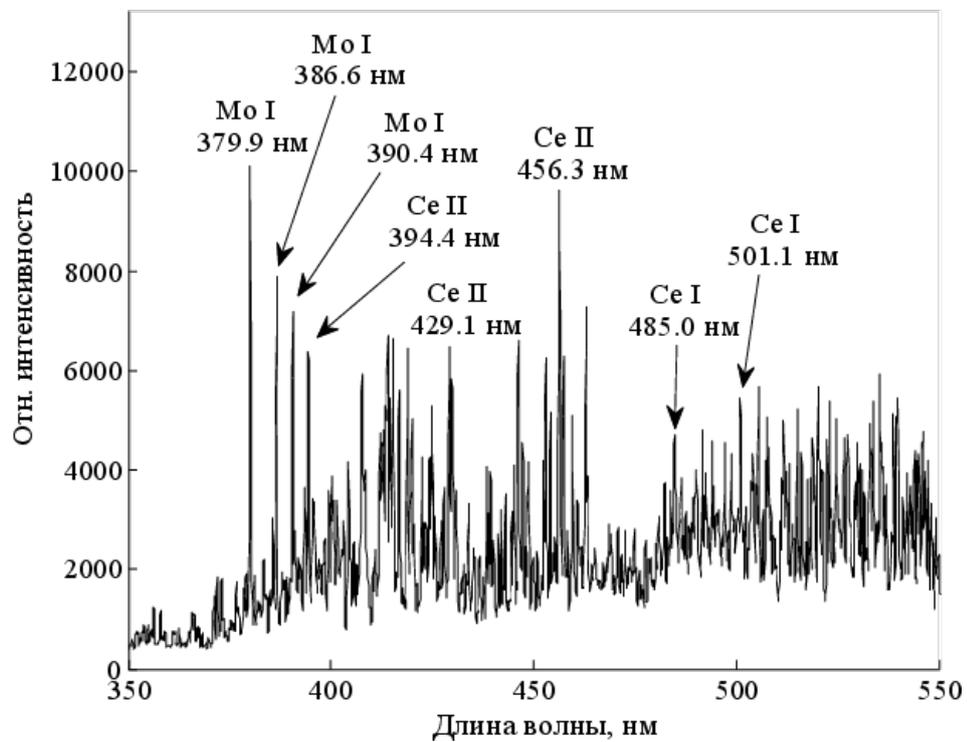


Рис. 3.12. Типичный спектр излучения плазмы дуги на катоде из CeO_2 [3]

плазменного потока являлся ВМС [31]. Его разрешение составляло ~ 20 . Вход в ВМС находился на расстоянии 30 см над анодом. В дуге на катоде из оксидного материала, находящегося в молибденовом тигле, в плазменном потоке могут появляться молекулярные ионы оксида молибдена MoO_3^+ и ионы церия Ce^+ , массы которых близки. ВМС с разрешением 20 не способен их разделить. По этой причине проводились дополнительные эксперименты с использованием вольфрамового тигля. В таблице 3.2 представлены отношения массы к заряду всех ионов, которые могут присутствовать в потоке плазмы с тиглями из W и Mo.

Таблица 3.2. Ожидаемые ионы в составе плазменного потока дуги на катоде из CeO_2 в тигле из W и Mo

Ион	m/e однозарядных ионов	m/e двузарядных ионов
Mo^+	96	48
MoO^+	112	56
MoO_2^+	128	64
MoO_3^+	144	72
Ce^+	140	70
CeO^+	156	78
CeO_2^+	176	88
W^+	184	92
WO^+	200	100
WO_2^+	216	108
WO_3^+	232	116

Типичные примеры масс-спектров плазмы дугового разряда, зарегистрированных в экспериментах с тиглями из вольфрама и молибдена представлены на рисунке 3.13. Обнаруживаются массовые пики Ce^+ , Ce^{++} , CeO^+ , W^+ , Mo^+ , массы 140, 156, 183 и 96 а.е.м. соответственно. Сравнение интенсивностей пиков между собой давало возможность сравнивать отношение концентрации ионов того или

иноного сорта в плазменном потоке.

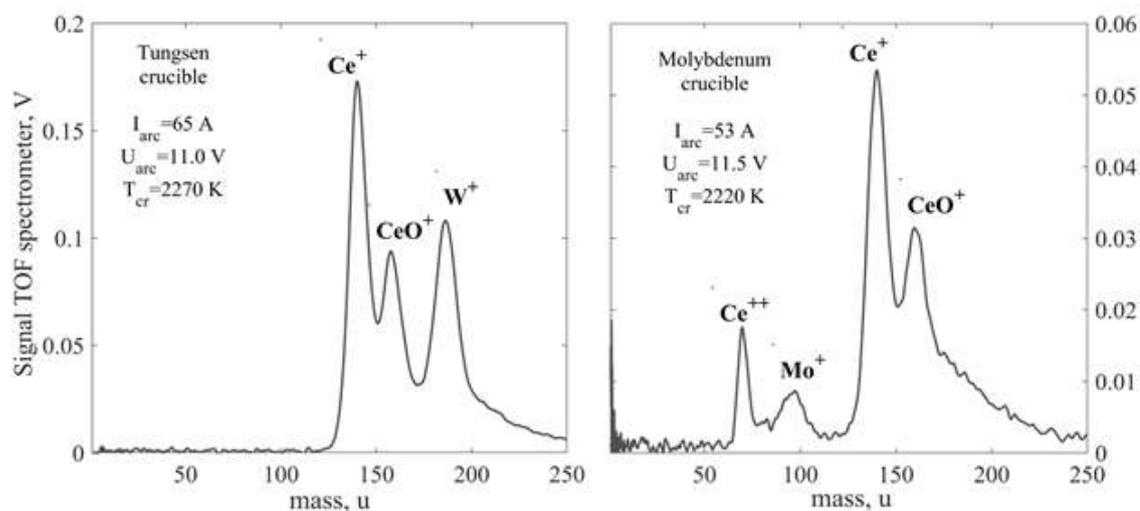


Рис. 3.13. Зарегистрированные масс-спектры ионов плазмы дугового разряда с катодом из диоксида церия в тигле из вольфрама (слева) и молибдена (справа) [40]

Анализ влияния параметров разряда на ионный состав показал, что существенные изменения состава происходят при варьировании тока разряда. Изменение температуры тигля несущественно влияло на состав плазмы.

Зависимости ионного состава плазмы от тока разряда с тиглями из W и Mo показаны на рисунке 3.14.

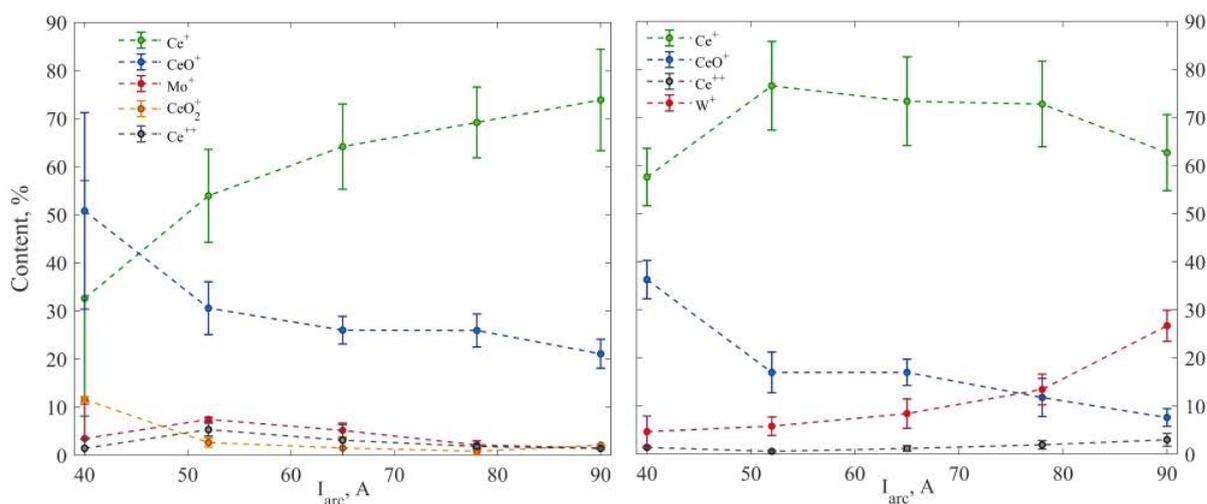


Рис. 3.14. Ионный состав плазмы при различных токах дуги для молибденового тигля с температурой 2220 К (слева) и вольфрамового тигля при температуре 2270 К (справа) [40]

На графиках (как с вольфрамовым, так и с молибденовым тиглем) наблюда-

ется снижение концентрации молекулярных ионов при увеличении тока, тогда как содержание двукратно ионизированных частиц остается практически неизменным. Поведение содержания ионов материала тигля демонстрирует принципиально разные тенденции: доля ионов молибдена незначительно уменьшается с ростом тока, в то время как концентрация ионов вольфрама резко возрастает, достигая 30% от общего потока плазмы при 90 А. Наблюдаемые особенности можно объяснить изменением концентрации электронов в плазменном столбе. В исследуемом диапазоне параметров основным механизмом диссоциации молекул CeO является электронный удар. При этом, как было установлено ранее [3], температура электронов не изменяется при варьировании тока от 40 до 90 А. Следовательно, увеличение плотности электронов должно приводить к более интенсивной диссоциации молекул CeO, являющихся основным компонентом пара над нагретым диоксидом церия.

Для понимания состава плазмы, помимо относительного содержания компонентов, необходимы данные об их абсолютных концентрациях. В таблице 3.3 приведены результаты измерений общей концентрации плазмы, рассчитанной как интегральная площадь под масс-спектром и переведенной в соответствующие единицы измерения, в зависимости от величины разрядного тока.

Таблица 3.3. Зависимость концентрации плазмы от тока разряда

Ток дуги, А	40	53	65	78	90
$n, \text{см}^{-3} \times 10^9$ (W-тигель)	10.3	12.1	12.5	8.5	9.2
$n, \text{см}^{-3} \times 10^9$ (Mo-тигель)	6.8	6.0	6.8	4.4	3.4

Экспериментально установленное присутствие ионов материала тигля в плазменном потоке потребовало проведения дополнительного анализа.

Справочные данные о давлении насыщенных паров молибдена, вольфрама и их оксидных соединений [75], приведенные в таблице 3.4, позволяют сделать

выводы о механизмах появления этих элементов в плазменном потоке. Анализ показывает, что при температурах порядка 2000 К давление паров чистых металлов (W и Mo) крайне незначительно и не может объяснить наблюдаемую концентрацию соответствующих ионов в плазме. В то же время их оксиды демонстрируют существенно более высокое давление насыщенных паров при этих температурах. Таким образом, в экспериментальных условиях основным каналом поступления молибдена и вольфрама в плазмообразующую среду являлось испарение их оксидов.

Таблица 3.4. Сравнительные данные по давлению насыщенных паров молибдена и вольфрама и их оксидов

	Mo	Mo ₂	Mo ₃	W	W ₃	W ₂
T, К	2800	2028	1400	2000	1500	1531
P, Па	1.8	5.0	1.8×10^5	8.6×10^{-10}	7.8	9.8

Оксиды материала тигля, вероятно, появляются в составе плазменного потока как вследствие прямого взаимодействия материала тигля и материала катода (CeO₂), так и вследствие инконгруэнтного фазового перехода диоксида церия [131], из-за чего происходит обогащение паров кислородом при нагреве. Элементарные оценки показывают, что образование диоксидов молибдена и вольфрама энергетически выгодно при высоких температурах. Разность стандартной свободной энергии Гиббса ΔG_T^0 реакции $4\text{CeO}_2 + \text{M} \rightarrow 2\text{Ce}_2\text{O}_3 + \text{MO}_2$, где M — W или Mo, становится отрицательной после 2030 К [127]. При температуре 2200 К в дуге $\Delta G_{T=2200}^0 \approx -17$ кДж/моль, поэтому окисление W и Mo этим путем оказывается энергетически выгодным. Образование триоксидов MoO₃ и WO₃, в свою очередь, является результатом окисления Mo и W в кислородсодержащей среде [132; 133].

3.5. Параметры ионного потока в первые минуты после пробоя

После возникновения дуги плазма начинает взаимодействовать с катодом. Например, ионная бомбардировка и протекание электрического тока через тело катода вызывают его дополнительный нагрев. Эти возмущения инициируют тепловые и другие релаксационные процессы в катоде, которые длятся конечное время до установления устойчивого горения дуги. Длительность периода катодной релаксации (ПКР) зависит от физических свойств используемого материала. Высокие значения температуропроводности и электропроводности для металлов уменьшают время, необходимое для распространения возмущений по катоду после теплового и электрического напряжения, поэтому ПКР для металлических катодов значительно короче, чем для диэлектрических. Во время ПКР катод нестационарен из-за протекания релаксационных процессов. Ионизация паров катода происходит в прикатодной области, поэтому образующаяся плазма вакуумной дуги также может быть нестационарной. Если необходимо получить стационарные параметры плазмы, то наличие длительного ПКР может быть неприемлемым для некоторых прикладных задач. Для оценки приемлемости потока плазмы при ПКР для конкретной прикладной задачи необходимо провести его дополнительное исследование.

С этой целью исследовались энергия ионов и ионный компонентный состав в первые минуты после пробоя разряда с горячим диэлектрическим катодом из CeO_2 [42]. Энергии ионов определялись при помощи многосеточного зонда, который измерял спектр с частотой около 1 кГц, а ионный состав потока — при помощи ВМС, его частота измерения составляла около 13 Гц. Ставился вопрос "Насколько различаются параметры потока плазмы сразу после зажигания дуги и после установления устойчивого горения?".

Работа разряда после инициирования может быть разделена на два временных периода. Первый период — ПКР, когда катод релаксировал после пробоя дуги и происходили процессы стабилизации параметров разряда. При этом темпера-

турное поле катода выравнивалось под действием нагрева плазмой дуги, а также улучшался электрический контакт между катодом и тиглем за счет протекания тока дуги. Дуга в этот период была нестабильной, свечение плазменного столба было нестационарным. Длительность ПКР составляла около 5 – 7 минут после инициирования дуги. Второй период работы дуги был стационарным, параметры плазмы были относительно стабильными, как и свечение плазменного столба. Далее этот период времени будет называться периодом установившегося горения (ПУГ). ПУГ имел длительность около 20 минут и продолжался до тех пор, пока в тигле не заканчивалось вещество катода.

Ниже приведены результаты диагностики потока генерируемой плазмы за два временных периода работы разряда — в течение ПКР и в течение ПУГ. Исследовался поток плазмы дуги, проникающий в пространство за анодом. В ПКР свечение флуктуировало, менялось направление плазменной струи. Ряд кадров видеозаписи дуги в течение ПКР, отражающих изменения свечения плазмы, показаны на рисунке 3.15.

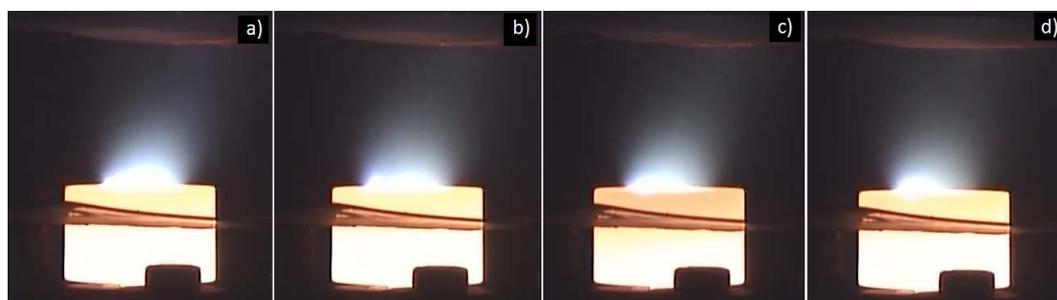


Рис. 3.15. Кадры видеозаписи внешнего вида дуги во время ПКР [42]

Типичные энергетические спектры ионов плазмы в ПКР в два близких момента времени, отсчитываемых от момента зажигания дуги ($t_1 = 320$ с, $t_2 = 327$ с), показаны на рисунке 3.16а. Спектр ионов в стационарный период ($t_3 = 800$ с) показан на рисунке 3.16б.

В ПГУ (рисунок 3.16б) наиболее вероятная энергия ионов (максимум распределения по энергии) составила 11 эВ, а полуширина — около 7 эВ. Необходимо отметить, что эти значения являются суммами кинетической и потенциальной ча-

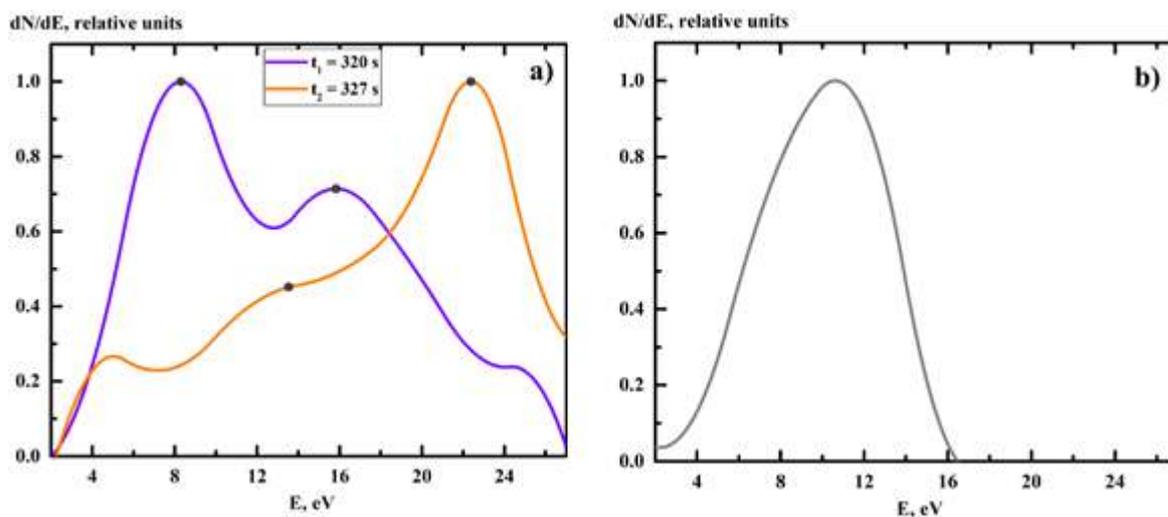


Рис. 3.16. Энергетический спектр ионов в ПКР (а) и в ПУГ (б). Напряжение разряда ≈ 11 В [42]

стей энергии ионов. Параметры потока ионов были следующими. Ток насыщения ионов в МП составил 15 мкА, что соответствовало плотности ионов вблизи зонда $2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Потенциал плазмы составил около 6 В. Таким образом, наиболее вероятная кинетическая энергия ионов составила около 5 эВ.

Рисунок 3.16а показывает, что энергетические спектры ионов имеют несколько локальных максимумов во время ПКР. При $t_1 = 320$ с наиболее интенсивные максимумы соответствуют энергиям ионов 8 и 16 эВ. При $t_2 = 327$ с наиболее интенсивные максимумы соответствуют энергиям ионов 13 и 23 эВ. Напряжения дуги при t_1 и t_2 были практически равны 10.4 и 11 В соответственно. По наблюдениям во время ПКР энергетический спектр ионов колебался между этими двумя типичными формами. Локальные максимумы в энергетическом распределении ионов, отличающиеся в 2 раза по значениям энергии (рисунок 3.16а), указывают на присутствие в потоке плазмы как однозарядных, так и двухзарядных ионов. Таким образом, во время ПКР разряд колебался между двумя состояниями с преобладанием однозарядных ионов и с преобладанием двухзарядных ионов. В спектрах (рисунок 3.16а) соотношение между одно- и двухзарядными ионами варьируется от 60/40% до 30/70% соответственно.

Наличие двухзарядных ионов в ПКР подтверждается измерениями масс-спектров ионов. Масс-спектры, зарегистрированные в ПКР, показаны на рисун-

ке 3.17. Масс-спектры представляют собой усредненный ионный состав за время измерения ~ 60 с.

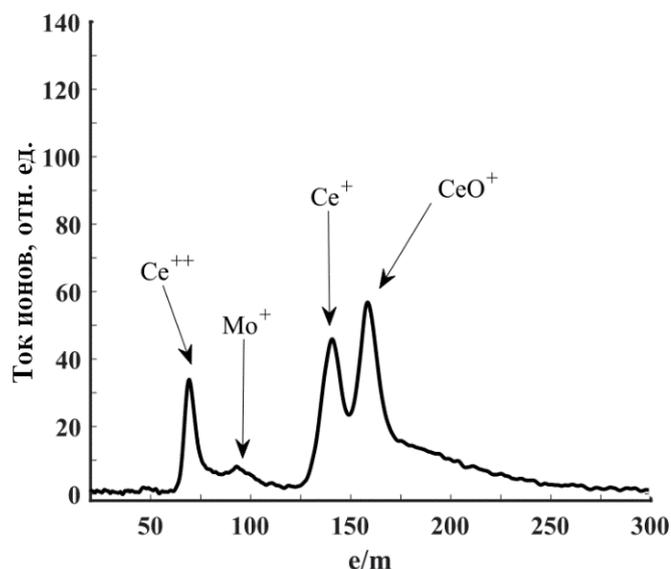


Рис. 3.17. Усредненные масс-спектры ионов плазмы при ПКР [42]

В плазме присутствуют ионы церия Ce^+ , Ce^{++} (140 а.е.м.) и ионы оксида церия CeO^+ (156 а.е.м.), а также ионы молибдена Mo^+ (96 а.е.м.), которые являются результатом ионизации материала тигля. Интенсивности максимумов сигналов, соответствующих двузарядным ионам церия, при ПКР в ~ 5 раз выше, чем при ПУГ. Анализ площадей массовых пиков показывает, что в среднем доля двухзарядных ионов в плазме при ПКР может составлять до 30%, тогда как при ПУГ она существенно ниже.

Исследовалась временная эволюция энергетических спектров ионов. Для анализа использовались значения наиболее вероятной энергии. Результаты измерений для ПКР и ПУГ показаны на рисунке 3.18 вместе с временной эволюцией напряжения дуги. Длительность измерений составила около 1 минуты.

Видно, что динамика наиболее вероятной энергии ионов в ПКР существенно отличается от таковой в ПУГ. Для ПКР характерны интенсивные колебания энергии ионов с амплитудой 5 – 10 эВ при сравнительно небольшой амплитуде колебаний напряжения дуги в пределах 1 В. Также значения энергии ионов, деленные на элементарный заряд, почти на 50 % превышают напряжение разряда. В ПУГ

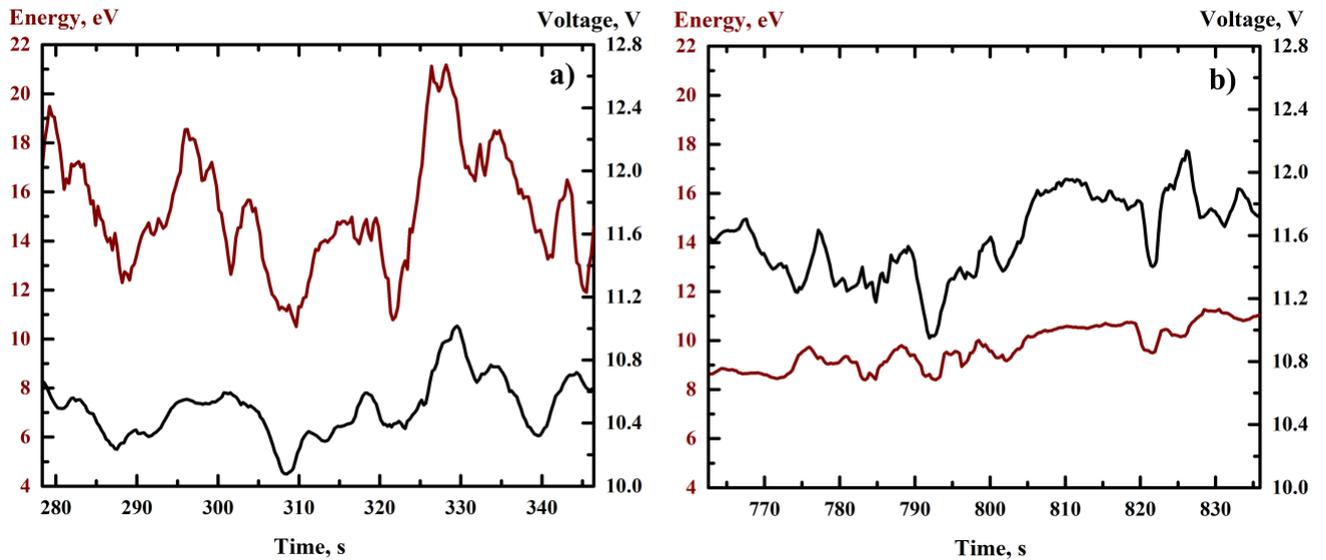


Рис. 3.18. Временная эволюция наиболее вероятной энергии ионов в ПКР (а) и в ПУГ (б) [42]

средние значения энергий ионов более стабильны. Значения энергии, деленные на элементарный заряд, соответствуют средним значениям напряжения разряда. Полученная разница значений энергии ионов между периодами свидетельствует о различии катодных процессов в ПКР и ПУГ.

Границы изменения измеренных значений энергии ионов и напряжения дуги, их среднее значение и стандартное отклонение определенные по данным рисунка 3.18, представлены в таблице 3.5.

Таблица 3.5. Типичные параметры вакуумной дуги с горячим катодом из CeO_2

Период	E_{min} , эВ	E_{max} , эВ	$\langle E \rangle$, эВ	σ_E , эВ	U_{min} , В	U_{max}	$\langle U \rangle$, В	σ_U , В
ПКР	10.5	21.2	15.3	2.3	10.1	11.0	10.5	0.2
ПУГ	8.4	11.3	9.7	0.9	10.9	12.1	11.6	0.3

Что касается горения дуги в ПКР, то по измеренным параметрам разряда: мощности ЭЛП, средней температуре катодного тигля, току и напряжению разряда ПКР практически не отличался от ПУГ. Он отличался внешними признаками, а именно нестационарным свечением столба дуги. Как показали измерения, ПКР отличался также интенсивными колебаниями энергии ионов и ионным составом

генерируемого потока плазмы.

Поведение разряда связано в основном с особенностями используемого катодного вещества — диоксида церия. Из-за резкой зависимости электропроводности диоксида церия от температуры [134] его нагрев дугой может быть сильно неоднородным. При возникновении локально нагретой области ее проводимость резко возрастает, что приводит к перераспределению тока и увеличению вклада джоулева нагрева в эту область. Последнее приводит к еще большему нагреву области и увеличению доли протекающего через нее тока дуги. Нагрев компенсируется потерями тепла за счет испарения и термоэлектронной эмиссии. Низкая электро- и теплопроводность исключает нагрев всего тела катода. В результате существование разряда обеспечивается в основном малой площадью катода, и могут возникать катодные пятна [40; 41]. Локализация нагрева может приводить к недостаточной плотности плазмообразующей среды, поскольку от площади зависит поток испаряющихся молекул. Недостаток плотности приводит к увеличению величины падения потенциала вблизи катода и увеличению энергии электронов. В результате увеличивается степень ионизации и появляются многозарядные ионы.

Области локального нагрева, обусловленные неоднородностями поверхности катода, непрерывно возникают и затухают, что объясняет колебания энергии ионов и ионного состава. Со временем прогревается целая область катода, и влияние локального нагрева ослабевает, поэтому в начале эксперимента существует ПКР. Повышение температуры катода усиливает процессы термоэлектронной эмиссии и испарения, что стабилизирует разряд и улучшает условия для протекания тока дуги.

Отдельную роль в поддержании температуры последнего играет качество контакта поверхности тигля и катода. Шероховатость поверхности спеченного катода уменьшает площадь контакта и ослабляет теплопередачу. Площадь контакта может быть увеличена за счет плавления оксида или образования химического соединения $\text{Ce}+\text{O}+\text{Mo}$ при протекании тока дуги. Тепловое сопротивление уменьшается, и катод получает больше энергии от тигля.

Время нагрева катода мы оценивали следующим образом. После зажигания дуги появляется дополнительный источник нагрева вызванный наличием разряда — ионная бомбардировка. Мощность нагрева плазмой может достигать 100 Вт при токе дуги 60 А [3]. Размеры оксидного катода и молибденового тигля близки. Поэтому время нагрева катода мы можем оценить, измерив время нагрева тигля при включении дополнительного источника.

Измерения температуры боковой поверхности тигля показывают, что время установления нового значения температуры составляет около 10 – 15 с после увеличения мощности нагрева ~ 100 Вт. Температуропроводность молибдена составляет 30×10^{-6} м²/с при температуре 1800 С [135]. Температуропроводность CeO₂ по [121] при температурах > 1000 С составляет менее 1×10^{-6} м²/с. Таким образом, время установления температуры оксида должно быть в 30 раз больше, чем у молибдена. Можно принять его равным 300 – 450 с. Это близко к длительности ПКР, наблюдаемой в экспериментах. Учитывая вышеизложенное, увеличение рабочей температуры катода может сократить длительность переходного режима.

3.6. Выводы к третьей главе

В качестве выводов к Главе 3 сформулируем основные полученные результаты в ходе исследования впервые реализованной вакуумной дуги на горячем керамическом катоде из CeO₂, моделирующем испарение и ионизации оксидов урана и плутония, содержащихся в ОЯТ.

Описаны физические свойства CeO₂, обосновывающие его как модельного вещества. Приведены результаты расчетов состава пара над CeO₂ при рабочих температурах и условиях вакуума. Показано, что пар состоит в основном из молекул монооксида CeO.

Описана методика инициации разряда на керамическом катоде, который является диэлектриком и слабо проводит электрический ток при стандартных условиях. Приведено обоснование использования горячего анода для реализации ста-

ционного разряда. Описан реализованный диффузный вакуумный дуговой разряд при токах 15 – 150 А, напряжении 9 – 14 В и температуре катодного тигля 2.1 – 2.35 кК. Измерены ВАХ разряда и реакция напряжения горения на изменение температуры катодного тигля.

Описаны особенности работы разряда на оксидном катоде. Определен вольтов эквивалент тепловой мощности поступающей в катод. Обнаружено, что значительная часть тепловой мощности выделяется на омическом сопротивлении контакта катод-тигель. Показано, что в данном разряде возможно появление катодных пятен и найдены параметры, при которых происходит переход режима горения от контрагированного к диффузному.

