

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

На правах рукописи

УДК 537.525.5

Антонов Николай Николаевич

**Формирование ионизированных потоков веществ  
для плазменного разделения компонентов,  
моделирующих отработавшее ядерное топливо, и  
исследование их распространения в буферной  
плазме со стационарным электрическим полем**

01.04.08 – Физика плазмы

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к. ф.-м. н., доцент

Гавриков Андрей Владимирович

Москва – 2018

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	4
<b>Глава 1. Генерация плазмы конденсированных веществ для метода плазменного разделения элементов</b> . . . . .	11
1.1. Плазменные методы разделения химических элементов . . . . .	11
1.2. Перевод конденсированного вещества в плазменное состояние . . . . .	14
1.3. Плазмооптическая сепарация с потенциальной ямой . . . . .	25
1.4. Обоснование выбора модельных веществ . . . . .	28
1.5. Выводы к первой главе . . . . .	29
<b>Глава 2. Исследование эффективности ионизации свинца в разряде, индуцируемом электронным пучком</b> . . . . .	31
2.1. Расчетно-теоретическая модель разряда в парах свинца . . . . .	31
2.2. Эксперимент . . . . .	43
2.3. Выводы ко второй главе . . . . .	47
<b>Глава 3. Источник плазмы модельных веществ для задач плазменной сепарации ОЯТ</b> . . . . .	49
3.1. Источник плазмы на основе несамостоятельного дугового разряда в магнитном поле . . . . .	49
3.2. Исследование характеристик направленных плазменных потоков . . . . .	52
3.3. Конвертация смеси серебра и свинца в направленный поток плазмы . . . . .	58
3.4. Выводы к третьей главе . . . . .	63
<b>Глава 4. Исследование влияния радиального электрического поля отражательного разряда на распространение инжектируемого потока плазмы свинца</b> . . . . .	64
4.1. Описание эксперимента . . . . .	64

4.2.	Распределение электростатического потенциала . . . . .	66
4.3.	Распространение плазменной струи в буферной плазме с пространственным распределением потенциала . . . . .	68
4.4.	Сопряжение источника плазмы и заданного распределения потенциала . . . . .	70
4.5.	Выводы к четвертой главе . . . . .	72
<b>Глава 5. Исследование эффективности осаждения и адгезионных свойств свинцовых покрытий . . . . .</b>		
5.1.	Эффективность осаждения . . . . .	74
5.2.	Адгезионные свойства . . . . .	82
5.3.	Выводы к пятой главе . . . . .	83
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>84</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>		<b>87</b>

# Введение

Работа посвящена формированию и исследованию характеристик направленных плазменных потоков веществ, моделирующих компоненты отработавшего ядерного топлива, в буферной плазме с пространственным распределением электростатического потенциала.

## **Актуальность темы исследования**

Число публикуемых работ, посвященных разработке и исследованию источников плазмы и ионов различных веществ, а также воздействию плазменных потоков на вещество, неуклонно растет в последнее время. Широкое практическое использование данных устройств явилось причиной повышенного интереса к физике газового разряда, способам генерации плазмы в целом, а также к развитию методов диагностики параметров плазмы и направленных плазменных потоков [1–3]. Выбор того или иного способа генерации плазмы обусловлен исходными требованиями рассматриваемой задачи [4–6]. Основными параметрами плазмы являются энергетический спектр ионов и электронов, степень ионизации, распределение по зарядовым состояниям и элементный состав. Не менее важными параметрами с технологической точки зрения являются производительность, энергоэффективность, ресурс, эксплуатационные температурные режимы, радиационная стойкость конструкционных материалов, стабильность, эффективность расходования рабочего вещества, геометрия конструкции и периферии источника, а также работоспособность под влиянием внешних факторов (электрических и магнитных полей, ионизирующих излучений). Необходимость получения определенных параметров потока плазмы и специфика научных и инженерно-физических задач вынуждают разработчиков обращаться к различным типам разряда (тлеющему, коронному, дуговому, искровому, плазменно-пучковому, отражательному, вч-разряду, свч-разряду, магнетронному, оптическому и другим разрядам, основанным на действии ионизирующих излучений [5; 7]) и способам генерации.

Энергетическая стратегия Российской Федерации на период до 2030 года предусматривает более чем двукратный рост мощностей атомных электростанций АЭС. В связи с этим заявляют о себе такие проблемы как: неполное вовлечение ресурсов в топливный цикл [8], дефицит природного урана, связанная с хранением и транспортировкой радиоактивных отходов экологическая нагрузка на окружающую среду. Для решения этих проблем необходимы эффективные технологии переработки отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) и радиоактивных отходов (РАО). Производственные мощности существующих химических технологий могут осуществить переработку всего топлива (на данный момент перерабатывается около 10% топлива), выгружаемого из реакторов, однако только экстенсивным путем с производством дополнительных жидких отходов разной степени радиоактивности [9; 10]. На данный момент в Российской Федерации накоплено около 24 000 тонн отработавшего ядерного топлива (в мире около 400 000 тонн). По этой причине задача разработки альтернативных методов переработки ОЯТ является актуальной. На сегодняшний день среди разрабатываемых методов можно выделить гидрометаллургический, газофторидный, пироэлектрохимический [11; 12] и не менее перспективный плазменный [13—22]. В отличие от электромагнитных способов сепарации плазменные подходы обеспечивают движение ионов в условиях скомпенсированного объемного заряда, что концептуально позволит достичь производительностей промышленного уровня. В качестве ориентировочного количества ОЯТ, нуждающегося в переработке, разумно принять характерную массу топлива, ежегодно потребляемого одним реактором, что составляет около 20 т/год (для реактора тепловой мощностью 3 ГВт). Концепцию плазменной сепарации, можно разделить на 3 главных этапа: перевод твердого вещества в плазменный поток, разделение потока в специальной конфигурации электрического и магнитного поля по группам масс, сбор разделенных веществ на коллекторы. Исследование процессов конвертации конденсированного вещества в плазменный поток с заданными свойствами, параметров движения направленных плазменных потоков в скрещенных

электрическом и магнитном полях в буферной плазме, а также процессов осаждения и сбора разделенных элементов являются актуальными задачами для развиваемого метода плазменной переработки ОЯТ.

### **Цели и задачи диссертационной работы**

Основной целью работы является формирование и исследование характеристик направленных плазменных потоков веществ, моделирующих динамику компонентов ОЯТ, в буферной плазме с замагниченными электронами и с пространственным распределением электростатического потенциала.

### **Научная новизна**

- Разработан и создан источник направленного потока металлической плазмы модельной установки по плазменной сепарации ОЯТ, работающий на основе несамостоятельного дугового разряда с накаливаемым катодом (гексаборид лантана) в магнитном поле и независимой инжекцией паров плазмообразующего вещества в разрядный промежуток. Плотность тока ионов до  $100 \text{ mA/cm}^2$ .
- Найдены режимы горения разряда, при которых в потоке плазмы отсутствуют многократно ионизированные атомы модельных веществ.
- Продемонстрирована возможность поддержания постоянной разности потенциалов в разрядном промежутке источника (постоянной энергии формируемого потока плазмы) при использовании смеси серебра и свинца в качестве плазмообразующего вещества.
- Получены *новые* экспериментальные данные о влиянии электрического поля, созданного торцевыми электродами в буферной плазме отражательного разряда, на распространение плазменной струи свинца, инжестируемой вдоль силовых линий магнитного поля.
- Получены *новые* экспериментальные данные о пространственном распределении электрического потенциала в аргоновой плазме отражательного

разряда при инъекции в её объём плазменной струи свинца.

- Получены **новые** экспериментальные данные об эффективности осаждения направленных потоков нейтралов свинца с тепловыми энергиями.
- Построена расчетная модель разряда в парах свинца с накалимым катодом и получены значения степени ионизации, вольт-амперные характеристики и распределения электростатического потенциала в межэлектродном промежутке при различных значениях концентрации паров и плотности тока инжектируемых электронов.

### **Теоретическая и практическая значимость**

Результаты, изложенные в научной квалификационной работе, могут быть использованы широким кругом специалистов, занимающихся формированием направленных потоков плазмы и изучением их воздействия на вещество. Проведенные исследования представляют также значительный самостоятельный интерес с точки зрения понимания процессов распространения потоков многокомпонентного ионизированного вещества в буферной плазме с замагниченными электронами и макроскопическими скрещенными полями. Представленные в работе экспериментальные данные позволяют осуществить выбор режимов и параметров работы созданного источника плазмы для экспериментальной отработки метода плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива на модельных веществах.

### **Положения, выносимые на защиту:**

- Плазмотрон и результаты исследования, инжектируемого им в рабочий объем экспериментальной установки по плазменному разделению элементов потока ионизированных веществ, моделирующих отработавшее ядерное топливо.
- Результаты экспериментального исследования взаимного влияния электрического поля, создаваемого электродами в буферной плазме отража-

тельного разряда, и потока плазмы, инжектируемого вдоль силовых линий магнитного поля.

- Результаты исследования коэффициентов осаждения свинца на различные подложки.
- Результаты исследований разряда в парах свинца с накаливаемым катодом.

### **Степень достоверности и апробация результатов**

Основные результаты научной квалификационной работы докладывались на следующих конференциях:

55-60 Научных конференциях «Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в современном информационном обществе» (Москва, Долгопрудный, 2012-2017);

XXX, XXXII International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter (Kabardino-Balkaria, Russia, 2015 , 2017);

XXXI, XXXIII International Conference on Equation of State for Matter (Kabardino-Balkaria, Russia, 2016, 2018);

40-й Международной звенигородской конференция по физике плазмы и УТС, (Звенигород, 11-15 февраля 2013);

Научной сессии НИЯУ МИФИ (Москва, 2015);

Международной отраслевой научной конференции «АТОМТЕХ 2015 ЭЛЕКТРОФИЗИКА» (Москва, 2015г);

XIII Международной конференции посвященной 100-летию со дня рождения академика М.Ф. Жукова. Газоразрядная плазма и её применение (Новосибирск, 2017);

VIII Всероссийской конференции «Физическая электроника-2014» (Махачкала, Россия, 2014);

XXIV Международной конференции Europhysics Conference on the Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases ESCAMPIG2018 (Scotland, Glasgow, 2018);



IX International conference on Plasma Physics and Plasma Technology PPPT-9 (Minsk, Belarus, 2018).

Результаты исследований были представлены на конкурсе научных работ ОИВТ РАН, посвященному памяти академика Шейндлина А.Е., где были удостоены второй премии в номинации «Работы аспирантов и молодых ученых без степени в возрасте до 28 лет».

### **Публикации**

Материалы диссертации опубликованы в 23 печатных работах, из них 6 статей в рецензируемых журналах [23—28], 17 публикаций в сборниках трудов конференций.

### **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 экспериментальные результаты получены лично автором. Результаты расчетов параметров разряда с накаленным катодом, представленные во второй главе, были получены А.А. Самохиным. Диссертант принимал активное участие в создании и формулировке граничных и начальных условий модели, а также в обсуждении результатов расчета и экспериментальной проверке модели.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 101 страница, из них 86 страниц текста, включая 43 рисунка. Библиография включает 123 наименования на 15 страницах.

### **Благодарности**

Автор искренне признателен всему коллективу лаборатории 2.1.4.2 и 2.1.4.1. ОИВТ РАН и в особенности научному руководителю А.В. Гаврикову за поддержку, переданный опыт, формулирование задач и направлений исследований, внимание к работе и обсуждения получаемых результатов. Автор чистосердеч-

но хотел бы поблагодарить Усманова Р.А., Лизякина Г.Д. и Жабина С. Н. за помощь в проведении экспериментов и обсуждении результатов. Самохина А. А. хотелось бы поблагодарить за проведение расчетов и теоретическое сопровождение. Особой благодарности заслуживают Крастелев Е.Г., Тугушев В.И., Быков Ю. А. и Лукин О.Ю. за практические советы и помощь в изготовлении необходимых для проведения экспериментов узлов и деталей. Отдельную благодарность автор хотел бы высказать идеологу концепции, разрабатываемой в рамках лаборатория, Смирнову В.П..

## Глава 1

# Генерация плазмы конденсированных веществ для метода плазменного разделения элементов

В данной главе кратко описаны результаты научных групп, достигнутые в области плазменного разделения веществ, а также в области перевода веществ из конденсированного состояния в плазменное. На основании анализа литературы выделен один из наиболее перспективных методов генерации плазмы для задачи плазменного разделения элементов — несамостоятельный дуговой разряд с накалимым катодом и независимой инжекцией паров конденсированного вещества в разрядный промежуток. Также в рамках данной главы приведены основные требования на формируемый поток плазмы и приведено обоснование выбора веществ, моделирующих динамику «легкой» и «тяжелой» компоненты ОЯТ.

### 1.1. Плазменные методы разделения химических элементов

Большие скачки в развитии той или иной области науки, как правило, сильно коррелируют с протекающими на планете историческими процессами. Так в 40-ые годы XX века познания человека в области ядерной физики и политическая необходимость в создании мощного оружия дали сильный толчок для развития целого ряда разделов науки и техники. Потребность в получении большого количества изотопов  $^{235}\text{U}$  и  $\text{Pu}$  привела к созданию целых производств, направленных на их получение. Электромагнитные методы разделение изотопов на тот момент были развиты лучше химических методов обогащения, поэтому первые заводы, которые были построены и нацелены на обогащение урановой руды, были основаны на электромагнитных технологиях. Именно эти

факторы привели к настоящему расцвету этой области науки. Однако, стоит отметить, что немного позднее инициативу перехватили и блестяще справлялись с поставленной задачей газодиффузионные методы (первую продукцию завод в Новоуральске дал в 1949 г.).

Еще в начале XX века используя знания в области физики плазмы и основные положения теории поля, Артур Джеффри Демпстер создает первый масс-спектрометр. Устройство было создано в Райерсонской физической лаборатории в Чикаго. Работа Демпстера «A new method of positive ray analysis» была отправлена в редакцию 20 октября 1917 года [29]. В основу устройства легли соотношения, согласно которым радиусы движения частиц в магнитном поле зависят от величины магнитного поля, скорости движения частиц и от отношения заряда этих частиц к их массе. Следуя этой зависимости, ионы кратности 1 с равной скоростью, но различными массами, будут двигаться по разным траекториям в магнитном поле. Первые масс-спектрометры состояли из источника ионов (плазмы), сепарационной камеры с магнитным полем (величина магнитного поля на уровне нескольких единиц тесла) и системы токоприемников, каждый из которых соответствовал определенному отношению заряда к массе. Работы в этом направлении были продолжены Йозефом Маттаухом [30] и Фрэнсисом Уильямом Астоном. Подходы и принципы, разработанные этими людьми, так или иначе, легли в основу всех электромагнитных и плазменных сепараторов.

Созданные в дальнейшем установки по плазменному и электромагнитному разделению не отличались большой (теперь уже в сравнении с газодиффузионными методами получения урана) производительностью, однако метод не так сильно зависел от разделяемых элементов и позволял получить вещества высокой степени чистоты при значительно меньшем количестве этапов. Это позволило создать огромные фонды изотопов для последующего их использования в науке, технике и медицине. В ходе дальнейшего развития методов сепарации в плазме были сформированы несколько направлений исследований: разделе-

ние изотопов с помощью селективного ионно-циклотронного нагрева [31; 32], плазменные центрифуги [33–38], разделение изотопов в положительном столбе газового разряда [39; 40].

Новый виток развития плазменные методы получили благодаря необходимости переработки ОЯТ и РАО. Существующие химические технологии экстракции (Plutonium-Uranium Recovery by Extraction - PUREX) обладают существенным недостатком. В ходе технологического процесса образуется значительное количество дополнительных отходов разной степени радиоактивности в жидкой форме, что существенно увеличивает издержки, связанные с хранением и транспортировкой. Стоит также отметить, что ведутся работы и над фторидными и пироэлектрoхимическими методами переработки [11; 12]. Однако, пока разработка технологии, которая сможет решить проблему переработки ОЯТ, не будет завершена ядерная энергетика будет нуждаться в альтернативных методах и технологиях. На данный момент можно выделить следующие основные предложения и подходы по плазменной сепарации веществ: плазменные центрифуги [33–38; 41; 42], плазменный фильтр Окавы [17; 43] (данный способ лег в основу установки Archimedes Plasma Mass Filter [44]), магнито-плазменные методы [15; 45], магнитные центрифужные фильры масс [46–49], плазмооптический [18; 20; 21; 50–52], резонансный [19; 32; 53; 54]. Каждый из предложенных методов можно разделить на 3 этапа: конвертация конденсированного вещества в поток низкотемпературной плазмы, разделение элементов по группам масс в сложной конфигурации электрического и магнитного полей, сбор разделенных элементов. Требования, накладываемые на геометрическое место инъекции потока разделяемых веществ, энергетический спектр, производительность, степень ионизации и состав плазмы являются трудно исполнимыми. Некоторые работы [45] и вовсе не рассматривают вопросы подготовки и инъекции плазмы разделяемых веществ. В работе [44] испарение и ионизация разделяемых элементов осуществлялась с помощью буферной плазмы в гелиевом разряде [55; 56]. В работах [15; 20; 36] конвертация вещества в поток

плазмы осуществлялась с помощью вакуумного дугового разряда.

Во всех предложенных методах разделения сепарация происходит согласно отношению заряда к массе, поэтому можно выделить следующие основные требования, накладываемые на источник плазмы : высокая степень ионизации формируемого потока плазмы, ионы в потоке должны быть одной кратности, производительность должна быть на уровне нескольких ампер (ток разделяемых ионов) и ионы в потоке не должны быть высокоэнергетичными. Как известно, скрещенные электрическое и магнитное поле на прямую не оказывают влияния на траекторию движения атомарного вещества, поэтому нейтральная компонента, которая будет инжесктивирована в сепарационную камеру в большинстве случаев будет бесконтрольно потеряна. Это будет влиять на эффективность процесса разделения в целом. В случае переработки ОЯТ и РАО потери радиоактивных веществ недопустимы, поэтому необходимо добиваться 100% степени ионизации потока, инжесктивируемого в камеру разделения. Требование, накладываемое на кратность ионизации связано с тем, что пересечение траекторий ионов с различными массами недопустимо. Ионы, масса которых отличается в 2 раза при однократной ионизации иона меньшей массы и двукратной ионизации иона большей массы, в бесстолкновительном режиме будут двигаться по одинаковой траектории. Наряду с энергетической и экономической эффективностью последнее требование напрямую является принципиальным барьером для коммерциализации методов плазменного разделения веществ.

## **1.2. Перевод конденсированного вещества в плазменное состояние**

Сегодня различные источники плазмы и ионов широко используются как в экспериментальных лабораториях, так и в промышленности. Благодаря стремительному развитию ядерной физики (ускорителей) и физики твердого тела (плазменная обработка поверхностей), был разработан целый спектр источни-

ков плазмы с различными параметрами и рабочими веществами: плазменно-пучковые, источники с электронным пучком, магнетронные, высокочастотные, источники основанные на резонансных явлениях, дуговые, источники на основе отражательного разряда, лазерные источники плазмы. Стоит отметить, что не всегда перечисленные способы генерации плазмы являются самодостаточными и зачастую приходится разделять процесс перевода вещества из конденсированного состояния в плазменное на 2 этапа: формирование среды с необходимой концентрацией рабочего вещества в разрядном промежутке и её дальнейшая ионизация. Зачастую именно симбиоз нескольких механизмов генерации помогает достигать необходимых технических требований. Каждый метод обладает своими преимуществами и недостатками в применении к определенной задаче.

### 1.2.1. Магнетронный разряд

Магнетронный разряд представляет собой аномальный тлеющий разряд, в котором магнитная система создает «ловушку» для электронов вблизи катода, что позволяет существенно повысить эффективность ионизации за счет многочисленных столкновений. Ускоренные ионы рабочего газа бомбардируют поверхность катода, который находится под отрицательным потенциалом, и распыляют его. Типичная схема магнетронного разряда представлена на рисунке 1.1. Подобная конфигурация позволяет получить локализованную плазму высокой плотности, что обеспечивает достаточно высокую производительность распыления материалов [57].