Измерены параметры генерируемого плазменного потока оксида церия, определен компонентный и зарядовый состав. Показано, что в данном разряде возможно добиться режима работы, при котором плазма представлена однозарядными ионами при высоком среднем заряде около 0.9.

Исследован процесс установления горения разряда после инициации, длительность которого составляет около 5 – 7 минут, что обусловлено слабой теплопроводностью оксида и значительными временными затратами на догрев тела катода после зажигания дуги.

В целом, полученные характеристики потока плазмы близки к требуемым для источника и позволяют положительно ответить на вопрос о применимости данного разряда для отработки метода плазменной сепарации.

Глава 4

Вакуумная дуга с горячим смесевым катодом

Исследования источников плазмы конденсированных веществ высокой производительности широко распространены в мировом научном сообществе. За основу берутся вакуумные дуговые разряды всех типов: как контрагированные [136–141], так и диффузные [105; 106; 142; 143]. Наиболее широко известные подходы реализованы на установках типа MEVVA и Vulat, а также при использовании косвенного нагрева поверхности испаряемого электрода электронным пучком. Как показывают результаты, описанные в Главах 1–3 перспективным подходом к получению плазмы конденсированных веществ является также и вакуумная дуга с горячим катодом.

Важная ветвь развития плазменных источников — повышение эффективности испарения и ионизация многокомпонентных смесей. В отличие от широкой проработанности вопроса о функционировании вакуумных дуг на катодах из сплавов [144], в том числе их применения для задач масс сепарации [145], данных о разрядах на расходуемых оксидных катодах и мультикомпонентных катодах, содержащих керамические компоненты, в литературе представлено явно недостаточно. Оксидосодержащий катод дугового разряда часто является нерасходуемым, а его состав подбирается для обеспечения интенсивной термоэлектронной эмиссии с целью уменьшения рабочей температуры [146]. В установках по электровосстановлению металлов [147] производится плавление катода, и задачи испарения смеси не стоит. При исследовании уноса массы катода из перовскита в импульсной вакуумной дуге, авторы работы [148] отмечают, что степень его расходования зависит не столько от термо- и электрофизических свойств катода, сколько от технологии производства и величины протекающего электрического тока.

Присутствие кислорода может сказываться на стабильности существования

разряда из-за связывания электронов и образования отрицательных ионов. Влияние окислов в составе электродов дуги на ее работу обычно ограничивается изучением вопросов движения катодных пятен, очищающих металлический электрод от оксидного слоя [149]. Обычно в установках дуга горит на чисто металлическом электроде в атмосфере, содержащей кислород, который в дальнейшем связывается с частицами металла на подложке [150]; силовой электрод из оксида используется в потоке аргона и дополнительном напуском кислорода [151] — все эти работы посвящены преимущественно анализу осаждающихся пленок, а не вопросам функционирования разряда.

Задача испарения смесей является актуальной и с фундаментальной точки зрения. В первую очередь, интерес вызывает вопрос о реализующемся режиме испарения — селективном или конгруэнтном, то есть когда состав плазмы согласуется с составом образца. Например, преимущественно конгруэнтное испарение наблюдается при облучении мишени из сплава Gd-Co электронным пучком при температуре мишени 2000 К [152]. В процессе лазерной абляции конгруэнтное испарение реализуется только в образцах, где компоненты имеют одинаковые химические свойства, бронзы же испаряются преимущественно селективно [153]. Селективный процесс испарения летучей компоненты из сплава наблюдается при высоких рабочих температурах и низких давлениях в процессах переплавления в вакуумной индукционной печи [154; 155].

4.1. Сравнение свойств катодных материалов

В данной Главе приводятся результаты изучения параметров вакуумной дуги с горячим катодом, включающим в себя керамическую и металлическую компоненты. В качестве оксида используются CeO_2 и TiO_2 в виде порошка, а металлической добавкой является Cr в виде чешуек или порошка.

Разряд зажигался по аналогичной схеме, описанной в Главах 1–3. В качестве анода использовалась молибденовая пластина толщиной 0.5 мм, имевшая цен-

тральное отверстие диаметром 14 мм для выхода плазмы. Катодные материалы перед инициацией дуги смешивались и совместно спекались в катодном тигле на протяжении 30 – 60 минут при температуре 1.7 кК в вакууме. Далее тигель догревался, и при температуре около 1.95 кК к аноду прикладывалось напряжение.

Для диагностики параметров плазмы разряда применялось несколько зондовых методов. Использовался одиночный цилиндрической зонд Ленгмюра, длина рабочей части которого оставляла 7 мм при диаметре 0.6 мм. Зонд располагался в пространстве за анодом разряда на расстоянии около 130 мм.

Для оценки степени ионизации вылетающей за анод плазмы использовался метод конденсационного зонда. Ток ионов через зонд измерялся при приложенном на него напряжении -30 В относительно катода. Характерное время экспозиции зонда в плазменном потоке дуги составляло около 5 минут. Зонд вводился в плазменный поток за анодом дуги на высоте около 40 мм над ним.

Для качественного контроля состава плазменного потока, образующегося в дуге, производилась регистрация спектров излучения разряда. Излучения собиралось из области диаметром около 1 мм над выходным отверстием тигля и анализировалось при помощи оптического спектрометра. Анализ спектров излучения производился в диапазоне длин волн 200-900 нм с использованием табличных данных о длинах волн спектральных линий Cr и Se и Ti из базы данных NIST [91]. Оптическое разрешение спектрометра в измеряемом диапазоне длин волн составляло 0.3 нм. Для исследования ионного состава образующейся плазмы использовался ВМС, конструкция которого описана в [31]. Входное окно ВМС располагалось на высоте 30 см над анодом.

Характеристики используемых катодов определяют параметры генерируемой плазмы. Приведем физические свойства материалов, определяющие способность создавать плазмообразующую среду и эмитировать электроны. Эти данные будут полезны для анализа экспериментальных результатов.

Катод вакуумной дуги, испаряясь, генерирует плазмообразующую среду. Давление насыщенных паров позволяет оценить максимальную плотность паров

вблизи поверхности катода. На рисунке 4.1 приведены справочные данные по зависимости давления насыщенных паров составляющих катода от температуры [70; 75; 118].

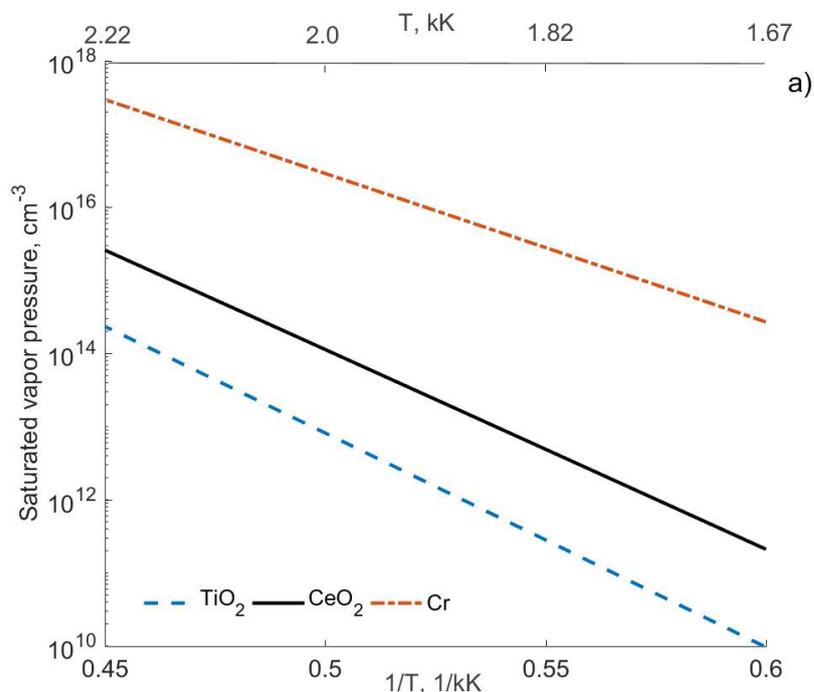


Рис. 4.1. Давление насыщенных паров используемых катодных материалов в зависимости от температуры [2]

Плотность паров Cr на два порядка превышает плотность паров оксидов. В свою очередь, плотность паров CeO₂ превышает плотность паров TiO₂ примерно на один порядок. В связи с довольно большими различиями в давлении паров на рисунке 4.1 можно предположить, что такое же большое соотношение между плотностями компонентов паров реализуется над поверхностью смешанного катода. То есть, до зажигания дуги пар над катодом состоит преимущественно из атомов Cr.

Кроме испарения, нагретый дуговой катод испускает электроны термоэмиссии, которые попадают в плазму. На рисунке 4.2 представлена зависимость плотности тока термоэлектронной эмиссии компонентов катода от температуры, рассчитанная по справочным данным о работе выхода — φ [70; 74].

Ввиду различий в справочных данных для оксидов проиллюстрирован диа-

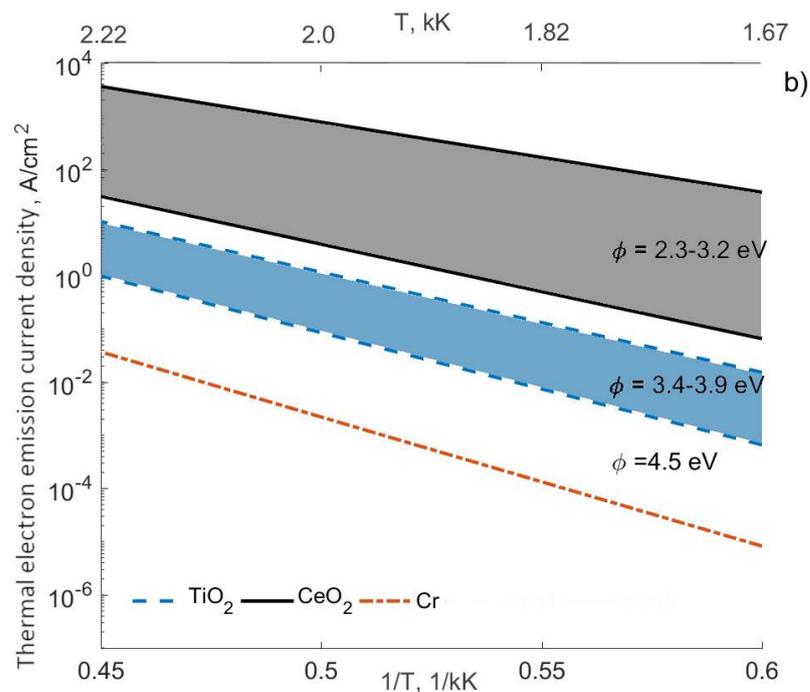


Рис. 4.2. Плотность тока электронов термоэмиссии используемых катодных материалов в зависимости от температуры [2]

пазон тока эмиссии. Соотношение между значениями работы выхода материалов показывает, что термоэлектронный ток из CeO_2 на 2 – 4 порядка выше, чем для других материалов. Необходимо отметить, что термоэлектронный ток из CeO_2 при достаточно высоких температурах может быть сопоставим с полным током дуги. TiO_2 , также как и CeO_2 являются диэлектриком. Ширина запрещенной зоны для него составляет 3.7 эВ. Электропроводность TiO_2 увеличивается с ростом температуры.

Также важным является агрегатное состояние катодного материала. В жидком состоянии катод может активнее химически взаимодействовать с материалом тигля. В результате которого возможно плавление тигля при температурах достигаемых в эксперименте. Кроме того, из-за смачивания может происходить вытекание материала катода из тигля. Температура плавления Cr составляет 2.18 кК, TiO_2 — 2.14 кК, CeO_2 — 2.87 кК [70; 118].

4.2. Вакуумная дуга на смеси порошка CeO_2 и чешуек Cr

Хром был представлен чешуйками размером 1 – 5 мм с толщиной менее 0.5 мм. В этих экспериментах компоненты катода имели одинаковые массы. Полная масса катодного материала составляла около 6 г. Был реализован диффузный вакуумный дуговой разряд на смешанном расходуемом катоде $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ в диапазоне токов I от 30 до 110 А, которому соответствовал диапазон напряжений дуги $U = 6\text{--}11$ В. Температура тигля, T_c , менялась от 1.95 до 2.25 кК. Проводились эксперименты как с фиксированным током разряда, при варьировании T_c , так и с фиксированной T_c при варьируемом токе. На рисунке 4.3 представлена типичная ВАХ дуги при фиксированной температуре тигля (приведены данные для $T_c = 2.05$ кК). Для сравнения на рисунке 4.3 также представлены ВАХи диффузных вакуумных дуг с катодами из чистого хрома [97] и оксида церия [3]. Согласно приведенным данным ВАХ разряда со смесевым катодом немонотонна, напряжение имеет слабо выраженный минимум внутри диапазона 40–70 А. Такое же поведение кривой ВАХ повторялось в нескольких экспериментальных сериях не только при фиксированной T_c , но и при фиксированной мощности ЭЛП.

Анализ теплового баланса катода, проведенный путем сопоставления мощности ЭЛП, требуемой для поддержания одной и той же температуры как в отсутствие разряда, так и при работающей дуге, выявил существование режимов, при которых дуговой разряд охлаждает катод. Этот эффект аналогичен ранее описанному в Главе 1 (рисунок 4.4). В описанных экспериментальных условиях при токе 30 А и температуре катода 2.0 кК величина теплового потока отдаваемой катодом плазме Q_{out} достигала 150 Вт. При значительном снижении мощности ЭЛП и температуры катода T_c наблюдалась контракция тока.

Анализ спектров излучения плазмы позволял контролировать её компонентный состав. В целом из-за наличия относительно большого количества излучающих компонент (серии линий атомов и ионов церия и хрома Ce I, Ce II, Cr I, Cr II, отдельные линии атомов молибдена и кислорода) спектр излучаемой плазмы

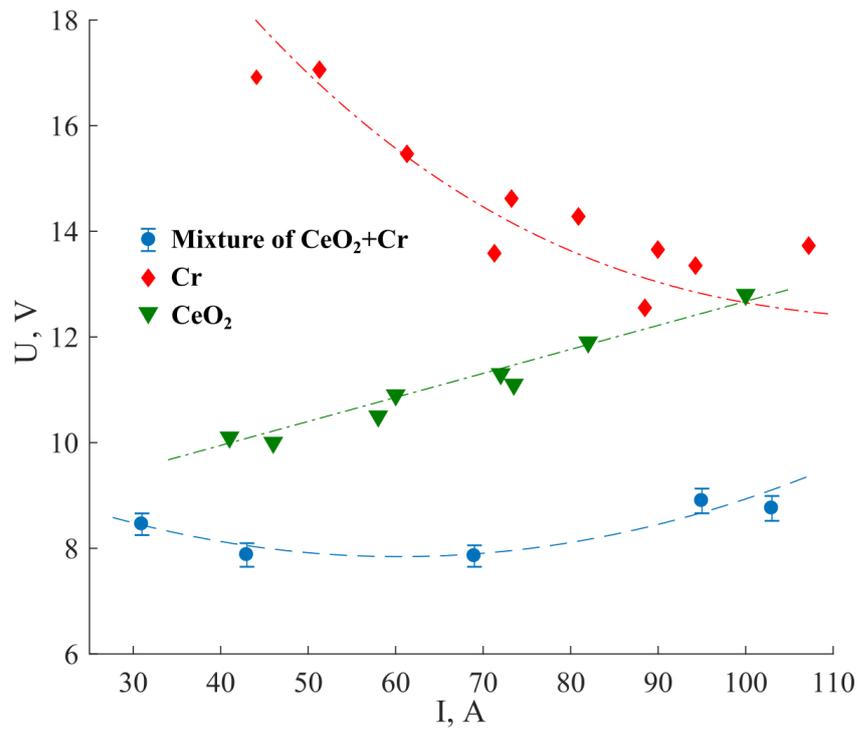


Рис. 4.3. ВАХи вакуумных дуг на катодах из CeO_2 и Cr [35]. Смесевой катод CeO_2+Cr ($T_c = 2.05$ кК), чистый хром Cr ($T_c = 1.8-1.95$ кК) [97], чистый CeO_2 ($T_c = 2.3$ кК) [3]

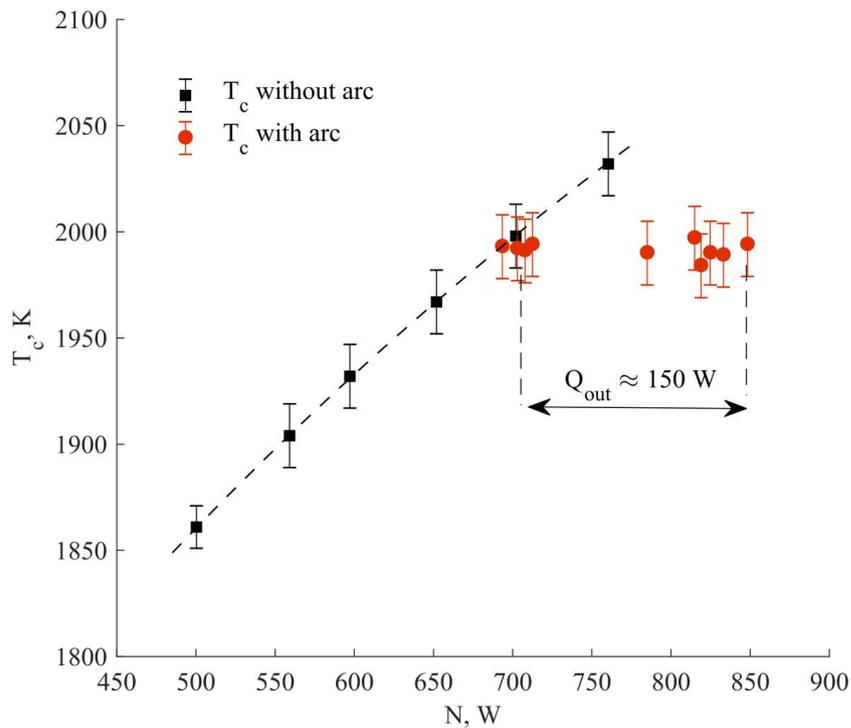


Рис. 4.4. Режимы работы катода с отрицательной мощностью, поступающей на него из плазмы. $I = 30-95$ А [35]

оказывается достаточно сложным. Однако молекулярных соединений в плазме разряда по зарегистрированным спектрам зафиксировать не удалось (для анализа

присутствия молекулярных спектров использовались данные [156]). Изучая режимы горения разряда, было выяснено, что при малых токах (< 60 А) независимо от установленной температуры тигля излучение атомов и ионов церия не регистрируется. Линии атомов и ионов церия обнаруживаются в спектре только при токах более 80 А. Рисунок 4.5 демонстрирует данную особенность излучения разряда. На нем показаны примеры участка спектра излучения плазмы при разрядных токах 50 и 80 А.

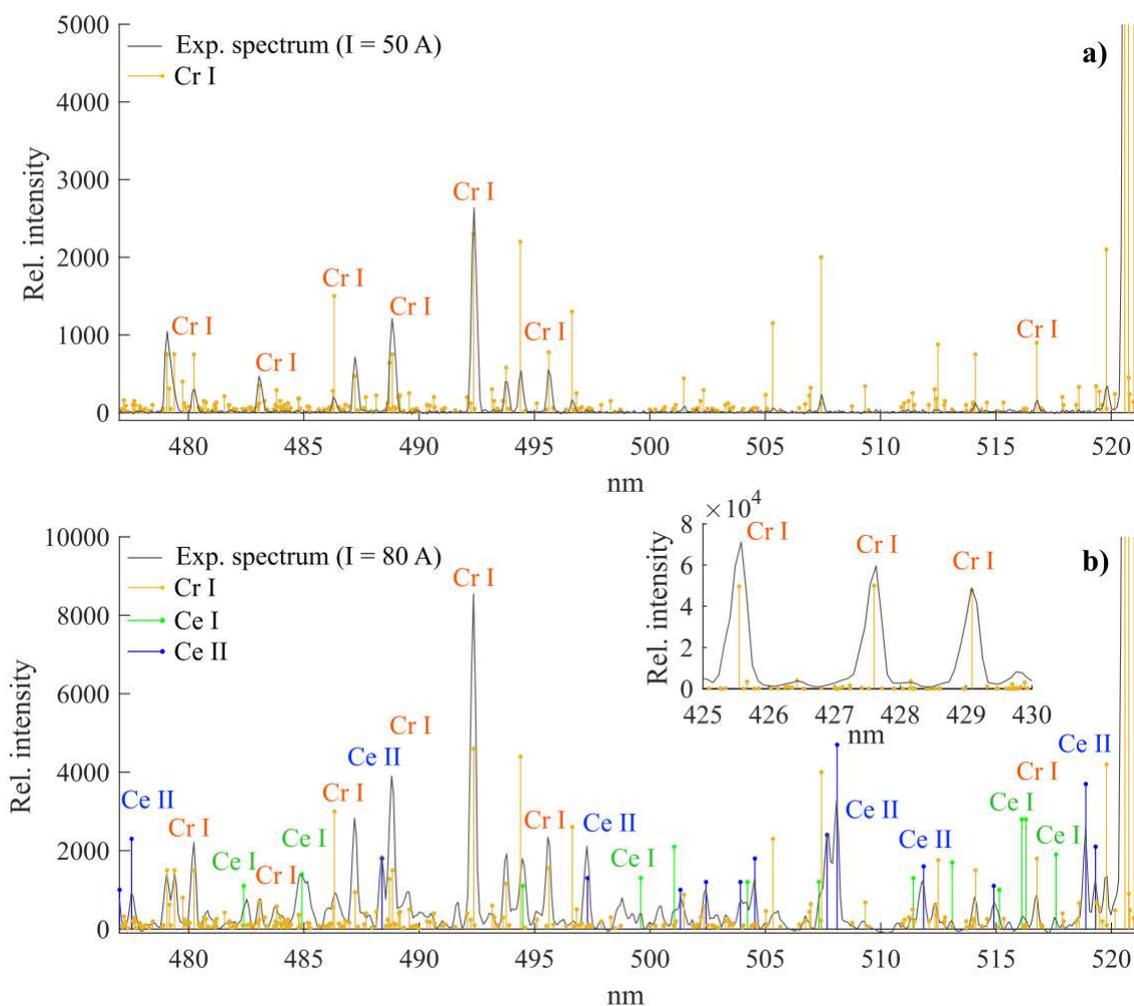


Рис. 4.5. Спектры излучения плазмы вакуумной дуги со смешанным катодом из оксида церия и хрома: а) $I = 50$ А, $T_c = 2.1$ кК; б) $I = 80$ А, $T_c = 2.0$ кК [35]

Анализируя излучение плазмы, оценивалась температура возбуждения энергетических уровней методом относительных интенсивностей спектральных линий [112; 157]. Рассматривались спектральные линии хрома. В предположении равновесного заселения энергетических уровней в плазме, отношение интенсивно-

Таблица 4.1. Спектральные линии Pb I, за которыми производилось наблюдение

λ , нм	Коэф. Эйнштейна A , с^{-1}	Стат. вес	Энергия возбужд. E , эВ
436.1	5.4×10^6	5	3.83
458.1	2.4×10^6	3	3.65
460.2	2.5×10^6	7	3.7
461.7	4.1×10^6	5	3.67
475.3	6.2×10^7	13	6.79
479.1	1.14×10^7	11	5.13
480.2	3.06×10^7	7	5.7
487.2	3.5×10^7	9	5.62
492.4	4.0×10^7	13	5.62
519.8	1.2×10^7	11	5.83
524.9	1.9×10^6	3	3.32

стей двух спектральных линий частиц одного сорта I_1/I_2 может быть выражено через параметры соответствующих радиационных переходов (уравнение (2.13)). Наклон зависимости логарифма отношения I_1/I_2 для нескольких пар линий от разности энергий верхних уровней переходов, характеризует температуру возбуждения.

Спектральные линии атомов хрома, за которыми производилось наблюдение, представлены в таблице 4.1. Интенсивности линий при обработке данных отсчитывались относительно интенсивности выбранной базовой линии $\lambda^* = 524.9$ нм. По оценкам, эффективная вероятность одноквантовых переходов между возбужденными уровнями атома хрома становится одного порядка с вероятностью излучения с одного из этих уровней при концентрации электронов в диапазоне $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ [158]. Забегая вперед, нужно отметить, что оцененная в экспериментах концентрация ионов также находится на уровне 10^{13} см^{-3} , что обуславливает применимость описанного метода.

Концентрация атомов хрома в основном состоянии была оценена по степени

самопоглощения плазмой резонансных линий (уравнение (2.16)). Анализировались интенсивности резонансной линии 427.6 нм и линии со слабым поглощением 480.2 нм.

Пример зависимости, используемой для определения T_{ex} по данным спектральных измерений, представлен на рисунке 4.6. Погрешность определения T_{ex} по наклону прямой составляет по оценке около 0.1 эВ.

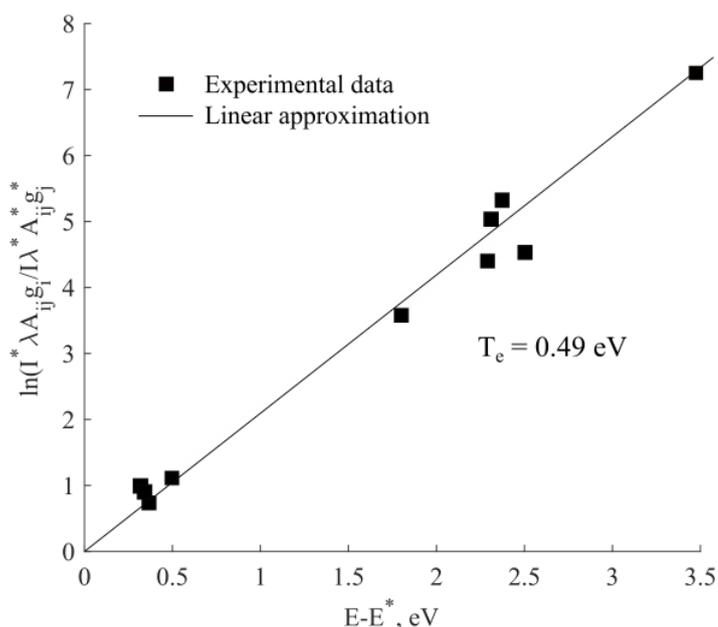


Рис. 4.6. Определение температуры возбуждения методом относительных интенсивностей для атомов хрома. $I = 43 \text{ A}$, $U = 6.9 \text{ В}$, $T_c = 2.0 \text{ кК}$ [35]

Результаты сравнения температуры электронов T_e , полученной зондовым методом, и температуры возбуждения T_{ex} , полученной методом относительных интенсивностей спектральных линий, для режимов разряда с разными токами дуги и при постоянной температуре тигля $T_c = 2.0 \text{ кК}$ показаны на рисунке 4.7. Данные рисунка демонстрируют достаточно хорошее совпадение измеренных T_e и T_{ex} . В целом при переходе между разными токами T_e в пределах погрешности практически не изменяется и составляет около 0.5 эВ.

Основываясь на данных диагностики e оптическим методом была оценена концентрация атомов хрома в основном состоянии по самопоглощению резонансных линий. В эксперименте при фиксированном токе $I = 80 \text{ A}$ и изменяющейся температуре T_c от 1.95 до 2.2 кК в точке наблюдения над выходным отверстием

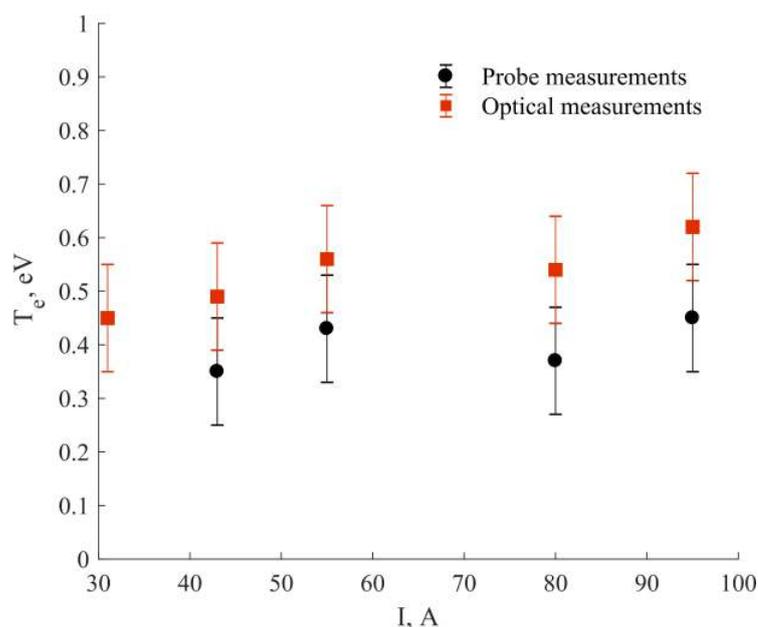


Рис. 4.7. Температуры электронов плазмы и температура возбуждения в зависимости от тока разряда, $T_c = 2.0$ кК [35]

тигля она возрастала от $3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При этом эффективная концентрация ионов за анодом, измеренная зондом, возрастала от 6×10^{10} до $12 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

4.2.1. Сравнение разрядов на катодах из чистого CeO_2 и его смеси с Cr

В предыдущих разделах описаны диффузные вакуумные дуговые разряды с подогреваемыми катодами отдельно на каждом из компонентов катодной смеси (CeO_2 и Cr). Это позволяет выполнить сравнение данных, полученных для разрядов отдельно и на их смеси. Показано, что ВАХ разряда на смеси (рисунок 4.3) имеет минимум, тогда как дуга на катоде из оксида церия имеет линейно возрастающую зависимость напряжения от тока разряда, а ВАХ дуги на катоде из хрома, напротив, монотонно убывает. Значения напряжения горения разряда на смеси (6 – 11 В) в большинстве режимов ниже, чем отдельно с катодами из оксида церия (10 – 14 В) и хрома (10 – 20 В).

Еще одним кардинальным отличием разряда на смесевом катоде в сравнении с дугами отдельно на CeO_2 и на Cr является тепловой режим работы катода. На подогреваемом при помощи ЭЛП катоде $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ проявился эффект его охла-

ждения разрядом. В диффузных дугах отдельно на CeO_2 и на Cr было зафиксировано только увеличение температуры катода в присутствии разряда. Причина охлаждения катода связана с эффектом термоэлектронной эмиссии, когда каждый электрон, эмитированный поверхностью катода, в среднем уносит порцию энергии. Охлаждение катода дуговым разрядом может происходить только на веществах, обеспечивающих достаточно большую плотность тока термоэлектронов, при преобладании именно электронного механизма переноса тока на нем. Например, в разряде на хромовом подогреваемом катоде эффект охлаждения незаметен. Действительно, плотность тока ТЭЭ при 2.0 кК — типичной температуре тигля в выполненных экспериментах [97], для хрома ($\varphi_{\text{Cr}} = 4.58$ эВ [70]) в соответствии с законом Ричардсона-Дешмана [159] составляет $j \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ А/см², что дает для мощности, уносимой с катода термоэлектронами, значение менее 1 Вт. Здесь площадь поверхности катода S принята равной 3 см².

Более сложной представляется ситуация с разрядом на CeO_2 . Термоэмиссионная способность катода значительно зависит от состояния поверхности. Измеренная работа выхода для катода из оксида церия составила около 3.5 эВ [3], что близко к значениям, указанным в [74]. Это значение позволяет ожидать проявление эффекта охлаждения разрядом на катоде из оксида церия, однако он в экспериментах не наблюдался [3]. Было предложено объяснение, связанное с явлениями в области контакта катода из оксида церия и молибденового тигля, в котором он находился. Была высказана гипотеза, что электрический контакт между оксидным материалом катода и металлическим тиглем обладает достаточно большим сопротивлением (порядка 0.03 Ом), что при токе дуги порядка 80 А может компенсировать возможный эффект охлаждения катода разрядом. В рамках этой гипотезы находит объяснение полученный эффект охлаждения дугой смешанного катода $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$. Оксидная компонента обеспечивает необходимый для охлаждения ток термоэлектронов, а хромовая компонента способствует улучшению электрического контакта между катодом и содержащем его молибденовым тиглем.

Один из полученных результатов — это наличие линий частиц церия в зарегистрированном спектре излучения плазмы разряда в зависимости от тока дуги (рисунок 4.5). При токах менее 60 А в излучении регистрируются только спектральные линии частиц хрома, при увеличении тока более 80 А к ним добавляются линии церия. Этот эффект не зависит от температуры тигля в исследованном диапазоне T_c . Такое поведение спектральных компонент может быть вызвано отличием в энергиях возбуждения уровней хрома и церия — уровни атома хрома лежат в большинстве своем выше, чем уровни атомов и ионов церия [91]. К примеру, для атома хрома нижний возбужденный уровень имеет энергию 0.94 эВ, для атома и иона церия 0.03 эВ и 0.12 эВ соответственно. Скорость заселения уровней посредством электронного удара в плазме пропорциональна величине $n_0 n_e \langle \sigma v \rangle$, где n_0 — концентрация частиц в основном состоянии, n_e — концентрация электронов, σ — сечение возбуждения электронным ударом, v — скорость электронов [158]. Согласно соотношению между энергиями уровней для двух сортов частиц, для церия порог возбуждения оказывается ниже, чем для хрома. С увеличением тока разряда повышается количество электронов. По данным зондовых измерений при увеличении тока разряда от 50 до 80 А концентрация электронов повышается более чем в 2 раза. Это вызывает больший рост скорости заселения возбужденных состояний у Се по сравнению с Cr и интенсивность линий церия резко возрастает в сравнении с линиями хрома, что мы и видим на спектрах. При малых же токах, интенсивность линий Се настолько мала, что для их регистрации не хватает чувствительности спектрометра.

Другим объяснением наблюдаемого эффекта может являться появление катодных пятен, при увеличении тока дуги и недостаточной температуры катода для интенсивной эмиссии электронов. Температура в катодных пятнах значительно выше, и церий, испаряясь из областей пятен, попадает в плазму.

При анализе спектров излучения плазмы разряда было обращено внимание на относительно низкую интенсивность линий атомарного церия Се I. Была оценена относительная концентрация частиц церия и хрома, в предположении что

$T \approx 0.5$ эВ. При оценке использовалась формула, аналогичная (2.13). Для случая анализа интенсивностей спектральных линий разных сортов частиц 1 и 2 можно записать [112]:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\lambda_2 A_1 g_1 n_{01} \Sigma_2}{\lambda_1 A_2 g_2 n_{02} \Sigma_1} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{k_B T_e}\right) \quad (4.1)$$

где n_{01} и n_{02} — концентрации частиц сорта 1 и 2 в основном состоянии, Σ_1 и Σ_2 — соответствующие статистические суммы [91]. Коэффициенты Эйнштейна указаны для выбранных переходов.

Концентрации атомов хрома были вычислены по поглощению резонансных линий. Концентрация атомов и ионов церия были вычислены при помощи (4.1) относительно концентрации атомов хрома. Для этого были рассмотрены линии Cr I — 480.2 нм (5.7 эВ), Ce I — 482.5 нм (2.6 эВ) и Ce II — 518.9 нм (3.6 эВ). Была получена зависимость концентрации частиц в плазме от температуры тигля для тока дуги 80 А. Эти данные приведены на рисунке 4.8. Согласно проведенной оценке количество ионов церия сравнивается с количеством атомов хрома только при температуре 2.1 кК. При этом концентрация атомов церия остается на уровне на порядок меньшем, чем концентрация атомов хрома.

4.3. Вакуумная дуга на катоде из смеси порошков $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ и $\text{TiO}_2 + \text{Cr}$

Целью предыдущего раздела было исследование возможности создания источника плазмы со смешанным оксидным катодом и переменными параметрами. Полученные результаты породили новый вопрос, зависит ли ионный состав генерируемой плазмы от физических свойств компонентов смеси и почему? Целью данного раздела является попытка ответить на эти вопросы.

Принципиальная схема дугового разряда с накаливаемым катодом, исследуемая в данном разделе представлена на рисунке 4.9 и в целом повторяет описанную в

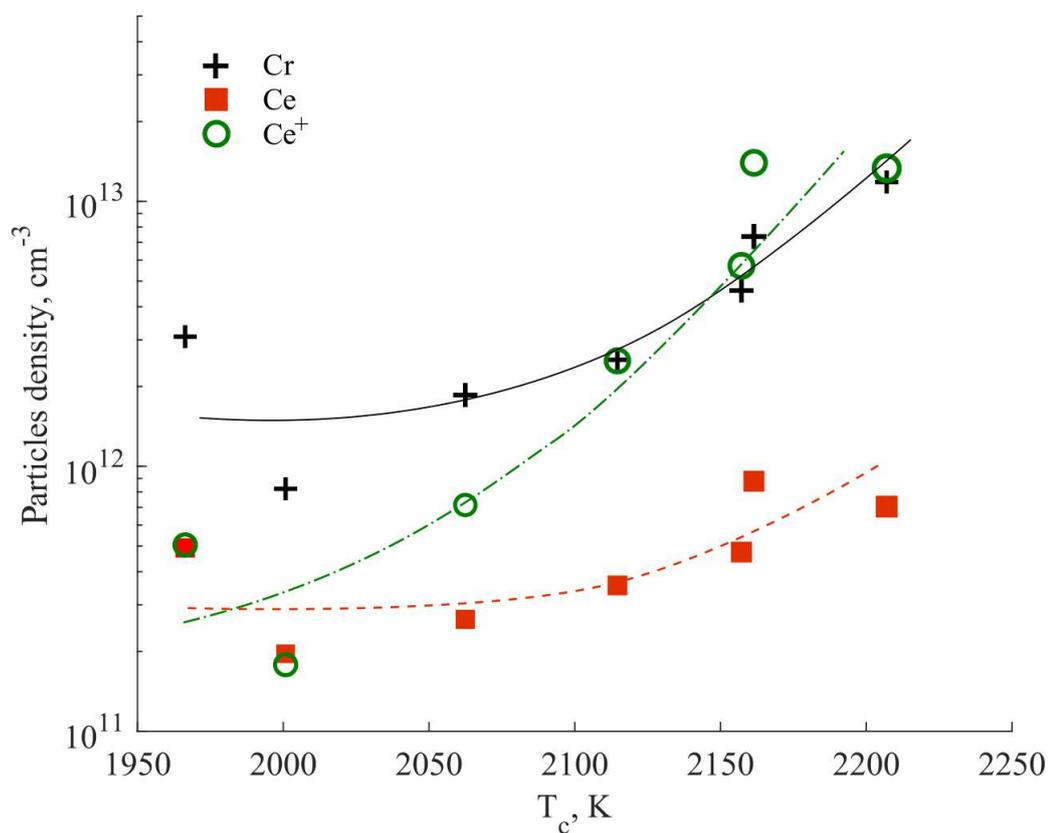


Рис. 4.8. Относительные концентрации частиц плазмы, оцененные по интенсивностям линий излучения. $I = 80$ А [35]

Главах 1-3.

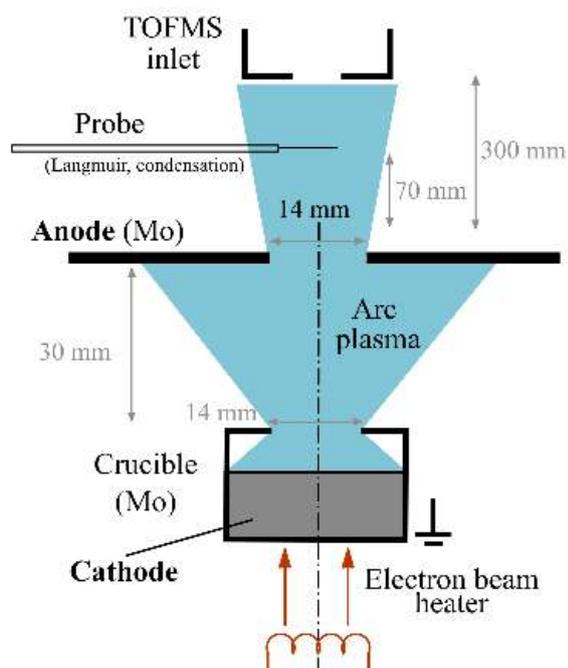


Рис. 4.9. Схема разряда [2]

В качестве катодов использовались смеси порошков CeO_2 или TiO_2 с по-

рошком Cr. Массовое соотношение между TiO_2 и Cr в смеси составляло 2:1, при общей массе катода около 8 г. Массовое соотношение между CeO_2 и Cr составляло 2:1 соответственно для всех описанных далее экспериментов, за исключением одного, где использовалось соотношение 1:1. Последнее будет отмечено особо. Пористость катодов находилась в диапазоне 30-50 %. Выбор состава катода в пользу описанного массового соотношения был сделан после предварительных экспериментов. Эксперименты показали, что разряд менее стабилен при меньшем количестве Cr.

Дуги исследовались при в диапазоне 1.8 – 2.1 кК. Измерялись ток дуги, напряжение и мощность ЭЛП. Разряды исследовались в диапазоне токов 30 – 90 А. Съемка разряда и поверхности катода производилась с помощью бытовой видеокамеры Panasonic HC-V760.

В первую очередь были определены общие свойства разрядов, такие как реакция напряжения дуги на изменение T_c и величины тепловых потоков, поступающих из плазмы дуги в катод. Они косвенно указывают на вклад термоэлектронной эмиссии в катодные процессы.

На рисунке 4.10 представлена зависимость напряжения дуги с катодами CeO_2+Cr и TiO_2+Cr от средней T_c . Из данных видно, что в диапазоне токов дуги 30 – 60 А напряжение разряда с катодом TiO_2+Cr реагирует на изменение температуры значительно слабее, чем напряжение разряда с катодом CeO_2+Cr . Нагрев тигля на 100 – 150 градусов изменяет напряжение для последнего в 2 раза.

На рисунке 4.11 представлены результаты измерений тепловых потоков, поступающих из плазмы в катоды. Калибровочная кривая показывает зависимость температуры тигля от мощности ЭЛП при отсутствии дуги ($I = 0$). При наличии разряда T_c отличается от таковой при той же мощности ЭЛП из-за возникновения дополнительного теплового потока от плазмы. Если температура тигля при наличии разряда выше значения калибровочной кривой, то плазма нагревает катод и наоборот. Величину теплового потока можно оценить как разность мощности ЭЛП, обеспечивающей одинаковую T_c при отсутствии и наличии разряда.

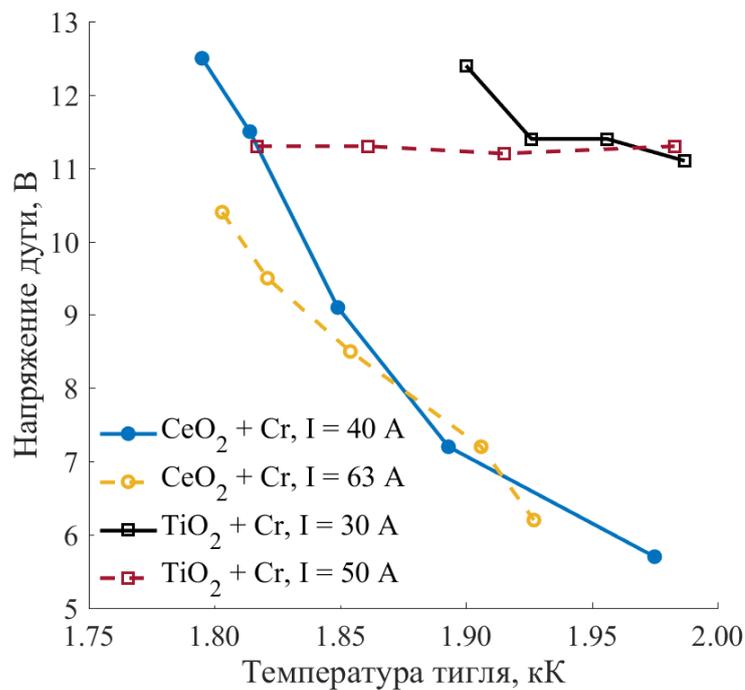


Рис. 4.10. Зависимости напряжений разрядов от температуры смесевых катодов [2]

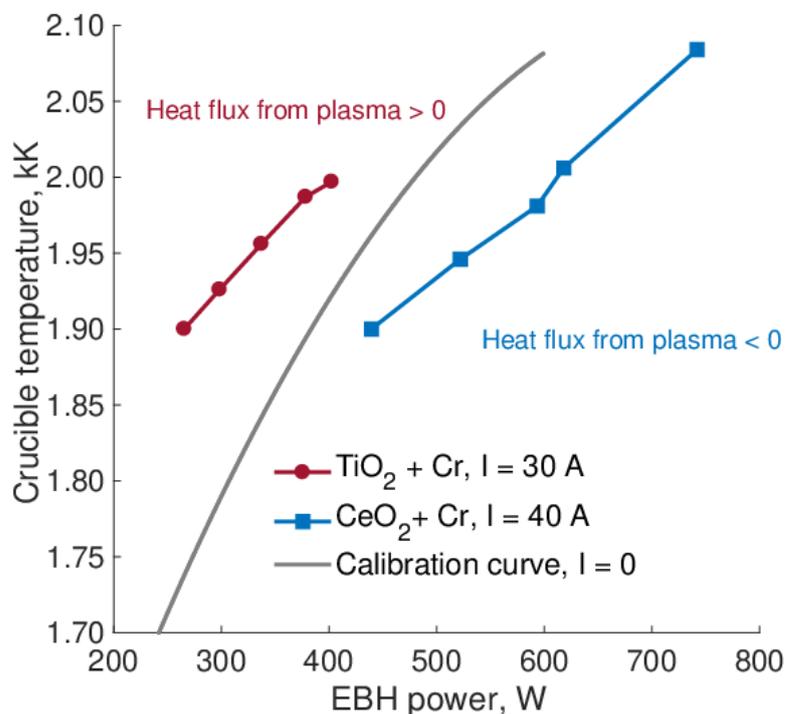


Рис. 4.11. Температура тигля в зависимости от мощности ЭЛП с дугой и без нее [2]

На рисунке 4.11 видно, что взаимодействие плазмы с катодом $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ вызывает его охлаждение. Охлаждающий эффект достигает -150 Вт. Вольтов эквивалент теплового потока находится в диапазоне от -3.6 до -1.4 В. С другой стороны,

взаимодействие плазмы с катодом TiO_2+Cr вызывает его нагрев. Нагревающий эффект составляет до 120 Вт. Вольтов эквивалент теплового потока находится в диапазоне 2.5 – 3.9 В.

Обнаруженное противоположное поведение разрядов побудило изучить внешний вид поверхности катода во время работы дуги. На рисунке 4.12 представлены виды сбоку плазменного столба дуг с обоими катодами, а также внешний вид поверхностей катода. Изображения видов сбоку демонстрируют почти одинаковое равномерное свечение плазменных столбов, но поверхности катодов выглядят по-разному. Катод CeO_2+Cr светится равномерно, а катод TiO_2+Cr покрыт катодными пятнами, которые быстро перемещались.

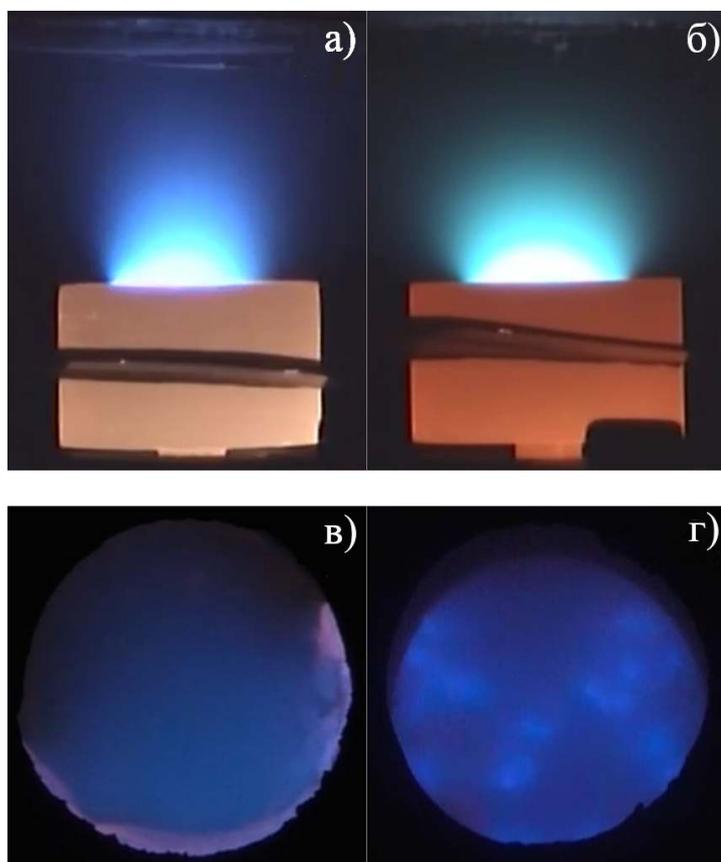


Рис. 4.12. Внешний вид столба дуги на катодах CeO_2+Cr (а) и TiO_2+Cr (б); поверхность катода CeO_2+Cr (в) и катода TiO_2+Cr (г) во время работы дуги [2]

Электронная температура генерируемой плазмы также имела различное поведение для каждого состава катода. В дуге с катодом TiO_2+Cr T_e плазмы составляла около 0.5 эВ и оставалась неизменной в пределах погрешности измерения

при изменении T_c . В дуге с катодом CeO_2+Cr T_e плазмы реагировала на напряжение дуги, а напряжение дуги реагировало на температуру тигля. Рисунок 4.13 показывает, что T_e повышается с ростом напряжения дуги при измеряемых токах дуги. Представленная возможность изменения электронной температуры может быть принята в качестве предварительного условия для варьирования зарядовым составом плазмы. Данные зонда показывают, что плотность плазмы в области измерений находилась в диапазоне $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от тока дуги.

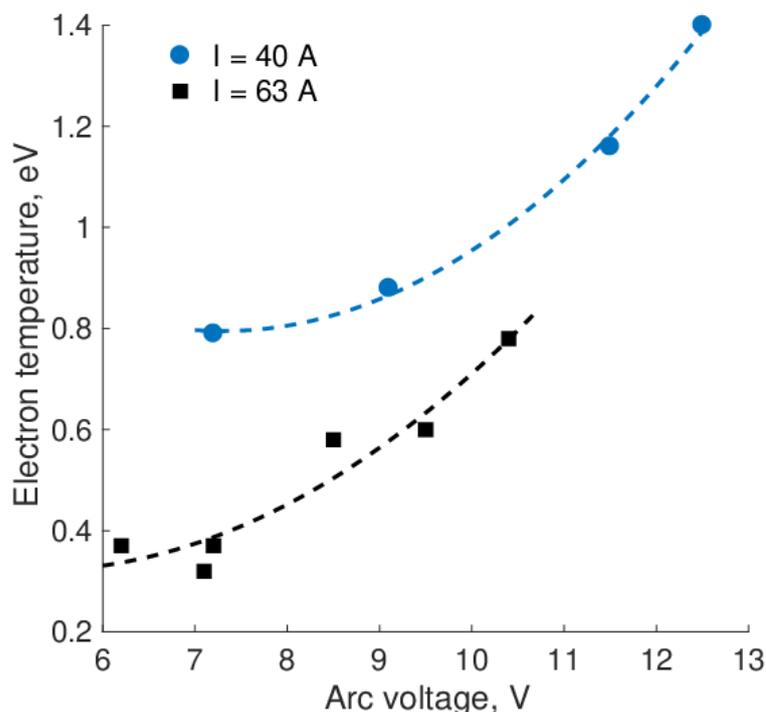


Рис. 4.13. Электронная температура заанодной плазмы в дуге с катодом CeO_2+Cr [2]

Оценку степени ионизации генерируемой плазмы можно получить путем измерения среднего заряда тяжелых частиц потока плазмы. Средний заряд в дуге с катодом CeO_2+Cr измерялся при массовом соотношении компонентов 1:1 и был в целом выше, чем в дуге с катодом TiO_2+Cr (массовое соотношение 2:1). При напряжении дуги 7.2 – 8 В увеличение тока дуги от 40 до 90 А увеличивало средний заряд от 0.3 до 0.6. В дуге с катодом TiO_2+Cr увеличение тока дуги от 50 до 90 А не влияло на средний заряд, который составлял около 0.2 при постоянном напряжении дуги около 11.5 В. Таким образом, можно предположить, что степень ионизации генерируемой плазмы в дуге с катодом CeO_2+Cr в целом выше, чем в

дуге с катодом TiO_2+Cr .

Были получены данные о зарядовом составе плазмы описанных дуговых разрядов с использованием ВМС. На рисунке 4.14а представлен типичный масс-спектр ионов, образующихся в дуге с катодом CeO_2+Cr . Сигнал Cr^+ доминировал, когда площадь под пиком Ce^+ составляла не более 5%. Это соотношение между ионными сигналами практически не менялось при изменении тока и напряжения дуги. Сигнал Ce^+ становился сопоставимым с Cr^+ только в длительных экспериментах, когда вещество катода заканчивалось или когда ток дуги повышался до уровня 90 А. На рисунке 4.14б представлен типичный масс-спектр ионов, образующихся в дуге с катодом TiO_2+Cr . Увеличение тока дуги от 30 до 70 А приводило к увеличению сигнала Ti^+ относительно Cr^+ , но пик иона Cr^+ всегда доминирует. Ионы Ti^+ составляли треть от общего ионного тока. Амплитуда двухзарядных ионов не превышала 5%. Присутствие ионов O^+ в обеих экспериментальных сериях не обнаружено.

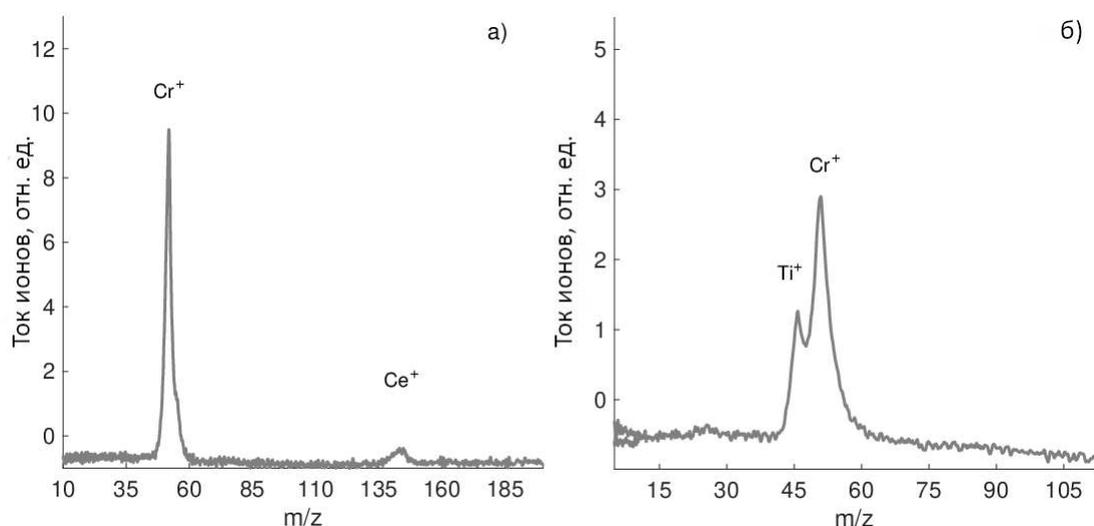


Рис. 4.14. Масс-спектры ионов в заанодной плазме вакуумной дуги с катодами из смесей CeO_2+Cr (а) и TiO_2+Cr (б) [2]

4.3.1. Обсуждение отличий описанных разрядов

Как показывают результаты, вакуумные дуги с катодами CeO_2+Cr и TiO_2+Cr различаются по свойствам и составу генерируемых плазменных потоков. Разряд

с катодом CeO_2+Cr имеет диффузную привязку тока на катоде. Диффузная привязка, вероятно, является следствием интенсивной термоэлектронной эмиссии от CeO_2 , величина которой сопоставима с полным током разряда. Предпосылки для сжатия тока и дополнительного нагрева катода в катодных пятнах отсутствуют. Катод TiO_2+Cr не способен эмитировать электроны за счет термоэлектронной эмиссии при исследованных температурах, чтобы обеспечить полный ток дуги по всей поверхности, поэтому возникают катодные пятна.

Наблюдаемые типы привязки тока на катодах объясняют зарегистрированные экспериментальные данные. Интенсивные потоки термоэлектронной эмиссии от CeO_2 способствуют охлаждению катода CeO_2+Cr . Максимальная измеренная мощность охлаждения $P = 150$ Вт при площади катода порядка 2 см^2 дает возможность оценить долю электронного тока на катоде. Один электрон уносит в среднем энергию $w_e = \varphi + 2k_B T_c$. Электронный ток на катоде равен $I_e = P/(ew_e)$, где e — элементарный заряд. Для CeO_2 имеем $w_e = 2.6 - 3.5$ эВ в приведенном выше диапазоне значений φ . Так, максимальный электронный ток на катоде достигает значения $42 - 57$ А, что сопоставимо с полным током дуги на рисунке 4.11. Напротив, TiO_2 и Cr имеют высокие значения работы выхода, и ток разряда сужается контрагирует, усиливается эмиссия электронов и пара. Охлаждения за счет эмиссии из катодных пятен недостаточно, чтобы превзойти нагрев от ионной бомбардировки, поэтому наблюдается нагрев катода TiO_2+Cr дуговым разрядом.

Изменение мощности ЭЛП изменяет T_c и ток эмиссии с катода CeO_2+Cr . Сильная связь между T_c и потоком электронной эмиссии приводит к резкой зависимости напряжения дуги от T_c . В результате видно, что температура T_e генерируемой плазмы является контролируемым параметром. На катоде TiO_2+Cr изменение среднего значения T_c не может повлиять на температуру катода в пятнах, поэтому напряжение дуги остается примерно постоянным при нагреве катода. T_e также практически постоянно.

Особое внимание необходимо уделить различиям типа привязки дуги в случае чистого хромового катода и катода CeO_2+Cr . Хром как единственный мате-

риал катода обеспечивает высокое давление паров и низкую термоэлектронную эмиссию. Кроме того, данные работы [97] демонстрируют уменьшенный диапазон изменения напряжения дуги (U): среднее значение dU/dT_c для дуги с нагретым катодом составляет около 0.01 В/К. С другой стороны, для катода CeO_2+Cr наклон составляет около 0.04 В/К. Более того, на хромовом катоде наблюдались катодные пятна при иницировании разряда. Основываясь на этих фактах, можно сделать предположение о перспективной возможности влияния на тип дуги для катодов с низкой величиной электронной эмиссией путем примеси материала с высокой эмиссионной способностью и низким давлением насыщенных паров. Примесь может позволить реализовать вакуумную дугу с управляемым значением температуры электронов и, следовательно, управляемыми параметрами генерируемой плазмы.

Сравнение вакуумной дуги на чистом TiO_2 и катодом TiO_2+Cr на сегодня невозможно. Попытки иницировать устойчивый разряд с катодом TiO_2 при $T \approx 2.4$ кК не увенчались успехом. Предположительно, устойчивая дуга может быть реализована при еще более высоких температурах. Тем не менее для катода из TiO_2+Cr получена устойчивая дуга в диапазоне температур 1.8 – 2.0 кК. Снижение температуры катода, необходимое для работы дуги с высокотемпературным материалом, также важно и может иметь практическое применение.

Измерения среднего заряда тяжелых частиц плазменных потоков показывают, что степень ионизации в дуге с ДКП (CeO_2+Cr) выше, чем в дуге с катодными пятнами (TiO_2+Cr). Эту разницу можно объяснить, если сравнить площади катода, где происходят интенсивные катодные процессы. В дуге с CeO_2+Cr испарение Cr и эмиссия электронов из CeO_2 происходят по всей площади катода. Полный ток дуги течет по поверхности катода, и каждый испаренный атом Cr проходит через область ионизации. В дуге с TiO_2+Cr площадь эмиссии электронов определяется размером катодных пятен. Площадь эмиссии электронов меньше, чем площадь с которой испаряется Cr , поскольку он испаряется не только с областей катодных пятен, но и со всей площади горячего катода. Таким образом, через область

интенсивной ионизации проходят не все испаренные атомы Cr.