Наиболее широкое распространение магнетронные системы получили благодаря развитию физики тонких пленок и их широкому применению [58]. Одной из ключевых особенностей данного метода является то, что в режиме переменного тока он позволяет осуществлять распыление диэлектрических материалов. Основным элементом отработавшего ядерного топлива является  $UO_2$ , который в нормальных условиях является диэлектриком, поэтому возможность работы с диэлектриком в качестве рабочего вещества является важным с точки зрения

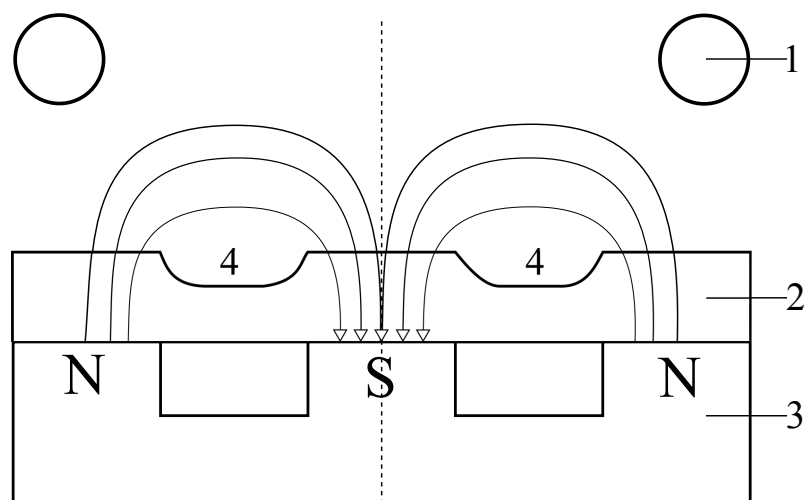


Рис. 1.1. Принципиальная схема осесимметричного магнетронного разряда. 1 — анод, 2 — катод (распыляемая мишень), 3 — магнитная система, 4 — область распыления.

разрабатываемой технологии плазменной переработки ОЯТ. Другой важной особенностью является то, что данный метод позволяет работать как с жидким расплавом [59], так и с охлаждаемым веществом в конденсированном состоянии [57].

Во многих технологических процессах требуется высокая степень ионизации образующейся плазмы. Для повышения степени ионизации можно использовать дополнительную антенну и высокочастотный разряд [60] или эффект полого катода [61]. Другим альтернативным методом достижения высокой степени ионизации является применение импульсного магнетронного распыления (high-power pulsed magnetron sputtering - НРРМС). Данный метод позволяет достигать степень ионизации распыляемого вещества от 30 до 90% [59; 62; 63].

Несмотря на достаточно высокую степень ионизации, возможность работать с диэлектрическими веществами в конденсированном состоянии и широкий спектр рабочих веществ магнетронный разряд обладает существенными недостатками в применении к задачам плазменного разделения элементов. Ключевым недостатком является то, что экстракция плазмы существенно осложнена наличием магнитного поля, которое изначально создается для её локализации вблизи распыляемого образца. Стоит отметить, что требования к магнитной системе магнетронного разряда существенно осложняют его сопряжение со всеми



существующими подходами к плазменному разделению веществ. Другим недостатком является то, что для инициации и поддержания разряда используются отрицательные потенциалы катода до нескольких сотен вольт. Это приводит к появлению заряженных частиц с различной кратностью ионизации, а также к энергиям ионов в диапазоне от 10 до 100 эВ.

### 1.2.2. ВЧ и СВЧ плазмотроны

Плазмотрон — это устройство, позволяющее получать потоки плазмы, образование которой происходит благодаря воздействию переменных электрического и магнитного полей на частично ионизованную газовую среду. Отличительными чертами плазмотронов являются высокая мощность (МВт), температура плазмы до 10 эВ, отсутствие электродов (это позволяет добиваться нужной чистоты плазменного потока и работать с активными химическими элементами), «неограниченный» ресурс работы. Основой стабилизации и управления плазмотронами является формирование продувающих газовых потоков особым образом. Основными характеристиками высокочастотных плазмотронов являются тип электрического разряда (высокочастотный индукционный - ВЧИ и высокочастотный емкостной - ВЧЕ) и частота питающего тока (0.06-50 МГц). Для сверхвысокочастотных (СВЧ) плазмотронов частота питающего тока может достигать значения 5000 МГц [64; 65]. Стоит отметить, что ВЧ-плазмотроны и СВЧ-плазмотроны функционируют как при давлении близком к атмосферному и выше (равновесная плазма), так и при низких давлениях (неравновесная плазма). Индукционный, емкостной и геликонный разряды также используются для создания плазмы при низком давлении буферного газа в больших объемах [44; 46; 56]. Принципиальная схема разряда представлена на рисунке 1.2. Сегодня плазмотроны позволяют решить целый спектр задач: плавка и резка металлов [66], напыление покрытий [67], формирование мелкодисперсных порошков, плазмохимические задачи модификации поверхности [68], спектральный анализ [69].

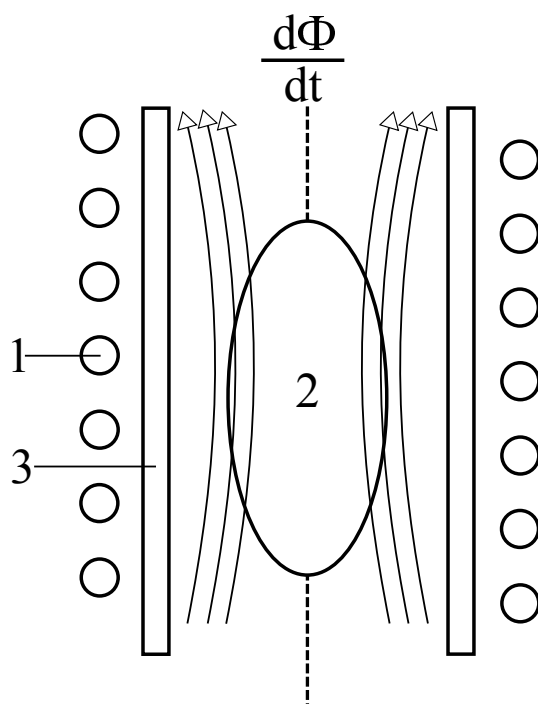


Рис. 1.2. Принципиальная схема ВЧ-плазмотрона. 1 — индуктор, 2 — формируемая плазма, 3 — кварцевая трубка.

С точки зрения плазменного разделения веществ большой интерес представляют именно разряды при низком давлении, так как данный тип разряда может использоваться для создания буферной плазмы, необходимой для компенсации объемного заряда разделяемых потоков. Однако, для преобразования разделяемых веществ в поток плазмы данный механизм генерации является менее перспективным. Это связано с низкой степенью ионизации образующейся плазмы и необходимостью перевода вещества в газообразное состояние с достаточной для инициации разряда концентрацией рабочего вещества. Диапазон изменения плотности плазмы  $n_e \approx 1 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при давлениях  $p \approx 0,1 - 10 \text{ мТорр}$  [70].

Широкое распространение источников ионов на основе СВЧ разряда в магнитном поле обусловлено возможностью инициации разряда без катода (плазмообразующее вещество инжектируется извне) и возможностью работать с химически активными веществами. Данный способ генерации плазмы позволяет избежать частой замены деталей устройства. СВЧ источники ионов можно разделить на 2 типа: резонансные (основанные на явлении электрон-циклотронного

резонанса ЭЦР) и нерезонансные. Первый тип как правило используется для создания многозарядных ионов с достаточно высокими энергиями (характерные напряжения экстракции около 10 кВ) для нужд ядерной физики и ускорителей [71–73]. При этом токи ионов в подобных устройствах достигают нескольких сотен микроампер [74]. Второй тип применяют для получения сильноточных пучков (несколько сотен миллиампер) однозарядных ионов (для ионной имплантации) [75–77]. Применение первого типа СВЧ источников (ЭЦР) недопустимо в методе плазменного разделения элементов в силу многозарядности образующихся ионов, а второго типа в силу достаточно высоких напряжений экстракции.

### 1.2.3. Источники с электронным пучком

Еще одним способом испарения и ионизации вещества является электронный пучок. Как правило устройства на основе ионизации электронным ударом используются для получения заряженных частиц большой кратности. Наиболее высокие зарядовые состояния были получены на источнике ионов с электронным пучком (ИИЭП) в Объединенном институте ядерных исследований с помощью источника КРИОН-2 ( $Xe^{54+}$ ) [78]. Были произведены голые ядра  $Ar$ ,  $Kr$ ,  $Xe$  и достигнут сверхвысокий вакуум на уровне  $10^{-12}$  Торр. Характерное значение максимума сечения однократной ионизации с помощью электронного удара находится на уровне нескольких десятков электронвольт. Для определения эффективных сечений ионизации можно пользоваться эмпирической формулой Лотца [79]. Высокая степень ионизации может быть достигнута при долгом удержании атомов в пучке электронов. При этом вероятность многократной ионизации уже ионизованного атома существенно возрастает, поэтому источники ионов и плазмы на основании ионизации пучком электронов не могут быть использованы для задач плазменной сепарации веществ. Стоит также отметить, что для получения высоких зарядовых состояний в ИИЭП используется сложная экспериментальная техника: сверхпроводящие элементы, низкие

температуры, сверхвысокий вакуум.

#### 1.2.4. PIG источники

PIG-источники получили название от вакуумного манометра, разработанного Пеннингом (Penning Ionization Gauge) [80]. Упрощенная схема устройства представлена на 1.3. Как правило разрядная камера представляет собой проводящий цилиндр (анод) на торцах которого размещаются катоды (охлаждаемые или подогреваемые) под низким потенциалом (от нескольких сотен вольт до единиц киловольт). Вся эта система помещается в осевое магнитное поле (единицы килогаусс) и образует «ловушку» для замагниченных электронов.

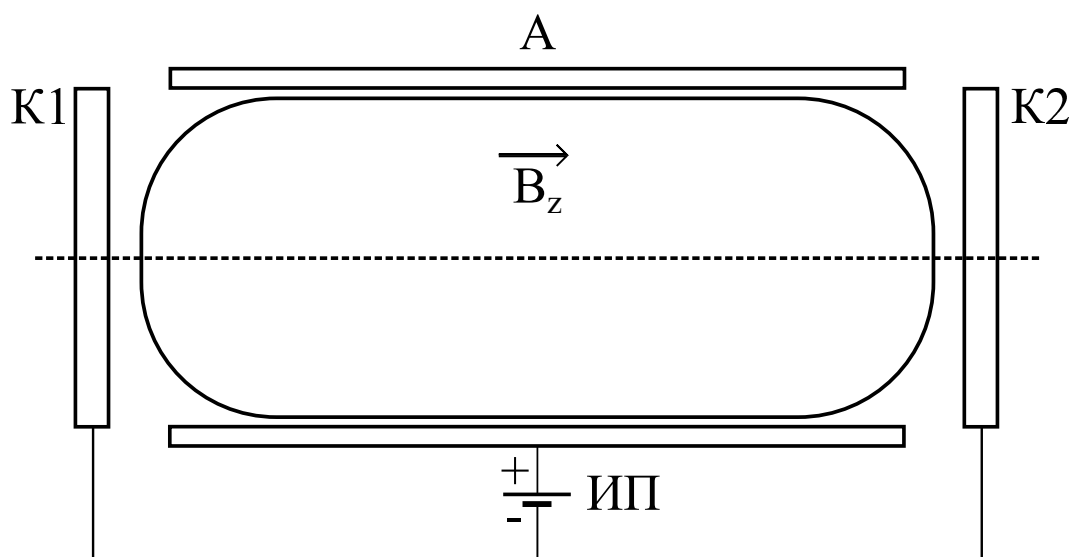


Рис. 1.3. Принципиальная схема отражательного разряда (PIG или разряда Пеннинга). К1 и К2 — катоды, А — анод, ИП — источник питания.

Отражение электронов от катодов позволяет им накапливаться в разрядном промежутке. Данный тип разряда может существовать при низком давлении до  $10^{-4}$  Торр, однако, в источниках плазмы и ионов используется разряд высокого давления (более  $10^{-3}$  Торр) [4]. Ионные токи могут быть вытянуты из плазмы как в радиальном направлении через продольную щель в аноде, так и в осевом направлении через отверстие в катоде [81]. Образующиеся ионы приобретают большую энергию и распыляют материал катода, что приводит

к появлению кратеров и сужению щели экстракции при радиальном вытягивании. Первая попытка радиальной экстракции ионов была осуществлена еще в 1942 году [82]. Были получены ионные токи ртути и водорода до 2 мА. Осевая экстракция была впервые исследована в 1961 году [83]. Были получены токи ионов  $He^+$  до 4 мА. Основным недостатком осевого вытягивания является эрозия отверстия даже при умеренных мощностях [84]. Широкое распространение источники ионов на основе разряда Пеннинга получили благодаря их применению в ускорителях. В работе [85] представлены результаты разработки источника многозарядных ионов азота для циклотрона (суммарный ток ионов достигал значения около 30 мА). Отражательный разряд позволяет получать не только ионы газов, но и элементов, которые в нормальных условиях находятся в конденсированном состоянии. Испаренное плазмообразующее вещество может подаваться в разрядный промежуток (при этом температура паропровода и источника должна быть не меньше температуры испарителя), а может распыляться с поверхности катодов [86]. Выбор способа инжекции пара делается на основании свойств элемента. Основными параметрами является температура плавления, термоэмиссионная способность и зависимость давления насыщенных паров от температуры. Таким образом был получен целый спектр многозарядных ионов [87].

Тем не менее данный тип разряда не удовлетворяет основным требованиям метода плазменного разделения веществ из-за высокой вероятности образования многократно ионизованных элементов и больших потенциалов экстракции.

### 1.2.5. Лазерные источники

Одним из достаточно новых способов переведения вещества из конденсированного состояния в плазменное является лазерная абляция. Несмотря на широкое распространение высокоинтенсивных лазеров различных типов и относительную простоту данный тип источников широко не используется. Лазерное излучение может использоваться как для непосредственного облучения

поверхности, так и для избирательной фотоионизации [88]. Данный физический принцип был заложен в основу технологий ALVIS и SILEX (Atomic vapor laser isotope separation и Separation of isotopes by laser excitation), которые были разработаны для разделения изотопов урана [89]. Лазерный луч большой мощности (более  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) проникает в твердое тело пока плазменная частота электронов не будет соответствовать длине волны лазера и осуществляет быстрый нагрев и интенсивную ионизацию вещества. Таким образом образуется плазменная струя, которая, как правило, распространяется перпендикулярно поверхности. После расширения в вакуум плотность электронов в плазме падает, что позволяет осуществлять дальнейший нагрев с помощью дополнительных лазерных импульсов [90]. Свойства генерируемой плазмы сильно зависят от параметров используемого лазерного импульса [91]. В основном источники на основе лазерного излучения используются как генераторы ионов высокой кратности для ускорителей [92; 93] однако существуют работы, которые демонстрируют возможность достижения высокой степени однократной ионизации (до 98%) [94]. Характерная кинетическая энергия многозарядных образующихся ионов измеряется килоэлектрон-вольтами [95], но при использовании лазерного импульса с плотностью мощности около  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> были обнаружены заряженные частицы с энергиями до 100 МэВ (релятивистский эффект самофокусировки) [96]. Характерное количество ионов, образующихся за 1 импульс находится на уровне  $10^{14}$ .

Не смотря на то, что лазерное излучение позволяет получать значительное количество ионов за один импульс, добиваться высокой степени ионизации, переводить в плазменное состояние любой материал без буферного газа (возможно использование в сверхвысоком вакууме), добиваться низкого эмиттанса, применение лазерных источников плазмы для задач плазменного разделения веществ является затруднительным в силу высокой энергии образующихся ионов и высокой вероятности образования многократно ионизованных частиц.

### 1.2.6. Плазменно-пучковый разряд

Пучково-плазменный разряд был предложен Исикавой и Тагаки [97]. В отличие от источников с электронным пучком (где ионизация происходит только посредством ударной ионизации), в источниках на основе пучково-плазменного разряда микроволновое излучение генерируется внутри самой плазмы (из-за взаимодействия ионизированного вещества и пучка электронов). Это позволяет существенно увеличить эффективность ионизации и концентрацию плазмы (до  $10^{13}$  см<sup>3</sup>). Разряд инициируется в дрейфовой трубе (длиной несколько десятков сантиметров и радиусом до двух сантиметров), в которой создается осевое магнитное поле в несколько килогаусс, с помощью первичных электронов (вытягивающее напряжение до 10 кВ). Благодаря компенсации объемного заряда ионов при вытягивающем напряжении около 8 кВ были получены токи ионов водорода на уровне 0,6 А. Источников данного типа с металлическим рабочим веществом в проанализированной литературе не было представлено. Высокие напряжения экстракции и высокая энергия ионизирующих электронов (вероятность многократной ионизации) не позволяют использовать данный тип источника для нужд плазменной сепарации.

### 1.2.7. Вакуумно-дуговой разряд

В отличие от источников для генерации плазмы и получения ионов газов, спектр сильноточных источников ионов металлов является ограниченным. Наряду с термическим нагревом и распылением твердой поверхности ионами буферного газа с высокой энергией для получения плазмы тугоплавких металлов сегодня используется вакуумно-дуговые разряды. Разряд назван вакуумным в силу минимального влияния буферного газа на процессы в плазме. Давление буферного газа около  $10^{-4}$  Торр можно считать верхним пределом. Как и для дуговых разрядов для вакуумной-дугового разряда характерны низкие напряжения (порядка потенциала ионизации плазмообразующего вещества) и

большие токи (десятки ампер). В качестве рабочего вещества выступают продукты эрозии катода («холодного» и «горячего» [98] или анода [99–101]). Плазма вакуумной дуги имеет степень ионизации в десятки процентов, а скорость эрозии сопоставима с термической скоростью испарения. Механизм возникновения данного типа разряда сегодня до конца не изучен, но это не мешает широкому распространению данного способа плазмообразования.

Ключевой особенностью разряда с «холодным» катодом является локализация разряда в катодных пятнах. Плотность тока в катодном пятне принимает значения от  $10^6 - 10^8$  А/см<sup>2</sup> [102]. В разряде такого типа образуются капли, которые могут представлять до 90% эрозии материала катода. Одним из способов борьбы с капельной фазой является отделение ионизированного вещества с помощью магнитного поля [103; 104]. Стоит подчеркнуть, что напряжение горения вакуумных дуг с холодным катодом подвержено хаотическим колебаниям, амплитуда которых может меняться от 10 до 100% [102]. В результате это приводит к появлению ионов разной кратности и хаотическим колебаниям их средней энергии, а это негативно отражалось бы на эффективности плазменного разделения элементов.

Основными особенностями разряда с горячим катодом является диффузность его горения, низкая плотность тока ( $10 - 100$  А/см<sup>2</sup>), малые колебания разности потенциалов, отсутствие капельной фазы [105]. Разряды с горячими катодами также обладают более низкой средней энергией ионов плазмы дуги по сравнению с разрядами на холодных катодах. Однако данный тип источника обладает достаточно слабой «управляемостью». Одним из способов влияния на параметры разряда с диффузной катодной привязкой является подогрев или охлаждение катода [106; 107]. Это позволяет изменять концентрацию рабочего вещества в катод анодном промежутке и тем самым влиять на параметры разряда. Одним из ключевых параметров, который сильно влияет на режим горения разряда является термоэмиссионная способность и атом электронное отношение (отношение количества рабочего вещества испаренных атомов к ко-



личеству испускаемых электронов  $\xi$ ). В основном именно этот параметр и определяет степень ионизации плазмы [108; 109].

Не смотря на определенные недостатки, вакуумно-дуговой разряд с диффузной катодной привязкой является наиболее перспективным для задач плазменного разделения элементов в силу возможности достижения высокой степени ионизации, высокой плотности тока (производительности) и возможности генерации однократно ионизованных ионов с низкими энергиями ( $< 20$  эВ).

### 1.2.8. Обоснование выбора способа генерации плазмы

Проведенный анализ литературы показал, что наиболее близкие к требованиям метода плазменной сепарации параметры может обеспечить разряд с горячим катодом и диффузной катодной привязкой. Однако, для обеспечения возможности работы данного типа источника с высокой эффективностью необходимо обеспечить возможность управления таким параметром как атом-электронное отношение. Для этого необходимо обеспечить независимую инжекцию рабочего вещества и дополнительных электронов в разрядный промежуток. Возможность реализации данного типа несамостоятельного разряда была продемонстрирована в работах [110; 111]. Результаты разработки подобного источника плазмы представлены во второй и третьей главе данной работы.

Стоит также отметить, что в ходе анализа литературы были рассмотрены источники ионов Фримана [112] и источники плазмы на основе разряда с полым катодом [113].

## 1.3. Плазмооптическая сепарация с потенциальной ямой

Одним из способов разделения веществ является плазменная сепарация в скрещенных электрическом и магнитном полях с потенциальной ямой. Данный подход к разделению элементов был предложен Валентином Пантелеймоновичем Смирновым [51]. В основе метода лежит усиление эффекта сепарации в

магнитном поле с помощью электрического поля, формируемого в буферной плазме.

Для разработки инженерно-физических основ метода плазменной сепарации с потенциальной ямой в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Объединенном институте высоких температур РАН (ОИВТ РАН) была создана экспериментальная установка по плазменной сепарации.

### 1.3.1. Экспериментальный стенд

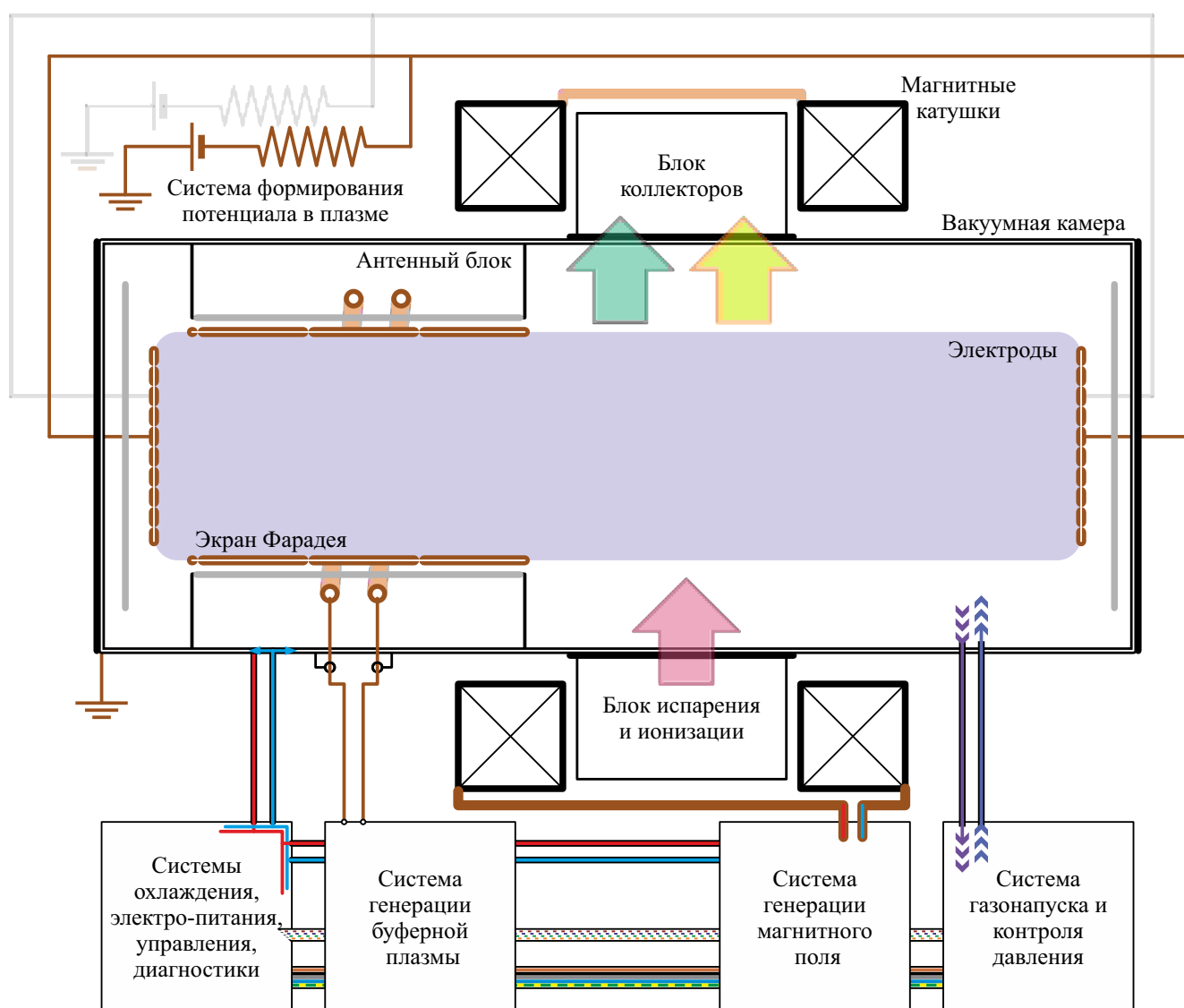


Рис. 1.4. Блок-схема экспериментального стенда.

Модельная установка по плазменному разделению веществ с потенциальной ямой включает в себя следующие основные узлы (рисунок 1.4): вакуумная

камера (цилиндр диаметром 800мм и длиной 2 м), система генерации магнитного поля до 2кГс, система формирования радиального распределения электростатического потенциала (торцевые электроды и обечайка) [114], система газонапуска и контроля давления (буферный газ аргон), блок испарения и ионизации модельных веществ, система генерации буферной плазмы (вч-разряд) [115]. На рисунке 1.5 изображена 3D модель экспериментального стенда. Именно разработке блока испарения и ионизации для проведения модельных экспериментов по сепарации посвящены 2-ая и 3-я главы данной работы.

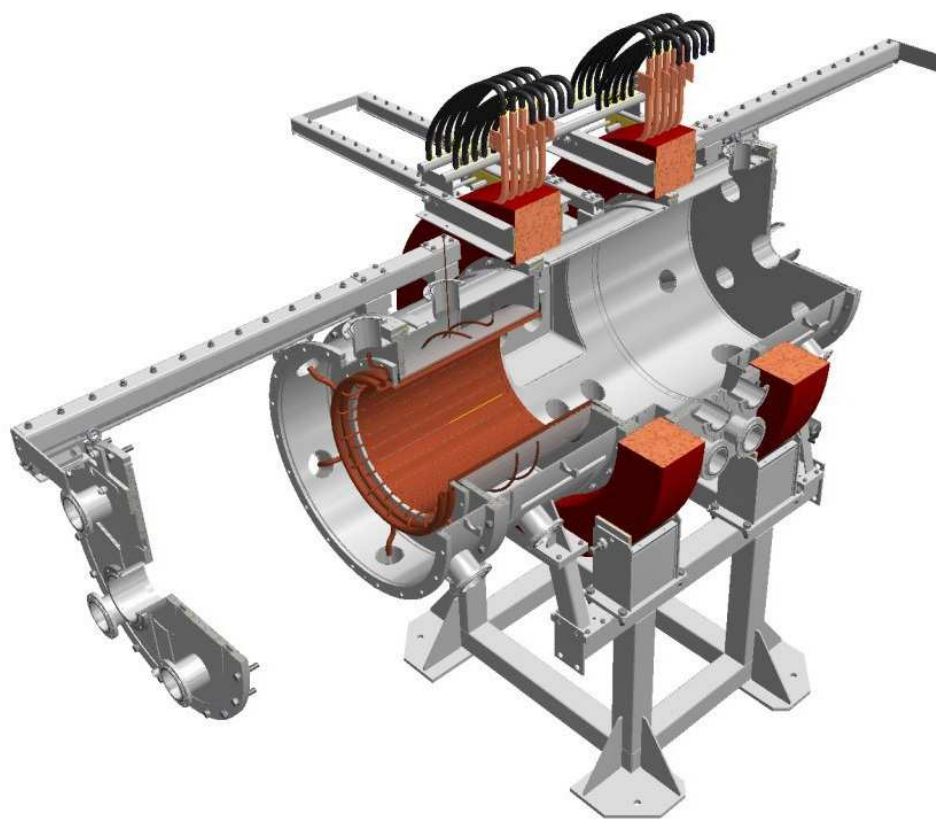


Рис. 1.5. 3D модель экспериментальной установки.

### 1.3.2. Инжекция разделяемых элементов

При формировании потока плазмы необходимо, чтобы параметры источника удовлетворяли исходным расчетным требованиям, которые существенно зависят от способа ввода разделяемых веществ в камеру сепарации. Одним из возможных способов инъекции разделяемых потоков веществ является инжек-

ция вдоль силовых линий магнитного поля. В работе [116] проводилось моделирование в одночастичном приближении движения частиц двух типов (атомные массы 240 и 160 а.е.м.) в скрещенных электрическом и магнитном полях, в результате которого были определены условия инжекции ионизированного вещества, которые обеспечивают эффект сепарации: угол основного направления инжекции с магнитным полем (1400 Гс), угловой разброс скоростей ( $60^\circ$ ) и начальная энергия частиц (0 – 20 эВ).

#### 1.4. Обоснование выбора модельных веществ

ОЯТ представляет собой смесь большого количества элементов разной степени радиоактивности в основе которой лежит  $UO_2$  и трансурановые элементы, а также компоненты распада, поэтому использование в экспериментах непосредственно материала ОЯТ требует соблюдения определенных мер безопасности [8]. Проведение тестовых экспериментов по плазменному разделению недопустимо на материале ОЯТ в силу высокой вероятности потери радиоактивных материалов, поэтому на начальной стадии необходимо использовать модельные вещества. При выборе веществ, моделирующих ОЯТ, необходимо обратить внимание на такие параметры как потенциал ионизации, атомная масса элементов, неконгруэнтность фазового перехода, давление насыщенного пара, температура плавления, атом-электронное отношение, сечение резонансной перезарядки и другие. Стоит отметить, что при тестовых экспериментах различных этапов сепарации необходимо уделять внимание определенным свойствам компонентов смеси. Так, для моделирования траекторий движения и процессов осаждения на коллекторы необходимо обеспечить соответствие кинетических и динамических свойств «легкой» (продукты распада) и «тяжелой» (диоксид урана и трансурановые элементы) групп масс, что существенно снижает требования к выбору модельных элементов. Это допустимо так как в основе плазмооптической методики разделения лежит необходимость обеспечения бесстолкновитель-

ности. Разделение элементов в скрещенных полях происходит согласно отношению заряда к массе, поэтому для моделирования кинетических и динамических свойств необходимо обеспечить соотношение масс, а остальные свойства элементов могут быть выбраны исходя из удобства и простоты методики эксперимента. Исходя из этого в качестве модельных веществ были выбраны серебро (моделирование продуктов распада) и свинец (моделирование урана и трансурановых элементов). Отношение атомных масс свинца (207,2 а.е.м.) и серебра (107,9 а.е.м.) приблизительно соответствует отношению атомной массы урана и одной из групп элементов распада (1,9 и 1,5 соответственно). Данные элементы также были выбраны в силу относительной простоты методики их конвертации в плазменный поток в силу зависимости давления насыщенных паров от температуры данных элементов. Давление насыщенного пара свинца 100 Па достигается при температуре 1229 К, а давление насыщенного пара серебра 100 Па при температуре 1569 К [117]. Отличие в первых двух потенциалах ионизации урана, серебра и свинца не является критическим (второй потенциал ионизации урана существенно больше чем первые потенциалы ионизации модельных элементов): U — 6,19 и 11,9 эВ, Ag — 7,6 и 21,5 эВ, Pb — 7,4 и 15,0 эВ.

## 1.5. Выводы к первой главе

Развитие метода плазменной сепарации ОЯТ подразумевает решение нескольких принципиальных задач: перевод смеси веществ из конденсированного состояния в поток плазмы с определенными характеристиками, изучение параметров движения этого потока внутри камеры сепарации в скрещенных электрическом и магнитном полях, изучение процессов конденсации разделяемых элементов на поверхности коллекторов. Именно исследованиям этих трех этапов разделения и посвящена данная работа. Проведенный анализ результатов исследований других научных групп позволил выбрать наиболее перспективный метод перевода вещества в плазменное состояние (несамостоятельный дуговой разряд с

подогреваемым катодом и независимой инъекцией рабочего вещества). Данный тип разряда обладает хорошей «управляемостью» в силу возможности варьирования такого параметра как атом-электронное отношение. Во второй и третьей главе приведены результаты разработки подобного источника плазмы и результаты исследования формируемой плазменной струи модельных элементов. В четвертой главе приведены результаты изучения распространения потока плазмы свинца в буферной плазме отражательного разряда с пространственным распределением электростатического потенциала. В пятой главе приведены результаты исследования процессов конденсации свинца на различные подложки.

# Исследование эффективности ионизации свинца в разряде, индуцируемом электронным пучком

Апробация метода плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива подразумевает использование модельных веществ, при этом необходимо решить задачу перевода модельного вещества из конденсированного состояния в плазменное. С этой целью в рамках численного моделирования (кинетического подхода) и экспериментально был проанализирован разряд с эмиттером электронов (энергия до 600 В) в парах свинца, инжектируемых в межэлектродный промежуток. В рамках численной модели были получены вольт-амперные характеристики разряда, эффективности ионизации модельного вещества, распределения электростатического потенциала и плотностей ионов и электронов в разрядном промежутке в зависимости от плотности тока разряда и концентрации пара модельного вещества. Результаты численного и экспериментального исследования данного типа разряда представлены в данной главе и работах [23–26].

### 2.1. Расчетно-теоретическая модель разряда в парах свинца

В рамках исследований было проведено моделирование разряда в парах свинца с концентрацией  $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$  в промежутке между плоскими электродами, один из которых являлся раскаленным эмиттером электронов (см. рисунок 2.1). Расстояние между электродами  $d = 1 \text{ см}$ , разность потенциалов не превышала значения 500 В. Пары свинца инжектировались в межэлектродное пространство с энергией  $\varepsilon_a \sim 0.1 \text{ эВ}$ .

Рассмотрим случай, в котором влиянием образующихся ионов можно пре-

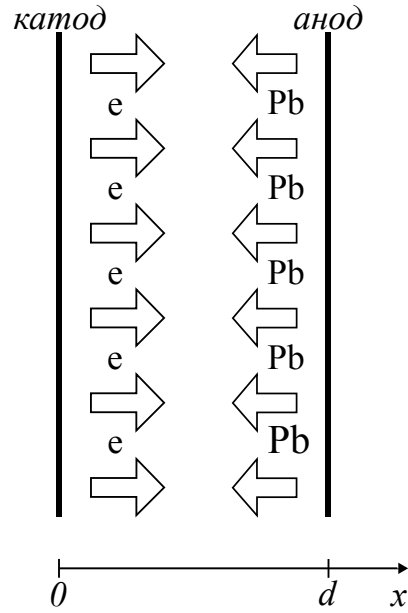


Рис. 2.1. Схема моделирования.

небрежь. Зависимость электростатического потенциала  $\varphi$  от координаты  $x$  в межэлектродном промежутке определяется формулой Чайлда-Ленгмюра:

$$\varphi = \left( \frac{9\pi\sqrt{m}}{\sqrt{2e}} J_e \right)^{2/3} x^{4/3},$$

где  $e$  — заряд электрона,  $m$  — масса электрона,  $J_e$  — плотность тока электронов.

Напряженность электрического поля  $E(U, \varphi)$  в межэлектродном пространстве имеет вид:

$$E(U, \varphi) = 4/3 \frac{U^{3/4} \varphi^{1/4}}{d},$$

где  $U$  — разность потенциалов между электродами.

Выражение для плотности ионного тока  $J_i$  имеет вид:

$$J_i = n_a V_i J_e, \tag{2.1}$$

где  $n_a$  — концентрация атомов свинца в области ионизации.

$$V_i(U) = \int_0^U \frac{\sigma_i(\varphi)}{E(U, \varphi)} d\varphi,$$

где  $\sigma_i(\varphi)$  сечение ионизации свинца [118].



Эффективность ионизации  $\eta$  — отношение потока ионов к потоку нейтральных атомов.  $\eta$  не зависит от плотности газа  $n_a$  в межэлектродном пространстве:

$$\eta = \frac{V_i J_e}{e v_a} = 0.78 \cdot 10^{13} \sqrt{\frac{A}{T_a}} V_i J_e,$$

где  $v_a$  — скорость атомов свинца (см/с),  $T_a$  — температура паров (эВ),  $A$  — атомная масса свинца (207,2 а.е.м.). Для атомов свинца с температурой пара  $T_a = 0.1$  эВ,  $J_e = 5$  мА, и  $V_i = 5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>3</sup> эффективность ионизации  $\eta \approx 0.9 \cdot 10^{-3}$  (0.09%).

Рассмотрим случай, в котором образующиеся ионы оказывают существенное влияние на протекающие процессы. При  $n_a$  более  $6 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> концентрация  $n_i$  образующихся ионов кратности 1 становится близкой к концентрации электронов  $n_e$ , что оказывает существенное влияние на распределение потенциала в межэлектродном пространстве.

Если предположить, что  $J_i \ll J_e$  ( $J_e = const$ ) во всем межэлектродном пространстве, то с учетом резонансной перезарядки выражения для спектральной плотности ионов по энергии  $f_i(\varphi, \varepsilon)$  (А/(см<sup>2</sup> · эВ)), концентрации однократно ионизованных ионов  $n_i$ , плотности тока  $J_i$  и потенциала примут вид:

$$-\frac{dJ_i}{dx} = n_a \sigma_{+1}(\varphi) J_e,$$

$$f_i(\varphi, \varepsilon) = -\frac{1}{E(x')} \frac{d}{dx'} [e^{n_a \sigma_{\text{exch}}(x-x')} j_i(x')],$$

$$n_i(x) = -4.5 \cdot 10^{12} \sqrt{A} \int_x^d \frac{d}{dx'} \left( e^{n_a \sigma_{\text{exch}}(x-x')} j_i(x') \right) \frac{dx'}{\sqrt{(\varphi(x') - \varphi(x)) + \varepsilon_a}}, \quad (2.2)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \beta J_e \left( \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{1}{\sqrt{\varphi}} - \int_x^d e^{n_a \sigma_{\text{exch}}(x-x')} \frac{\sigma_{+1}(\varphi(x')) + n_a \sigma_{\text{exch}} V_i(x')}{\sqrt{(\varphi(x') - \varphi(x)) + \varepsilon_a}} n_a dx' \right),$$

$$\beta = 4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \sqrt{\frac{m_i}{2k_B}} = 0.81 \cdot 10^7 \sqrt{A},$$

где  $\sigma_{+Z}$  — сечение ионизации  $Z$ -кратных ионов,  $\varepsilon$  — кинетическая энергия иона в точке  $x$  с потенциалом  $\varphi(x)$ ,  $\varepsilon_a$  — средняя кинетическая энергия нейтральных частиц пара,  $k_B$  — постоянная Больцмана (эрг/эВ),  $A$  — атомная масса (а.е.м) и  $\varphi(x') = \varphi(x) + (\varepsilon - \varepsilon_a)$ . В расчетах не учитывается зависимость сечения резонансной перезарядки однозарядных ионов от энергии и его значение принято равным  $\sigma_{exch} = 80 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  [117].

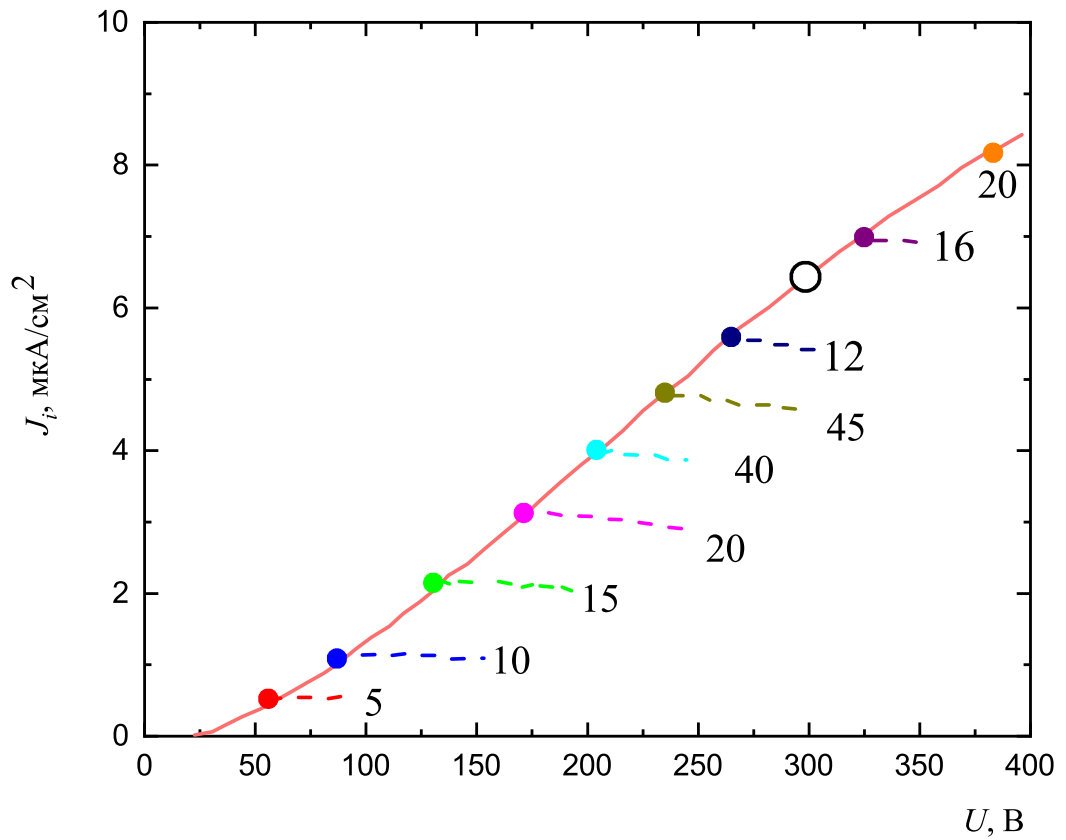
На рисунке 2.2 представлены вольт-амперные характеристики для плотности ионного тока ( $J_i$ ) при концентрациях  $n_a$  равных  $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Из рисунка 2.2, а видно, что численное значение крайних точек ВАХ, полученные при помощи решения системы уравнений 2.2, при  $n_a = 1 \cdot 10^{12}$  хорошо совпадают с численными значениями, полученными при помощи выражения 2.1 при соответствующей разности потенциалов. При увеличении концентрации  $n_a$  влияние ионов возрастает и различие между численными значениями крайних точек ВАХ и кривой 2.1 становится все более существенным (рис.2.2, б).