Как показывают эксперименты, состав потока плазмы за анодами существенно зависит от привязки тока дуги. В дуге с катодом $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ в потоке плазмы мы наблюдаем в основном ионы Cr. Cr генерирует пар, поскольку давление паров Cr на два порядка выше, чем CeO_2 . CeO_2 из-за высокой электронной эмиссии, низкого давления паров и скорости испарения в основном выступает в качестве генератора электронов и почти не участвует в процессах ионизации. В дуге с катодом $\text{TiO}_2 + \text{Cr}$ оба элемента Cr и Ti попадают в плазму из катодных пятен и оба они обнаруживаются в масс-спектре ионов.

4.4. Выводы к четвертой главе

В качестве выводов к Главе 4 сформулированы основные полученные результаты в ходе исследования вакуумных дуг на горячих смешанных катодах из керамических металлических материалов ($\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ и $\text{TiO}_2 + \text{Cr}$). Такой разряд представляет значительный интерес с точки зрения создания источника для плазменного метода переработки отработавшего ядерного топлива. Оксид церия моделирует одну из основных компонент ОЯТ — оксиды актиноидов, а хром — конструкционные материалы и металлические продукты деления актиноидов.

Был получен и оценен ряд важных параметров этого разряда (ВАХ, тепловые потоки из плазмы на катод, температура электронов, концентрации различных компонентов в плазме). Обнаружен и объяснен эффект охлаждения смешанного катода $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ дуговым разрядом, что существенным образом отличает его от аналогичных разрядов на катодах только из CeO_2 и только из Cr.

По данным спектральной диагностики излучения оценены концентрации частиц хрома и церия в плазменном потоке. На выходе из катодного тигля она менялась от 10^{11} до 10^{13} см^{-3} в зависимости от его температуры.

Обнаружены следующие закономерности в работе разрядов и образовании ионов на эмитирующих и неэмитирующих смешанных катодах. В дуге на катоде

из термоэмиссионного CeO_2 в смеси с более летучим эмитирующим компонентом, последний в основном обеспечивает генерацию плазмообразующей среды, а CeO_2 при этом обеспечивает ТЭЭ, однако интенсивно не испаряется. Вакуумная дуга с ДКП на катоде из $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ существует при относительно низких температурах тигля около 1.8 – 2.0 кК. В то время как на катоде из чистого CeO_2 вакуумная дуга с ДКП существует при температурах тигля около 2.1 – 2.3 кК. Напряжение дуги и T_e на катоде из $\text{CeO}_2 + \text{Cr}$ управляемы и зависят от температуры тигля. Плазменный поток состоит в основном из ионов более летучего компонента — Cr. При отсутствии интенсивной ТЭЭ с обоих компонентов катодной смеси $\text{TiO}_2 + \text{Cr}$ привязка тока дуги является контрагированной. Параметры дуги и плазменного потока не реагируют на температуру тигля. Плазменный поток состоит из элементов обоих компонентов смешанного катода — Ti и Cr. Несмотря на ограничение тока, катодные капли отсутствуют, что обеспечивается сравнительно высокой температурой тигля.

Полученные результаты показывают, что вакуумный дуговой разряд на подогреваемом расходуемом многокомпонентном катоде, содержащем керамику, применим для создания управляемого источника плазмы. Это обусловлено возможностью в значительной мере независимого управления температурой катода и током разряда, что в свою очередь позволяет избегать капельной фракции.

Применение свойств разрядов с горячими термоэмиссионными катодами в задаче плазменной сепарации веществ

5.1. Схема плазменной масс-сепарации в конфигурации с потенциальной ямой

Сегодня в России развивается концепция двухкомпонентной ядерной энергетической системы с тепловыми и быстрыми реакторами в замкнутом ядерном топливном цикле (ЗЯТЦ) [160]. Накапливается опыт использования «быстрого» реактора БН-800, проектируется реактор БН-1200 [161], строится опытно-демонстрационный энергетический комплекс с реактором БРЕСТ-ОД-300 [162], проектируется промышленный энергокомплекс [163].

Технология ЗЯТЦ, подразумевает максимально эффективное использование природных ресурсов для создания ядерного топлива, и сведения к минимуму количества высокоактивных ядерных отходов [164].

Одно из звеньев разрабатываемой технологии ЗЯТЦ — переработка ОЯТ, которая позволит повторно использовать более 95% топлива, извлекаемого из реакторов. Существуют разные подходы к решению данной задачи, находящиеся на разных стадиях разработки — от НИР до усовершенствования существующих технологий — это газотриодные, пирохимические, гидрометаллургические, комбинированные и плазменные методы [87; 88; 165].

В основе плазменных подходов к переработке ОЯТ лежит метод плазменной сепарации по массам [87; 88], предполагающий преобразование твердого вещества в плазменное состояние. Плазменный поток в заданной конфигурации электрического и магнитного полей разделяется на два (или более [34]) потока, различа-

ющихся величиной отношений заряда к массе его частиц. Первый поток — это тяжелые ионы актинидов (от 227 а.е.м.), которые можно повторно использовать при изготовлении тепловыделяющих элементов. Второй поток — это легкие ионы продуктов деления (до 174 а.е.м.) [166]. Разделенные потоки ионов осаждаются на коллекторы и извлекаются для дальнейшей работы.

Плазменная сепарация ОЯТ в масштабе пригодном для промышленного применения потенциально привлекательна по ряду причин: в силу грубости разделения делает невозможным выделение оружейного плутония, адаптивна для разных типов отработавшего ядерного топлива, снижает стоимость обращения с радиоактивными отходами (РАО) за счет малого количества вторичных РАО, поскольку в методе отсутствует рециклируемая технологическая среда.

На сегодняшний день предложено большое количество различных схем разделения. В частности, предложены системы на основе криволинейного магнитного поля [167; 168], его комбинации с поперечным электрическим полем [169–171], ионно-циклотронный резонанс [172–177], сепарация во вращающемся магнитном поле [178], центрифуга с противотоком вызванным неоднородным распределением температуры [179] и т.д. Полный список схем с их описанием можно найти в обзорных работах [87; 88; 180; 181]. Отдельно существует класс устройств использующий скрещенные электрическое и однородное магнитное поле [182]. Внутри этого класса встречаются устройства, работающие как в столкновительном [183], так и в бесстолкновительном [86; 184—186] режиме.

В ОИВТ РАН ведутся исследования метода плазменной сепарации на неактивных веществах, моделирующих ОЯТ. Основанный на идеях академика РАН В.П. Смирнова метод позволяет повысить эффективность разделения элементов за счет создания в замагниченной низкотемпературной плазме электрического поля, формирующего потенциальную яму [86]. Форма ямы может выбираться таким образом, чтобы область повышенного электрического поля пересекала траектории тяжелых ионов и практически не пересекала траектории легких. На рисунке 5.1 представлена конфигурация электрических и магнитных полей, а также расчет

траекторий заряженных частиц в ней. По периметру прямоугольной области задано нулевое значение электрического потенциала. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка. В такой конфигурации электрическое поле всюду перпендикулярно магнитному. Здесь важно отметить, что электрические и магнитные поля, в которых происходит транспортировка сепарируемого пучка, реализованы в плазме. Поэтому собственный объемный заряд пучка может быть компенсирован электронами буферной плазмы. Тогда ионы движутся в условиях компенсированного объемного заряда, что обеспечивает значительную производительность данного метода.

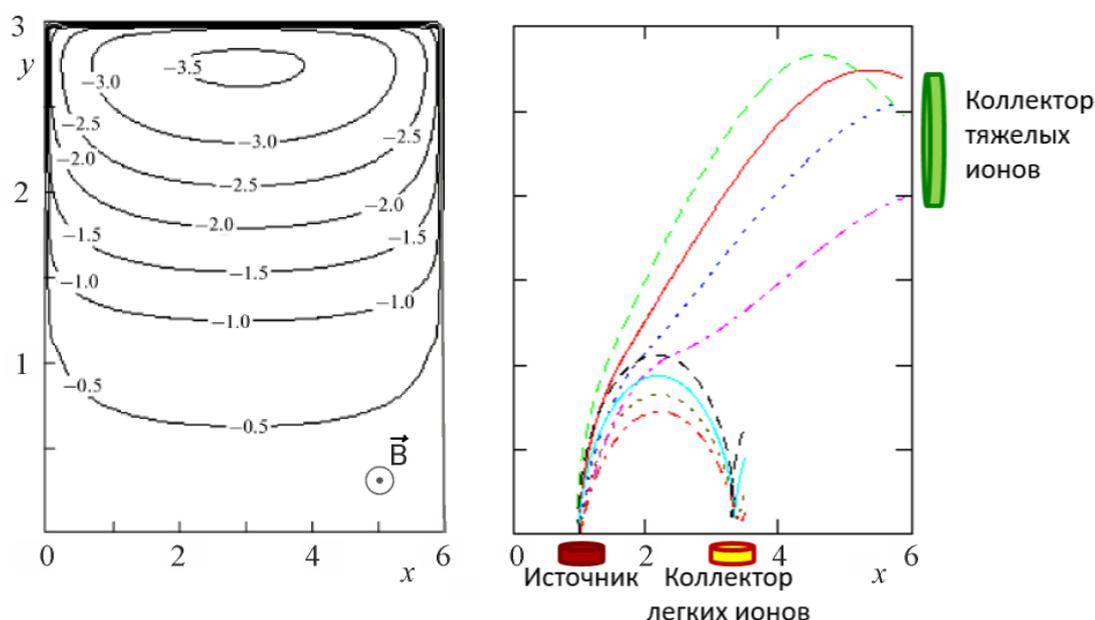


Рис. 5.1. Эквипотенциальные линии электрического поля и расчет траекторий «тяжелых» $m_1 = 240$ а.е.м. и «легких» $m_2 = 150$ а.е.м. частиц. Начальная энергия 0.2–2 эВ, угол $\pm 45^\circ$, магнитное поле 1 кГс. Значение единицы потенциала составляет 110 В, координаты 15 см [86]

В таком подходе стационарное электрическое поле в плазме предполагается поддерживать за счет электродов, расположенных на торцах вакуумной камеры. Возможность формирования стационарных электрических полей в замагниченной плазме обусловлена ограничением транспорта заряженных частиц поперек магнитного поля и как следствие различием в продольной и поперечной проводимостях плазмы [187; 188]. В работе [5] проведен обзор экспериментов различных авторов, целью которых было осуществить управление радиальным электрическим

полем в присутствии аксиального магнитного поля в цилиндрическом плазменном столбе.

Для реализации описанного метода ведутся исследования сразу по нескольким направлениям: численные расчеты и анализ различных схем сепарации [23; 33; 34; 86; 189–191], генерация плазмы буферного газа и создание потенциала в ней [20; 22; 27; 28; 32; 192—195], создание источника плазмы для инъекции смеси веществ [3; 8; 12; 14; 29; 35–37; 196—198], сепарация модельных веществ [4; 25; 38; 39].

5.1.1. Численные расчеты и анализ схем сепарации

Как уже отмечалось ранее, работа [86] стала основополагающей для данного цикла исследований. В ней проведен анализ конфигураций электрических и магнитных полей, позволяющих эффективно разделять заряженные частицы по массам на две группы. В частности, рассмотрены случаи азимутального магнитного поля, создающегося проводником с током в сочетании с радиально-аксиальным электрическим полем (см. также [189]), и случай однородного аксиального магнитного поля в сочетании с поперечным электрическим полем (см. также [33]). Эти исследования продемонстрировали теоретическое обоснование возможности эффективного пространственного разделения потоков со следующими начальными условиями: энергия ионов от 0.2 до 2 эВ, разброс скоростей ионов по углам — от 0 до 45°. Установлено, что необходимый для этого характерный объем области сепарации может составлять порядка 1 м³ при магнитном поле 1–2 кГс и электрических потенциалах порядка 1 кВ. Для экспериментального обоснования предложенного метода используется конфигурация с продольным магнитным полем [195].

Следующими крайне важными шагами в части моделирования и теоретического анализа возможностей метода плазменной сепарации стало рассмотрение схем, развивающих базовые идеи, заложенные в [86]. Так, в частности, изначально инъекция сепарируемой смеси предполагалась поперек магнитного поля, одна-

ко позднее стало понятно, что в таком случае магнитное поле сепаратора будет затруднять функционирование источника плазмы, что приведет к повышению разрядного напряжения и, как следствие, к ухудшению эффективности разделения за счет образования дву- и более кратных ионов. В расчетных работах [23; 190] показано, что при инжекции частиц вдоль магнитного поля также возможно эффективное разделение на расстояние порядка 10 см.

В работе [191] все многообразие конфигураций было ограничено рассмотрением аксиально симметричного потенциала. Такая схема сепарации похожа на представленную на рисунке 5.1, только в данном случае расчетная область является окружностью, а не прямоугольником и потенциал является лишь функцией радиальной координаты. В первой части работы потенциал плазмы считался линейно зависящим от координаты, т.е. радиальное электрическое поле считалось постоянным. В такой постановке можно перейти к более системному перебору параметров, с целью достижения наилучшего разделения. На рисунке 5.2 представлена найденная зависимость расстояния между пятнами осаждения разделенных элементов смеси S от величин электрического и магнитного полей [38]. Из рисунка видно, что есть минимальные значения электрического — 10 В/см и магнитного — 1.4 кГс полей для области с $S > 6.4$ см.

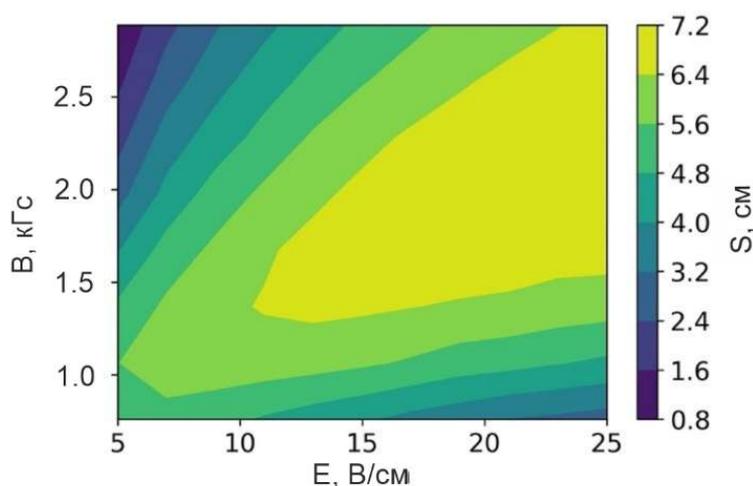


Рис. 5.2. Зависимость расстояния между пятнами осаждения разделенных элементов Ag+Pb смеси [38]

Также в работе [191] рассмотрен вариант сепарации в двуградиентном потенциале (рисунок 5.3). Такой потенциал представляет из себя кусочно-заданную функцию, состоящую из двух линейных функций с соответствующим электрическим полем E_2 на отрезке $r \in [0, r^*]$ и с электрическим полем E_1 на отрезке $r \in [r^*, r_g]$. Здесь r_g это внешняя заземленная граница расчетной области, а r^* место соединения областей с разными градиентами потенциала. Поскольку инжекция разделяемых веществ осуществляется с периферии (из области больших r), поэтому можно подобрать положение изменения градиента r^* таким образом, чтобы до участка второго градиента добрались лишь тяжелые частицы. Результат анализа показывает, что в таком потенциале может достигаться существенное увеличение расстояния между областями сбора компонентов смеси, однако такая конфигурация более требовательна к начальным условиям.

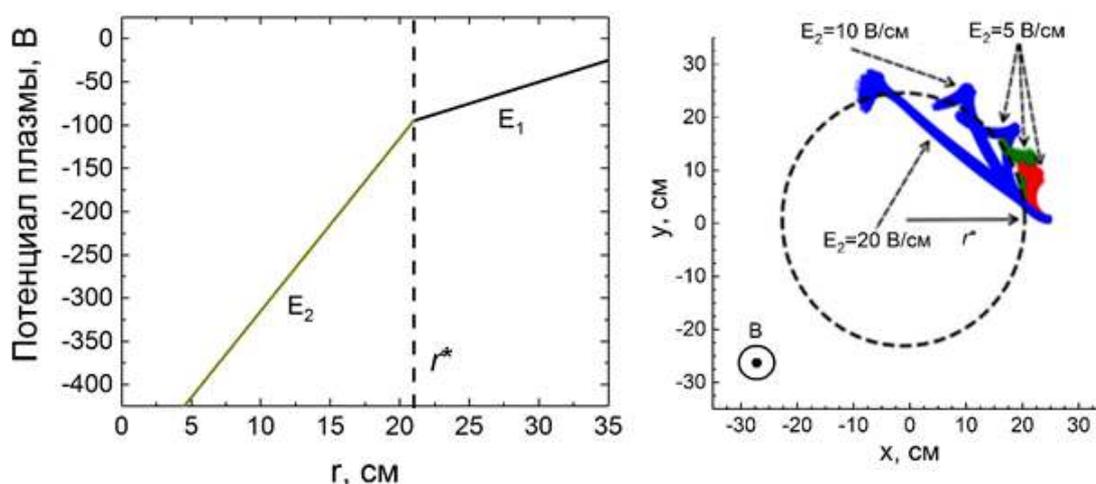


Рис. 5.3. Двуградиентный потенциал (а) и траектории заряженных частиц в нем (б). Красным и зеленым цветом обозначены траектории продуктов деления урана в диапазоне масс 80-110 и 130-160 а.е.м. соответственно. Синим цветом обозначены траектории актинидов при разных градиента потенциала плазмы на отрезке $r \in [0, r^*]$. Во всех случаях градиент потенциала на отрезке $r \in [r^*, r_g]$ составлял 5 В/см [191]

5.1.2. Генерация плазмы буферного газа и создание потенциала в ней

Для экспериментального исследования процесса масс-сепарации в конфигурации В.П. Смирнова была создана установка Лаплас. Ее схема представлена

на рисунке 5.4. Цилиндрическая вакуумная камера имеет длину 2.3 м и внутренний диаметр 86 см. Снаружи располагаются катушки магнитного поля. Система питания катушек позволяет получать магнитные поля до 2 кГс на оси. На этой установке исследовались в том числе вопросы генерации буферной плазмы и создания заданного распределения электрического потенциала.

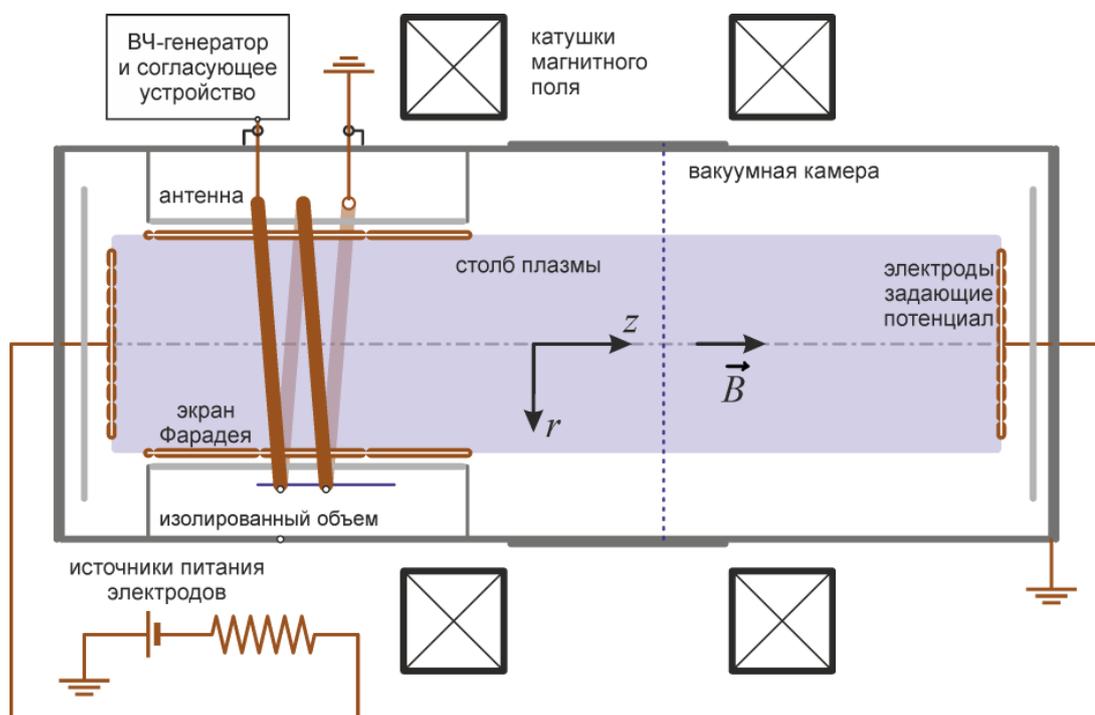


Рис. 5.4. Схема экспериментальной установки с ВЧИ разрядом [6]

Буферная плазма заполняет весь объем сепаратора. Она необходима для компенсации объемного заряда пучка сепарируемых ионов и формирования стационарного электрического поля. В качестве источника энергии для такой плазмы, по-видимому, наилучшим образом подходит высокочастотный индукционный (ВЧИ) разряд. Это связано с тем, что при расположении антенны такого разряда вокруг диэлектрического цилиндра появляется возможность использовать электроды с обоих торцов цилиндрической камеры (рисунок 5.4). В работе [32] представлено экспериментальное исследование ВЧИ разряда в камере с диаметром плазменного столба 50 см и длиной 2 м. Получены пространственные распределения концентрации и температуры электронов в зависимости от магнитного поля и поглощенной мощности. При поглощенной мощности на уровне 6 кВт и магнитном поле 200 Гс

концентрация плазмы в максимуме составляет $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а температура электронов порядка 4 эВ [27; 28]. В работе [192] представлен анализ устойчивости такого разряда. Показано, что неустойчивость возникает в следствии немонотонной зависимости сопротивления плазмы от ее концентрации. Там, где сопротивление плазмы растет с ростом концентрации реализуется неустойчивое равновесие между поглощённой и теряемой мощностью. В этом случае небольшое отклонение концентрации плазмы от положения равновесия приводит к неконтролируемому росту или снижению концентрации плазмы.

Конфигурация электродов, необходимая для осуществления плазменной сепарации по методу В.П. Смирнова: торцевые электроды с отрицательным смещением потенциала в совокупности с заземленной цилиндрической поверхностью вакуумной камеры, вообще говоря, образуют геометрию отражательного разряда (разряд Пеннинга). Поэтому буферную плазму можно создать и без внешнего ВЧИ источника ионизации, то есть за счет самостоятельного отражательного разряда. Однако, даже если буферная плазма создается индукционным разрядом, то получается, что одновременно реализуются два механизма ионизации, первый за счет высокочастотного поля, второй за счет осцилляции электронов между торцевыми электродами вдоль магнитного поля. В связи с этим в описанной геометрии исследовался отражательный разряд.

В работе [20] представлено изучение влияния параметров отражательного разряда на потенциал плазмы на оси, а также на его радиальное распределение. Среди рассмотренных параметров — магнитное поле, давление газа, напряжение разряда, материал и геометрические параметры торцевых электродов (форма, расположение). Так, в частности, было показано, что ключевым параметром, влияющим на потенциал плазмы, является кратчайшее расстояние между катодом и анодом поперек магнитного поля, а также площадь катода. Кроме того, продемонстрировано наличие гистерезиса потенциала плазмы при изменении давления газа. Для получения более отрицательного потенциала плазмы необходимо выходить на оптимальный режим разряда из области малых давлений.

В работе [22] выполнены исследования влияния торцевых электродов на потенциал плазмы для случая, когда плазма создается высокочастотным разрядом. Зависимость потенциала плазмы от радиуса представлена на рисунке 5.5. Эта зависимость получена при давлении аргона 5 мТорр и магнитном поле 650 Гс. Напряжение на электродах составляло -75 В дальнейшее увеличение напряжения на электродах не приводило к изменению потенциала плазмы.

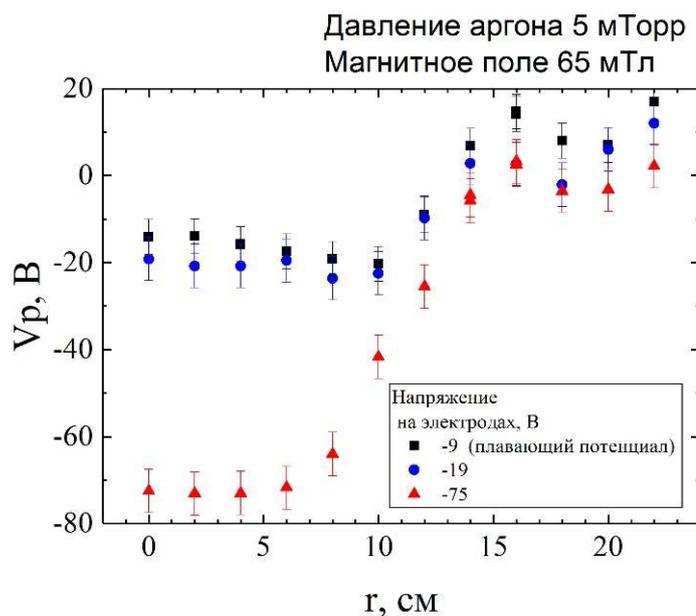


Рис. 5.5. Радиальное распределение потенциала плазмы в высокочастотном разряде [6]

В работах [193; 194] была создана аналитическая модель системы, в которой плазма погружена в продольное магнитное поле, а на торцах установлены электроды. С помощью этой модели были объяснены результаты работы [22] и ряда других экспериментальных работ. В основе модели лежит представление плазменного столба в виде эквивалентной электрической цепи с распределенными в пространстве параметрами. При этом модель является полуэмпирической, то есть часть параметров необходимо брать из эксперимента. Основная новизна приведенного рассмотрения состояла в том, что была рассмотрена замкнутая система токов. Такой подход позволил получить аналитическую зависимость потенциала на оси разряда от таких параметров как геометрические размеры столба и электродов, атомарная масса ионов, магнитное поле, концентрация нейтралов, температура электронов, концентрация плазмы и др. С помощью предложенного

подхода были проанализированы наиболее распространенные конфигурации подключения торцевых электродов. Так в случае, если весь торец представляет собой один сильно отрицательный электрод (с точки зрения геометрии электрода — это предельный случай, позволяющий получить самое большое падение потенциала плазмы вдоль радиуса) то при давлении порядка 1 мТорр, магнитном поле 1.4 кГс, температуре электронов 5 эВ, в такой системе не получится создать потенциал плазмы более отрицательный чем -100 В на оси.

5.2. Роль термоэлектронной эмиссии в задачах генерации электрического поля и ионизации модельных веществ

5.2.1. Источник плазмы для инжекции смеси разделяемых веществ

Для проведения исследований и разработки различных стадий процесса плазменной сепарации веществ, затрагивающих транспортировку и разделение ионизованных потоков в скрещенных электрическом и магнитном полях, а также осаждение сепарированных веществ, необходим источник плазмы модельных веществ. В качестве основы демонстрационного источника может быть использован дуговой разряд, показавший высокую перспективность при переводе в плазменное состояние конденсированных веществ, как металлов, так и диэлектриков. Он должен производить испарение и ионизацию модельных веществ с различными физическими свойствами, не обязательно выделяющихся высокой термоэмиссионной способностью.

В составе ОЯТ присутствуют, например, химические элементы с низким атом-электронным отношением, например, Sr и Cs, которые также должны быть ионизованы с достаточной эффективностью для осуществления процесса и детектирования результатов плазменной сепарации.

Как указано в Главе 2, степень управляемости параметрами дугового разряда с катодом из нетермоэмиссионного материала невелика. Однако в Главе 1

при этом показано, что в дугах с использованием термоэмиссионных катодов можно варьировать напряжение горения разряда и управлять степенью ионизации плазмы. Анализ результатов проведенных исследований генерации плазменных потоков в диффузной вакуумной дуге позволяет сформулировать требование к демонстрационному источнику на возможность варьирования атом-электронного отношения на катоде разряда для обеспечения в свою очередь возможности варьирования напряжением, составом плазмы и степенью ионизации. Этого можно достичь, если физически разделить процессы испарения материала и генерации электронов термоэмиссии. Данный подход был реализован в схеме созданного источника, представленного вместе с его фотографией в процессе работы внутри установки плазменного разделения на рисунке 5.6.

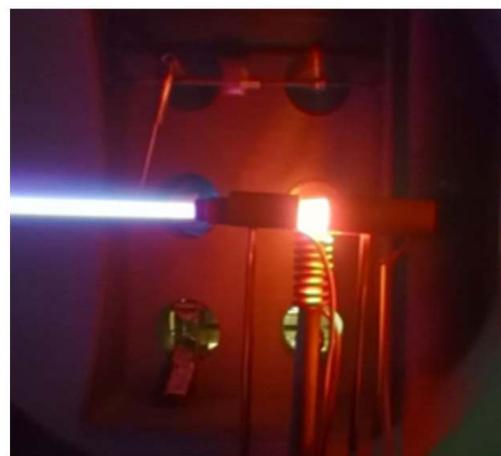
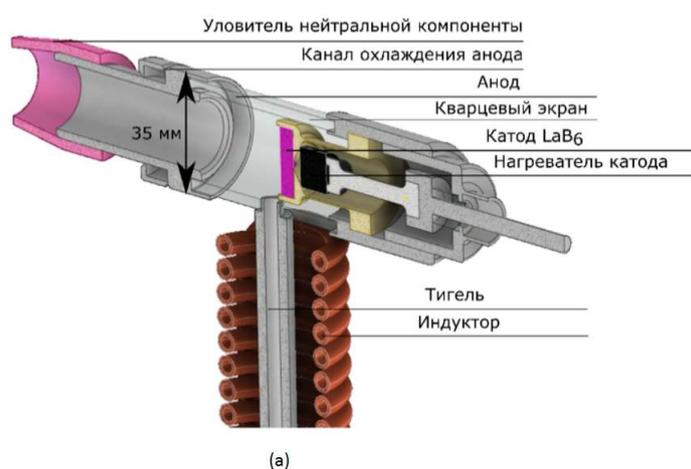


Рис. 5.6. Схема источника плазмы (а) для демонстрации эффекта плазменной масс-сепарации и фотография процесса его работы (б) [6]

В основе работы демонстрационного источника плазмы лежит дуговой разряд постоянного тока с термоэмиссионным катодом (LaB₆), который поджигается в парах используемого вещества. Такое решение позволило управлять напряжением разряда, изменяя отношение количества инжектированных атомов рабочего вещества к числу электронов термоэмиссии. В качестве веществ, моделирующих компоненты ОЯТ при отработке метода плазменного разделения элементов, в источнике применяются свинец ($m_{Pb} = 207$ а.е.м.) и серебро ($m_{Ag} = 108$ а.е.м.). Пар модельного вещества поступает в разрядный промежуток из нагреваемого индук-

ционным способом молибденового тигля, ориентированного вертикально. Рабочая температура тигля составляет 1.2–1.7 кК. Одной из особенностей источника является применение термоэмиссионного инжектора электронов в качестве катода. Независимость его нагревательной системы и системы нагрева тигля позволяют варьировать напряжение разряда и параметры генерируемого плазменного потока при фиксированном токе. Это в свою очередь позволяет независимо регулировать производительность источника и зарядовый состав выходящей из него плазменной струи. Поперечный размер источника плазмы составляет 35 мм, анод источника имеет отверстие диаметром 20 мм для выхода плазмы. Разряд функционирует в продольном магнитном поле плазменного сепаратора величиной до 1.5 кГс.