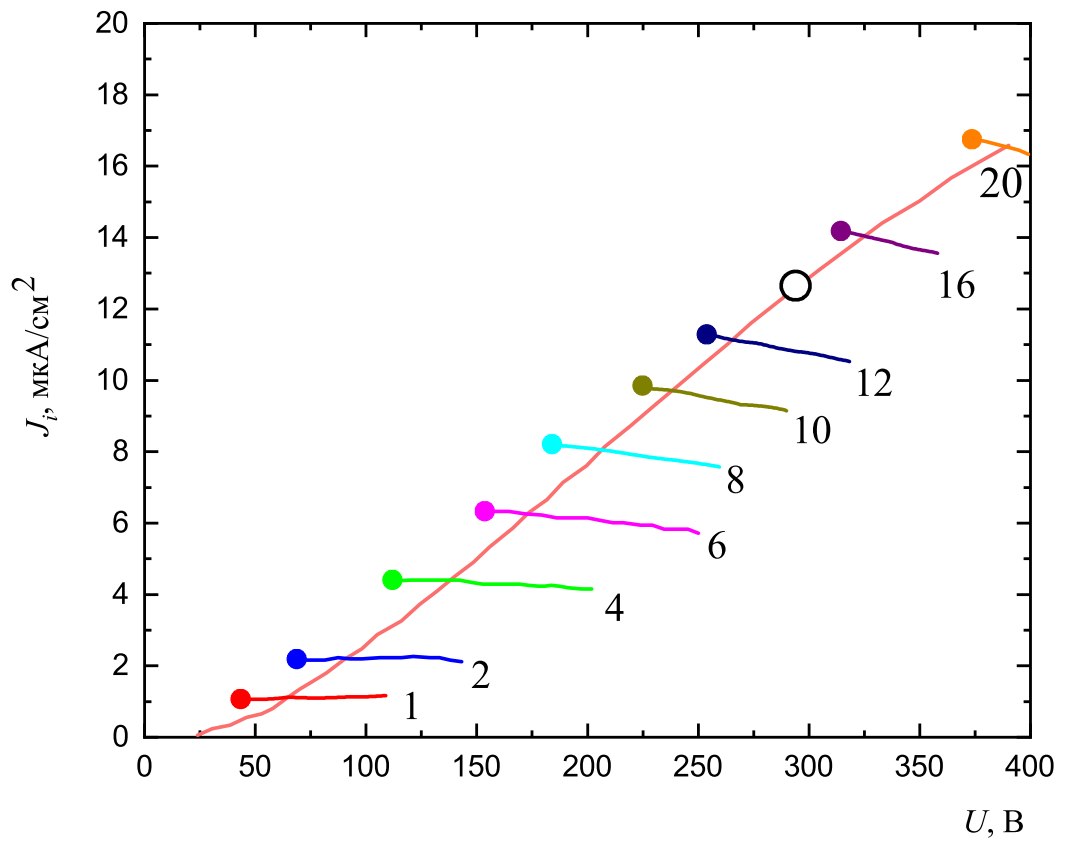
Анализ вольт-амперных характеристик при дальнейшем увеличении плотности паров свинца  $n_a$  и приближении к  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  показал, что в зависимости от величины электронного тока и потенциала реализуется ионная ( $n_e < n_i$ ;  $E_{(x=d)} = E_A = 0$ ) и электронная ( $n_e > n_i$ ;  $E_{(x=0)} = E_K = 0$ ) ветви разряда (рис. 2.3).  $E_K$  — напряженность электрического поля на катоде.  $E_A$  — напряженность электрического поля на аноде.

Из рисунка 2.3 видно, что режим ионной ветви реализуется при меньших токах ( $J_e < 45 \text{ мА/см}^2$ ) и напряжениях ( $U < 250$ ) чем режим электронной ветви. Напряженность электрического поля в зависимости от координаты представлена на рисунке 2.4. На рисунке 2.4, а представлен случай приближения к ионной ветви (см. рис 2.3) вдоль ВАХ соответствующей току электронов  $J_e = 30 \text{ мА/см}^2$ , а на рисунке 2.4, б представлен случай приближения к электронной ветви вдоль ВАХ соответствующей току электронов  $J_e = 50 \text{ мА/см}^2$ .

Из рисунка 2.4, а видно, что при движении вдоль ВАХ, которая соответствует электронному току  $J_e = 30 \text{ мА/см}^2$  (рис. 2.3), в сторону уменьшения



(a)  $n_a = 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .



(б)  $n_a = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Рис. 2.2. Вольт-амперные характеристики тока ионов ( $J_i$ ) в зависимости от тока термоэлектронов  $J_e - 1, 2, 4, 6, 8, 10, 12, 16, 20 \text{ mA}/\text{cm}^2$ . Сплошная линия  $\circ$  — уравнение 2.1.

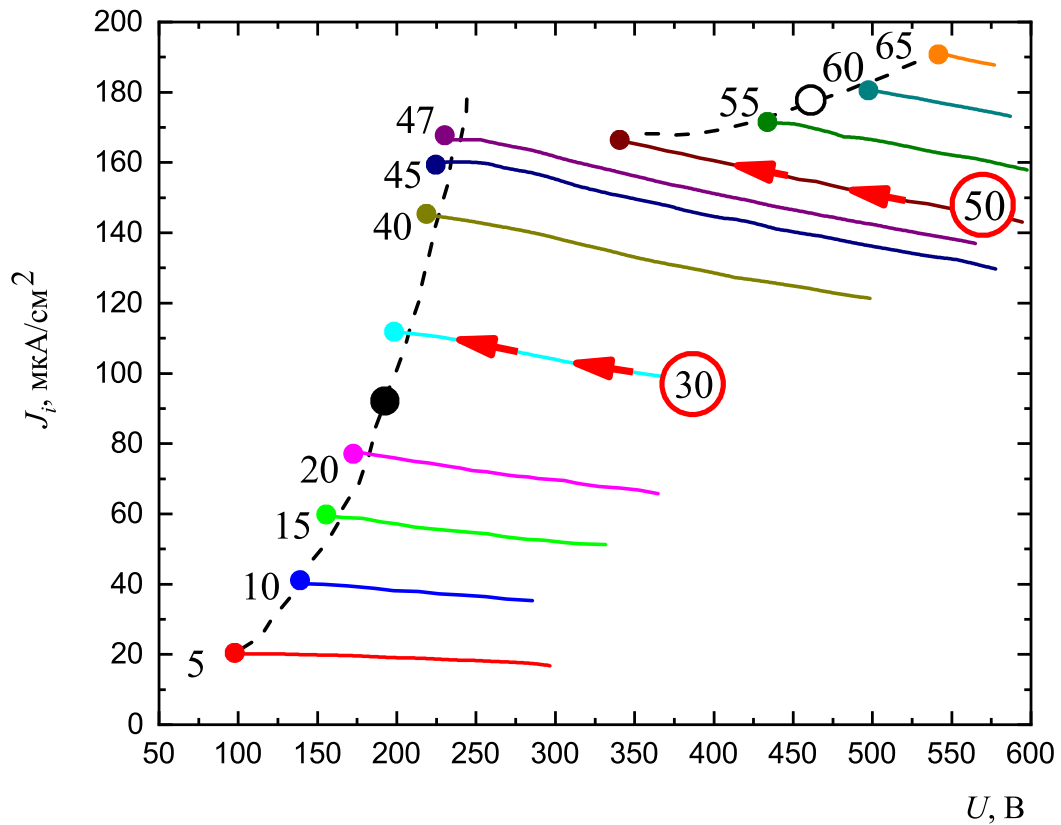
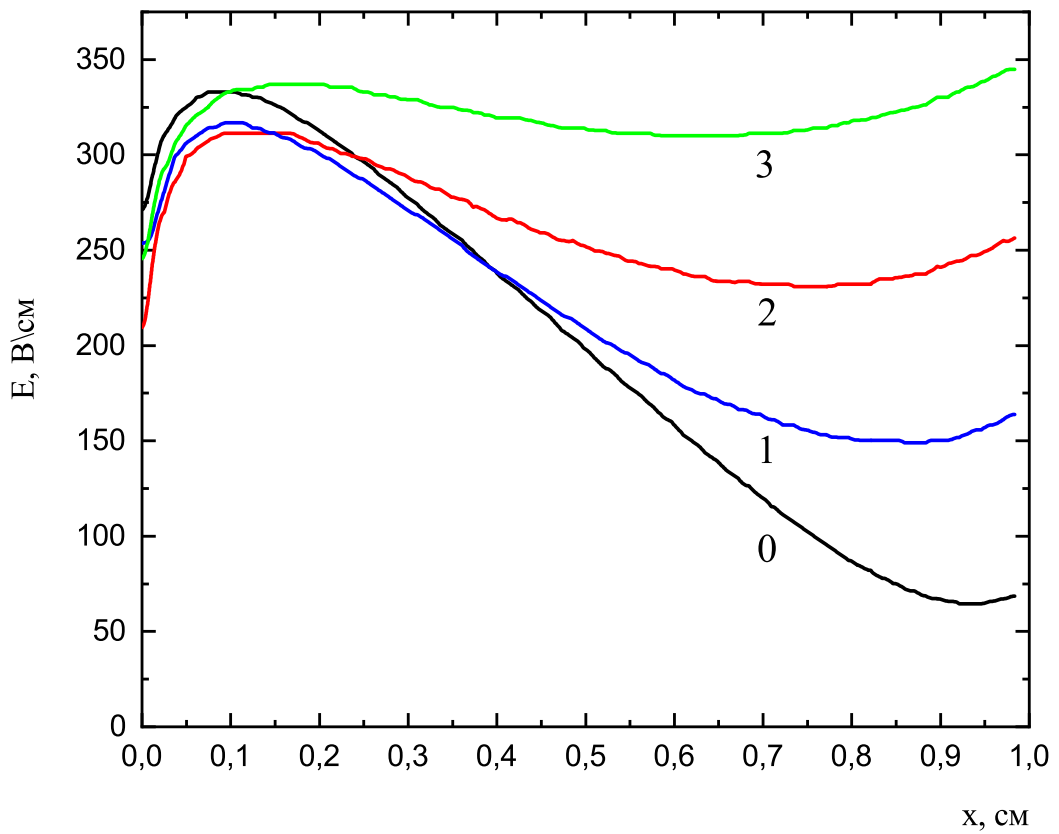


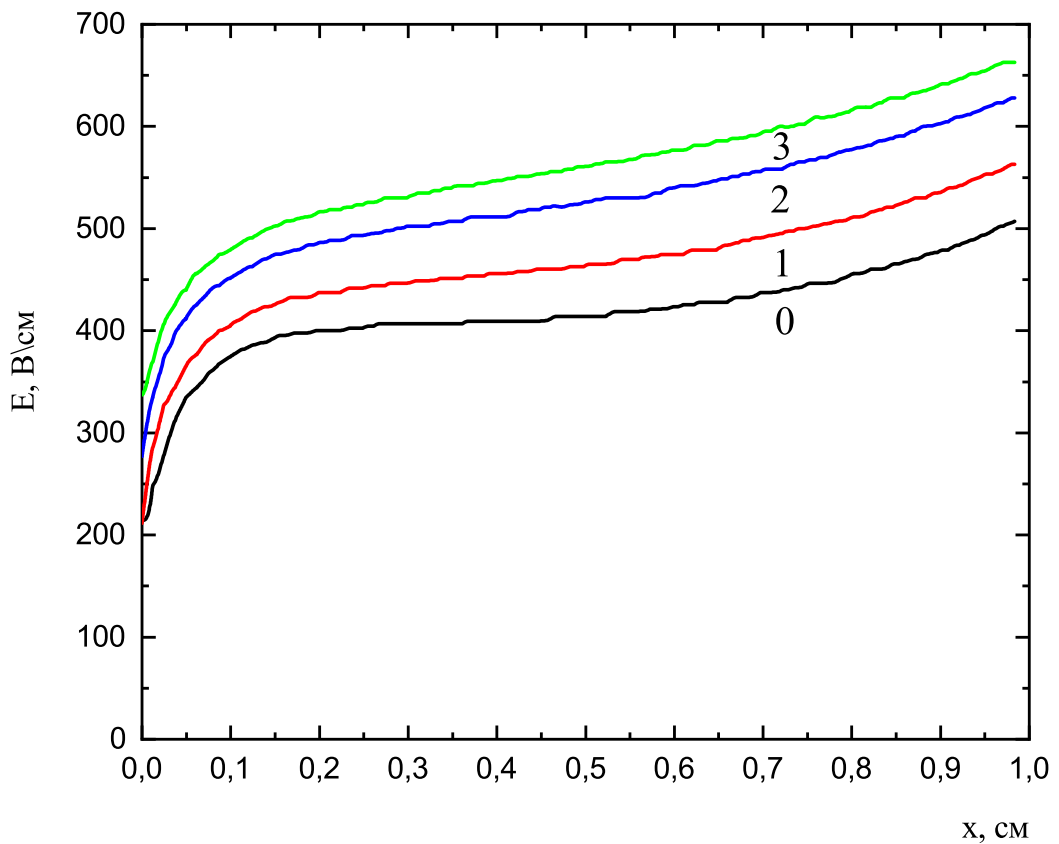
Рис. 2.3. Вольт-амперные характеристики  $J_i$  для  $n_a = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Ионная ветвь  $\bullet$  ( $J_e = 5, 10, 15, 20, 30, 40, 45 \text{ мА/см}^2$ ). Электронная ветвь  $\circ$  ( $J_e = 47, 48, 50, 55, 60, 65 \text{ мА/см}^2$ ).

разности потенциалов зависимость напряженности электрического поля от  $x$  в большей части межэлектродного пространства близка к линейной. Это позволяет построить упрощенную теорию для случая когда  $n_e < n_i$  и  $E_{(x=d)} = E = 0$ . Кривая  $\bullet$  (рис. 2.3) получена при помощи решения уравнения Пуассона с учетом линейной зависимости напряженности электрического поля в межэлектродном пространстве. Из рисунка 2.3 видно, что численные значения крайних точек ВАХ, полученных при помощи системы 2.2, совпадают с численными значениями при соответствующем напряжении кривой  $\bullet$ . Вольт-амперная характеристика соответствующая электронной ветви  $\circ$  (рис. 2.3) составлена из крайних точек ВАХ, рассчитанных в рамках системы уравнений 2.2. В ходе численного моделирования было получено, что эффективность ионизации при переходе от концентрации  $n_a = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  до  $n_a = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  ( $J_e = 100 \text{ мА/см}^2$  и  $U \approx 400 \text{ В}$ ) возрастает в 2 раза и достигает значения 0.8% ( $\eta = 8 \cdot 10^{-3}$ ).

Однако, допустима также ситуация, когда напряжённость электрического



(а) Ионная ветвь  $J_e = 30 \text{ mA/cm}^2$ ,  $U = 200 \text{ В}$  (кривая 0), 222 В (1), 265 В (2), 322 В (3).



(б) Электронная ветвь  $J_e = 50 \text{ mA/cm}^2$ ,  $U = 420 \text{ В}$  (кривая 0), 468 В (1), 527 В (2), 563 В (3).

Рис. 2.4. Пространственное распределение напряженности электрического поля между электродами в зависимости от координаты  $x$ .

поля обращается в 0 между катодом и анодом и возникает точка локального максимума потенциала (см. рисунок 2.5). Именно этот случай распределения электростатического потенциала в межэлектродном пространстве при плотностях тока электронов  $J_e$  от 0,2 А/см<sup>2</sup> до 4 А/см<sup>2</sup> будет рассмотрен далее.

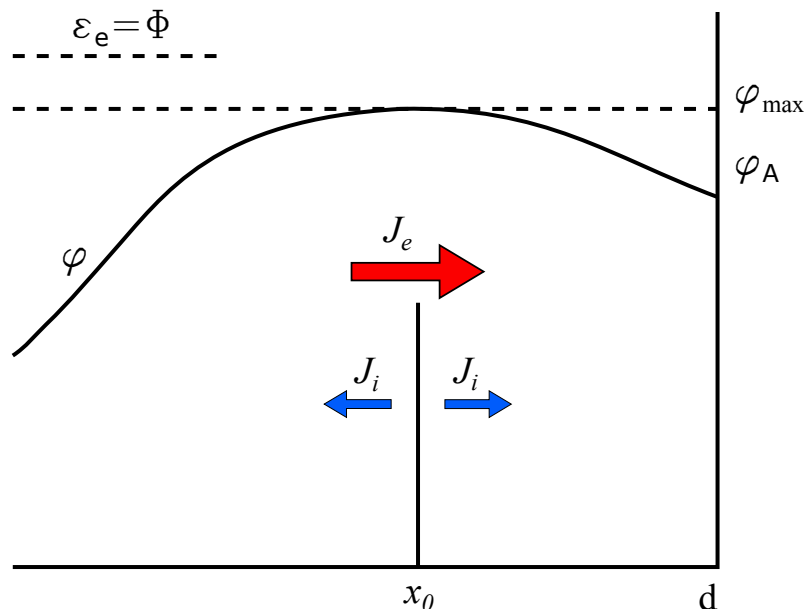


Рис. 2.5. Пространство вблизи анода. Электрическое поле и токи ионов в точке  $x_0$  равны 0 ( $E(x_0) = 0$ ;  $J_i = 0$ ).

Рассмотрим окрестность точки локального максимума потенциала ( $x_0$ ,  $\varphi = \varphi_{\max}$ , см. рис. 2.5)). Не будем учитывать вторичные электроны, захваченные в потенциальную яму глубиной  $\varphi_{\max} - \varphi_A$  (т.е. не будем рассматривать область, находящуюся справа от максимума потенциала) и пренебрежём направленным движением паров свинца. Если аппроксимировать потенциал в окрестности точки  $x_0$  параболой:

$$\varphi(x) = \varphi_{\max} - \frac{1}{2}c(x - x_0)^2,$$

где  $c = \varphi''(x_0)$  то выражение для концентрации ионов в этой точке можно записать в виде:

$$n_i(x) = \sqrt{\frac{m_i}{ck_B}} J_e \alpha_i(\Phi) F(k|x - x_0|)$$

$$F(\lambda) = e^\lambda \int_0^1 (1 + \lambda\xi) e^{-\lambda\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{1 - \xi^2}} \cong \frac{1}{2} \pi e^\lambda (1 - \frac{1}{2} \lambda^2)$$

где  $\alpha_i(\Phi) = n_a \sigma_i(\Phi)$ ,  $n_i$  — концентрация однозарядных ионов,  $k$  — коэффициент резонансной перезарядки ( $n_a \sigma_{\text{exch}}$ ),  $\Phi$  — энергия электронов в точке  $x_0$ ,  $\sigma_{\text{exch}}$  — сечение резонансной перезарядки,  $k_B$  — постоянная Больцмана и  $\sigma_i$  — сечение ионизации свинца.  $\Phi > \varphi_{\text{max}}$  так как электроны инжектировались в межэлектродное пространство с начальной энергией  $\varepsilon_e = 8.4$  эВ.

Из уравнения Пуассона следует соотношение для определения константы  $c$  и выражение для плотности ионов в точке  $x_0$  в зависимости от  $n_a$ ,  $J_e$  и  $\Phi$ :

$$\frac{c}{\beta J_e} = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\alpha_i(\Phi)}{\sqrt{c}} - \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{1}{\sqrt{\Phi}}$$

$$\beta = 4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \sqrt{\frac{m_i}{2k_B}} = 0.81 \cdot 10^7 \sqrt{A} \quad (2.3)$$

$$n_i(x_0) = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{m_i}{ck_B}} \frac{J_e \alpha_i(\Phi)}{\sqrt{c}} = 10^{13} \cdot \sqrt{A} \frac{J_e \alpha_i(\Phi)}{\sqrt{c}}$$

При сделанных выше допущениях плотность ионов в области максимума потенциала отлична от 0.

Соотношения 2.3 позволяют перейти от задачи с краевыми условиями к задаче Коши с такими же уравнениями для концентрации, тока ионов и потенциала 2.2. Начальные условия в точке максимума потенциала:  $j_i(x_0) = 0$ ,  $E(x_0) = 0$ ,  $\varphi(x_0) = \varphi_{\text{max}} = 0$ .  $J_e$ ,  $n_i$  и  $\Phi$  во время расчета считались заданными параметрами.

На рисунке 2.6 представлены результаты численного моделирования потенциала, энергии ионов и напряженности электрического поля на промежутке  $(0; x_0)$ . На рисунке 2.7 представлена плотность электронов, плотность ионов и эффективность однократной и двукратной ионизации  $\eta$  в разрядном промежутке (плотность тока электронов  $J_e = 0,2$  А/см<sup>2</sup> и концентрация паров  $n_a = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>).

Как видно из рисунка 2.7 эффективность ионизации при таких параметрах находится на уровне нескольких десятых процента (0,6%). Стоит отметить, что максимум потенциала достигается на расстоянии 0,5 см от катода.

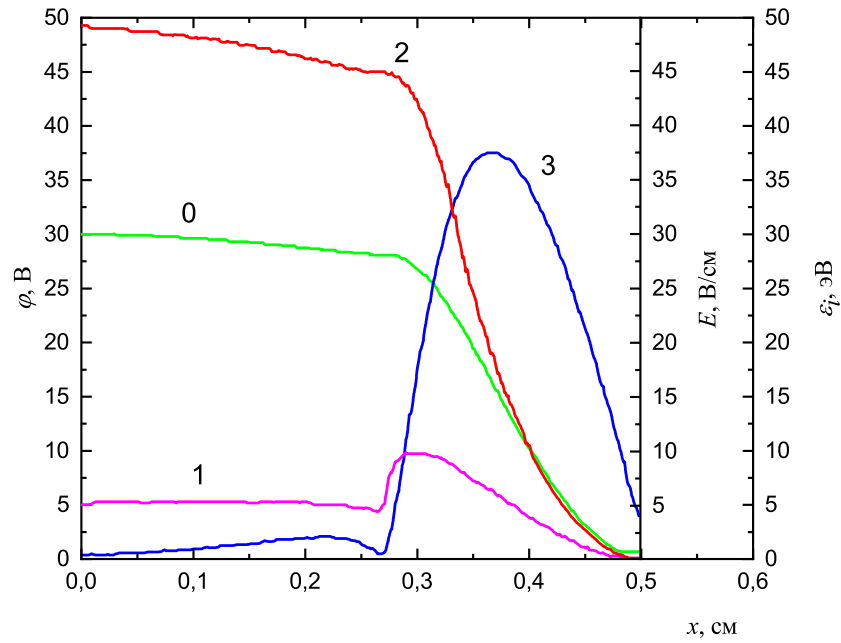


Рис. 2.6. Потенциал  $-\varphi$  (кривая 0), энергия ионов  $\varepsilon_i$   $Pb^{+1}$  (кривая 1) и  $Pb^{+2}$  (кривая 2), напряжённость поля  $E$  (кривая 3). Энергия электронов в точке  $x_0$   $\Phi = 38$  эВ, энергия электронов  $\varepsilon_e = 8.4$  эВ, разность потенциалов между катодом и точкой  $x_0$   $29,6$  В.  $n_a = 10^{13}$   $\text{см}^{-3}$  и  $J_e = 0,2$   $\text{А}/\text{см}^2$ .

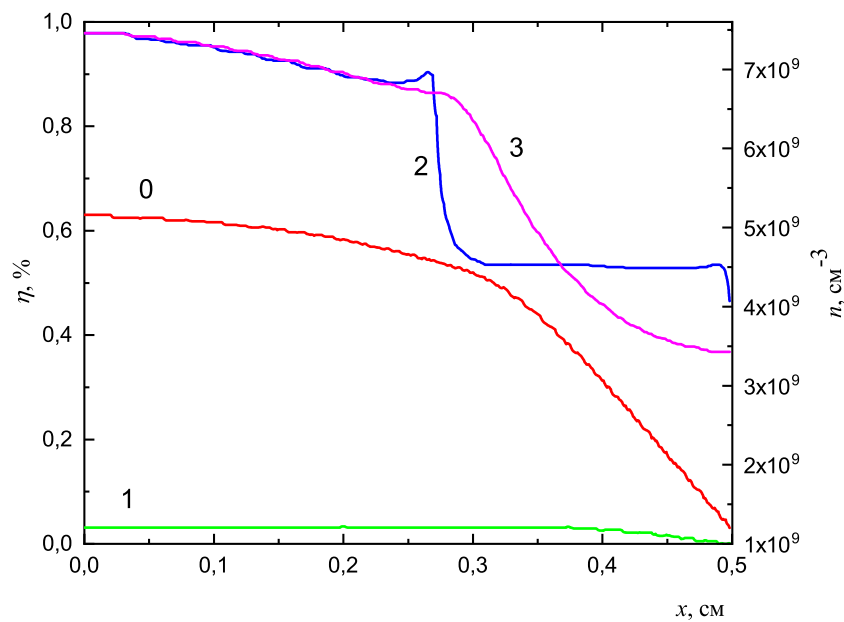


Рис. 2.7. Эффективность однократной (кривая 0) и двукратной ионизации (кривая 1), сумма концентраций однократно и двукратно ионизованных атомов (кривая 2) и концентрация электронов  $n_e$  (кривая 3). Энергия электронов в точке  $x_0$   $\Phi = 38$  эВ, энергия электронов на катоде  $\varepsilon_e = 8.4$  эВ, разность потенциалов между катодом и точкой  $x_0$   $29,6$  В.  $n_a = 10^{13}$   $\text{см}^{-3}$  и  $J_e = 0,2$   $\text{А}/\text{см}^2$ .



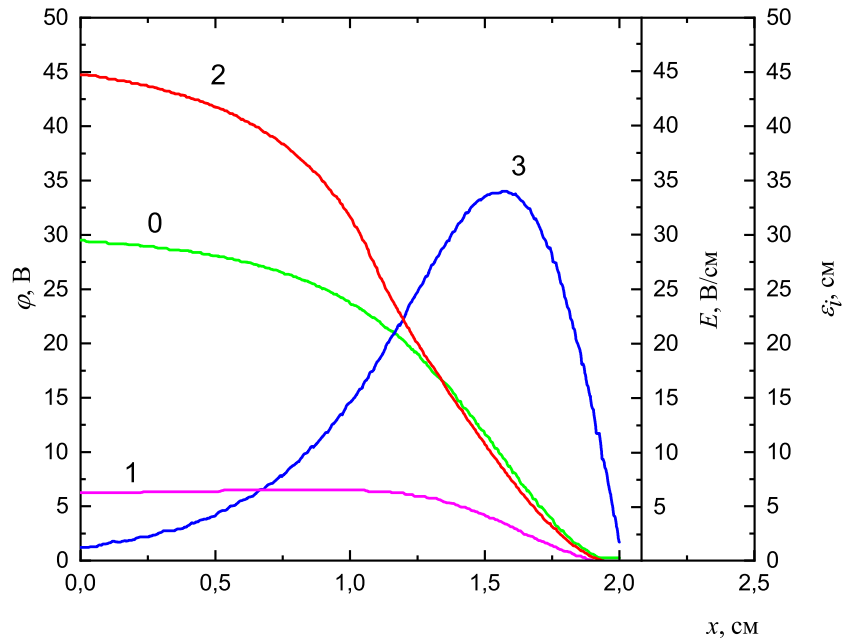


Рис. 2.8. Потенциал  $\varphi$  (кривая 0), энергия ионов  $\varepsilon_i$   $Pb^{+1}$  (кривая 1) и  $Pb^{+2}$  (кривая 2), напряжённость электрического поля  $E$  (кривая 3). Энергия электронов в точке  $x_0$   $\Phi = 38$  эВ, энергия электронов на катоде  $\varepsilon_e = 8.4$  эВ, разность потенциалов между катодом и точкой  $x_0$  29,6 В.  $n_a = 2 \cdot 10^{12}$   $\text{см}^{-3}$  и  $J_e = 1$   $\text{А}/\text{см}^2$ .

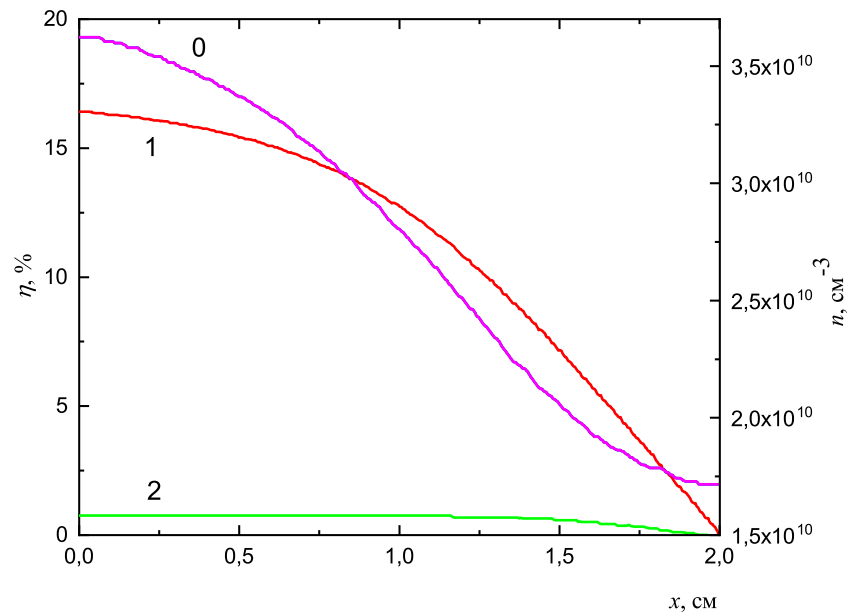


Рис. 2.9. Концентрация электронов  $n_e$  (кривая 0), эффективность однократной (кривая 1) и двукратной ионизации (кривая 2), сумма концентраций однократно и двукратно ионизованных атомов полностью совпадают (кривая 0). Энергия электронов в точке  $x_0$   $\Phi = 38$  эВ, энергия электронов на катоде  $\varepsilon_e = 8.4$  эВ, разность потенциалов между катодом и точкой  $x_0$  29,6 В.  $n_a = 2 \cdot 10^{12}$   $\text{см}^{-3}$  и  $J_e = 1$   $\text{А}/\text{см}^2$ .

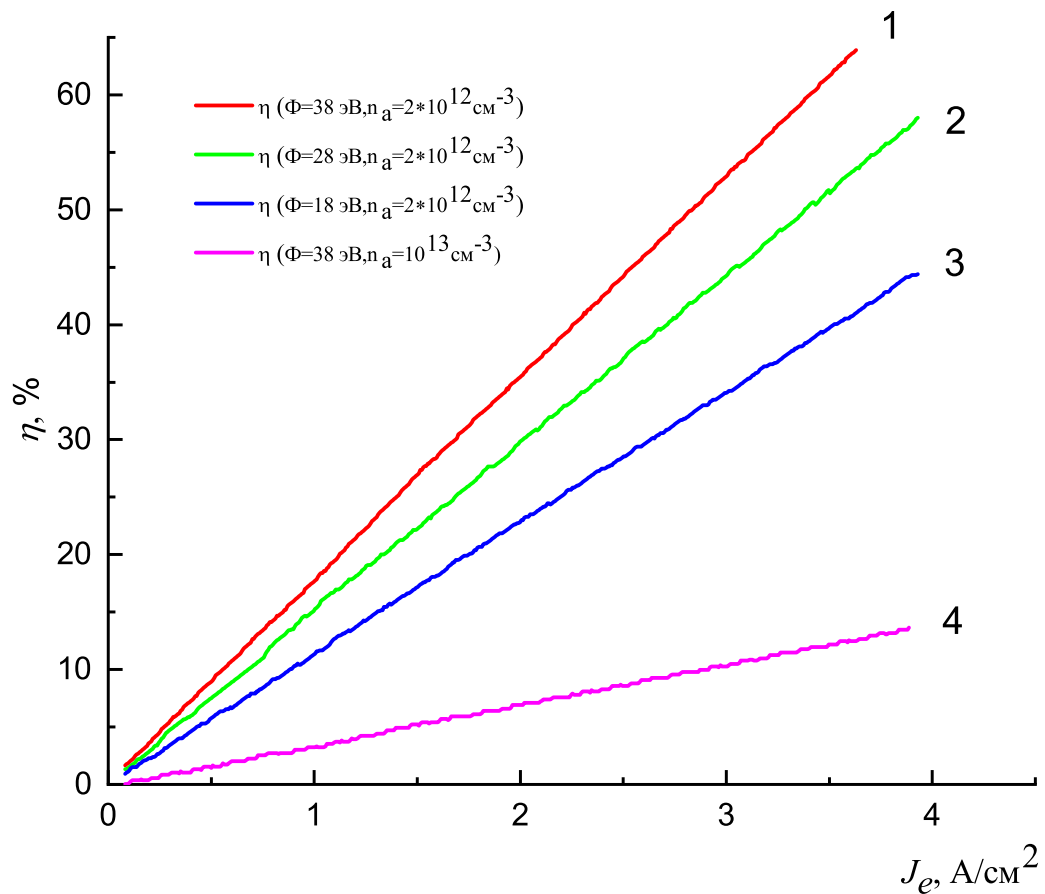


Рис. 2.10. Эффективность однократной ионизации в зависимости от плотности тока электронов  $J_e$ , разности потенциалов и концентрации атомов свинца. Начальная энергия электронов на катоде  $\varepsilon_e = 8,4$  эВ.

Эффективность однократной ионизации при  $\Phi = 38$  эВ и  $n_a = 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Эффективность однократной ионизации при  $\Phi = 28$  эВ и  $n_a = 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Эффективность однократной ионизации при  $\Phi = 18$  эВ и  $n_a = 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Эффективность однократной ионизации при  $\Phi = 38$  эВ и  $n_a = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Увеличение плотности тока в межэлектродном промежутке и понижение концентрации паров приводит к значительному росту эффективности ионизации. На рисунках 2.8 и 2.9 приведен аналогичный расчет для плотности тока электронов  $J_e = 1$  А/см<sup>2</sup> и концентрации паров  $n_a = 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Из рисунка 2.9 видно, что эффективность однократной ионизации превышает 15%, при этом эффективность двукратной ионизации не более 1%. Максимум потенциала между электродами достигается на расстоянии около 2 см от катода.

Результаты моделирования при плотностях тока разряда до  $4 \text{ А/см}^2$  и концентрациях  $n_a = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $n_a = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  представлены на рисунке 2.10 ( $x_0 = 1 \text{ см}$ ).

Из рисунка 2.10 видно, что эффективность ионизации достигает 60% при параметрах разряда:  $\Phi = 38 \text{ эВ}$ ,  $n_a = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $J_e = 3.5 \text{ А/см}^2$ .

Результаты моделирования показывают, что может быть создан источник плазмы свинца с эффективностью ионизации на уровне нескольких десятков процентов.

## 2.2. Эксперимент

Для целей экспериментального исследования процессов ионизации модельного вещества был создан экспериментальный модуль и проведена серия экспериментов.

### 2.2.1. Описание экспериментального модуля

Экспериментальный модуль состоит из двух основных частей: испарительной ячейки и блока ионизации. Схема эксперимента представлена на рисунках 2.11 и 2.12. Испарение свинца осуществляется тигельным нагревом (обозначение 1 на рисунках 2.11 и 2.12). Поток вещества, инжектируемый в область ионизации, формируется с помощью отверстия диаметром 1,1 мм (обозначение 7 на рисунке 2.11). Максимальная мощность нагревателя 100 Вт, а максимальное значение температуры внутри испарительной ячейки 1450 К. Ионизационный блок представляет собой систему из трех электродов: эмиттер электронов (обозначение 5 на рисунках 2.11 и 2.12), коллектор электронов (обозначение 4 на рисунках 2.11 и 2.12) и коллектор ионов (обозначение 3 на рисунках 2.11 и 2.12). Стоит отметить, что в расчетной модели рассматривалась система, состоящая из двух плоских электродов, а в эксперименте к ним был добавлен дополнительный коллектор. Это было необходимо для осуществления диагно-

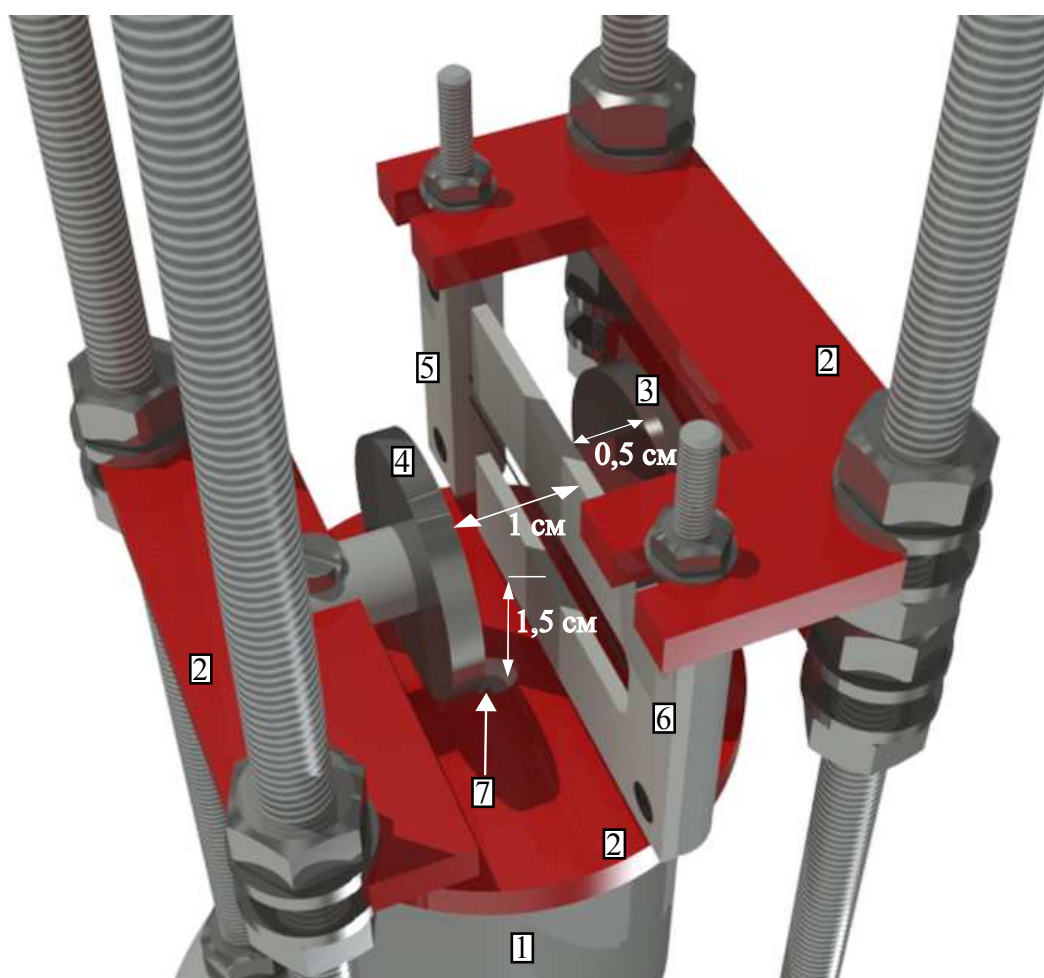


Рис. 2.11. Схема эксперимента: 1 – испаритель, 2 – керамические изоляторы, 3 – коллектор ионов, 4 – коллектор электронов, 5 – термоэмиссионные нити, 6 – П-образная пластина, 7 – отверстия для инъекции паров свинца.

стики количества ионов, образующихся в области разряда. Разность потенциалов между коллектором электронов и эмиттером электронов  $U_e$  не превышала значения 350 В.