На рисунке 5.7 приведена ВАХ разряда, на которой показано, как изменяется напряжение на разрядном промежутке при варьировании мощности нагрева термокатода при фиксированном токе.

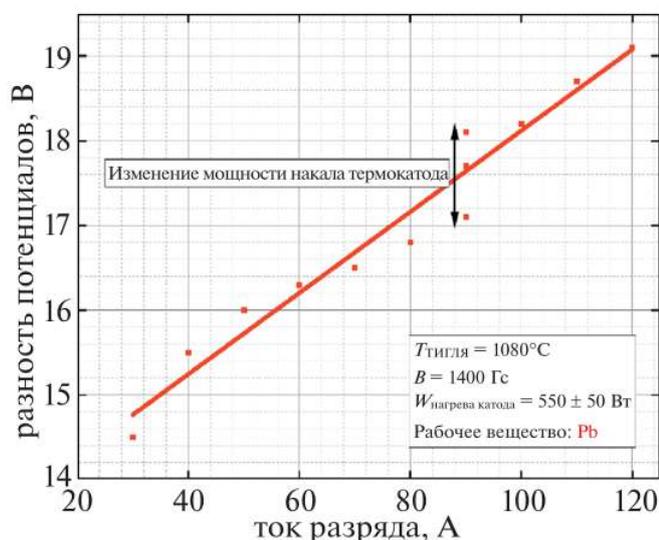


Рис. 5.7. ВАХ демонстрационного источника плазмы для отработки метода плазменной сепарации [199]

В результате исследований данного разряда [29; 196—199] были получены вольт-амперные характеристики разряда, определен спектральный состав оптического излучения плазмы в области за анодом. Независимое управление термоэмиссией и концентрацией испаряемого вещества также позволило подобрать режим

горения разряда, при котором в потоке плазмы отсутствуют ионы кратности 2. На смеси Pb и Ag были экспериментально подобраны режимы испарения, которые позволили поддерживать стабильное горение разряда при постоянной разности потенциалов между катодом и анодом для веществ с существенной разницей в давлении насыщенных паров.

Производительность демонстрационного источника является достаточной для того, чтобы надежно обнаруживать в эксперименте результаты разделения модельных веществ по массовым группам при помощи методов взвешивания и измерений ионных токов [4; 39]. Забегая вперед, необходимо отметить, что именно с помощью описанного источника был не только непосредственно продемонстрирован эффект плазменной сепарации веществ по массовым группам [6], но и проведена оптимизация конструкций коллекторов, принимающих разделенные потоки. Последнее позволило достигнуть степени сбора сепарированных ионов, покинувших источник, на уровне 80% и приблизиться к значениям масс, собираемых на коллекторах вещества, до 10 г за час.

5.2.2. Термокатод в отражательном разряде Пеннинга

Согласно данным работы [20], в которой приведены результаты измерения потенциала плазмы на оси цилиндрической камеры плазменного сепаратора и формируемого электрического поля в отражательном разряде, оказывается возможным создать поле, приводящие к разделению смеси, найденное в условиях численного эксперимента. Однако, последующие эксперименты по инъекции плазменной струи в созданное поле, описанные в работе [25], показали, что струя искажает форму потенциала отражательного разряда и изменяет его не только в области непосредственно инъекции, но и в остальном пространстве (рисунок 5.8). В отсутствии инъекции характерные потенциал в центре отражательного разряда и электрическое поле, достигнутые внутри плазменного объема, составляли -340 В и -80 В/см, а при инъекции падали до -50 В и 16 В/см соответственно. Дру-

гими словами, отражательный разряд оказывается неустойчивым, а проведение сепарации в сформированном им поле оказывается невозможным.

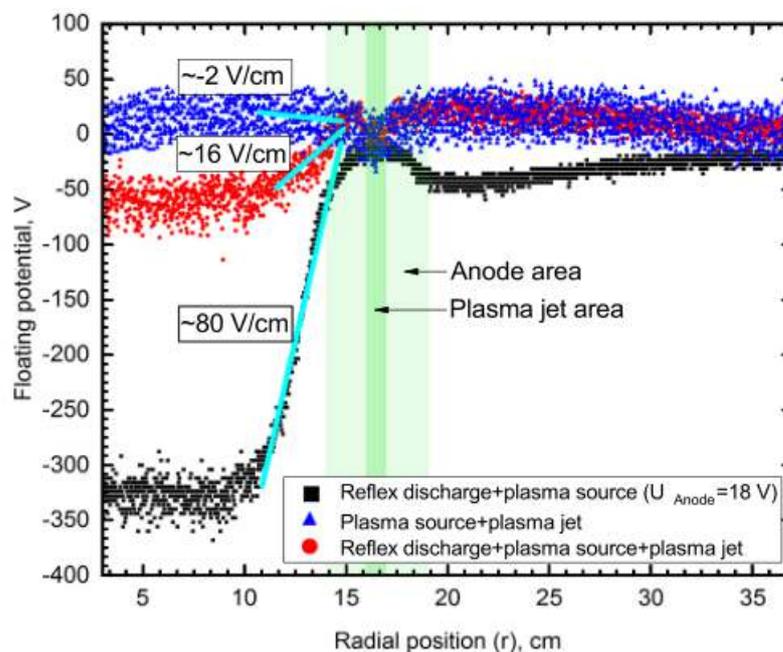


Рис. 5.8. Влияние инъекции плазменного пучка на распределение потенциала в отражательном разряде [25]

Формирование потенциальной ямы на оси отражательного разряда обусловлено отличием в коэффициентах диффузии электронов и ионов поперек аксиального магнитного поля. Так как электроны в условиях экспериментов замагничены, а ионы — нет, то и транспорт электронов в радиальном направлении в сторону заземленных боковых стенок вакуумной камеры (анода) оказывается значительно ограничен в сравнении с транспортом ионов. В результате отрицательный объемный заряд накапливается вблизи оси разряда, формируя потенциальную яму.

Одной из причин разрушения ямы и неустойчивости отражательного разряда в присутствии плазменной струи является изменение условий протекания радиального тока электронов [39]. Количество замагниченных электронов разряда становится недостаточно для компенсации заряда ионов, поступающих из инжектируемой плазменной струи. Увеличение тока отражательного разряда и повышение количества электронов, задерживаемых в приосевой области разряда, например, путем добавления термоэлектронной эмиссии с торцевого электрода,

может позволить компенсировать искажения, вызванные инжектируемой плазмой.

Использование термокатода [39] позволило стабилизировать разряд и восстановить профиль электрического потенциала в присутствии инжектируемой плазменной струи (рисунок 5.9). На рисунке 5.9 приведены результаты измерений распределение электрического потенциала, измеренное термоэмиссионным зондом [116], в присутствии инжектируемого пучка и без него. Ток отражательного разряда составлял 12 А, максимальное напряжение на торцевых электродах -500 В. Ионный ток инжектируемой плазмы порядка 50 мА. Впрыск производился с координаты, соответствующей расстоянию 18 см от оси отражательного разряда. Как видно из данных рисунка, электрическое поле в области движения разделяемых частиц (на расстоянии от 0 до 15 см от оси) не изменяется.

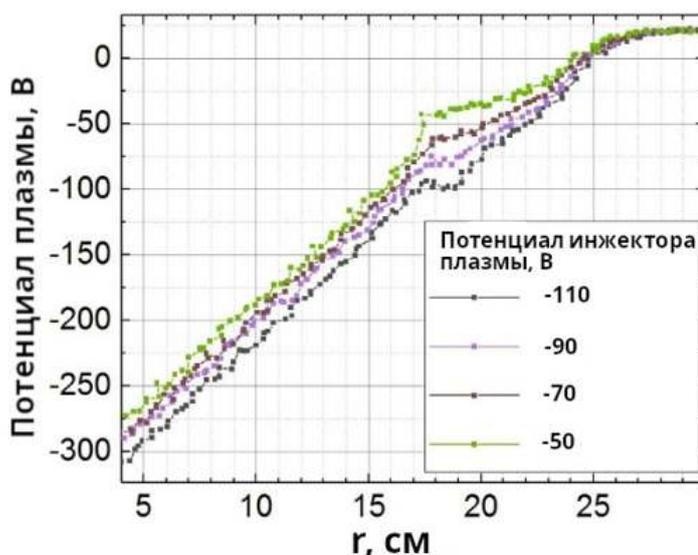


Рис. 5.9. Электрический потенциал в отражательном разряде с термокатодом при инжекции плазменного пучка [5]

Термоэлектронная эмиссия с электродов, задающих потенциал в замагниченной плазме, используется в подобных экспериментах других научных групп [200–202].

5.3. Диагностика результатов процесса плазменного разделения веществ

Для экспериментальной демонстрации эффекта плазменной сепарации в ОИВТ РАН была создана экспериментальная установка. Она представляет из себя цилиндрическую вакуумную камеру длиной около 2 м и внутренним диаметром 0.9 м, откачиваемой до предельного давления на уровне 10^{-5} Торр. Осевое магнитное поле с индукцией 0.15 Тл создается системой из четырех магнитных катушек. На торцах вакуумной камеры располагаются системы из концентрических электродов, с помощью которых в атмосфере аргона при давлении 3×10^{-4} Торр зажигается отражательный разряд Пеннинга. Для обеспечения устойчивости горения разряда и повышения концентрации буферной плазмы на оси одной из электродныхборок установлен термоэмиттер из LaB₆. Отражательный разряд существует при напряжении на электродах (0.5 – 1) кВ и токе до 20 А. В плазме отражательного разряда за счет ограничения движения электронов поперек магнитного поля формируется потенциальная яма с минимумом электрического потенциала на оси на уровне -500 В. Электрическое поле в такой конфигурации радиально и имеет постоянную величину (1 – 2) кВ/м в зависимости от величины тока разряда Пеннинга. Для демонстрации эффекта плазменной сепарации используется бинарная смесь свинца и серебра ($m_{Pb} = 207$ а.е.м., $m_{Ag} = 108$ а.е.м.), плазма которой впрыскивается из демонстрационного источника плазмы вдоль силовых линий магнитного поля с расстояния порядка 20 см от оси системы. Разделяемые потоки свинца и серебра собираются на секционированном коллекторе. Схема эксперимента приведена на рисунке 5.10.

Среди множества существующих методов диагностики, применяющихся в задачах физики низкотемпературной плазмы и выходящих за ее пределы, можно выделить несколько перспективных для диагностики результата разделения. Одним из них является оптический метод [43], основанный на выделении в составе излучения плазмы спектральных линий разделяемых компонент и визуализации

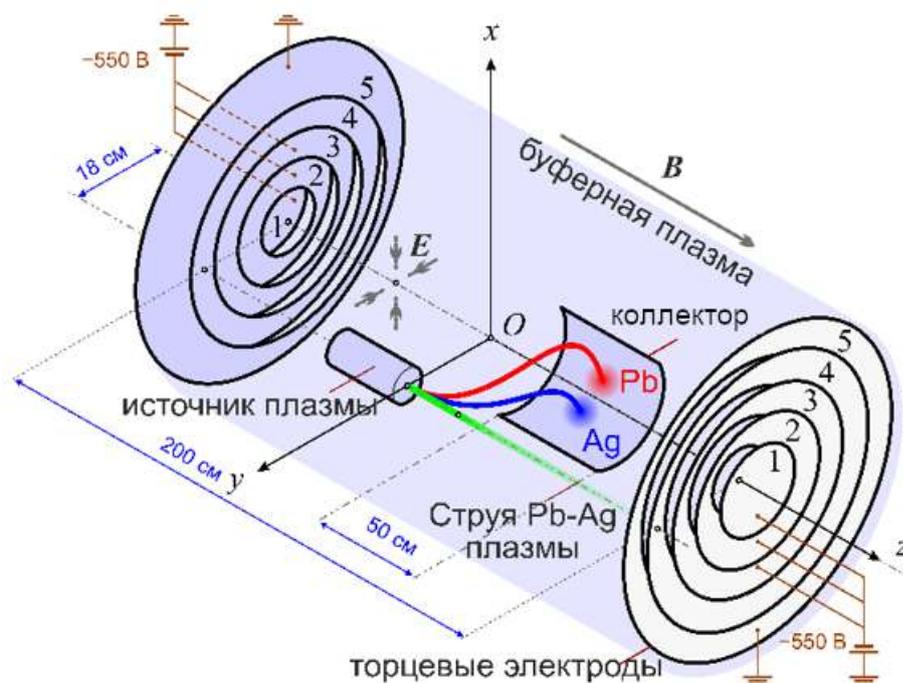


Рис. 5.10. Схема масс сепарации [6]

положения пучков путем сбора излучения в области сепарации в веерной геометрии. Возможно использование метода измерения распределения осаждающейся массы разделенного вещества на коллекторе, что позволяет также определять производительность процесса. Применяется, кроме того, компонентный анализ продуктов осаждения на коллекторах, который может показать распределение содержания того или иного сепарируемого элемента и определить коэффициент очистки [203]. Диагностика процесса в реальном времени возможна с помощью электрических зондов [92]. Несмотря на то, что токи зондов не чувствительны к сорту ионов в плазменном потоке, ими возможно измерять со значительным временным разрешением. Подобные измерения успешно применяются в схемах плазменного разделения веществ [204].

В качестве диагностических методов процесса сепарации было реализовано три: измерение массового распределения осевшего вещества по коллектору, распределение компонентов по поверхности и распределение ионных токов сепарируемых пучков. Таким образом, результат масс-сепарации был подтвержден тремя независимыми измерениями. Реализация данных диагностических методов при-

ведена ниже. Использование полученных с их помощью результатов, позволило перейти к экспериментальному исследованию непосредственно самого эффекта плазменного разделения веществ.

5.3.1. Диагностика массового и элементного распределения оседающих потоков разделяемых веществ

После того как в присутствии продольного магнитного поля создана буферная плазма и радиальное электрическое поле, а также инжектирована плазма смеси, начинается процесс сепарации. Для улавливания сепарируемых ионов предложено использовать секционированный коллектор, который пересекает траектории движения обоих сортов ионов [6]. Он имел форму боковой поверхности цилиндра и располагался на расстоянии около 20 см от оси камеры. Коллектор имел систему водяного охлаждения. Длина коллектора составляла около 50 см, а ширина — около 30 см. На коллекторе располагалось несколько наборов приемников, которые служили для определения массового распределения осевшего вещества, распределения ионных токов и распределения компонентов смеси. Размер приемников составлял $1.8 \times 1.8 \text{ см}^2$. Измерительные приемники устанавливались рядами. На рисунке 5.11 приведена фотография коллектора с установленными приемниками различных типов.



Рис. 5.11. Фотография коллектора с установленными приемниками различных типов

Определение массового распределения собираемого вещества по коллектору

проводилось при помощи алюминиевых приемников с развитой поверхностью, значение которой — повышение коэффициента сбора вещества. Использовались приемники, имевшие продольные прорези с отношением ширины к глубине равной трем. По данным предварительных экспериментов было определено, что приемники с такой поверхностью позволяют собирать до 80% достигающего коллектор вещества, тогда как приемники с плоской — около 50%. Распределение собранной массы на коллекторе производилось путем установки приемников по всей или части его поверхности и их взвешиванием до и после эксперимента. Установка и взвешивание приемников на отдельных координатах коллектора позволяла путем интерполяции проводить оценку полного количества собираемого вещества. Пример измеренного распределения массы разделенного в процессе масс-сепарации вещества и собранного на коллекторе на отдельных рядах приемников, а также экстраполированные данные на всю поверхность коллектора приведены на рисунке 5.12.

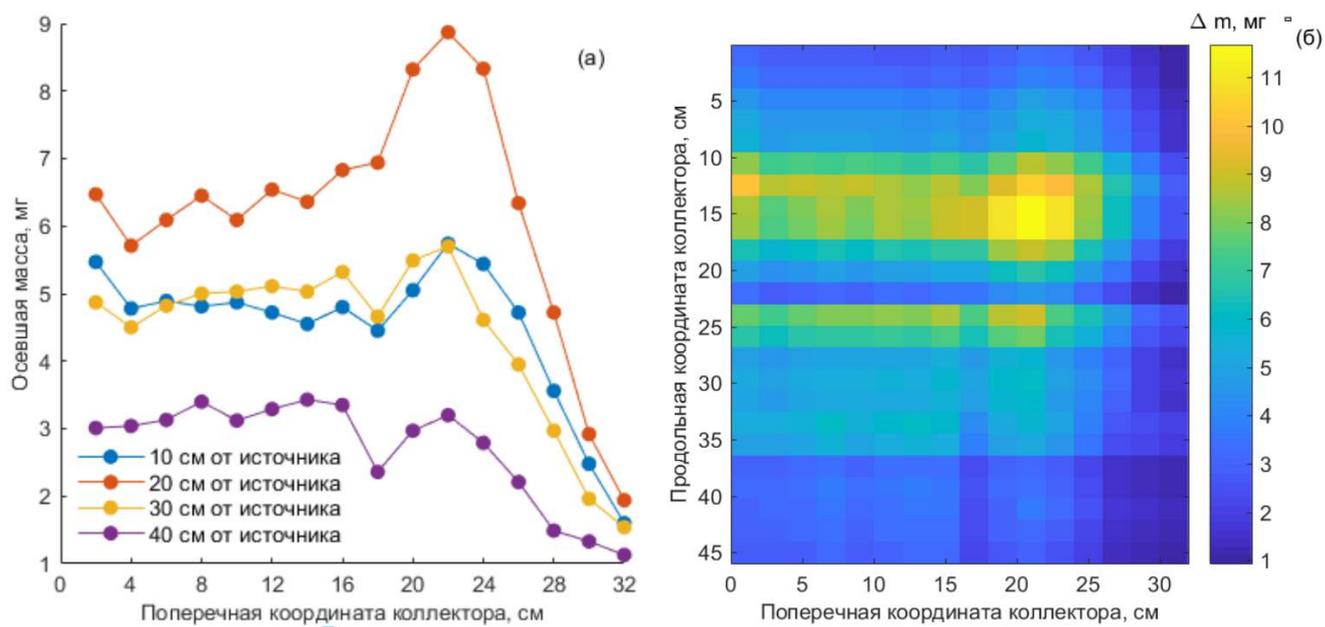


Рис. 5.12. Распределение массы оседающих частиц на приемниках — (а), экстраполированное распределение — (б)

Кроме косвенных измерений результатов масс-сепарации проводились прямые измерения распределение сепарированных веществ по поверхности коллек-

тора. Для этого на коллектор устанавливались плоские приемники из алюминия. Осевшая пленка на них анализировалась методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДС) [205]. Используемая при анализе энергия электронов составляла 15 кэВ, что позволяло определять состав пленки толщиной не более нескольких микрометров. Пример измеренного распределения процентного содержания элементов, осевших на приемниках, располагавшихся вдоль коллектора, приведен на рисунке 5.13 (содержание кислорода не приведено). Также на нем представлено распределение осевшей массы на данных приемниках. Из рисунка видно, что на коллекторе локализованы области осаждения серебра и свинца. Расстояние между областями составляет около 10 см. Координата максимума распределения массы совпадает с координатой максимума осаждения свинца, что ожидаемо из-за большей атомной массы последнего. Содержание железа — конструкционного материала торцевых электродов достаточно мало. Также приведено распределение содержания алюминия, что демонстрирует корректность определения состава. То есть при анализе энергии электронов было достаточно для проникновения до материала приемника, располагающегося под пленкой из сепарированного вещества.

5.3.2. Диагностика распределения ионных токов сепарируемых пучков

В данном разделе описывается метод диагностики результатов процесса плазменного разделения, основанный на измерении ионных токов насыщения набора плоских зондов. Приведены описание системы зондов и измерительные схемы [44]. Представлены результаты тестирования метода в эксперименте по плазменной сепарации бинарной смеси свинца ($m_{Pb} = 207$ а.е.м.) и серебра ($m_{Ag} = 108$ а.е.м.), моделирующих динамику движения компонентов ОЯТ в процессе плазменного разделения.

Для измерения распределения ионных токов использовался набор из шестнадцати плоских зондов, которые располагались на коллекторе, принимающем

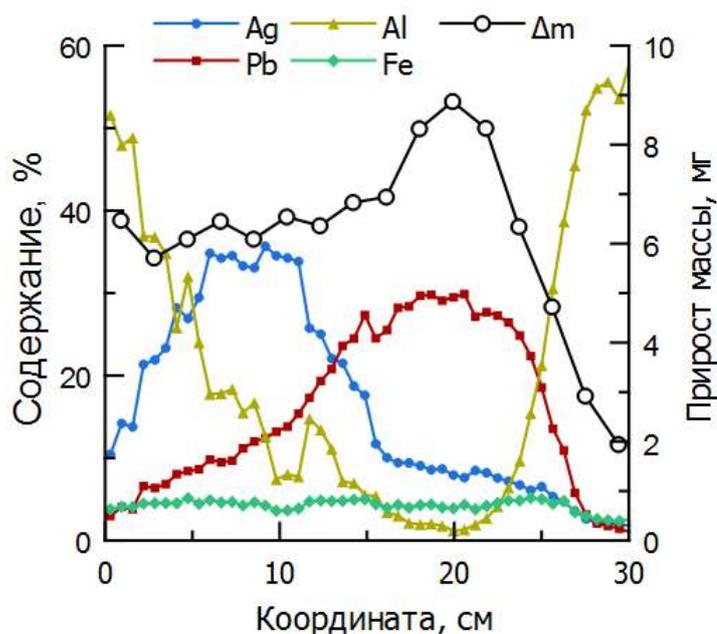


Рис. 5.13. Распределение содержания веществ на коллекторе, измеренное методом ЭДС, после эксперимента по плазменной сепарации смеси Ag и Pb

разделяемые потоки веществ в процессе плазменной сепарации. Для независимого измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) зондов, они должны быть электрически изолированы друг от друга и от принимающего коллектора. Схема плоского зонда и его изоляции приведена на рисунке 5.14. Зонд имел форму квадрата со стороной 18 мм к центру которого приварена металлическая шпилька. Толщина зонда составляла 1 мм. Зонд изолировался от коллектора изоляционными шайбами из фторопласта, шпилька оборачивалась пленкой из каптона [206]. К шпильке прикручивался провод, ведущий к измерительной цепи.

Для определения ионных токов достаточно измерять только ионные ветви ВАХ. Схема их измерения представлена на рисунке 5.15. Последовательно зонду в цепи располагался углеродистый резистор 100 Ом для измерения протекающего тока по падению напряжения. Измерительные резисторы были подключены к шестнадцати-канальному 24-битному АЦП L-Card LTR114 с максимальной суммарной частотой преобразования до 4 кГц. АЦП мог измерять напряжение амплитудой до 10 В, поэтому для его защиты от перенапряжения, в случае появления электрического контакта между зондом и коллектором, в цепь включались варисторы с

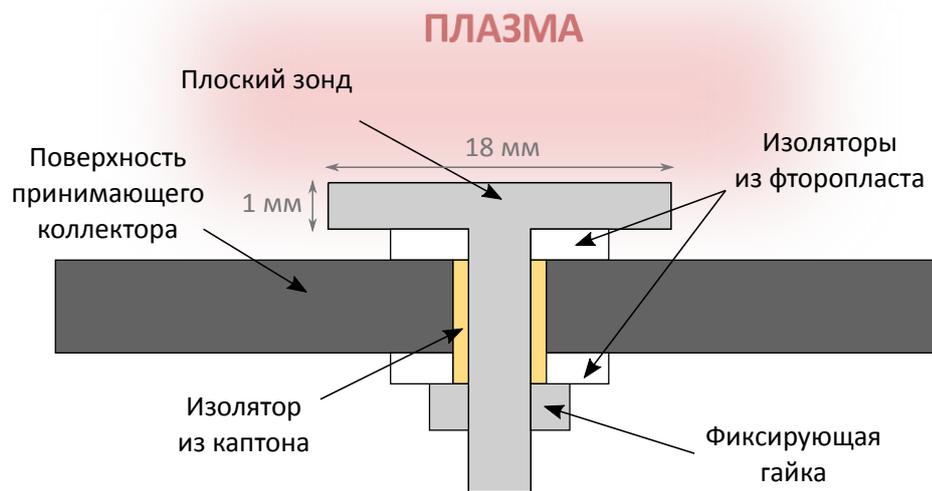


Рис. 5.14. Схема плоского зонда [44]

рабочим напряжением 11 В. Для дополнительной защиты от короткого замыкания установлены плавкие предохранители на ток 0.05 А. Зонды были подключены к одному источнику напряжения, величина которого изменялась от 0 до -250 В. Напряжение источника измерялось при помощи делителя напряжения $R_2/(R_1 + R_2)$ с коэффициентом 1/50 и отдельным, синхронизируемым с данными токов, АЦП. Величина сопротивления делителя напряжения подобрана так, чтобы ток, протекающий через него, значительно превосходил суммарный ток зондов. Суммарный ток зондов по предварительным измерениям, не превышал 50 мА. При варьировании напряжения источника питания одновременно записывались все шестнадцать ВАХ системы зондов. Ионная ветвь ВАХ плоского зонда имеет хорошо определяемое насыщение при приложенном отрицательном потенциале относительно плавающего [92]. В насыщении ток плоского зонда имеет горизонтальный вид и почти не изменяется при изменении напряжения. Для определения ионного тока из плазмы на зонд горизонтальный участок ионной ветви ВАХ усреднялся.

В ходе процесса плазменной сепарации траектории ионов разделяются в пространстве и заканчиваются на принимающем коллекторе [6]. Коллектор представлял из себя охлаждаемую водой пластину в форме боковой поверхности цилиндра размерами 48 см вдоль длинной стороны и 30 см — вдоль короткой. На коллектор можно установить до 384 пробников (16 строк и 24 ряда) для анализа распре-

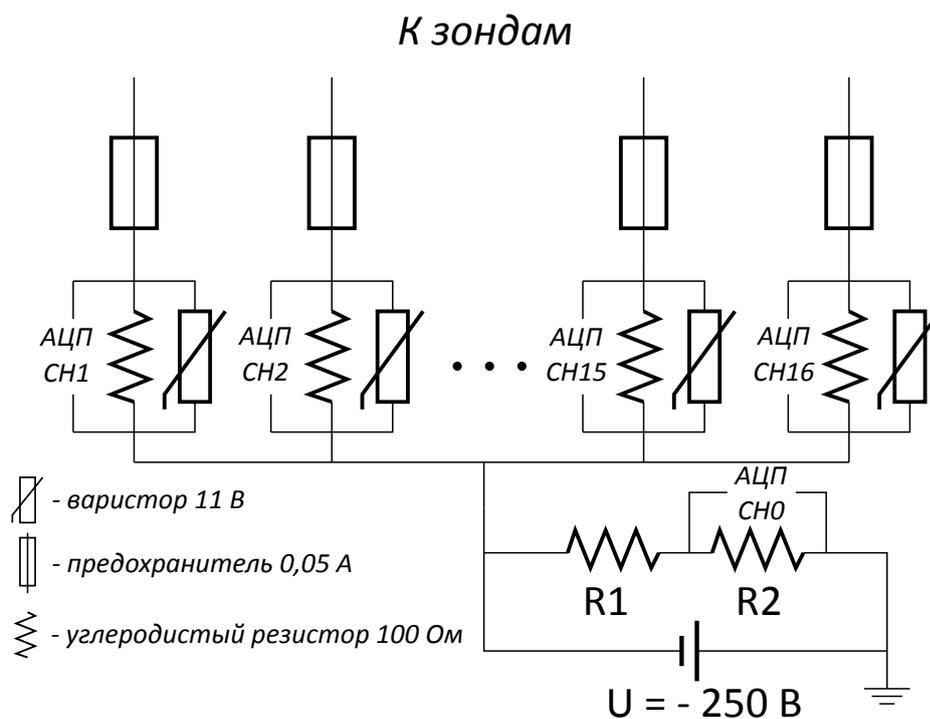


Рис. 5.15. Электрическая схема измерения ВАХ зондов [44]

деления характеристик осажденных потоков. Зонды устанавливались на данный коллектор вдоль короткой стороны. Фотография коллектора с установленными зондами приведена на рисунке 5.16. Также на нем проиллюстрированы ход траекторий ионов разделяемых компонент и их координаты осаждения на коллекторе.