Конструкция горячего катода разрабатывалась таким образом, чтобы распределение электрического поля в промежутке между коллектором электронов и термокатодом было близко к полю плоского конденсатора. Этим параметрам удовлетворила система из двух параллельно соединенных вольфрамовых нитей диаметром 200 мкм и плоской П-образной пластины из нержавеющей стали (см. рис. 2.11 и 2.12). Расстояние от отверстия испарителя до области ионизации 1,5 см, расстояние от термоэмиссионных нитей до диагностического коллектора ионов 0,5 см, расстояние между термокатодом и коллектором электронов

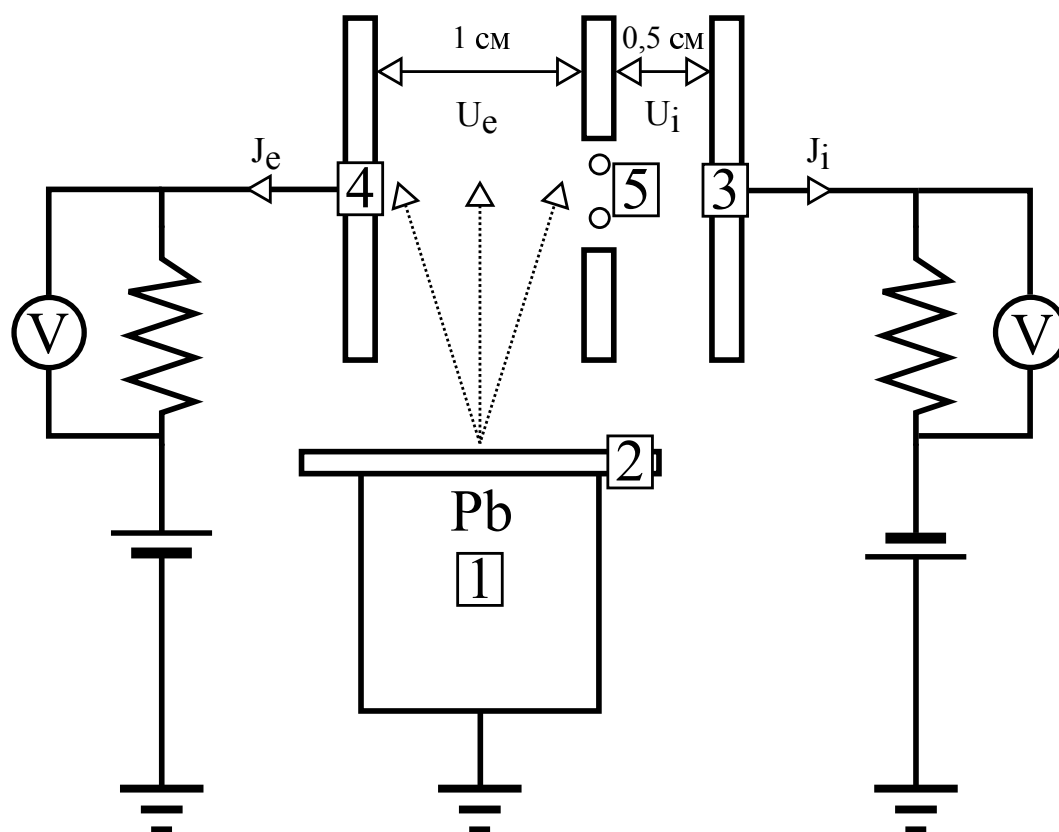


Рис. 2.12. Схема эксперимента: 1 – испаритель, 2 – керамические изоляторы, 3 – коллектор ионов, 4 – коллектор электронов, 5 – термоэмиссионные нити.

1 см (рис. 2.11 и 2.12). Буферным газом во всех экспериментах был воздух, остаточное давление которого не превышало значения в  $10^{-4}$  Торр. В подготовительной стадии эксперимента фиксировалось напряжение на коллекторе ионов ( $U_i = -50$  В), горячем катode ( $U_c = 5$  В) и тигле ( $U_{cr} = 0$  В). Затем производилось измерение ВАХ диода при остаточном давлении воздуха  $10^{-4}$  Торр (изменялся потенциал коллектора электронов  $U_e$  от 0 до 500 В). Из сравнения полученной ВАХ вакуумного диода, с законом Чайлда-Ленгмюра для случая плоских электродов определялась рабочая площадь анода  $s$ , которая составила  $1,6$  см<sup>2</sup>.

В основной стадии эксперимента при установленных значениях потенциалов ( $U_e = 350$  В,  $U_i = -50$  В,  $U_c = 5$  В и  $U_{cr} = 0$  В) осуществлялся нагрев свинца в испарительной ячейке. В ходе опытов производилась регистрация токов приходящих на коллекторы электронов и ионов, а также температуры внутри тигля. Измерения проводились с помощью термопары К-типа (хромель-алюмель). На

основании данных о температуре внутри испарителя и геометрии эксперимента рассчитывался поток и концентрация вещества, поступающего в межэлектродное пространство.

### 2.2.2. Результаты экспериментов

На рисунке 2.13 приведены результаты эксперимента при параметрах, близких к параметрам в расчетной модели (рис. 2.6, 2.7, 2.2, 2.3) (плотность тока разряда до 300 мА и разность потенциалов до 40 В).

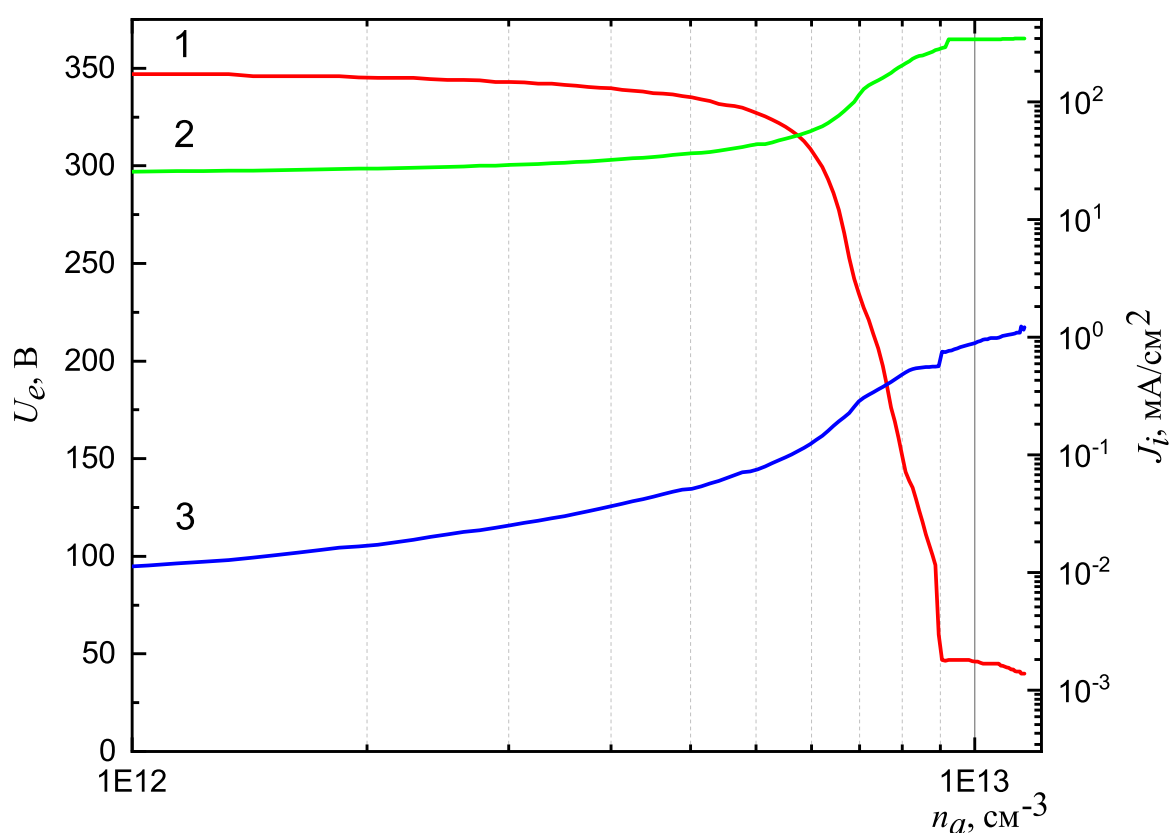


Рис. 2.13. Зависимость разности потенциалов в разрядном промежутке (кривая 1), плотности тока в разрядном промежутке (кривая 2) и регистрируемого тока ионов (кривая 3) от концентрации пара в разрядном промежутке

В таблице 2.1 приведено сравнение экспериментальных результатов и расчетных данных при низких плотностях тока электронов.

Видно, что экспериментальный и теоретический результаты находятся в хорошем согласовании. Экспериментальное значение эффективности ионизации

Таблица 2.1. Сравнение экспериментальных результатов и расчетных данных при низких плотностях тока электронов

$n_a, \text{см}^{-3}$	$J_e, \text{мА/см}^2$	$J_i(\text{Расчет}), \text{мкА/см}^2$	$J_i(\text{Эксперимент}), \text{мкА/см}^2$
$1 \cdot 10^{12}$	16	7	10
$2 \cdot 10^{12}$	18	16	17
$6 \cdot 10^{12}$	50	150	130

при концентрации  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , разности потенциалов  $U_e = 350 \text{ В}$  и токе электронов  $J_e \approx 50 \text{ мА/см}^2$  составило 0,26%.

Из эксперимента также следует, что эффективность ионизации  $\eta$ , которая была получена как отношение потока поступающего пара к току ионов  $J_i$  на диагностирующий коллектор при плотности тока разряда около  $300 \text{ мА/см}^2$  и разности потенциалов  $40 \text{ В}$ , находится на уровне 1%, что находится в согласовании с численной моделью (рисунок 2.7), в которой при близких параметрах плотности тока разряда она составляет около 0.6%. Таким образом, модель верифицируется экспериментальными данными в исследуемом диапазоне параметров. Это позволяет ожидать, что предсказанные с её помощью эффективности ионизации паров свинца в несколько десятков процентов могут быть получены в эксперименте, а разработанный на базе этого разряда источник может быть использован для отработки метода плазменной сепарации ОЯТ.

### 2.3. Выводы ко второй главе

На базе кинетического подхода построена расчетная модель разряда с накаливаемым катодом. С ее помощью найдены распределения плотности ионов и электронов и эффективность ионизации. Экспериментальные данные находятся в качественном и количественном согласовании с построенной теоретической моделью. В опыте были получены плотности тока ионов свинца до  $1 \text{ мА/см}^2$

при разности потенциалов между катодом и анодом 40 В (при этом эффективность ионизации была около 1%). Анализ расчетных данных, полученных с помощью численной модели, позволил подобрать параметры, при которых эффективность ионизации в эксперименте может быть доведена до уровня нескольких десятков процентов. Для апробации метода должны быть использованы модельные вещества (в силу сложности обращения с радиоактивными материалами), поэтому на этапе отладки стадии разделения требования к степени ионизации плазменного потока могут быть снижены.



# Источник плазмы модельных веществ для задач плазменной сепарации ОЯТ

Одной из задач, которые необходимо решить для создания метода плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива (ОЯТ), является создание источника плазмы веществ, моделирующих компоненты ОЯТ. Это необходимо для проведения модельных экспериментов по разделению элементов, так как работа с радиоактивными веществами затруднительна. Метод плазменной сепарации с потенциальной ямой подразумевает, что ионы в потоке должны быть низкоэнергетичными и однозарядными, а степень ионизации потока, поступающего в камеру разделения, должна быть близкой к 100%. В работе [116] в рамках одночастичного приближения была продемонстрирована принципиальная возможность пространственного разделения потоков элементов разных масс при инжекции вдоль силовых линий магнитного поля и наличии специальной конфигурации электрического поля. Одним из возможных перспективных способов создания таких потоков является диффузный дуговой разряд в магнитном поле с накаливаемым катодом ( $LaB_6$ ) [119], который рассмотрен в данной главе. Результаты исследования характеристик формируемого таким методом потока плазмы представлены в данной главе и работах [27; 120].

### 3.1. Источник плазмы на основе несамостоятельного дугового разряда в магнитном поле

Анализ приведенных в первой главе работ и способов генерации плазмы позволил осуществить выбор конструкции источника и механизма генерации плазмы для отработки метода плазменной сепарации ОЯТ или РАО. Источник был создан на основе диффузного дугового разряда с накаливаемым катодом

в магнитном поле и независимой инжекцией паров. Основной особенностью созданного устройства является независимость инжекции термоэлектронов (термокатод) и паров вещества (индукционный тигельный нагрев). Это позволяет обеспечить диффузность горения разряда, однозарядность образующихся ионов и высокую степень ионизации. В качестве плазмообразующих веществ были выбраны свинец (207,2 а.е.м.), моделирующий тяжелую компоненту ОЯТ, и серебро (107,9 а.е.м.), моделирующее продукты распада актинидов. Стоит отметить, что принципиальная возможность достижения высокой степени ионизации в дуговом разряде с диффузной катодной привязкой при атом-электронном отношении конвертируемого элемента много меньше 1 была продемонстрирована в работе [108]. Было показано, что при атом-электронном отношении  $\xi \approx 0,05$  (плазмообразующее вещество гадолиний) наблюдалась плазма преимущественно однократной ионизации и степенью ионизации близкой к 100%. Достичь аналогичных параметров при использовании катодов обладающих низкой термомиссионной способностью по отношению к скорости испарения (свинец,  $\xi \approx 10^8$ ) не удастся.

Принципиальная схема источника плазмы и 3D модель представлены на рисунке 3.1. Исследуемое модельное вещество помещалось в тигель, который нагревался индукционно. Мощность генератора около 2,5 кВт (резонансная частота контура около 100 кГц). Объем тигля около 20 см<sup>3</sup>. В качестве термокатада использовался  $LaB_6$  (диаметром 6 мм). Варьирование мощности накала термокатада позволило изменять количество электронов, инжектируемых в разрядный промежуток, а варьирование мощности накала тигля количество инжектируемых атомов модельного вещества. В ходе экспериментов катодный узел был заземлен, а на охлаждаемом кольцевом аноде поддерживался потенциал до 200 В. Расстояние между катодом и анодом около 50 мм. Ток разряда ограничивался балластным сопротивлением. Стоит отметить, что для диагностики потока замагниченной плазмы в области за анодом устанавливался коллектор и двойной зонд Ленгмюра. Принципиальная электрическая схема зонда

представлена на рисунке 3.2.

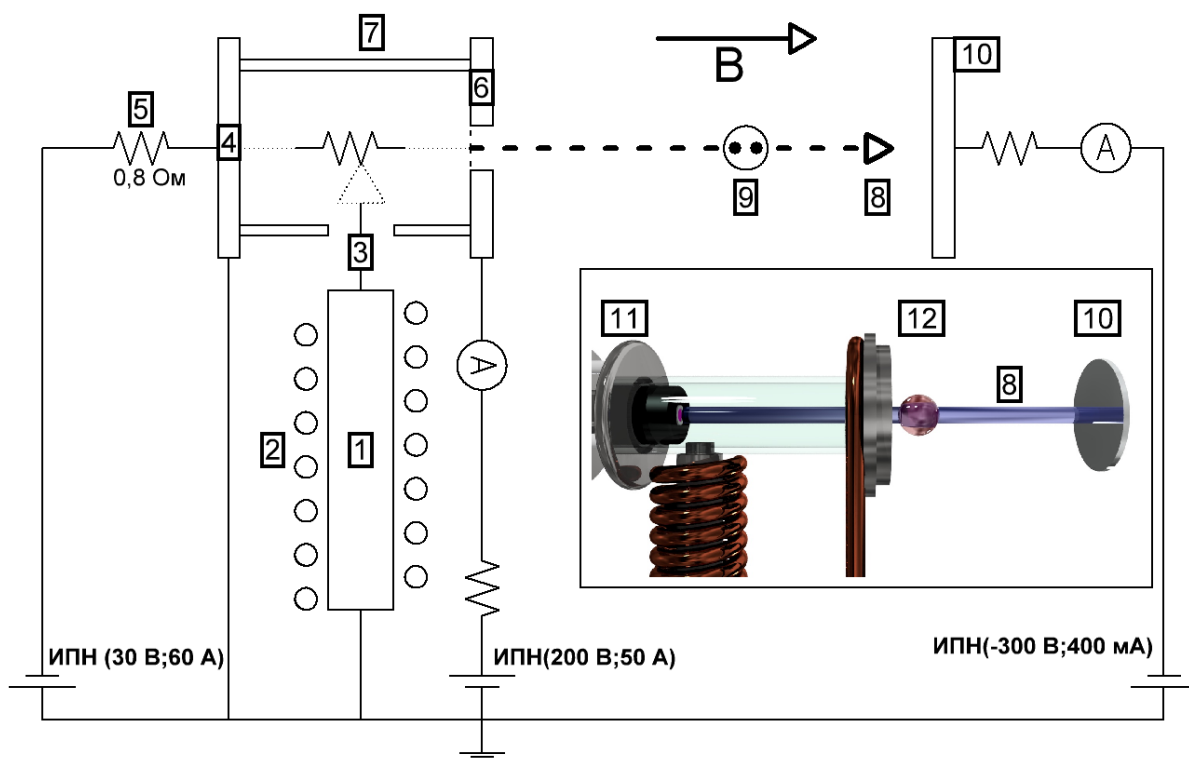


Рис. 3.1. Схема источника плазмы. 1 — тигель, 2 — индуктор, 3 — поток атомов свинца, 4 — термокатод ( $LaB_6$ ), 5 — карбид кремния (нагреватель катода), 6 — полый анод, 7 — кварцевый защитный экран, 8 — формируемый поток плазмы, 9 — двойной зонд Ленгмюра, 10 — коллектор, 11 — 3D модель основных узлов источника, 12 — область анализа оптического спектра излучения плазмы.

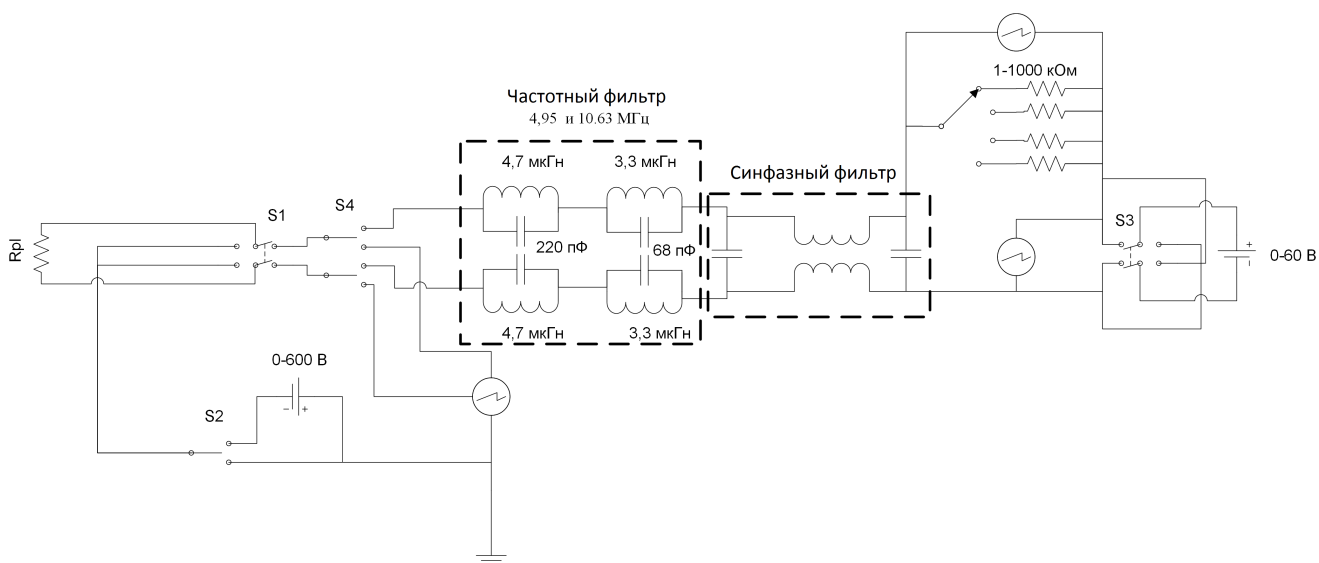


Рис. 3.2. Принципиальная электрическая схема зонда.

## 3.2. Исследование характеристик направленных плазменных потоков

Эксперименты проводились следующим образом. При остаточном давлении аргона на уровне  $1 \cdot 10^{-5}$  Торр осуществлялся нагрев термокатода и модельного вещества (весом около 20 г) в тигле. Увеличение концентрации модельного вещества в разрядном промежутке приводило к увеличению тока разряда и уменьшению разности потенциалов (при фиксированном значении мощности подогрева термокатода и разности потенциалов на источнике постоянного напряжения). Вольт-амперные характеристики разряда для двух концентраций ( $n_1$  (красная кривая)  $>$   $n_2$  (синяя кривая)) представлены на рисунке 3.3. Концентрация  $n_1$  соответствует мощности подогрева тигля 2,15 кВт, а концентрация  $n_2$  — 2 кВт. Разность потенциалов на источнике постоянного напряжения варьировалась в диапазоне от 30 В до 200 В. Индукция магнитного поля в объеме вакуумной камеры сепаратора поддерживалась на уровне 650 Гс.

В следующей стадии эксперимента путем варьирования мощности индукционного нагрева тигля устанавливался один из двух стационарных режимов: первый — разность потенциалов в разрядном промежутке  $\approx 30$  В, ток разряда 4,5 А, второй — 13 В и 5,2 А соответственно. В каждом из этих режимов проводилось исследование спектральных и зондовых характеристик потока плазмы, а также исследование вольт-амперной характеристики коллектора. Типичная экспериментально полученная ВАХ двойного зонда при разности потенциалов в разрядном промежутке 30 В представлена на рисунке 3.4. Характерный диаметр плазменной струи составлял около 10 мм. Измерения проводились на расстоянии 200 мм за анодом.

Обработка экспериментальных данных показала, что средняя температура электронов в плазменной струе при разности потенциалов между катодом и анодом 30 В и 13 В находилась в диапазонах 5–6 эВ и 1–2 эВ соответственно. При этом концентрация плазмы в обоих режимах находилась в диапазоне от

$10^{11} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

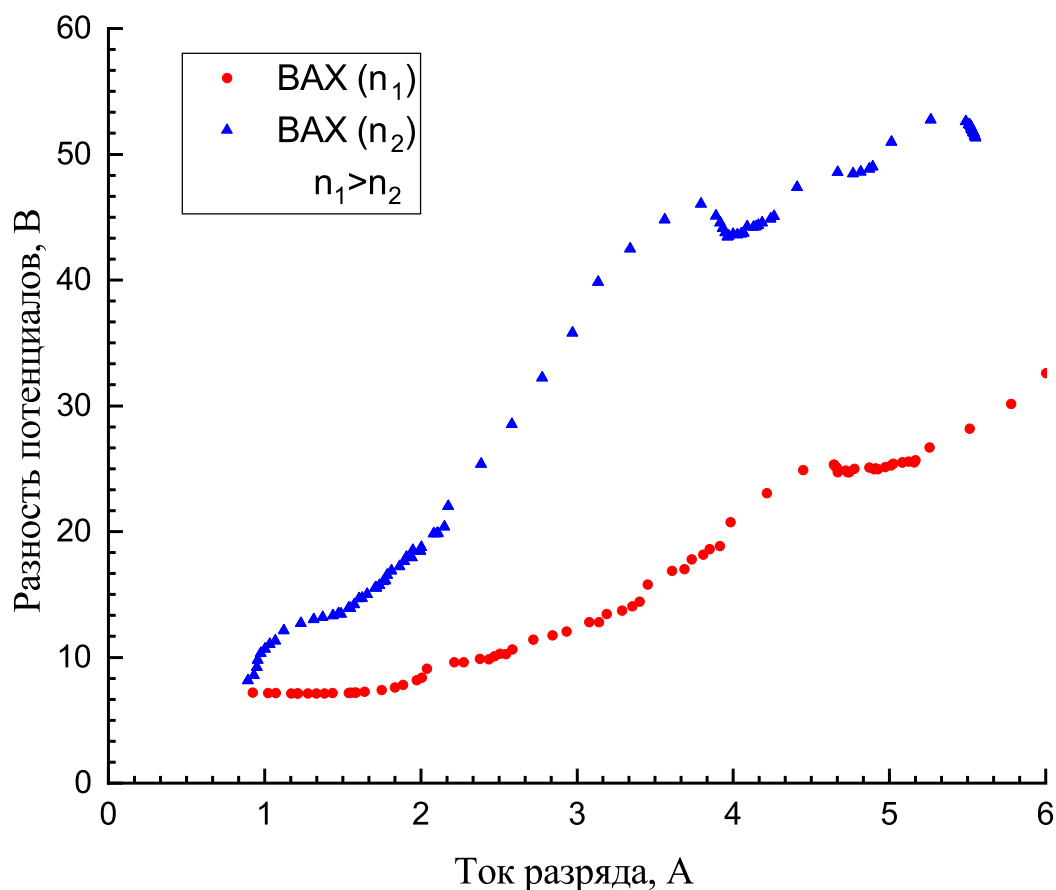


Рис. 3.3. Вольт-амперные характеристики разряда при концентрациях серебра  $n_1 > n_2$  и фиксированном накале термокатода.

Результаты спектральных исследований излучения потока плазмы в области за анодом (рисунок 3.5) показали наличие атомарных линий  $AgI$  и ионов кратности 1 ( $AgII$ ). Спектральных линий ионов большей кратности не было обнаружено.

Вольт-амперная характеристика коллектора при фиксированной разности потенциалов между термокатодом и анодом 13 В представлена на рисунке 3.6.

Аналогичная серия экспериментов была проведена со свинцом в качестве рабочего вещества. Средняя температура электронов в плазменной струе при 30 В и 13 В между катодом и анодом оказалась равной 6–7 эВ и 2–3 эВ соответственно. При разности потенциалов 30 В в межэлектродном промежутке в спектре излучения плазмы вблизи от анода были обнаружены ионы свинца

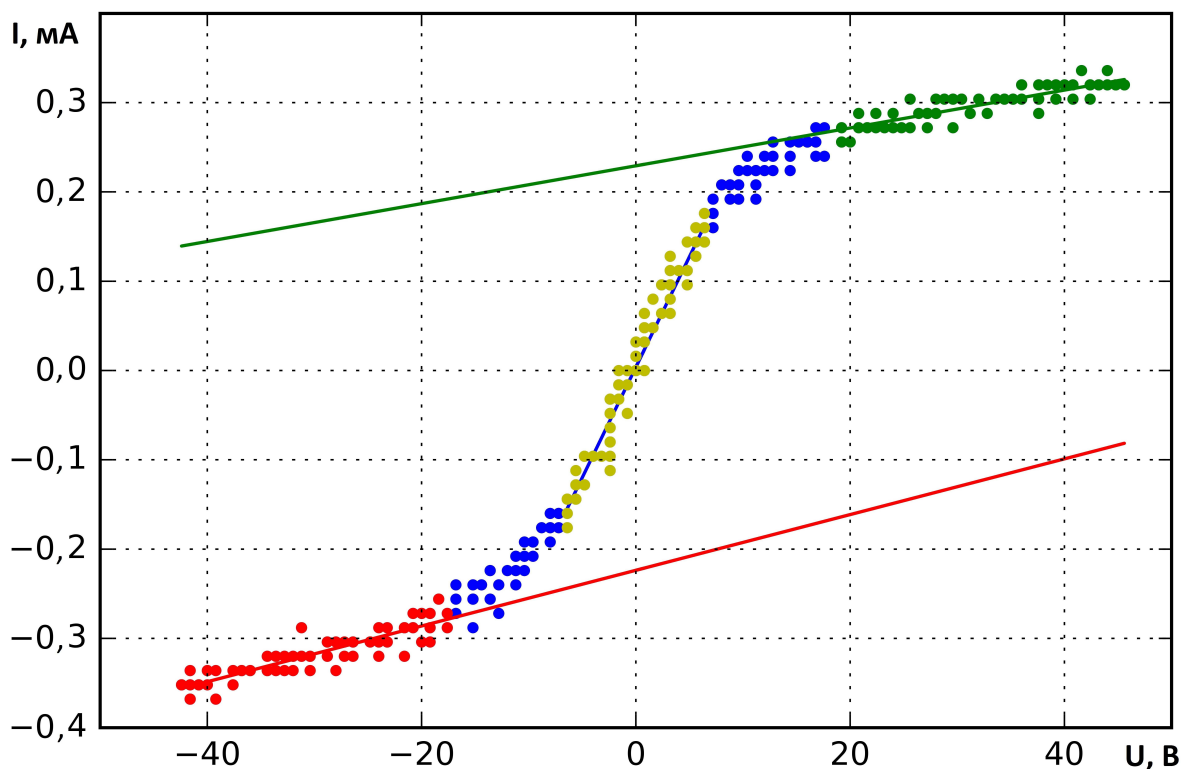


Рис. 3.4. Вольт-амперная характеристика двойного зонда. Разность потенциалов 30 В. Температура электронов около 5 эВ, а концентрация на уровне  $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

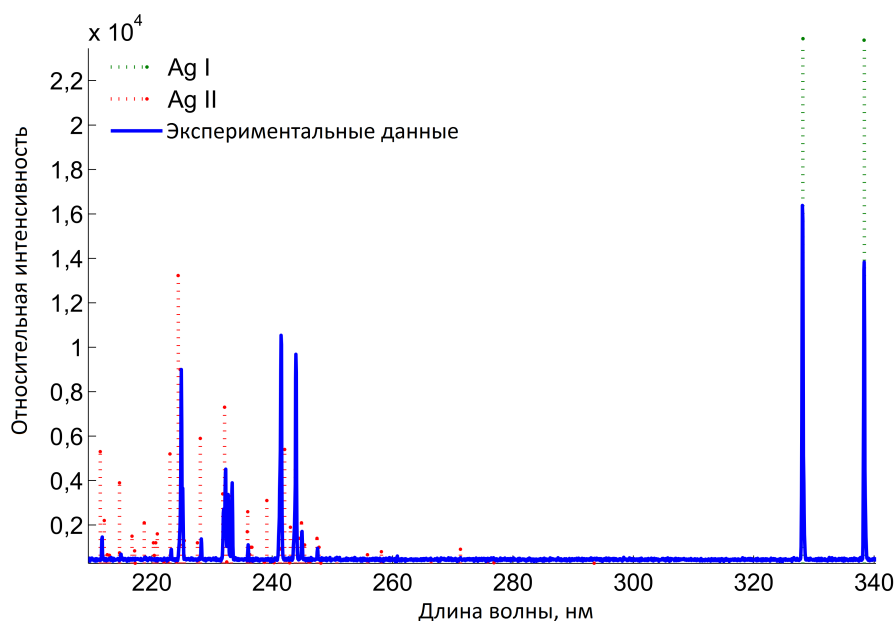


Рис. 3.5. Спектр излучения потока плазмы (синяя кривая). Разность потенциалов между катодом и анодом 30 В. Спектр регистрировался вблизи от анода на выходе из источника. Спектральные линии серебра (зелёные и красные пунктирные линии) были взяты из базы данных национального института стандартов и технологий (NIST).

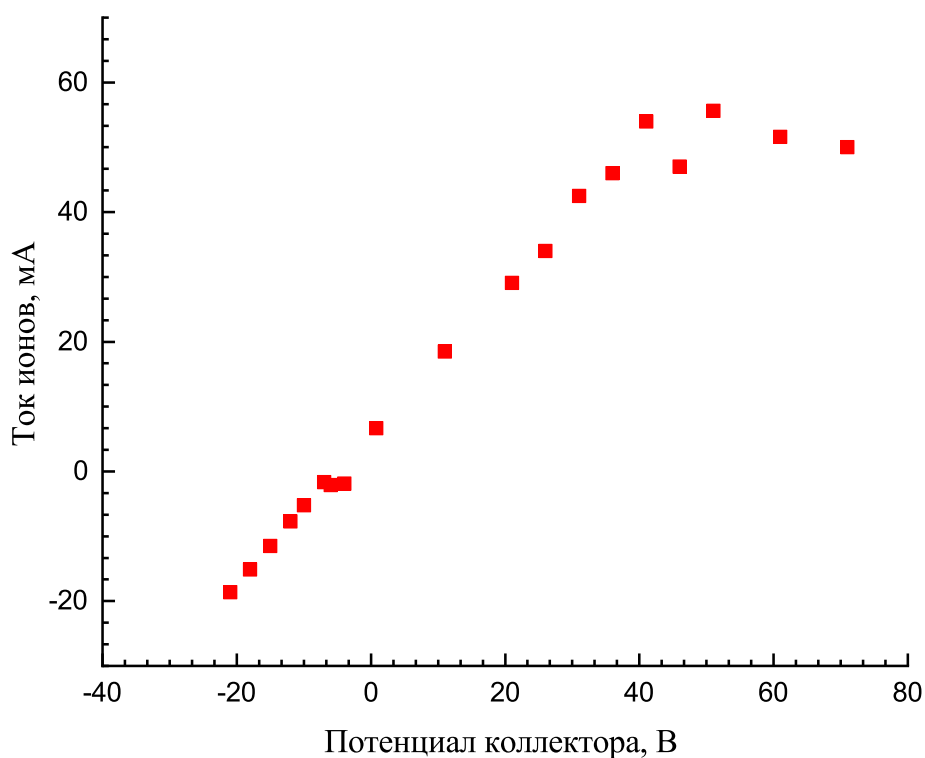


Рис. 3.6. Вольт-амперная характеристика коллектора. Разность потенциалов между катодом и анодом источника 13 В.

кратности 2 (потенциал ионизации около 15 эВ). Фотография источника плазмы во время работы представлена на рисунке 3.7.

Следует обратить внимание, что экспериментально полученные концентрации плазменной струи ( $10^{11}–10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) являются оптимальными для отработки метода плазменной сепарации. Роль буферной плазмы с замагниченными электронами в процессе плазменной сепарации является значительной. Во-первых, с ее помощью может быть решен вопрос компенсации объемного заряда потока разделяемых ионов, что, в отличие от электромагнитных методов, при сохранении энергетических затрат на приемлемом для пристанционной переработки уровне позволяет получить производительность, представляющую интерес с промышленной точки зрения. Во-вторых буферная плазма, находящаяся в магнитном поле, позволяет создать внутри своего объема требуемое для разделения веществ распределение электрического потенциала. Данная возможность возникает благодаря тому, что подвижность замагниченных электронов вдоль силовых линий магнитного поля значительно превосходит их подвижность по-

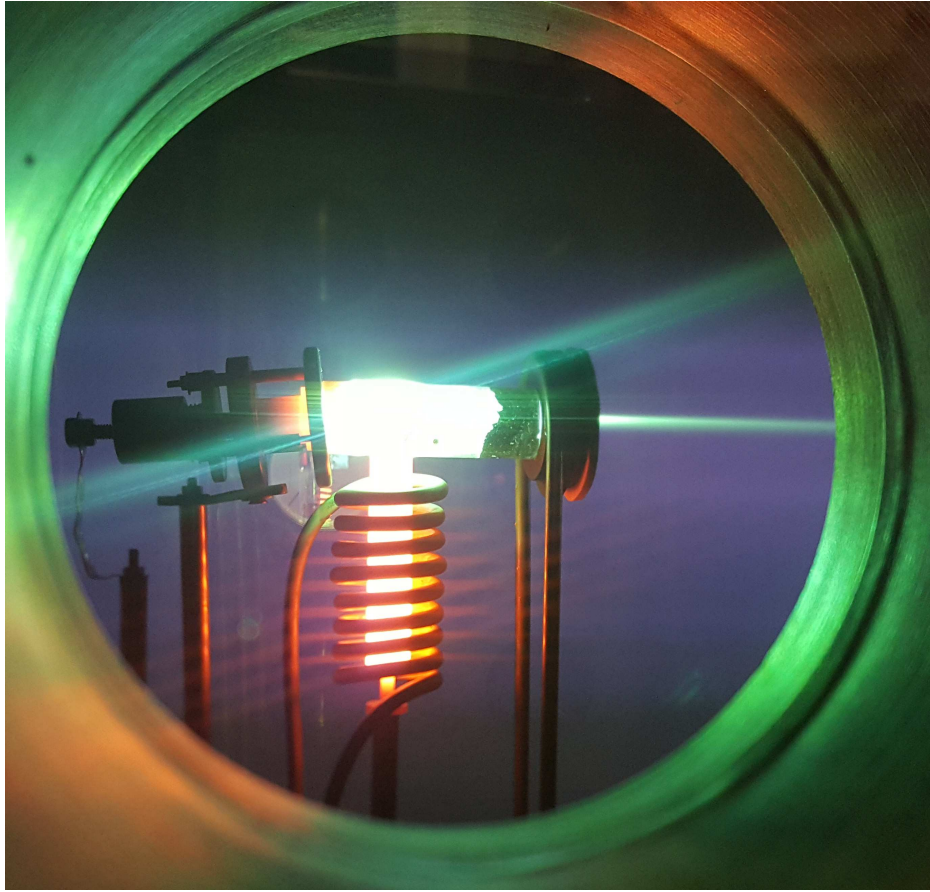


Рис. 3.7. Источник плазмы во время работы.

перек магнитного поля. Если в такую плазму погрузить электроды под одинаковыми потенциалами, то вдоль опирающейся на них магнитной силовой линии, потенциал электродов распространяется в плазменный объем [49; 50; 114]. Важным условием как для создания в буферной плазме электрического потенциала, так и для движения сквозь нее потоков сепарируемого вещества является отсутствие столкновений между частицами. Для условий, в которых может быть реализован метод плазменной сепарации, требование бесстолкновительности даст ограничение на концентрацию буферной плазмы  $n < 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (характерный размер объема, в котором осуществляется сепарация  $\approx 1 \text{ м}$ ). Во время процесса разделения распределение потенциала не должно искажаться плазменным потоком. Выполнение данного требования следует ожидать в условиях, когда концентрация в плазменной струе значительно меньше концентрации буферной плазмы. С другой стороны, чем больше концентрация плазмы в разделяемом потоке, тем больше производительность метода.



### 3.2.1. Степень ионизации и энергетический спектр

Не менее важным параметром с технологической точки зрения является степень ионизации потока плазмы. Исследование данной величины проводилось методом конденсационного зонда. На пути следования потока плазмы от источника к коллектору устанавливался металлический экран, который отводился при достижении источником плазмы исследуемых параметров (разности потенциалов, температуры тигля, термоэмиссии). Коллектор из зеркальной нержавеющей стали AISI 304 размещался на расстоянии 10 см от анода и представлял собой диск диаметром 30 мм и толщиной 1,5 мм. Поток плазмы (ионов свинца) осаждался на поверхность коллектора и при этом осуществлялась регистрация значения тока. Разность потенциалов между анодом и коллектором задавалась равной -30 В. Осаждение производилось в течении 10 минут. После остывания экспериментального узла коллектор извлекался из вакуумной камеры и взвешивался на аналитических весах (Ohaus 250D), точностью измерения до 10 мкг. Из соотношения количества принятых коллектором зарядов (регистрируемого тока ионов) и количества осажденных частиц делался вывод о степени ионизации потока плазмы. Таким образом при разности потенциалов между катодом и анодом около 22 В эффективность ионизации составила 130%, а при значении около 14 В около 95% соответственно. Полученные значения являются завышенными в силу следующих механизмов: вторичная электронная эмиссия, распыление, коэффициент конденсации отличный от 100% и наличие ионов кратности 2 при 22 В в разрядном промежутке (второй потенциал ионизации свинца  $Pb^{2+}$  15,0320 эВ). Измерение энергетического спектра ионов методом многосеточного зонда затруднено из-за высокой плотности тока ионов источника плазмы (до 100 мА/см<sup>2</sup>). Наличие магнитного поля и высокая атомная масса модельного вещества накладывают еще более строгие требования на систему сеток зонда. Таким образом, для минимизации влияния объемного заряда на исследуемый энергетический спектр необходимо обеспечить либо высокую разность потен-

циалов (4 кВ при межэлектродном промежутке 1 мм), либо малое расстояние между анализирующими сетками зонда (150 мкм при 300 В). Данные оценки были проведены согласно закону Чайлда-Ленгмюра для плоских электродов с поправкой на массу ионов свинца. Однако, оценка средней энергии потока ионов может быть проведена следующим образом. Средняя скорость потока может быть получена из соотношения для тока насыщения ионов при известной концентрации плазмы в потоке и гипотезе об однозарядности приходящих на коллектор ионов:

$$j_{ion} = n_{pl} e_{ion} \langle v_{ion} \rangle,$$

где  $j_{ion}$  — ток ионов, принимаемый коллектором,  $n_{pl}$  — концентрация плазмы в потоке,  $e_{ion}$  — заряд иона,  $\langle v_{ion} \rangle$  — средняя скорость потока ионов.

Подставив полученные в эксперименте значения для разности потенциалов между катодом и анодом в 13 В ( $n_{pl} = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $j_{ion} = 55 \text{ мА/см}^2$ ) получим, что средняя энергия ионов ( $\approx 13,5 \text{ эВ}$ ) приблизительно соответствует значению разности потенциалов между катодом и анодом (рабочее вещество серебро).

### 3.3. Конвертация смеси серебра и свинца в направленный поток плазмы

Были проведены эксперименты по исследованию режимов работы источника плазмы на смеси модельных веществ. Смесь серебра и свинца в виде порошка помещалась в тигель, который нагревался индукционно. Компоненты перемешивались в одинаковом массовом соотношении. В ходе экспериментов катодный узел был заземлен, а на охлаждаемом полом аноде поддерживался потенциал до 200 В. Варьирование мощности накала термокатода позволяло изменять количество электронов, инжектируемых в разрядный промежуток, а варьирование мощности накала тигля — количество инжектируемых атомов модельных веществ. Эксперимент проводился следующим образом. При остаточ-

ном давлении аргона на уровне  $1 \cdot 10^{-5}$  Торр осуществлялся нагрев термокатода и смеси модельных веществ. Магнитное поле было на уровне 650 Гс. Увеличение концентрации модельного вещества в разрядном промежутке приводило к увеличению тока разряда и уменьшению разности потенциалов (при фиксированном значении мощности подогрева термокатода и разности потенциалов на источнике постоянного напряжения). На пути распространения потока плазмы размещался коллектор, на котором поддерживался потенциал около -80 В относительно катода.

Первая серия экспериментов продемонстрировала, что при плавном нагреве тигля испарение веществ происходит последовательно, согласно зависимости значения давления насыщенных паров от температуры (Ag — 100 Па при 1569 К, Рb — 100 Па при 1229 К) [117]. На рисунке 3.8 представлены зависимости разности потенциалов между катодом и анодом, тока ионов, приходящего на коллектор, и мощности подогрева тигля от времени эксперимента. Данный график показывает, что для поддержания постоянной разности потенциалов между катодом и анодом (при использовании многокомпонентного плазмообразующего вещества), необходимо осуществлять подбор термограммы нагрева смеси в тигле, термограммы накала термокатода и сложным образом управлять разностью потенциалов на источнике постоянного напряжения, который поддерживает горение дугового разряда.