Проверка работоспособности предложенного метода диагностики ионных токов проводилась в тестовом эксперименте по плазменному разделению бинарной смеси Ag+Pb. Плазменная сепарация проводилась в схеме с потенциальной ямой [6]. Постановка эксперимента следующая. В цилиндрической вакуумной камере длиной 2 м и диаметром 1 м, в присутствии постоянного однородного магнитного поля величиной 1.4 кГс, направленного вдоль оси камеры, при помощи концентрических электродов, расположенных на торцах, генерировался отражательный разряд Пеннинга [207] в атмосфере гелия. Давление гелия составляло около 0.3 мТорр. Напряжение на электродах составляло -800 В относительно заземленных стенок. Отражательный разряд формировал в объеме радиальное электрическое поле практически постоянной величины 12 В/см, направленное от периферии к центру. Внутри камеры располагался инжектор плазмы разделяемых

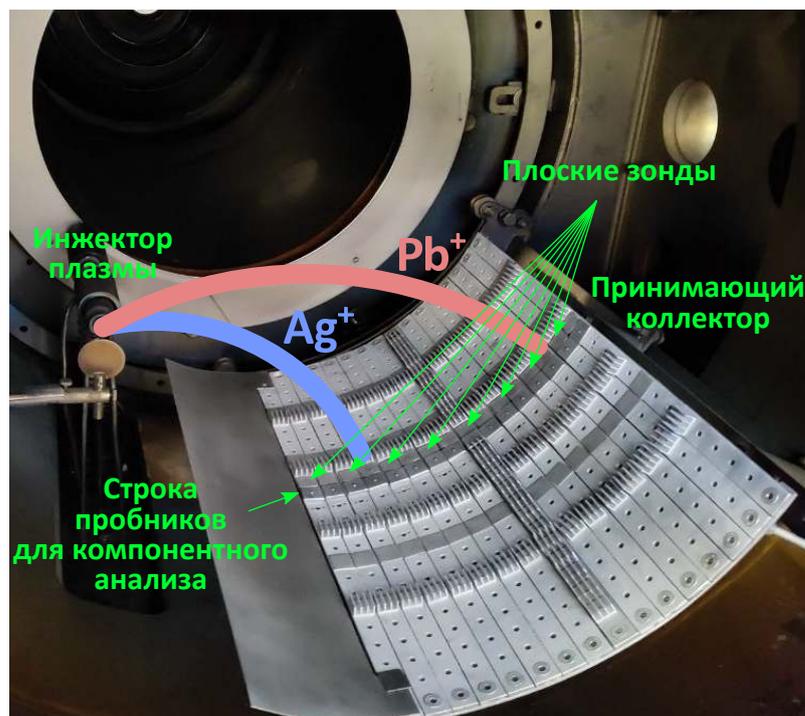


Рис. 5.16. Фотография принимающего коллектора с установленными зондами [44]

компонент (см. рисунок 5.16), в котором зажигался дуговой разряд в парах смеси $\text{Ag}+\text{Pb}$ [26]. Через анод плазма смеси поступала в рабочий объем камеры, и в скрещенных электрическом и магнитном полях траектории ионов, содержащихся в потоке, разделялись по параметру отношения заряда к массе, заканчиваясь на коллекторе. Зонды установленные на коллекторе, измеряли распределение ионного тока разделяемых пучков, которое должно соответствовать координатам их осаждения. Величина плавающего потенциала составляла около -120 В, ионная ветвь зондовых ВАХ прописывалась в диапазоне напряжений от -200 до -120 В.

Ионные токи на зонды складывались из токов разделяемых пучков и тока ионов буферного разряда Пеннинга. Для выделения ионной компоненты именно пучков производилась процедура калибровки. Предварительно измерялись ионные токи только от буферного разряда. Далее из распределения токов, зарегистрированных в процессе сепарации, вычитался ток буферного разряда. Получающееся распределение токов в результате соответствовало распределению ионных потоков сепарируемых пучков вблизи коллектора.

Измерение токов ионов не позволяет выделить конкретную ионную компо-

ненту в осаждающемся потоке. Проверить является ли измеряемый сигнал сигналом именно разделяемых потоков возможно, проведя измерения независимым методом. Для этой цели применялся дополнительный набор измерительных пробников, который устанавливался рядом с зондами на коллекторе. Пробники имели аналогичные зондам размеры и количество. В процессе плазменной сепарации на них осаждались те же потоки разделяемых веществ. Пленка, образовавшаяся на них в конце эксперимента анализировалась методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии [205]. Анализ позволял получить данные о процентном содержании Ag и Pb по поверхности коллектора и сравнить их с данными измерений токов.

Результаты проверки работоспособности метода контроля процесса плазменного разделения приведены ниже.

На рисунке 5.17 изображены примеры вида ионных ветвей ВАХ одного из плоских зондов, зарегистрированных при горении буферной плазмы и при сепарации. На приведенных графиках видно, что ионное насыщение начинается с величины потенциала зонда около -140 В. Величины токов зондов на ВАХ в диапазоне от -190 В до -140 В усреднялись, и результат усреднения принимался равным ионному току насыщения.

На рисунке 5.18 изображено распределение ионного тока по поперечной координате принимающего коллектора, измеренное при помощи набора плоских зондов. На нем приведены распределения токов по коллектору для трех случаев: сигнал только от буферной плазмы; сигнал от буферной плазмы и сепарируемых потоков одновременно; разность этих двух сигналов.

Как видно из рисунка, операция вычитания, позволяет обнаружить в распределении токов два локальных максимума. Эти максимумы должны соответствовать координатам осаждения ионных потоков на принимающем коллекторе. Максимум, находящийся на координате около 13 см соответствует сигналу ионов Ag^+ , а максимум на координате около 24 см — сигналу ионов Pb^+ .

Можно заметить, что сигналы токов без дополнительной обработки, отме-

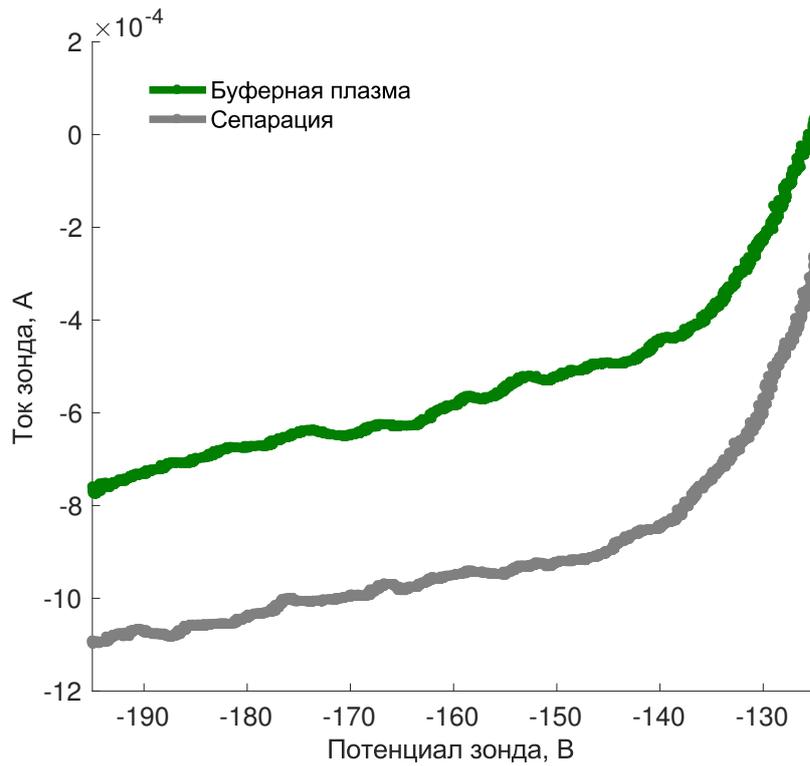


Рис. 5.17. Примеры ионных ветвей ВАХ одного из плоских зондов, зарегистрированных при горении буферной плазмы и при сепарации [44]

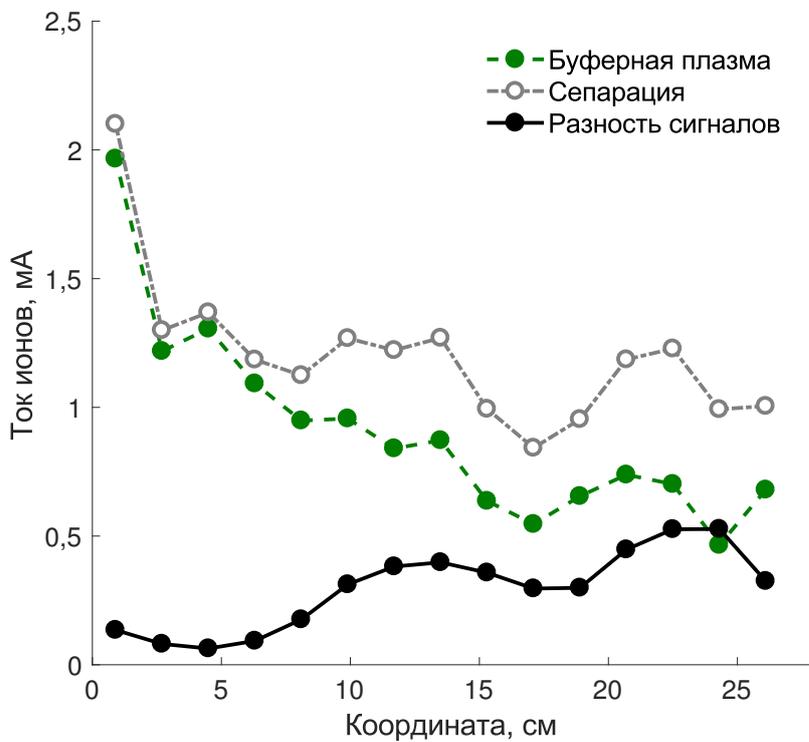


Рис. 5.18. Распределение ионных токов по поперечной координате принимающего коллектора [44]

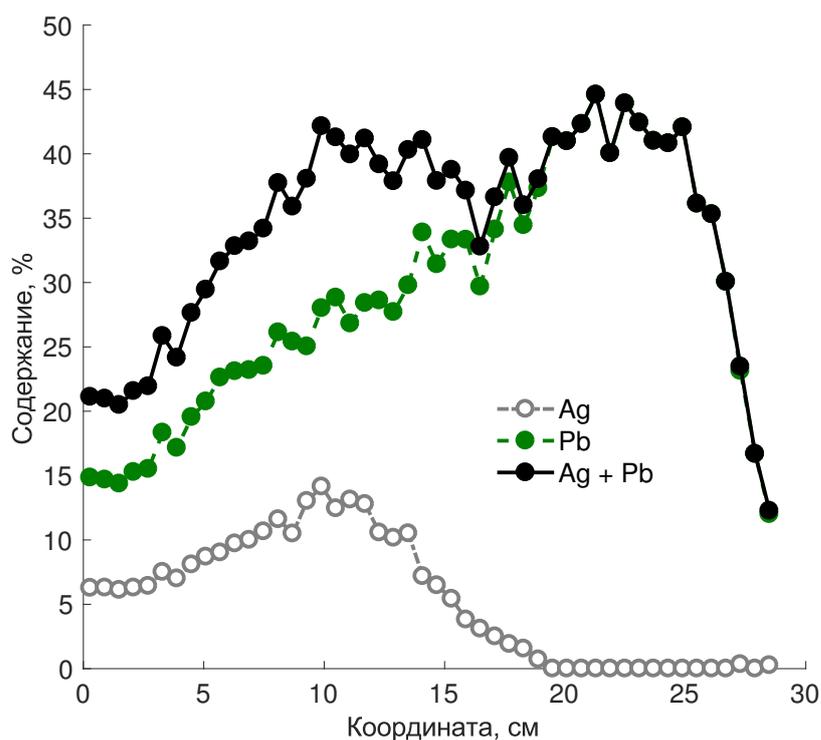


Рис. 5.19. Распределение содержания Ag и Pb в осадочных покрытиях вдоль поперечной координаты принимающего коллектора [44]

ченные на рисунке 5.18, характеризуются наиболее высокими значениями в диапазоне координат 0 – 3 см. Это вызвано следующим обстоятельством. Буферная плазма находится в скрещенных электрическом и магнитном полях, что приводит к ее дрейфовому движению, которое заключается во вращении вокруг аксиальной оси камеры. Вращения таково, что ионы гелия движутся в направлении вдоль поперечной координаты принимающего коллектора. Таким образом, двигаясь из свободного пространства и встречая на своем пути коллектор, именно они обеспечивают сигнал ионного тока на зондах, расположенных в диапазоне координат 0 – 3 см.

Данные о распределении химических элементов в составе оседающих на коллектор покрытий дополняют данные о распределении токов. На рисунке 5.19 приведены результаты измерения содержания Ag и Pb в осадочных покрытиях вдоль поперечной координаты принимающего коллектора, полученное методом EDS.

Данные рисунка 5.19 позволяют сделать вывод о том, что измерения ионных токов достоверны. Максимальное содержание атомов Ag находится на координате около 10 см, а максимальное содержание атомов Pb — на координате около 23 см. На этих же координатах находятся локальные максимумы измеренных ионных токов на рисунке 5.18. Распределение содержания суммы Ag и Pb, отмеченное на рисунке 5.19, также демонстрирует два локальных максимума, совпадающие по координатам с максимумами на распределении токов.

Оценим чувствительность описанной диагностики к концентрации осаждающихся потоков. Согласно данным, приведенным на рисунке 5.18, чувствительность можно оценить, исходя из величины минимально измеримой разницы между сигналами от токов в режиме сепарации и отдельно буферной плазмы. Флуктуации тока буферного разряда, согласно специально проведенным измерениям, находятся на уровне 0.1 мА. Также при включении инжектора плазмы состояние буферного разряда немного меняется, что добавляет ошибку в процедуру калибровки. Будем считать, что достоверно определяемая разность сигналов составляет порядка 0.2 мА. Также будем считать, что ионы, приходят на плоский зонд с энергией, равной температуре электронов согласно критерию Бома [208]. Тогда, учитывая площадь зонда ($\approx 3.2 \text{ см}^2$), и воспользовавшись данными о температуре электронов буферной плазмы ($\approx 5 \text{ эВ}$) из [6], оценим концентрацию ионов n_i в потоке по формуле, описывающей ионный ток на плоский зонд [92]:

$$I = en_i S \sqrt{\frac{2T_e}{M}}, \quad (5.1)$$

где M — масса иона, I — ток на зонд, S — площадь зонда, T_e — температура электронов, e — заряд электрона.

Концентрация в этих условиях составляет порядка 10^9 см^{-3} для ионов серебра (108 а.е.м.).

Понятие разрешающей способности предложенного метода диагностики применимо в случае контроля процесса разделения, когда в распределении ионных

токов на коллекторе ожидается обнаружить не менее двух максимумов. Она определяется минимальным расстоянием между максимумами, на котором они все еще разрешимы. Для данных рисунка 5.18 минимально разрешимое расстояние составляет порядка ширины максимума, то есть около 5 см. Однако отметим, что на ширину пучка, достигающего коллектора, влияет множество факторов, не зависящих от системы диагностики. К ним относится разброс углов и энергий ионов на выходе из инжектора плазмы, а также амплитуда и частота флуктуаций электрического поля. Минимальное же расстояние, на котором можно различить максимумы сигналов, в случае бесконечно узких пучков, определяется размерами зондов и составляет около 2 см.

Отметим также, что измерение токов осаждающихся пучков позволяет контролировать не только сам процесс разделения, но и его производительность. Для этого необходимо обеспечить условия на коллекторе, при которых каждый прилетающий ион конденсировался.

5.4. Анализ неионизованных потерь вещества в процессе плазменной масс-сепарации

Разработка метода плазменной масс-сепарации подразумевает проведение множества отладочных экспериментов, в которых не всегда достигается целевая эффективность разделения смеси и отсутствие потерь вещества. Все вещество, не осевшее на коллекторе, принимающем сепарированные потоки, можно отнести к потерям. Потери вещества на этапе отработки технологии могут быть вызваны множеством причин, среди которых неполная ионизация вещества смеси в источнике, переходные режимы работы источника плазмы, локальные неоднородности электрического и магнитного полей в том числе и временные, на которых рассеиваются частицы, отражение доли сепарированного потока от коллектора, распыления уже осевшего на коллекторе вещества в результате бомбардировки коллектора частицами буферной плазмы и др. Учет и анализ каналов потерь сепарации

рируемого вещества в экспериментальной камере также является средством диагностики процесса сепарации. Данные такой диагностики позволяют оценивать эффективность работы отдельных узлов установки, определять долю вещества, участвующего в процессе сепарации, и проводить оптимизацию процесса разделения. Для получения таких данных требуется определить в какие области экспериментальной установки осаждается вещество, покидающее источник плазмы, и с какой интенсивностью происходит осаждение.

В разделе представлены результаты исследования потерь вещества в процессе плазменной сепарации, которое покинуло источник плазмы и осело на стенках экспериментальной камеры. Проведен анализ картины осаждения и получен закон вылета нейтральных частиц из источника. Также произведена оценка влияния запыления нейтралами диагностического коллектора, на которую осаждается сепарируемый плазменный поток в процессе эксперимента.

5.4.1. Описание эксперимента

Схема, по которой проводились эксперименты следующая. В цилиндрической камере с проводящими стенками длиной 220 см и диаметром 86 см при помощи торцевых электродов создавалось радиальное электрическое поле. Поле имело такую конфигурацию, что на оси камеры находился минимум потенциала -300 В, а градиент потенциала был постоянен. Экспериментальная камера находилась во внешнем магнитном поле $B = 1.4$ кГс, направленном вдоль оси. Между торцевыми электродами (катодами) и заземленной обечайкой существовал отражательный разряд Пеннинга в атмосфере аргона (давление аргона 0.3 мТорр), таким образом генерировалась буферная плазма в объеме камеры и создавалось электрическое поле. Концентрация буферной плазмы находилась на уровне 10^{11} см⁻³.

В центре камеры на расстоянии 18 см от оси располагался дуговой источник плазменного потока сепарируемой смеси свинца и серебра [29]. Источник плазмы генерировал плазменный поток, вылетающий из анода в направлении, па-

параллельным линиям магнитного поля. Напряжение между катодом и анодом разряда составляло 18-20 В при токе 35 А. Плазма источника была представлена преимущественно нейтральными атомами и однозарядными ионами разделяемых компонентов. Степень ионизации плазмы находилась на уровне десятков процентов. Концентрация ионов в пучке находилась на уровне 10^{11} см⁻³. Ионный ток насыщения в плазменном патоке в заанодном пространстве оценивается на уровне 150–300 мА.

Вылетая из источника, ионы свинца и серебра попадали в область действия радиального электрического и аксиального магнитного полей. В таком поле траектории тяжелых и легких частиц разделяются в пространстве за счет разности отношения заряда к массе. Буферная плазма аргона компенсирует объемный заряд ионных пучков, что повышает производительность разделения. Для улавливания разделенных потоков в камере был установлен диагностический коллектор с водяным охлаждением. Коллектор имел форму образующей цилиндра с радиусом около 18 см (рисунок 5.4а). На поверхности коллектора было установлено 288 квадратных ячеек размером 1.8×1.8 см, которые могли быть взвешены до и после эксперимента для определения распределения осевшей на коллекторе массы в результате процесса сепарации. Ячейки были расположены в 16 столбцов вдоль аксиальной координаты и в 16 строк в вдоль азимутальной координаты.

Взаимное расположение источника плазмы и диагностического коллектора представлено на рисунке 5.20. Цилиндрическая система координат определялась следующим образом. Начало координат находилось на оси экспериментальной камеры в плоскости анода источника плазмы. Середина коллектора совпадала с плоскостью $\phi = 0$, которая, в свою очередь, была повернута на 30° относительно вертикали. Коллектор находился на расстоянии $r = 158$ см и вдоль азимутальной координаты находилась в диапазоне $-45^\circ < \phi < +45^\circ$. Вдоль аксиальной координаты коллектор лежал в области $0 < Z < 32.5$ см. Анод источника находился на координате $r = 18$ см, $\phi = 240^\circ$, $z = 0$ см. Область вакуумной камеры, в которую вылетает плазменный поток источника была ограничена координатами $0 < Z < 75$

см.

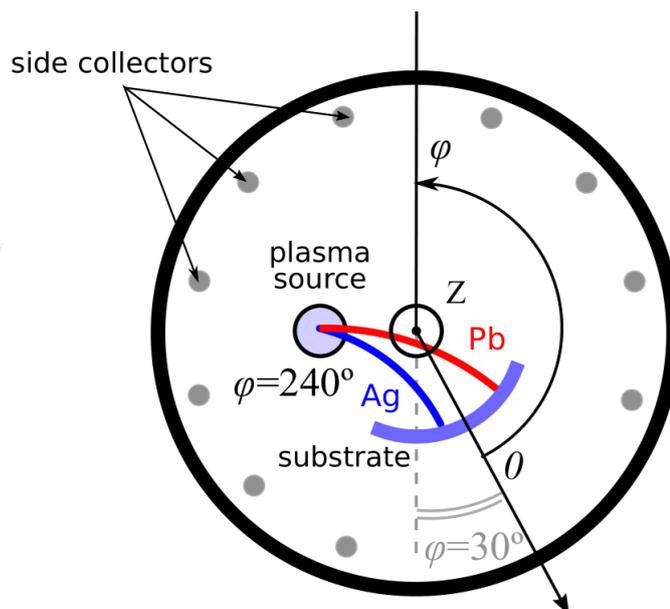


Рис. 5.20. Взаимное расположение источника плазмы, диагностического коллектора и боковых коллекторов [4]

Для определения картины осаждения вещества на боковой поверхности камеры использовалась система боковых коллекторов. Она представляла из себя набор из 10 шпилек, на которых были расставлены квадратные приемники размером 1.5×1.5 см из алюминия. Шпильки были расположены вблизи обечайки камеры на расстоянии $r \approx 40$ см с шагом по ϕ в 30° (рисунок 5.20). Под коллектор шпильки не устанавливались. На каждой шпильке было закреплено 5 приемников таким образом, что их координаты составляли $z = 5, 15, 25, 35, 45$ см. Приемники взвешивались до и после эксперимента для определения количества осевшего вещества с точностью 0.05 мг. Предполагалось, что коэффициент осаждения вещества на приемники равен 1. На рисунке 5.21 представлена фотография внутренности экспериментальной камеры с расставленными диагностическими коллекторами.

Эксперимент, в ходе которого производилась плазменная сепарация потоков свинца и серебра длился 60 минут. В первой половине эксперимента поток ионов источника плазмы был представлен преимущественно частицами свинца, а во второй половине — частицами серебра. Это обеспечивалось разными температурами испарителя, из которого пары смеси попадали в разрядный промежуток [29]. На



Рис. 5.21. Фотография, иллюстрирующая расположение диагностических коллекторов внутри камеры сепарации [4]

рисунке 5.22 представлены результаты осаждения потерянного вещества на боковых коллекторах в сепарационном эксперименте. Как видно из рисунка 5.22а картина осаждения вещества в процессе сепарации на боковых коллекторах имеет локализованный максимум (пятно) в области координаты $r \approx 25$ см, $\phi \approx 250^\circ$. Угловая координата максимума напыления соответствует самому короткому расстоянию между обечайкой камеры и источником. Вдоль Z пятно осаждения смещено от анода источника. Его положение определяется углом раскрытия плазменной струи, определяющимся законом вылета частиц из источника.

Картина осаждения в сепарационном эксперименте сравнивалась с результатом напыления при только работающем источнике плазмы (в отсутствии радиального электрического поля) — рисунок 5.22б и только работающем буферном разряде (в отсутствии источника свинца и серебра) — рисунок 5.22в. В эксперименте с источником плазмы напыление производилось только свинцом за время 30 минут, поэтому для возможности сравнение картин интенсивность напыления на рисунке 5.22б умножена на 2. Как видно, наибольшее количество вещества напы-

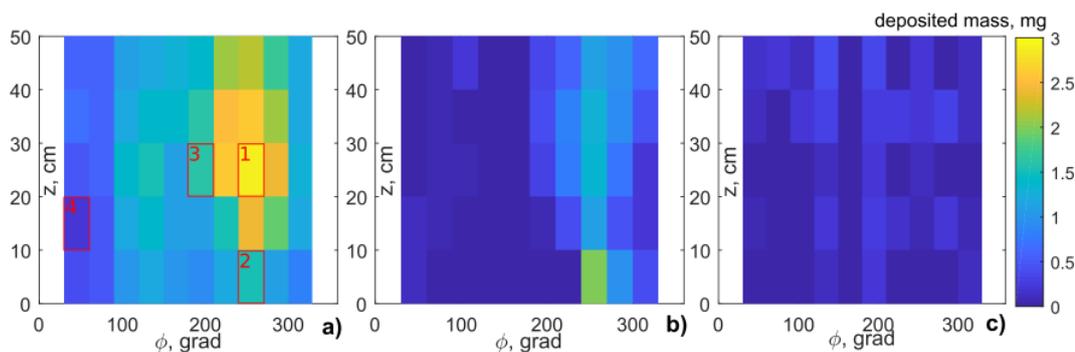


Рис. 5.22. Осаждение вещества на боковых коллекторах, а) — эксперимент по сепарации, б) — напыление только источником плазмы, в) — напыление только в результате разряда Пеннинга [4]

лялось также на углах $\phi \approx 250^\circ$. Однако вдоль оси Z произошло перераспределение осевшего вещества, максимум сместился к $Z \approx 5$ см. Необходимо отметить, что в этом эксперименте до боковых коллекторов долетали только нейтральные частицы. Ионы источника плазмы были замагничены и летели преимущественно прямолинейно в отсутствие радиального электрического поля. На рисунке 5.22в пятна осаждения не наблюдается, однако значения осажденной массы на коллекторах не нулевые. Источником осевшего на пробниках вещества, вероятно, являются процессы распыления торцевых электродов — катодов буферного разряда Пеннинга. Распыляется при этом нержавеющая сталь, из которой изготовлены торцевые электроды, она содержит до 60% железа. Распыление также происходит и в сепарационном эксперименте. Результат напыления распыленного материала торцевых электродов будет называться фоном. Интенсивность фонового запыления составляет порядка 0.3 мг вещества за 60 минут эксперимента.

Пленки, осевшие на некоторых приемниках массы, из эксперимента по сепарации были проанализированы методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS). Проанализированные приемники отмечены на рисунке 5.22а красными прямоугольниками. Результаты анализа состава пленок представлены в таблице 5.1. В ней приведены данные относительного содержания различных элементов в проанализированном поверхностном слое пробника. Напыление на выделенные пробники разное, поэтому осевшая пленка имеет разную толщину и электроны EDS могут достигать поверхность образца, поэтому в составе присут-

Таблица 5.1. Состав пленок, осевших на боковой коллектор [4]

Номер пробника	Координата пробника, (Z, φ)	Pb, %	Fe, %	Al, %	Остальное (Ag, C, O, Cr, Ni), %
1	(25, 255)	34.9	12.4	8.7	44
2	(5, 255)	11.2	7.1	41.1	40.6
3	(25, 195)	12.5	12.4	37.4	37.7
4	(15, 45)	2.7	3.9	40.8	52.6

ствуется алюминий.

Данные таблицы, показывают, что во всех проанализированных областях осаждения на рисунке 5.22а: в пятне (пробник 1), на его границах (пробники 2 и 3), а также вдали от расположения источника (пробник 4) присутствуют следы конструкционного материала — железа. Также можно сделать вывод о том, что и свинец, вылетающий из источника плазмы, осаждается везде (3% содержания на пробнике 4). Пятно осаждения состоит в основном из свинца, тогда как вдали от него относительное количество свинца сравнивается с количеством железа.

5.4.2. Анализ результатов напыления вещества на боковые коллектора

Данные о распределении вещества на боковых коллекторах, изображенные на рисунке 5.22, позволяют оценить закон распределения вылетающих частиц из источника плазмы по направлениям. Закон испарения [209] из малого отверстия имеет вид:

$$dM_e(\alpha) = M_e f(\alpha) \frac{d\omega}{\pi} \quad (5.2)$$

где M_e — общее количество испаренного вещества, α — направление испарения по отношению к нормали к поверхности, с которой происходит испарение, $d\omega$ — элемент телесного угла в направлении испарения, $f(\alpha)$ — функция, определяющая закон испарения, которая для случая точечного отверстия равна $f(\alpha) = \cos(\alpha)$. Из

закон испарения следует закон осаждения на произвольный коллектор, находящийся на расстоянии r . Элемент коллектора имеет площадь $dS = r^2 d(\omega) / \cos(\theta)$, где θ есть угол падения вещества на элемент коллектора. Тогда масса вещества, осажденная на единицу площади, равна:

$$\frac{dM(\alpha, \theta)}{dS} = \frac{M_e}{\pi r^2} \cos(\theta) f(\alpha) \quad (5.3)$$

Для каждого пробника на боковых коллекторах были вычислены углы падения, расстояния и направления по отношению к аноду источника. Так как размеры пробников и осевшие на них массы малы, то за dS принималась площадь пробника, а за dM осевшая на нем масса. С использованием этих параметров были построены функции $f(\alpha)$ для данных эксперимента по сепарации (рисунок 5.23а) и эксперимента работающим источником в отсутствие электрического поля (рисунок 5.23б).

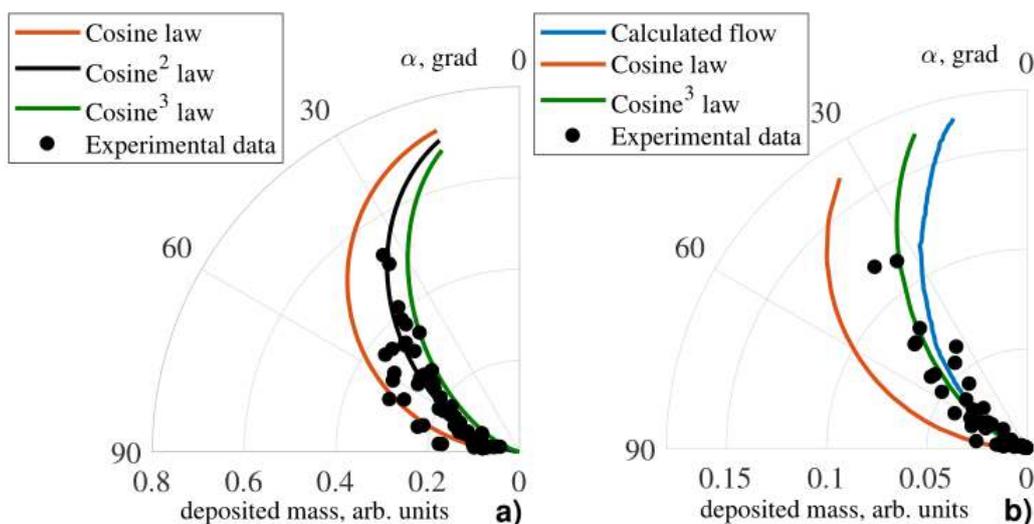


Рис. 5.23. Зависимости осевшей массы на пробники боковых коллекторов в зависимости от угла направления на них, (а) — сепарация, (б) — источник плазмы без электрического поля [4]

На рисунке 5.23а нанесены законы испарения $\cos(\alpha)$, $\cos^2(\alpha)$ и $\cos^3(\alpha)$ для сравнения с кривой экспериментальных точек. Зарегистрированный закон вылета частиц из источника больше соответствует зависимости $\cos^2(\alpha)$. Отсутствие сильных отклонений от аналитической кривой, свидетельствует о том, что в основном на боковые коллекторы осаждаются нейтральные частицы, на которые не

действуют электромагнитные поля, и частицы на диаметрально противоположные пробники осаждаются примерно одинаково.

На рисунке 5.23б представлены данные осаждения нейтрального потока, выпущенного источником, при этом буферный разряд не функционировал. Кривая экспериментальных точек лучше соотносится с законом испарения $\cos^3(\alpha)$. То есть при испарении из источника в отсутствие электрического поля поток частиц больше прижимается к оси Z . Также на рисунке представлены результаты моделирования истечения нейтрального пара свинца с давлением 18 Торр из источника, выполненные в программе nonPDPSIM [210]. Результаты моделирования прогнозируют более узкий вылет частиц, чем получился в эксперименте, хотя качественно наблюдается согласование.

Законы испарения $f(\alpha)$ для режимов сепарации и работы источника без приложенного радиального электрического поля, как показывает анализ, отличаются. Этот эффект может быть вызван следующим обстоятельством. При работе отражательного разряда, к частицам, оседающим на боковых коллекторах и выпущенных источником, добавляются продукты распыления торцевых электродов. Это выражается одинаковым увеличением оседающей массы на всех пробниках боковых коллекторов. Так, экспериментальные точки на рисунке 5.23б, при добавлении дополнительной массы, сдвинуться в сторону увеличения радиальной координаты и это расширит вылетающий пучок.

Оценка закона испарения дает возможность проанализировать осаждение нейтрального потока на коллектор, собирающий сепарированное вещество. Частичное запыление коллектора нейтрами из источника возможно, так как он находится в непосредственной близости от него. Это запыление может накладываться на пятна осаждения сепарируемых веществ и искажать экспериментальный данные. На рисунке 5.24а приведена картина осаждения массы сепарированных потоков на диагностическом коллекторе. А на рисунках 5.24б и 5.24в представлено модельное осаждение нейтральных частиц вылетающих по закону $\cos^2(\alpha)$ и $\cos^3(\alpha)$ соответственно.

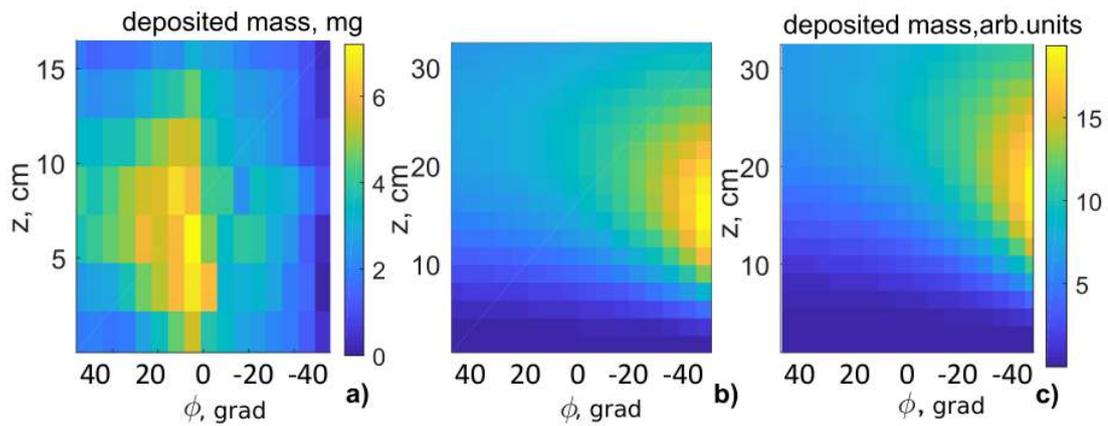


Рис. 5.24. Распределение массы на диагностическом коллекторе $r = 15$ см, (а) — данные сепарации, (б) — осаждение по закону $\cos^2(\alpha)$, (в) — осаждение по закону $\cos^3(\alpha)$ [4]

Данные рисунка 5.24 показывают, что пятно осаждения сепарированного потока на диагностическом коллекторе не пересекается с пятном осаждения нейтрального вещества, вылетающего из источника. То есть, не полностью ионизованный поток плазмы, вылетающий из источника практически не искажает картину осаждения. Более того, эти данные говорят о том, что пятно на диагностическом коллекторе, получаемое в эксперименте по масс-сепарации, является именно результатом осаждения ионного потока, который был выпущен источником.

Данные осаждения вещества на боковых коллекторах дают возможность оценить количество вещества, вылетевшее из источника, но не участвовавшее в эксперименте по сепарации. Данные осаждения были экстраполированы из области $z = (0, 45)$ в область $z = (0, 75)$ до торца камеры сепарации в предположении что производная dm/dz остается постоянной. Далее производилась интерполяция данных в области обечайки, где не было установлено пробников. И, наконец, полученное поле осаждения интегрировалось с учетом интенсивности осаждения фонового, распыленного вещества торцевых коллекторов. Таким образом, оценка количества несепарированного вещества, осевшего на боковой поверхности экспериментальной камеры составляет ~ 7 г. При этом, по данным взвешиваний, из источника за час эксперимента вылетело ~ 10 г массы, а на диагностическом коллекторе осело ~ 1 г. Остальная часть потерянного вещества осела на других конструктивных частях установки, в частности на торце экспериментальной камеры и электродах,

установленных на ней. Результаты таких оценок осаждения могут быть использованы для анализа общего баланса расходования вещества источника плазмы.

5.5. Выводы к пятой главе

В качестве выводов перечислим основные полученные результаты в данной главе. Представлено краткое описание идеи метода плазменной сепарации ОЯТ в конфигурации с потенциальной ямой и приведен обзор результатов моделирования процесса в данной схеме. Описана экспериментальная установка Лаплас на которой происходит исследование физических основ метода плазменной сепарации. Рассмотрены результаты экспериментов по генерации буферной плазмы и генерации электрического поля в ней для ВЧ разряда и классического отражательного разряда Пеннинга.

Описаны результаты применения термоэмиссионных катодов в ходе решения задач по генерации плазменных потоков модельных веществ для отработки метода плазменной сепарации и создания электрического поля в буферной плазме. Описан демонстрационный источник плазмы с независимой эмиссией электронов и подачей пара модельного вещества в разрядный промежуток, позволявший варьировать величину атом электронного отношения на катоде разряда. Приведены результаты генерации радиального электрического поля в разряде Пеннинга с термокатодом. Показано, что совокупность реализованных в отдельных экспериментах результатов по генерации буферной плазмы и электрического поля, а также по ионизации модельных веществ позволила экспериментально продемонстрировать эффект плазменной сепарации на смеси Ag и Pb.

Разработан метод диагностики результатов процесса плазменной масс-сепарации, позволяющий проводить измерения пространственного распределения ионных потоков разделяемой смеси, массового и элементного распределения отсепарированного вещества на принимающем коллекторе, а также координат осаждения неионизованного вещества, не принимавшего участия в процессе разделения.

Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты:

1. Впервые экспериментально измерены параметры плазменного потока диффузной вакуумной дуги на термоэмиссионном катоде гадолиния. Получены данные о влиянии температуры термоэмиссионного катода (1.8–2.1 кК) и напряжения разряда (3–30 В) на зарядовый состав, степень ионизации и энергию ионов образующегося потока плазмы.
2. Экспериментально достигнуты параметры плазменного потока в условиях диффузного вакуумного дугового разряда, на катоде из гадолиния, моделирующего ОЯТ, удовлетворяющие требованиям к источнику плазмы для метода плазменной масс-сепарации ОЯТ — степень ионизации потока 100 % при преимущественно однократном заряде ионов.
3. Впервые инициирован и исследован диффузный вакуумный дуговой разряд на характеризующемся недостатком термоэлектронной эмиссии катоде из свинца, моделирующем испарение и ионизацию легколетучих продуктов деления ОЯТ. Определены средняя энергия ионов (12–15 эВ), температура электронов (0.5–1 эВ), а также степень ионизации образующегося потока плазмы (10–35 %) в зависимости от тока разряда (10–30 А).
4. Получены новые экспериментальные данные о скорости эрозии и тепловом режиме работы нетермоэмиссионного катода из свинца. С учетом измеренных параметров плазмы в разрядном промежутке рассчитаны характерные длины столкновительных и ионизационных процессов и параметры плазмы вблизи катода разряда. Полученные результаты согласуются с гипотезой о преимущественно ионном механизме переноса тока дуги на данном типе катода.
5. Впервые инициирован и исследован вакуумный дуговой разряд на катоде из

диэлектрического материала — диоксида церия, моделирующего испарение и ионизацию оксидов основных компонентов ОЯТ. Получены новые экспериментальные данные о тепловом режиме работы диэлектрического катода, определены параметры образующегося потока плазмы оксидного материала в дуге в зависимости от тока разряда (концентрация и температура электронов, ионный состав, степень ионизации). Определена величина тока дуги (~ 90 А), при которой степень ионизации плазменного потока превышает 90 %. Оценен вклад омического нагрева электрического контакта катод–тигель в баланс энергии катода.

6. Впервые описаны медленно движущиеся катодные пятна на диэлектрическом катоде вакуумной дуги с высокой средней температурой. Определена скорость движения пятен (~ 5 см/с).
7. Исследованы вакуумные дуговые разряды с горячими смесевыми катодами оксид+металл ($\text{CeO}_2 + \text{Cr}$, $\text{TiO}_2 + \text{Cr}$), моделирующими испарение и ионизацию компонентов ОЯТ, определены параметры генерирующихся в них плазменных потоков (температура электронов, ионный состав, степень ионизации). Экспериментально продемонстрировано, что при интенсивной термоэлектронной эмиссии с катода оксид+металл (ток термоэмиссии сравним с током разряда), поток плазмы содержит преимущественно ионы более летучего компонента смеси (Cr^+) за счет формирования диффузной привязки тока. При недостатке электронной эмиссии, поток плазмы содержит ионы обоих компонент смеси (Ti^+ и Cr^+).
8. Предложен подход для создания ионизованных потоков веществ в источнике плазмы для реализации метода плазменной сепарации и генерации устойчивого поперечного электрического поля в отражательном разряде.
9. Разработан метод диагностики результатов процесса плазменной масс-сепарации, позволяющий проводить измерения пространственного распределе-

ния ионных потоков разделяемой смеси, массового и элементного распределения отсепарированного вещества на принимающем коллекторе, а также координат осаждения неионизованного вещества, не принимавшего участия в процессе разделения.

Основные публикации по теме диссертации

1. *Polistchook V., Usmanov R., Melnikov A., Gavrikov A.* Diffuse Vacuum Arc on Lead Cathode: Plasma Parameters and Mechanism of the Charge Transfer on the Non-thermionic Cathodes // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2026. — Vol. 2. — P. 1–5.
2. *Usmanov R., Melnikov A., Polistchook V., Gavrikov A., Antonov N., Smirnov V.* Influence of Mixed Cathode Emissivity on Generated Plasma Flow in Vacuum Arc with Heated Cathode // *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. — 2024. — Oct. — Vol. 45, no. 1. — P. 21–32.
3. *Usmanov R. A., Amirov R. K., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polistchook V. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Vorona N. A., Yartsev I. M.* Diffuse vacuum arc on cerium dioxide hot cathode // *Physics of Plasmas*. — 2018. — June. — Vol. 25, no. 6. — P. 063524.
4. *Usmanov R. A., Antonov N. N., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Melnikov A. D., Oiler A. P., Smirnov V. P., Timirkhanov R. A., Volkov L. S., Vorona N. A.* Analysis of non-ionized substance losses in experiments on plasma mass separation // *Plasma Science and Technology*. — 2022. — June. — Vol. 24, no. 8. — P. 085504.
5. *Лизякин Г. Д., Гавриков А. В., Кузьмичёв С. Д., Смирнов В. П., Усманов Р. А.* Контроль радиального электрического поля в цилиндрическом плазменном столбе с аксиальным магнитным полем // *Успехи физических наук*. — 2024. — Т. 194, № 5. — С. 495—519.
6. *Лизякин Г. Д., Антонов Н. Н., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Кисленко С. А., Кузьмичев С. Д., Мельников А. Д., Ойлер А. П., Смирнов В. П., Тимирханов Р. А., Усманов Р. А.* О концепции плазменной масс-сепарации в скрещенных ЕхВ-полях с потенциальной ямой (обзор) // *Физика плазмы*. — 2023. — Т. 49, № 3. — С. 278—287.

7. *Amirov R. K., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polistchuk V. P., Pershin D. A., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Vorona N. A., Yartsev I. M.* On the parameters of the diffused vacuum arc with cerium oxide hot cathode // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2018. — Vol. 946. — P. 012170.
8. *Amirov R. K., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polishchuk V. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Vorona N. A., Yartsev I. M.* Diffuse Vacuum Arc on the Nonthermionic Lead Cathode // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2017. — Vol. 45, no. 1. — P. 140–147.
9. *Amirov R. K., Vorona N. A., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polistchuk V. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Yartsev I. M.* Plasma jet characteristics in vacuum arc with diffuse cathode spot // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2017. — Vol. 830. — P. 012059.
10. *Amirov R. K., Vorona N. A., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polistchuk V. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Yartsev I. M., Ivanov A. S.* Diffuse vacuum arc with cerium oxide hot cathode // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2016. — Vol. 774. — P. 012190.
11. *Amirov R. K., Antonov N. N., Liziakin G. D., Polistchuk V. P., Samoylov I. S., Usmanov R. A., Yartsev I. M.* High-voltage discharge in supersonic jet of plumbum vapor // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2015. — Vol. 653. — P. 012165.
12. *Амиров Р. Х., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Лизякин Г. Д., Полищук В. П., Самойлов И. С., Смирнов В. П., Усманов Р. А., Ярцев И. М.* Исследование вакуумной дуги с диффузной катодной привязкой как источника плазмы для плазменной сепарации ОЯТ и РАО // *Физика плазмы*. — 2015. — Т. 41, № 10. — С. 877—883.
13. *Amirov R. K., Antonov N. N., Vorona N. A., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polistchuk V. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Yartsev I. M.*

- The stationary vacuum arc on non-thermionic hot cathode // Journal of Physics: Conference Series. — 2015. — Vol. 653. — P. 012164.
14. *Амиров Р. Х., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Лизякин Г. Д., Полищук В. П., Самойлов И. С., Смирнов В. П., Усманов Р. А., Ярцев И. М.* Исследование возможности применения диффузной вакуумной дуги как источника плазмы для разработки технологии плазменной сепарации ОЯТ и РАО // Ядерная физика и инжиниринг. — 2014. — Т. 5, № 11/12. — С. 952—955.
 15. *Амиров Р. Х., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Жабин С. Н., Лизякин Г. Д., Полищук В. П., Самойлов И. С., Смирнов В. П., Усманов Р. А., Ярцев И. М.* Экспериментальное исследование процессов вакуумно-дугового испарения и ионизации вещества (гадолиния), моделирующего уран, для разработки технологии плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива // Труды МФТИ. — 2014. — Т. 6, № 1. — С. 136—145.
 16. *Amirov R., Vorona N., Gavrikov A., Lizyakin G., Polistchook V., Samoylov I., Smirnov V., Usmanov R., Yartsev I.* Investigation of plasma flow in vacuum arc with hot cathode // Journal of Physics: Conference Series. — 2014. — Vol. 550. — P. 012014.

Список публикаций соискателя

17. *Liziakin G., Usmanov R.* Current-voltage Characteristics of the high Pressure Reflex Discharge in Helium // *Physics Procedia*. — 2015. — Vol. 71. — P. 138–141.
18. *Gavrikov A. V., Vorona N. A., Liziakin G. D., Usmanov R. A., Samoylov O. O., Smirnov V. P., Timirkhanov R. A.* Generation of a controlled potential profile in the plasma to develop plasma separation method // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2015. — Vol. 653. — P. 012163.
19. *Samokhin A., Gavrikov A., Liziakin G., Usmanov R., Smirnov V.* Experiment and Numerical Simulation of Peculiarities in the Development of Helium DC Discharge in Reflex Geometry // *Plasma and Fusion Research*. — 2016. — Vol. 11, no. 0. — P. 1401116.
20. *Liziakin G. D., Gavrikov A. V., Murzaev Y. A., Usmanov R. A., Smirnov V. P.* Parameters influencing plasma column potential in a reflex discharge // *Physics of Plasmas*. — 2016. — Vol. 23, no. 12. — P. 123502.
21. *Gavrikov A., Kuzmichev S., Lizyakin G., Smirnov V., Timirkhanov R., Usmanov R., Vorona N.* RF plasma generation in the chamber with the conducting walls // *EPJ Web of Conferences*. — 2017. — Vol. 157. — P. 03062.
22. *Liziakin G., Gavrikov A., Usmanov R., Timirkhanov R., Smirnov V.* Electric potential profile created by end electrodes in a magnetized rf discharge plasma // *AIP Advances*. — 2017. — Vol. 7, no. 12. — P. 125108.
23. *Смирнов В. П., Гавриков А. В., Сидоров В. С., Тараканов В. П., Тимирханов Р. А., Кузьмичев С. Д., Усманов Р. А., Ворона Н. А.* Исследование влияния параметров инжекции на движение частиц в электрических и магнитных полях для развития метода плазменной сепарации ОЯТ // *Физика плазмы*. — 2018. — Т. 44, № 12. — С. 961—970.

24. *Liziakin G. D., Gavrikov A. V., Usmanov R. A., Smirnov V. P.* Propagation of the end-face electrodes potential in the plasma volume of rf discharge // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2018. — Vol. 946. — P. 012173.
25. *Antonov N., Liziakin G., Usmanov R., Gavrikov A., Vorona N., Smirnov V.* The influence of reflex discharge electric field on propagation of injected lead plasma jet // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Vol. 25, no. 12. — P. 123506.
26. *Antonov N. N., Gavrikov A. V., Smirnov V. P., Liziakin G. D., Usmanov R. A., Vorona N. A., Timirkhanov R. A.* The study of the plasma jets of lead and silver simulating spent nuclear fuel components // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2018. — Vol. 946. — P. 012171.
27. *Мельников А. Д., Усманов Р. А., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Лизякин Г. Д., Смирнов В. П., Тимирханов Р. А.* Диагностика высокочастотной плазмы аргона методом относительных интенсивностей спектральных линий в плазменном сепараторе ОЯТ // *Ядерная физика и инжиниринг*. — 2018. — Т. 9, № 2. — С. 117—121.
28. *Melnikov A. D., Usmanov R. A., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Smirnov V. P., Timirkhanov R. A., Vorona N. A.* Application of line-intensity-ratio method for measurement of electron temperature of radio-frequency plasma of argon in magnetic field inside the plasma separator // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2019. — Vol. 1147. — P. 012131.
29. *Antonov N. N., Usmanov R. A., Gavrikov A. V., Smirnov V. P.* Diffuse arc discharge with a hot cathode in a magnetic field as a plasma source of lead and silver mixture for the problem of spent nuclear fuel reprocessing // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2019. — Vol. 1147. — P. 012133.
30. *Liziakin G. D., Gavrikov A. V., Usmanov R. A., Smirnov V. P.* The electric field of the electrodes immersed into the rotating plasmas // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2019. — Vol. 1147. — P. 012130.

31. *Usmanov R., Melnikov A., Gavrikov A., Antonov N., Polistchook V.* Time-of-flight mass spectrometer for diagnostics of continuous plasma flow // *Review of Scientific Instruments*. — 2022. — Vol. 93, no. 7. — P. 073505.
32. *Vorona N. A., Gavrikov A. V., Kuzmichev S. D., Liziakin G. D., Melnikov A. D., Murzaev Y. A., Smirnov V. P., Timirkhanov R. A., Usmanov R. A.* Large Helicon Plasma Source for the Method of Plasma Separation of Spent Nuclear Fuel and Radioactive Waste // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2019. — Vol. 47, no. 2. — P. 1223–1230.
33. *Samokhin A., Gavrikov A., Kuzmichev S., Timirkhanov R., Vorona N., Smirnov V., Usmanov R.* Numerical Simulation of Characteristics of Uranium and Fission Products Ion Fluxes in the Process of Plasma Separation // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2019. — Vol. 47, no. 3. — P. 1546–1552.
34. *Смирнов В. П., Самохин А. А., Гавриков А. В., Кузьмичев С. Д., Усманов Р. А., Ворона Н. А.* О возможности осуществления плазменной сепарации компонентов отработавшего ядерного топлива в неоднородном магнитном поле // *Физика плазмы*. — 2019. — Т. 45, № 5. — С. 452—456.
35. *Usmanov R. A., Amirov R. K., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Melnikov A. D., Polistchook V. P., Samoylov I. S., Smirnov V. P., Vorona N. A., Yartsev I. M.* Diffuse vacuum arc with heated cathode made of ceramic (CeO_2) and metal (Cr) mixture // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2020. — Vol. 29, no. 1. — P. 015004.
36. *Мельников А. Д., Усманов Р. А., Амиров Р. Х., Антонов Н. Н., Гавриков А. В., Лизякин Г. Д., Полищук В. П., Смирнов В. П.* Исследование зарядового состава плазмы диффузной вакуумной дуги на горячем катоде времяпролетным методом // *Физика плазмы*. — 2020. — Т. 46, № 6. — С. 510—515.
37. *Полищук В. П., Усманов Р. А., Мельников А. Д., Ворона Н. А., Ярцев И. М., Амиров Р. Х., Гавриков А. В., Лизякин Г. Д., Самойлов И. С., Смирнов*

- В. П., Антонов Н. Н.* Вакуумные дуговые разряды с диффузной катодной привязкой (обзор) // Теплофизика высоких температур. — 2020. — Т. 58, № 4. — С. 515—535.
38. *Liziakin G., Antonov N., Smirnov V. S., Timirkhanov R., Oiler A., Usmanov R., Melnikov A., Vorona N., Kislenko S., Gavrikov A., Smirnov V. P.* Plasma mass separation in configuration with potential well // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2021. — Vol. 54, no. 41. — P. 414005.
39. *Liziakin G., Antonov N., Usmanov R., Melnikov A., Timirkhanov R., Vorona N., Smirnov V. S., Oiler A., Kislenko S., Gavrikov A., Smirnov V. P.* Experimental demonstration of plasma mass separation in a configuration with a potential well and crossed electric and magnetic fields // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2021. — Vol. 63, no. 3. — P. 032002.
40. *Melnikov A. D., Usmanov R. A., Gavrikov A. V., Polishchuk V. P., Antonov N. N., Samoylov I. S., Smirnov V. P.* Temporal Evolution and Operation Peculiarities of Plasma Source Based on Vacuum Arc with CeO_2 Cathode // Plasma Chemistry and Plasma Processing. — 2022. — Vol. 43, no. 1. — P. 347–360.
41. *Polishchuk V. P., Usmanov R. A., Melnikov A. D., Yartsev I. M.* On the Stability Of a Vacuum Arc with a Diffuse Hot Cathode Attachment // High Temperature Material Processes An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes. — 2023. — Vol. 27, no. 3. — P. 43–49.
42. *Vetrova S. B., Usmanov R. A., Antonov N. N., Melnikov A. D., Polishchuk V. P.* Parameters of the Ion Flux Generated in a Vacuum Arc With a Dielectric Cathode in the First Minutes After Breakdown // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2023. — Vol. 51, no. 4. — P. 1101–1106.
43. *Усманов Р. А., Мельников А. Д.* О методе диагностики плазменной сепарации по спектрам излучения // Вестник ОИВТ. — 2020. — Т. 4. — С. 35—38.

44. *Усманов Р., Антонов Н., Тимирханов Р., Ойлер А., Валинуров М.* Диагностика распределения токов разделяемых пучков на приемниках вещества плазменного сепаратора // Вестник ОИВТ. — 2024. — Т. 16. — С. 49—53.
45. *Усманов Р. А., Полищук В. П., Самойлов И. С., Валинуров М. А., Амиров Р. Х.* Экспериментальное исследование процесса инициации вакуумного дугового разряда постоянного тока в парах гадолиния с электронно-лучевым подогревом катода // Вестник ОИВТ. — 2023. — Т. 10. — С. 15—19.
46. *Ярцев И. М., Полищук В. П., Усманов Р. А.* Влияние внешнего подогрева катода на характеристики стационарных вакуумных дуг с диффузной катодной привязкой // Вестник ОИВТ. — 2023. — Т. 10. — С. 4—10.
47. *Oiler A. P., Usmanov R. A., Antonov N. N., Gavrikov A. V., Smirnov V. P.* Increasing the Efficiency of Plasma Mass Separation by Optimizing the Electric Potential // Plasma Physics Reports. — 2024. — Vol. 50, no. 5. — P. 588–596.
48. *Antonov N. N., Gavrikov A. V., Kuzmichev S. D., Melnikov A. D., Smirnov V. P., Usmanov R. A., Volkov L. S.* Enhanced CeO₂ evaporation from refractory crucibles (Mo, Ta, W) // Heat and Mass Transfer. — 2024. — Vol. 60, no. 10. — P. 1677–1685.
49. *Valinurov M., Usmanov R., Gavrikov A., Oiler A., Smirnov V.* Study of rotating “spoke” structure in reflex discharge with thermionic cathode // Physics Letters A. — 2025. — Vol. 534. — P. 130242.
50. *Антонов Н.* [и др.]. Разработка и демонстрация основ плазменной переработки отработавшего топлива // Атомная энергия. — 2025. — Т. 138, № 1/2. — С. 42—47.
51. *Belostotskii A., Melnikov A., Usmanov R., Gavrikov A., Smirnov V.* Experimental study of charge composition of diffuse vacuum arc in axial magnetic field by optical spectra // Plasma Science and Technology. — 2025. — Т. 27, № 5. — С. 054003.

52. *Paramonov M., Melnikov A., Belostotskii A., Usmanov R., Gavrikov A., Polishchuk V.* Transient Processes during the Initiation and Stabilization of a Diffuse Vacuum Arc Discharge on a Gadolinium Cathode // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2025. — T. 89, Suppl 2. — S218—S224.

Цитированная литература

53. *Касаев И.* Катодные процессы электрической дуги. — М.: Наука, 1968.
54. *Кобайн Д., Эккер Г., Фаррелл Д., Гринвуд А., Харрис Л.* Вакуумные дуги. — М.: Мир, 1982.
55. Handbook of vacuum arc science and technology: fundamentals and applications / ed. by R. L. Voxman, D. M. Sanders, P. J. Martin. — Noyes Publications, 1995.
56. *Anders A.* Cathodic arcs. From fractal spots to energetic condensation. — Springer Science+Business Media, 2008.
57. *Прозоров Е., Ульянов К., Федоров В.* Экспериментальное изучение динамики формирования плазмы в вакуумно-дуговом разряде // Теплофизика высоких температур. — 2009. — Т. 47, № 2. — С. 175—182.
58. *Прозоров Е., Ульянов К. Н., Федоров В.* Изучение динамики катодных пятен в вакуумно-дуговом разряде с кольцевыми электродами // Теплофизика высоких температур. — 2013. — Т. 51, № 2. — С. 176—182.
59. *Liu H., Li L., Gu J., Wang Q., Huang K., Xu Y.* Research on unusual cathode erosion patterns in the process of filtered cathodic vacuum arc deposition // The International Journal of Advanced Manufacturing Technology. — 2017. — Vol. 96, no. 5–8. — P. 1779–1785.
60. *Anders S., Anders A.* On modes of arc cathode operation // IEEE Transactions on Plasma Science. — 1991. — Vol. 19, no. 1. — P. 20–24.
61. *Mesyats G. A.* Ecton Mechanism of the Cathode Spot Phenomena in a Vacuum Arc // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2013. — Vol. 41, no. 4. — P. 676–694.

62. *Aksenov I. I., Strel'nitskij V. E., Vasilyev V. V., Zaleskij D. Y.* Efficiency of magnetic plasma filters // *Surface and Coatings Technology*. — 2003. — Vol. 163/164. — P. 118–127.
63. *Васин А. И., Дороднов А. М., Петросов В. А.* О существовании вакуумной дуги с распределенным разрядом на расходуемом катоде // *Письма в ЖТФ*. — 1979. — Т. 5. — С. 1499—1504.
64. *Коршунов О. В., Чиннов В. Ф., Кавыришин Д. И.* Сильноионизованная дуговая плазма He. Неравновесность, неидеальность и кинетика // *Теплофизика высоких температур*. — 2019. — Т. 57, № 2. — С. 164—173.
65. *Richter P., Peter S., Filippov V., Flemming G., Kuhn M.* Characteristics of the cathodic arc discharge with a hot boron cathode // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 1999. — Vol. 27, no. 4. — P. 1079–1083.
66. *Kajioka H., Higuchi K., Nakasone M.* Low voltage-high current discharge of Ti vapour in high vacuum // *Thin Solid Films*. — 1995. — Vol. 256, no. 1/2. — P. 124–135.
67. *Veerasingam V., Amarasingam G., Weiler M., Park J., Milne W.* A distributed carbon cathodic vacuum arc // *Surface and Coatings Technology*. — 1994. — Vol. 68/69. — P. 301–308.
68. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. — Долгопрудный: Интеллект, 2009.
69. *Жуков М. Ф., Козлов Н. П., Пустогаров А. В., Аньшаков А. С., Хвезюк В. И., Дюжев Г. А., Дандарон Г.-Н. Б.* Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. — Новосибирск: Наука, 1982.
70. *Физические величины: Справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова.* — М.: Энергоатомиздат, 1991.
71. *Daalder J. E.* Energy dissipation in the cathode of a vacuum arc // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1977. — No. 16. — P. 2225–2234.

72. *Несмеянов А. Н.* Давление пара химических элементов. — М.: АН СССР, 1961.
73. *Паранин С. Н., Полищук В. П., Сычев П. Е., Шабашов В. И., Ярцев И. М.* Экспериментальное исследование теплового режима работы горячего испаряющегося катода в стационарной вакуумной дуге с диффузной катодной привязкой // *Теплофизика высоких температур.* — 1986. — Т. 24, № 3. — С. 422—429.
74. *Фоменко В.* Эмиссионные свойства материалов. Справочник. — Киев: Наукова думка, 1981.
75. *Казенас Е. К., Цветков Ю. В.* Испарение оксидов. — М.: Наука, 1997.
76. *Бейлис И., Любимов Г.* О параметрах прикатодной области вакуумной дуги // *Теплофизика высоких температур.* — 1975. — Т. 13, № 6. — С. 1137—1145.
77. *Bolotov A., Kozurev A., Korolev Y.* A physical mode of the low-current-density Vacuum arc // *IEEE Transactions on Plasma Science.* — 1995. — Vol. 23, no. 6. — P. 884–892.
78. *Schultrich B.* Tetrahedrally Bonded Amorphous Carbon Films I. Springer Series in Materials Science // Vol. 263. — Springer Berlin Heidelberg, 2018. — Chap. Special Arc Modes with Reduced Macroparticle Emission. P. 527–543.
79. *Полищук В. П., Сердюкова О. К., Ярцев И. М.* О параметрах, определяющих характеристики вакуумных дуг на катодах из различных материалов // *Журнал технической физики.* — 1993. — Т. 63, № 6. — С. 66—74.
80. *Полищук В. П., Сычев П. Е., Шабашов В. И., Ярцев И. М.* Стационарная вакуумная дуга с диффузной катодной привязкой на горячем термоэмиссионном катоде // *Журнал технической физики.* — 1986. — Т. 56, № 11. — С. 2233—2235.

81. *Бронин С. Я., Полищук В. П., Сычев П. Е., Шабашов В. И., Ярцев И. М.* Препринт No 2-199. М.: ИВТАН. — 1986.
82. *Бронин С. Я., Полищук В. П., Сычев П. Е., Шабашов В. И., Ярцев И. М.* Скорость испарения катода и параметры плазмы в стационарной вакуумной дуге // Теплофизика высоких температур. — 1993. — Т. 31, № 1. — С. 29—35.
83. *Veerasingam V. S., Amaratunga G. A. J., Milne W.* Plasma motion in a filtered cathodic vacuum arc // IEEE Transactions on Plasma Science. — 1993. — Vol. 21, no. 3. — P. 322–328.
84. *Koch A., Nornberg A., Behrisch R.* Investigation of vacuum arcs on graphite cathodes // Journal of Nuclear Materials. — 1984. — Vol. 123, no. 1–3. — P. 1437–1439.
85. *Chhowalla M., Davis C. A., Weiler M., Kleinsorge B., Amaratunga G. A. J.* Stationary carbon cathodic arc: Plasma and film characterization // Journal of Applied Physics. — 1996. — Vol. 79, no. 5. — P. 2237–2244.
86. *Смирнов В. П., Самохин А. А., Ворона Н. А., Гавриков А. В.* Исследование движения заряженных частиц в различных конфигурациях полей для развития концепции плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива // Физика Плазмы. — 2013. — Т. 39, № 6. — С. 523—533.
87. *Долголенко Д. А., Муромкин Ю. А.* О разделении смесей химических элементов в плазме // Успехи физических наук. — 2017. — Т. 187, № 10. — С. 1071—1096.
88. *Zweiben S. J., Gueroult R., Fisch N. J.* Plasma mass separation // Phys. Plasmas. — 2018. — Vol. 25, no. 9. — P. 090901.
89. *Ковалев Н., Прокошин А., Кудинов А., Невиница В.* Использование плутония из отработавшего смешанного топлива РЕМИКС в реакторе БН-1200 // Известия ВУЗов, Ядерная энергетика. — 2023. — № 1. — С. 70—81.

90. *Радциг А. А., Смирнов Б. М.* Справочник по атомной и молекулярной физике. — Атомиздат, 1980.
91. *Kramida A., Ralchenko Y., Reader J., and NIST ASD Team.* — 2024. — NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.12), [Online]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
92. *Козлов О. В.* Электрический зонд в плазме. — М.: Атомиздат, 1969.
93. *Pound G. M.* Selected values of evaporation and condensation coefficients for simple substances // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* — 1972. — Vol. 1, no. 1. — P. 135–146.
94. *Honzawa T., Sekizawa T., Miyauchi Y., Nagasawa T.* Effects of space charges in gridded energy analyzer // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 1993. — Vol. 32. — P. 5748–5753.
95. *Pretzler G.* A new method for numerical Abel-inversion // *Z. Naturforsch.* — 1991. — Vol. 46a. — P. 639–641.
96. *Anders A., Yushkov G. Y.* Ion flux from vacuum arc cathode spots in the absence and presence of a magnetic field // *Journal of Applied Physics.* — 2002. — Vol. 91. — P. 4824.
97. *Батенин В. М., Климовский И. И., Полищук В. П., Синельщиков В. А.* Стационарная вакуумная дуга с диффузной катодной привязкой на неэмитирующем хромовом катоде // *Теплофизика высоких температур.* — 2003. — Т. 41, № 5. — С. 670—678.
98. *Polistchook V.* Qualitative model of ion charge transfer on non-thermionic cathodes in vacuum arc // VIII International Conference Plasma Physics and Plasma Technology. Minsk. Belarus. September 14-18, 2015. Contributed papers. Vol. 1. — 2015. — P. 47–50.

99. *Vetter J., Scholl H., Knotek O.* (TiCr)N coatings deposited by cathodic vacuum arc evaporation // *Surface and Coatings Technology*. — 1995. — Vol. 74/75. — P. 286–291.
100. *Kostrin D. K., Lisenkov A. A., Potrakhov N. N.* Formation of Biomedical Coatings with Complex Compositions Using Vacuum Arc Plasma // *Biomedical Engineering*. — 2017. — Vol. 51, no. 4. — P. 262–266.
101. *Puchkarev V. F., Chesnokov S. M.* Erosion rate and voltage distribution in contracted (with cathode spot) and diffuse (spotless) low-current vacuum arcs // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1992. — Vol. 25, no. 12. — P. 1760–1766.
102. *Goedicke K., Scheffel B., Schiller S.* Plasma-activated high rate electron beam evaporation using a spotless cathodic arc // *Surface and Coatings Technology*. — 1994. — Vol. 68/69. — P. 799–803.
103. *Metzner C., Scheffel B., Goedicke K.* Plasma-activated electron beam deposition with diffuse cathodic vacuum arc discharge (SAD): a technique for coating strip steel // *Surface and Coatings Technology*. — 1996. — Vol. 86/87. — P. 769–775.
104. *Kajioka H.* Characterization of arclike Ti vapor Plasma on the high-voltage electron-beam evaporator // *Journal of Vacuum Science & Technology, A*. — 1997. — Vol. 15. — P. 2728.
105. *Scheffel B., Modes T., Metzner C.* Reactive high-rate deposition of titanium oxide coatings using electron beam evaporation, spotless arc and dual crucible // *Surface and Coatings Technology*. — 2016. — Vol. 287. — P. 138–144.
106. *Peng H., Zhou D., Zhang J., Guo H., Gong S.* Deposition of TiN by plasma activated EB-PVD: Activation by thermal electron emission from molten niobium // *Surface and Coatings Technology*. — 2015. — Vol. 276. — P. 645–648.

107. *Chayahara A., Mokuno Y., Kinomura A., Tsubouchi N., Heck C., Horino Y.* Metal plasma source for PBI using arc-like discharge with hot cathode // *Surface and Coatings Technology*. — 2004. — Vol. 186, no. 1/2. — P. 157–160.
108. *Safonov V.* Plasma activated EB-deposition: Different modes of arc discharge and plasma characteristics // *Problems of Atomic Science and Technology*. — 2017. — Vol. 111, no. 5. — P. 65–72.
109. *Бронин С., Полищук В. П., Сычев П. Е., Шабашов В. И., Ярцев И. М.* Скорость испарения в вакуум и давление насыщенного пара жидкого гадолиния в области температур 1700-2200 К // *Теплофизика высоких температур*. — 1989. — Т. 27, № 5. — С. 863—867.
110. *Бронин С. Я., Полищук В. П.* Кнудсеновский слой при испарении и конденсации // *Теплофизика высоких температур*. — 1984. — Т. 22, № 3. — С. 550—556.
111. *Амиров Р. Х., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Лизякин Г. Д., Полищук В. П., Самойлов И. С., Смирнов В. П., Усманов Р. А., Ярцев И. М.* Прототип источника плазмы для технологии плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива // *Всероссийская конференция «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП -2014. 20-23 мая 2014. Казань. Т. 1 / под ред. К. КНИТУ*. — 2014. — С. 130.
112. *Лохте-Хольтгревен В.* Методы исследования плазмы. — М.: Мир, 1971.
113. *Scheibner H., Franke S., Solyman S., Behnke J. F., Wilke C., Dinklage A.* Laser absorption spectroscopy with a blue diode laser in an aluminum hollow cathode discharge // *Review of Scientific Instruments*. — 2002. — Vol. 73, no. 2. — P. 378–382.
114. *Yushkov G. Y., Anders A., Oks E. M., Brown I. G.* Ion velocities in vacuum arc plasmas // *Journal of Applied Physics*. — 2000. — Vol. 88, no. 10. — P. 5618–5622.

115. *Hutchinson I. H.* Principles of Plasma Diagnostics: Second Edition // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2002. — Vol. 44, no. 12. — P. 2603–2603.
116. *Murzaev Y., Liziakin G., Gavrikov A., Timirkhanov R., Smirnov V.* A comparison of emissive and cold floating probe techniques for electric potential measurements in rf inductive discharge // Plasma Science and Technology. — 2019. — Vol. 21, no. 4. — P. 045401.
117. *Lamar E. S., Compton K. T.* Potential Drop and Ionization at Mercury Arc Cathode // Physical Review. — 1931. — Vol. 37, no. 9. — P. 1069–1076.
118. Физико-химические свойства окислов / под ред. Г. Самсонов. — М.: Металлургия, 1978.
119. *Акопов Ф. А., Боровкова Л. Б.* Высокоогнеупорный электропроводный керамический материал на основе диоксида церия // Теплофизика высоких температур. — 2011. — Т. 49, № 6. — С. 893—897.
120. *Okhara K., Ishikawa N., Sakai S., Matsumoto Y., Michikami O.* Oxygen defects created in CeO₂ irradiated with 200 MeV Au // The Seventh International Symposium on Swift Heavy Ions in Matter, Jun 2008, Lyon, France. — 2008.
121. *Nelson A. T., Rittman D. R., White J. T., Dunwoody J. T., Kato M., McClellan K. J.* An Evaluation of the Thermophysical Properties of Stoichiometric CeO₂ in Comparison to UO₂ and PuO₂ // Journal of the American Ceramic Society. — 2014. — Vol. 97, no. 11. — P. 3652–3659.
122. *Suzuki K., Kato M., Sunaoshi T., Uno H., Carvajal-nunez U., Nelson A. T., McClellan K. J.* Thermal and mechanical properties of CeO₂ // Journal of the American Ceramic Society. — 2018. — Vol. 102, no. 4. — P. 1994–2008.
123. *Zhang Z., Spiers K. M., Vance E. R., Davis J.* Partitioning of Ce, as a simulant for Pu, in a multiphase ceramic nuclear waste form // Journal of the American Ceramic Society. — 2020. — Vol. 103, no. 10. — P. 5515–5524.

124. *Zhang Y., Hansen E.-D., Harbison T., Masengale S., French J., Aagesen L.* A molecular dynamics survey of grain boundary energy in uranium dioxide and cerium dioxide // *Journal of the American Ceramic Society*. — 2022. — Vol. 105, no. 6. — P. 4471–4486.
125. *Протопопов В. Х., Протопопов Х. В.* Возможности использования церия и его диоксида в качестве имитаторов горения плутония и образования его диоксида. Сравнительное рассмотрение свойств металлов и оксидов-имитаторов // *Вопросы атомной науки и техники, серия Теоретическая и прикладная физика*. — 1999. — Т. 1. — С. 12—22.
126. *Семиохин И. А.* Физическая химия. — М.: МГУ, 2001.
127. *Konings R., Benes O., Kovacs A., Manara D., Sedmidubsky D., Gorokhov L., Iorish V., Yungman V., Shenyavskaya E., Osina E.* The thermodynamic properties of the f-elements and their compounds. Part 2. The lanthanide and actinide oxides // *Journal of Physical and Chemical Reference Data*. — 2014. — Vol. 43. — P. 013101.
128. *Глушко В. П., Гурвич Л. В., Вейц И. В., Медведев В. А., Хачкурузов Г. А., Юнгман В. С., Бергман Г. А., Байбуз В. Ф., Иорин В. С.* Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 1. — М.: Наука, 1978.
129. *Blackburn P. E., Hoch M., Johnston H. L.* The Vaporization of Molybdenum and Tungsten Oxides // *The Journal of Physical Chemistry*. — 1958. — Vol. 62, no. 7. — P. 769–773.
130. *Хольм Р.* Электрические контакты. — М.: Иностранной литературы, 1961.
131. *Zinkevich M., Djurovic D., Aldinger F.* Thermodynamic modelling of the cerium-oxygen system // *Solid State Ionics*. — 2006. — Vol. 177, no. 11/12. — P. 989–1001.

132. *Gulbransen E. A., Andrew K. F., Brassart F. A.* Oxidation of Molybdenum 550° to 1700°C // *Journal of The Electrochemical Society*. — 1963. — Vol. 110, no. 9. — P. 952.
133. *Webb W. W., Norton J. T., Wagner C.* Oxidation of Tungsten // *Journal of The Electrochemical Society*. — 1956. — Vol. 103, no. 2. — P. 107.
134. *Tuller H. L., Nowick A. S.* Defect Structure and Electrical Properties of Nonstoichiometric CeO₂ Single Crystals // *Journal of The Electrochemical Society*. — 1979. — Vol. 126, no. 2. — P. 209–217.
135. *Rudkin R. L., Jenkins R. J., Parker W. J.* Thermal Diffusivity Measurements on Metals at High Temperatures // *Review of Scientific Instruments*. — 1962. — Vol. 33, no. 1. — P. 21–24.
136. *Nikonenko A., Popova N., Nikonenko E., Kurzina I.* The effect of aluminum ion implantation on the grain size and structure of UFG titanium // *Surface and Coatings Technology*. — 2020. — Vol. 393. — P. 125750.
137. *Ward L., Purushotham K., Manory R.* MEVVA ion implantation of TiCN coatings; structural and tribological properties // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. — 2019. — Vol. 449. — P. 40–48.
138. *Frolova V. P., Nikolaev A. G., Oks E. M., Vodopyanov A. V., Yushkov A. Y., Yushkov G. Y.* Pulsed vacuum arc plasma source of supersonic metal ion flow // *Review of Scientific Instruments*. — 2020. — Vol. 91, no. 2. — P. 023302.
139. *Kostrin D., Lisenkov A.* Surface Modification by Vacuum Arc Plasma Source // *Materials Science Forum*. — 2016. — Feb. — Vol. 843. — P. 278–283.
140. *Zhitomirsky V., Boxman R., Goldsmith S.* Plasma distribution and SnO₂ coating deposition using a rectangular filtered vacuum arc plasma source // *Surface and Coatings Technology*. — 2004. — Vol. 185, no. 1. — P. 1–11.

141. *Zhirkov I., Petruhins A., Polcik P., Koložsvári S., Rosen J.* Effect of Ti-Al cathode grain size on plasma generation and thin film synthesis from a direct current vacuum arc plasma source // *AIP Advances*. — 2019. — Vol. 9, no. 4.
142. *Balbag M., Pat S., Ozkan M., Ekem N., Musa G.* Thermionic vacuum arc (TVA) technique for magnesium thin film deposition // *Physica B: Condensed Matter*. — 2010. — Vol. 405, no. 16. — P. 3276–3278.
143. *Beilis I., Koulik Y., Boxman R.* Sn thin film deposition using a vacuum arc plasma source with a refractory anode // *Surface and Coatings Technology*. — 2013. — Vol. 232. — P. 936–940.
144. *Yang X., Zou J., Xiao P., Wang X.* Effects of Zr addition on properties and vacuum arc characteristics of Cu-W alloy // *Vacuum*. — 2014. — Vol. 106. — P. 16–20.
145. *Paperny V. L., Krasov V. I., Lebedev N. V., Astrakchantsev N. V., Chernikch A. A.* Vacuum arc plasma mass separator // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2014. — Vol. 24, no. 1. — P. 015009.
146. *Heißl M., Mitterer C., Granzer T., Schröder J., Kathrein M.* Substitution of ThO₂ by La₂O₃ additions in tungsten electrodes for atmospheric plasma spraying // *International Journal of Refractory Metals and Hard Materials*. — 2014. — Vol. 43. — P. 181–185.
147. *Taylor P. R., Wang W.* Reverse-polarity direct current plasma-driven electro-reduction of refractory metals in molten oxide melts // *Mining, Metallurgy & Exploration*. — 2004. — Vol. 21, no. 2. — P. 103–109.
148. *Shkuratov S. I.* Vacuum discharge from perovskite oxide electrodes // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 1997. — Vol. 25, no. 4. — P. 521–526.
149. *Yamamoto S., Iwao T., Yumoto M.* Contribution to Moving Mode of Vacuum Arc Cathode Spot Affected by Oxide Layer Thickness // *IEEE Transactions on Power and Energy*. — 2015. — Vol. 135, no. 5. — P. 338–344.

150. *Miyano R., Kimura K., Izumi K., Takikawa H., Sakakibara T.* Preparation of metal nitride and oxide thin films using shielded reactive vacuum arc deposition // *Vacuum*. — 2000. — Vol. 59, no. 1. — P. 159–167.
151. *Miyata T., Honma Y., Minami T.* Preparation of transparent conducting B-doped ZnO films by vacuum arc plasma evaporation // *Journal of Vacuum Science and Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*. — 2007. — Vol. 25, no. 4. — P. 1193–1197.
152. *Taylor R. C.* Single-source evaporation of gadolinium-cobalt alloys // *Journal of Vacuum Science and Technology*. — 1974. — Vol. 11, no. 6. — P. 1148–1150.
153. *Pershin S. M., Lednev V. N., Bunkin A. F.* Laser ablation of alloys: Selective evaporation model // *Physics of Wave Phenomena*. — 2011. — Vol. 19, no. 4. — P. 261–274.
154. *Oleksiak B., Blacha L., Pikna L., Burdzik R.* Aluminium Evaporation from Titanium Alloys in the VIM Process // *Solid State Phenomena*. — 2013. — Vol. 211. — P. 117–128.
155. *Blacha L., Burdzik R., Smalcerz A., Matula T.* Effects of Pressure on the Kinetics of Manganese Evaporation from the OT4 alloy // *Archives of Metallurgy and Materials*. — 2013. — Vol. 58, no. 1. — P. 197–201.
156. *Pearse R. W. B., Gaydon A. G.* Identification of molecular spectra. — Chapman, Hall, 1976.
157. *Griem H. R.* Principles of plasma spectroscopy. — Cambridge University Press, 2005.
158. *Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.:Наука, 1982.
159. *Шимони К.* Теоретическая электротехника. — Рипол Классик, 2013.

160. *Адамов Е. О., Арутюнян Р. В., Большов Л. А., Бондаренко Д. В., Бушуев В. В., Гулевич А. В., Двоеглазов К. Н., Джалавян А. В., Забудько Л. М., Иванов В. К.* [и др.]. Белая книга ядерной энергетики. Замкнутый ЯТЦ с быстрыми реакторами / под ред. Е. О. Адамов. — Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники им. Н.А. Доллежала, 2020. — С. 496.
161. *Rachkov V. I., Poplavskii V. M., Tsibulya A. M., Bagdasarov Y. E., Vasiliev B. A., Kamanin Y. L., Osipov S. L., Kuzavkov N. G., Ershov V. N., Ashirmetov M. R.* Concept of an advanced power-generating unit with a BN-1200 sodium-cooled fast reactor // *Atomic Energy*. — 2010. — Vol. 108, no. 4. — P. 254–259.
162. *Dragunov Y. G., Lemekhov V. V., Smirnov V. S., Chernetsov N. G.* Technical solutions and development stages for the BREST-OD-300 reactor unit // *Atomic Energy*. — 2012. — Vol. 113, no. 1. — P. 70–77.
163. *Воронцова О. В., Гольцов А. Е., Молоканов Н. А.* Оценка стоимости оборудования зданий реактора, машинного зала и АСУ ТП АЭС ПЭК с РУ БР-1200 // Научно-технический годовой отчет НИКИЭТ-2017. — 2017. — С. 262—263.
164. *Адамов Е. О., Лопаткин А. В., Муравьев Е. В., Рачков В. И., Хомяков Ю. С.* Национальная стратегия развития ядерной энергетики: два подхода к новой технологической платформе ядерной энергетики // *Известия Российской академии наук. Энергетика*. — 2019. — № 1. — С. 3—14.
165. *Шадрин А., Двоеглазов К., Иванов В., Волк В., Шаталов В.* Химико-технологические вопросы замыкания топливного цикла с реакторами на быстрых нейтронах // *ВАНТ. Серия: Материаловедение и новые материалы*. — 2014. — Т. 1, № 76. — С. 69—80.

166. *Koning A., Forrest R., Kellett M., Mills R., Henriksson H., Rugama Y.* JEFF Report 21. — Nuclear energy agency organisation for economic co-operation, development, Paris, France, 2006.
167. *Paperny V. L., Krasov V. I., Lebedev N. V., Astrakchantsev N. V.* Mass separation of a multi-component plasma flow travelling through a magnetic transport system // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2011. — Vol. 20, no. 3. — P. 035005.
168. *Timofeev A. V.* Ion separation by a curved magnetic field in a multicomponent plasma // *Plasma Physics Reports*. — 2000. — No. 7. — P. 626–627.
169. *Fetterman A. J., Fisch N. J.* The magnetic centrifugal mass filter // *Physics of Plasmas*. — 2011. — Vol. 18, no. 9. — P. 094503.
170. *Gueroult R., Fisch N. J.* Practical considerations in realizing a magnetic centrifugal mass filter // *Physics of Plasmas*. — 2012. — Vol. 19, no. 12. — P. 122503.
171. *Gueroult R., Fisch N. J.* Plasma mass filtering for separation of actinides from lanthanides // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2014. — Vol. 23, no. 3. — P. 035002.
172. *Жильцов В., Кульгин В. М., Семашко Н. Н., Скворода А. А., Смирнов В. П., Тимофеев А. В., Кудрявцев Е. Г., Рачков В. И., Орлов В. В.* Применение методов плазменной сепарации элементов к обращению с ядерными материалами // *Атомная энергия*. — 2006. — Т. 101, № 4. — С. 302—306.
173. *Тимофеев А. В.* К теории плазменной переработки отработавшего ядерного топлива // *Успехи физических наук*. — 2014. — Т. 184. — С. 1101—1133.
174. *Timofeev A. V.* Plasma method for processing spent nuclear fuel // *Plasma Physics Reports*. — 2007. — Vol. 33, no. 11. — P. 890–905.
175. *Muromkin Y. A.* The status of the isotope separation by PSP // *Journal of Energy and Power Engineering*. — 2013. — Vol. 7, no. 2. — P. 306.

176. *Fontaine A. C. L., Louvet P., Gourrierc P. L., Pailloux A.* Selective heating of high-pressure vapour elements by ion-cyclotron resonance // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1998. — Vol. 31, no. 7. — P. 847–865.
177. *Kovtun Y. V., Skibenko E. I., Skibenko A. I., Larin Y. V., Yuferov V. B.* Experiment on the production and separation of the pulsed reflective discharge gas-metal plasma // *Technical Physics*. — 2011. — Vol. 56, no. 5. — P. 623–627.
178. *Borisevich V. D., Potanin E. P.* The concept of a plasma centrifuge with a high frequency rotating magnetic field and axial circulation // *Physica Scripta*. — 2017. — Vol. 92, no. 7. — P. 075601.
179. *Borisevich V., Potanin E., Whichello J. V.* Plasma Centrifuge With Crossed ExB Fields and Thermally Driven Countercurrent Flow // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2020. — Vol. 48, no. 10. — P. 3472–3478.
180. *Долголенко Д. А., Муромкин Ю. А.* Разделение изотопов в плазме на основе ионного циклотронного резонанса // *Успехи физических наук*. — 2009. — Т. 179, № 4. — С. 369—382.
181. *Grossman M., Shepp T.* Plasma isotope separation methods // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 1991. — Vol. 19, no. 6. — P. 1114–1122.
182. *Gueroult R., Zweben S. J., Fisch N. J., Rax J.-M.* ExB configurations for high-throughput plasma mass separation: An outlook on possibilities and challenges // *Physics of Plasmas*. — 2019. — Vol. 26, no. 4.
183. *Gueroult R., Rax J.-M., Fisch N. J.* The double well mass filter // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Vol. 21, no. 2. — P. 020701.
184. *Ohkawa T., Miller R. L.* Band gap ion mass filter // *Physics of Plasmas*. — 2002. — Vol. 9, no. 12. — P. 5116–5120.
185. *Gilleland J., Agnew S., Cluggish B., Freeman R., Miller R., Putvinski S., Sevier L., Umstadter K.* Application of archimedes filter for reduction of hanford HLW // *Proc. Waste Management Conference, Tucson, USA*. — 2002.

186. *Строкин Н. А., Бардаков В. М.* Плазмооптическая масс-сепарация. Развитие идеи // *Физика плазмы*. — 2019. — Т. 45, № 1. — С. 51—62.
187. *Морозов А. И.* Введение в плазмодинамику. — М.: Физматлит, 2006.
188. *Gueroult R., Raх J.-M., Fisch N. J.* A necessary condition for perpendicular electric field control in magnetized plasmas // *Physics of Plasmas*. — 2019. — Vol. 26, no. 12.
189. *Samokhin A. A., Smirnov V. P., Gavrikov A. V., Vorona N. A.* Possibility of separating spent nuclear fuel components by a plasma method in azimuthal magnetic and radial electric fields // *Technical Physics*. — 2016. — Vol. 61, no. 2. — P. 283–289.
190. *Gavrikov A. V., Sidorov V. S., Smirnov V. P., Tarakanov V. P.* Optimization analysis of a plasma separator with a vacuum arc based plasma source configuration // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2019. — Vol. 1147. — P. 012132.
191. *Smirnov V. S., Egorov R. O., Kislenko S. A., Antonov N. N., Smirnov V. P., Gavrikov A. V.* Simulation of ion flux of actinides and uranium fission products in the plasma separator with a potential well // *Physics of Plasmas*. — 2020. — Vol. 27, no. 11. — P. 113503.
192. *Гавриков А., Ворона Н., Кузьмичев С., Лизякин Г., Тимирханов Р.* О возможных причинах неустойчивости геликонного разряда // *Вестник ОИВТ*. — 2019. — Т. 3. — С. 10—14.
193. *Liziakin G., Gavrikov A., Smirnov V.* Negative electric potential in a cylindrical plasma column with magnetized electrons // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2020. — Vol. 29, no. 1. — P. 015008.
194. *Liziakin G., Oiler A., Gavrikov A., Antonov N., Smirnov V.* Radial distribution of the plasma potential in a cylindrical plasma column with a longitudinal magnetic field // *Journal of Plasma Physics*. — 2021. — Vol. 87, no. 4. — P. 905870414.

195. Ворона Н. А., Гавриков А. В., Самохин А. А., Смирнов В. П., Хомяков Ю. С. О возможности переработки ОЯТ и РАО плазменными методами // Ядерная физика и инжиниринг. — 2014. — Т. 5, № 11. — С. 944—951.
196. Volkov L. S., Babaeva N. Y., Antonov N. N. Role of thermionic emission in the formation of negative electric potential and oscillations in low pressure discharges // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2020. — Vol. 54, no. 10. — P. 105202.
197. Antonov N. N., Vorona N. A., Gavrikov A. V., Samokhin A. A., Smirnov V. P. Designing of a lead ion model source for plasma separation of spent nuclear fuel // Technical Physics. — 2016. — Vol. 61, no. 2. — P. 180–186.
198. Антонов Н. Н., Гавриков А. В., Самохин А. А., Смирнов В. П. Исследование эффективности ионизации вещества, моделирующего тяжелую компоненту отработавшего ядерного топлива, в разряде, индуцируемом электронным пучком // Ядерная физика и инжиниринг. — 2015. — Т. 6, № 11/12. — С. 601—608.
199. Антонов Н. Н., Лизякин Г. Д., Ветрова С. Б., Мельников А. Д. Конвертация конденсированного вещества в поток низкотемпературной плазмы для задач плазменной масс-сепарации с потенциальной ямой // Физика плазмы. — 2023. — Т. 49, № 5. — С. 471—475.
200. Schaffner D. A., Carter T. A., Rossi G. D., Guice D. S., Maggs J. E., Vincena S., Friedman B. Modification of Turbulent Transport with Continuous Variation of Flow Shear in the Large Plasma Device // Physical Review Letters. — 2012. — Vol. 109, no. 13. — P. 135002.
201. Pagaud F., Dolique V., Vincent S. P. H., Trotabas B., Gueroult R., Plihon N. Plasma potential control in a magnetized plasma column using a thermionic cathode // Plasma Sources Science and Technology. — 2025. — Vol. 34, no. 6. — P. 065012.

202. *Severn G. D., Hershkowitz N., Breun R. A., Ferron J. R.* Experimental studies of the rotational stability of a tandem mirror with quadrupole end cells // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*. — 1991. — Vol. 3, no. 1. — P. 114–125.
203. *Geva M., Cohen C., Danziger O., Dothan F., Friedland L., Levin L. A., Maharshak S., Hirshfield J. L.* Vacuum Arc Plasma Centrifuge for Element and Isotope Separation // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 1987. — Vol. 15, no. 5. — P. 583–588.
204. *Паперный В. Л., Красов В. И.* Масс-сепарация многокомпонентного плазменного потока в криволинейном магнитном поле // *Физика плазмы*. — 2011. — Т. 37, № 11. — С. 1057—1067.
205. *Trincavelli J., Limandri S., Bonetto R.* Standardless quantification methods in electron probe microanalysis // *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*. — 2014. — Vol. 101. — P. 76–85.
206. *Balmain K. G., Dubois G. R.* Surface Discharges on Teflon, Mylar and Kapton // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. — 1979. — Vol. 26, no. 6. — P. 5146–5151.
207. *Hooper E.* A Review of Reflex and Penning Discharges // *Advances in Electronics and Electron Physics*. — 1970. — Vol. 27. — P. 295–343.
208. *Riemann K. U.* The Bohm criterion and sheath formation // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 1991. — Vol. 24, no. 4. — P. 493–518.
209. *Майссел Л., Глэнз Р.* Технология тонких пленок (справочник). — М: Советское радио, 1977.
210. *Norberg S.* Modeling Atmospheric Pressure Plasma Jets: Plasma Dynamics, Interaction with Dielectric Surfaces, Liquid Layers, and Cells. : PhD thesis / Norberg Seth. — University of Michigan, 2015.