На рисунке 3.9 представлены результаты эксперимента, в котором нагрев смеси осуществлялся сложным образом. Представленный график подчеркивает возможность управления разностью потенциалов дугового разряда путем варьирования трех параметров: разности потенциалов источника постоянного напряжения, температуры тигля (давления насыщенных паров) и температуры термокатода (инжекция дополнительных электродов). Скачкообразное увеличение напряжения разряда при  $t \approx 450$  с вызвано преднамеренным увеличением разности потенциалов на постоянном источнике напряжения, поддерживающем разряд. На следующем временном участке  $t \approx 450 - 900$  с плавное увеличение

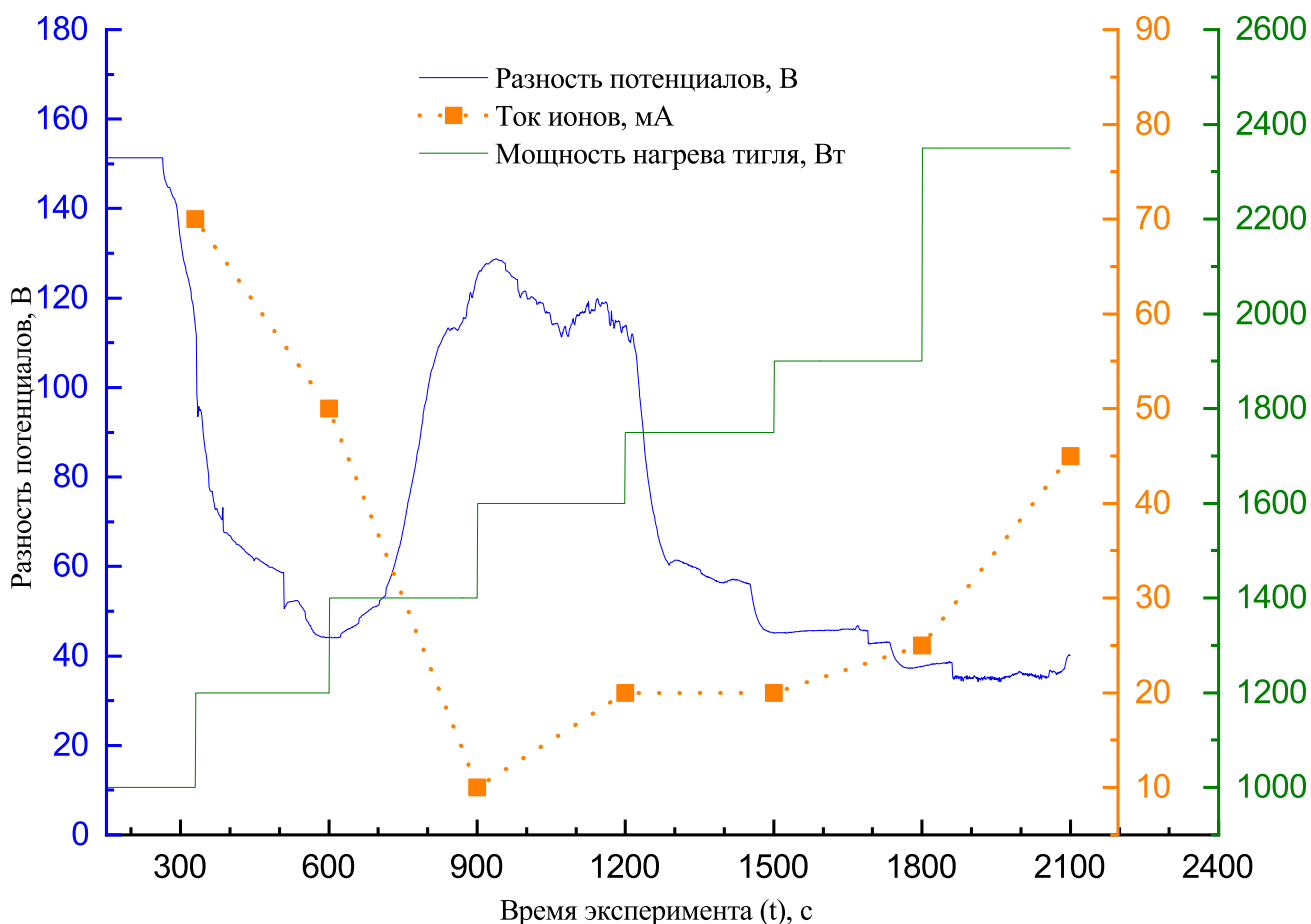


Рис. 3.8. Эксперимент с плавным увеличением мощности нагрева тигля. Плазмообразующее вещество — смесь серебра и свинца.

разности потенциалов между катодом и анодом вызвано уменьшением концентрации паров свинца в разрядном промежутке. При  $t \approx 900$  с мощность подогрева тигля была скачкообразно увеличена до 2 кВт, что привело к существенному снижению напряжения горения разряда. Далее при  $t \approx 900 - 1400$  с напряжение поддерживалось постоянным за счет управления мощностью нагрева термокатода (дополнительной инъекцией термоэлектронов). Стоит отметить, что варьирование количества инжектируемых в разрядный промежуток дополнительных электронов позволяет изменять атом-электронное отношение.

На рисунках 3.10 и 3.11 представлены результаты измерений интенсивности спектральных линий серебра ( $AgI$  328,2 нм,  $AgI$  521,1 нм,  $AgII$  462,1 нм,  $AgII$  540,1 нм) и свинца ( $PbI$  357,3 нм,  $PbI$  374,1 нм,  $PbII$  371,4 нм,  $PbII$  504,4 нм,  $PbIII$  385,5 нм,  $PbIII$  476,3 нм) вблизи анода соответственно.

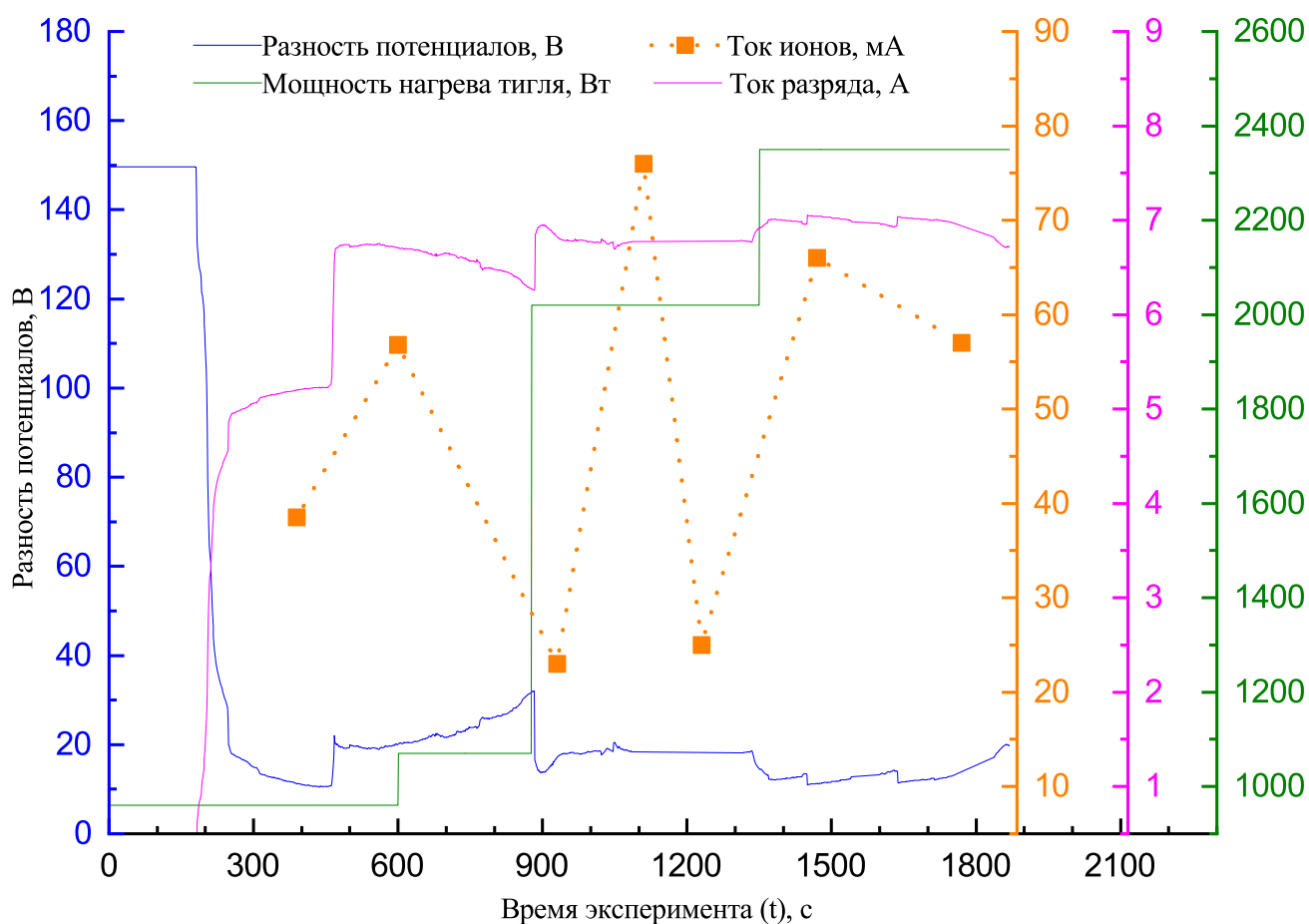


Рис. 3.9. Эксперимент со скачкообразным увеличением мощности нагрева тигля. Плазмообразующее вещество — смесь серебра и свинца. Увеличение разности потенциалов источника постоянного напряжения  $t \approx 450$  с. Увеличение напряжения горения разряда за счет уменьшения концентрации пара  $t \approx 450 - 900$  с. Управления напряжением горения разряда за счет термоэмиссии катода  $t \approx 900 - 1400$  с.

Из представленных графиков видно, что существуют режимы горения разряда, в которых в формируемом потоке плазмы были обнаружены только спектральные линии атомарных и однократно ионизированных атомов серебра и свинца. Полученные данные позволяют определить верхнюю границу напряжения горения разряда с точки зрения удовлетворения требования зарядового состава получаемого потока плазмы.

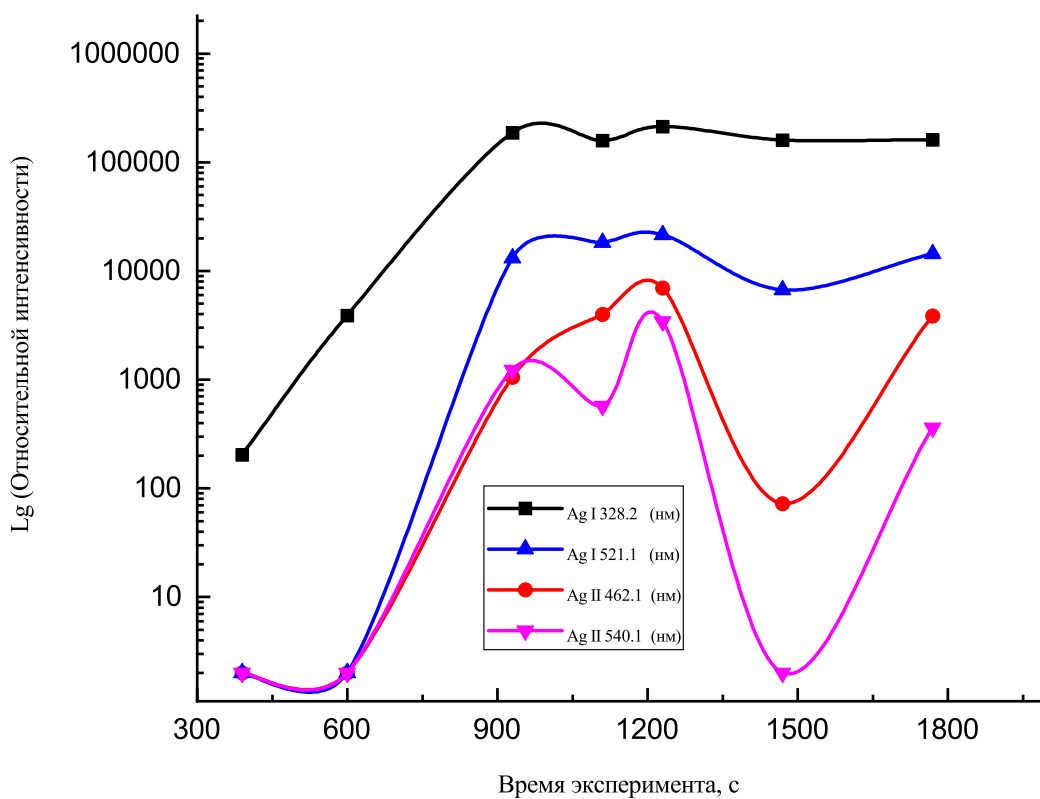


Рис. 3.10. Результаты измерения интенсивности спектральных линий серебра.

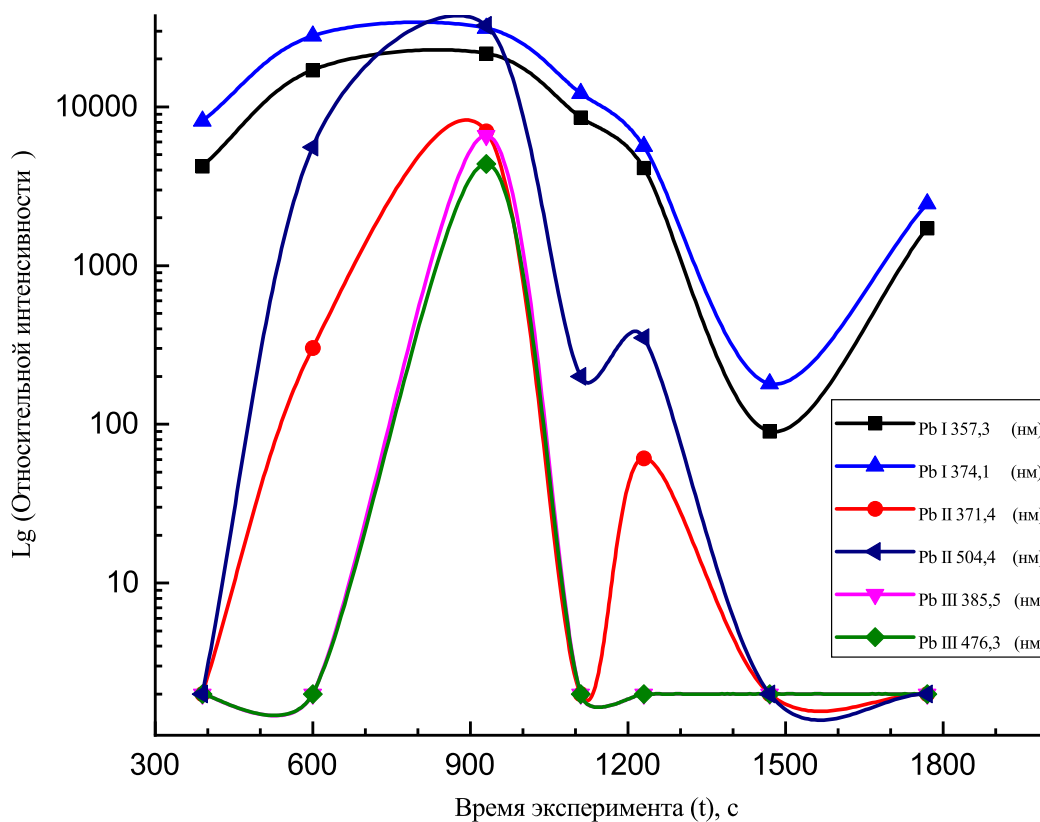


Рис. 3.11. Результаты измерения интенсивности спектральных линий свинца.

### 3.4. Выводы к третьей главе

В качестве выводов к главе можно выделить следующее. Были выполнены исследования параметров плазмы источника, инжектирующего разделяемые вещества в объем камеры сепарации. Была определена концентрация плазмы в потоке ( $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) и средняя энергия электронов (1–7 эВ). При этом плотность тока ионов достигала значения  $100 \text{ мА/см}^2$ . Были проведены эксперименты по определению степени ионизации плазмы. Полученные в ходе проведения эксперимента значения таких параметров как концентрация плазмы в потоке, ток ионов, регистрируемый коллектором, позволили произвести теоретические оценки средней энергии ионов. Было показано, что полученные значения средней энергии соответствуют разности потенциалов между катодом и анодом. Были получены ВАХ разряда при различных значениях концентрации модельных веществ в межэлектродном промежутке. Были проведены эксперименты на смеси модельных веществ ( $Pb + Ag$ ). Экспериментально подтверждено последовательное испарение веществ в соответствии с давлением насыщенных паров. Была продемонстрирована возможность управления разностью потенциалов в межэлектродном промежутке источника с помощью трех механизмов: разности потенциалов источника постоянного напряжения, концентрации модельного вещества, тока термоэмиссии катода. На основании исследования оптического спектра излучения потока плазмы были найдены режимы работы источника, в которых ионы кратности 2 и более не были зарегистрированы. Полученные данные о характеристиках диффузного дугового разряда в магнитном поле в парах свинца и серебра представляют не только фундаментальный, но и практический интерес. Они позволили сделать вывод о возможности использования данного механизма генерации плазмы для задач экспериментальной отработки метода плазменной сепарации ОЯТ.

# Исследование влияния радиального электрического поля отражательного разряда на распространение инжектируемого потока плазмы свинца

Одной из важных задач для разрабатываемого сегодня метода плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива является создание распределения электрического потенциала в буферной плазме при наличии магнитного поля. Это необходимо для пространственного разделения и компенсации объемного заряда ионизированных потоков веществ различных масс, инжектируемых вдоль силовых линий магнитного поля в буферную плазму. Инжекция вдоль силовых линий магнитного поля является одним из возможных путей ввода смеси разделяемых элементов, который приводит к сепарации [116]. Инжекция потока плазмы может приводить к искажению электрического потенциала, а электроды формирующие плазменный поток и требуемый электрический потенциал конкурируют друг с другом в плазменном объеме, поэтому данная задача является нетривиальной.

В настоящей главе и работе [121] приведены результаты исследования взаимного влияния потока плазмы свинца, моделирующего тяжелую компоненту ОЯТ, и аргоновой плазмы отражательного разряда.

### 4.1. Описание эксперимента

Схема экспериментальной установки и схема используемого источника плазмы приведена на рисунке 4.1. Подробное описание источника плазмы приведено в главе 3. Вакуумная камера представляет собой цилиндр диаметром 80 см и



длиной 200 см. Предельное давление остаточных газов до  $10^{-5}$  Торр. Магнитного поле, формируемое катушками Гельмгольца, до 2 кГс. Буферная плазма отражательного разряда инициировалась в атмосфере аргона с помощью системы торцевых электродов и заземленной обечайки вакуумной камеры. Струя свинцовой плазмы генерировалась при помощи источника плазмы, ось которого размещалась на расстоянии около 17 см от оси отражательного разряда и была параллельна ей. Коллекторы размещались на расстоянии 54 см от полого анода и представляли собой систему из 5 электродов (см рис. 4.1). Диаметр центрального коллектора 20 мм, а внешний диаметр всей системы 40 мм. Данная система была предназначена прежде всего для диагностики ионного тока, поэтому на электродах коллекторов поддерживался потенциал -50 В, заведомо позволяющий отсечь электронную компоненту потока плазмы. Такое значение было выбрано в связи с тем, что согласно зондовым измерениям, температура электронов в условиях экспериментов не превышала 7 эВ, а характерное напряжение на разрядном промежутке источника плазмы в установившемся режиме принимало значение около 18 В. Измерения распределения электростатического потенциала плазмы выполнялись с помощью метода плавающего зонда, который мог перемещаться вдоль радиуса вакуумной камеры и располагался на расстоянии 34 см от анода источника плазмы.

Эксперименты проводились в атмосфере буферного газа аргона при давлении  $4 \cdot 10^{-4}$  Торр. Характерное значение магнитного поля составляло  $\approx 1.3$  кГс. Вначале в буферном газе инициировался отражательный разряд. Напряжение на торцевых электродах -1,2 кВ (ток разряда 200-450 мА). Затем включался источник свинцовой плазмы и выводился на стационарные параметры (напряжение между катодом и анодом 18 В при токе разряда 14 А). В результате формируется суперпозиция аргоновой буферной плазмы (концентрация  $\approx 10^{10}$  см $^{-3}$ ) и вытекающего из источника потока свинцовой плазмы (концентрация  $\approx 10^{12}$  см $^{-3}$ ). Стоит отметить, что на внешней поверхности полого анода размещался диэлектрик. Его присутствие позволило уменьшить влияние анода

на распределение электрического потенциала в плазменном объеме.

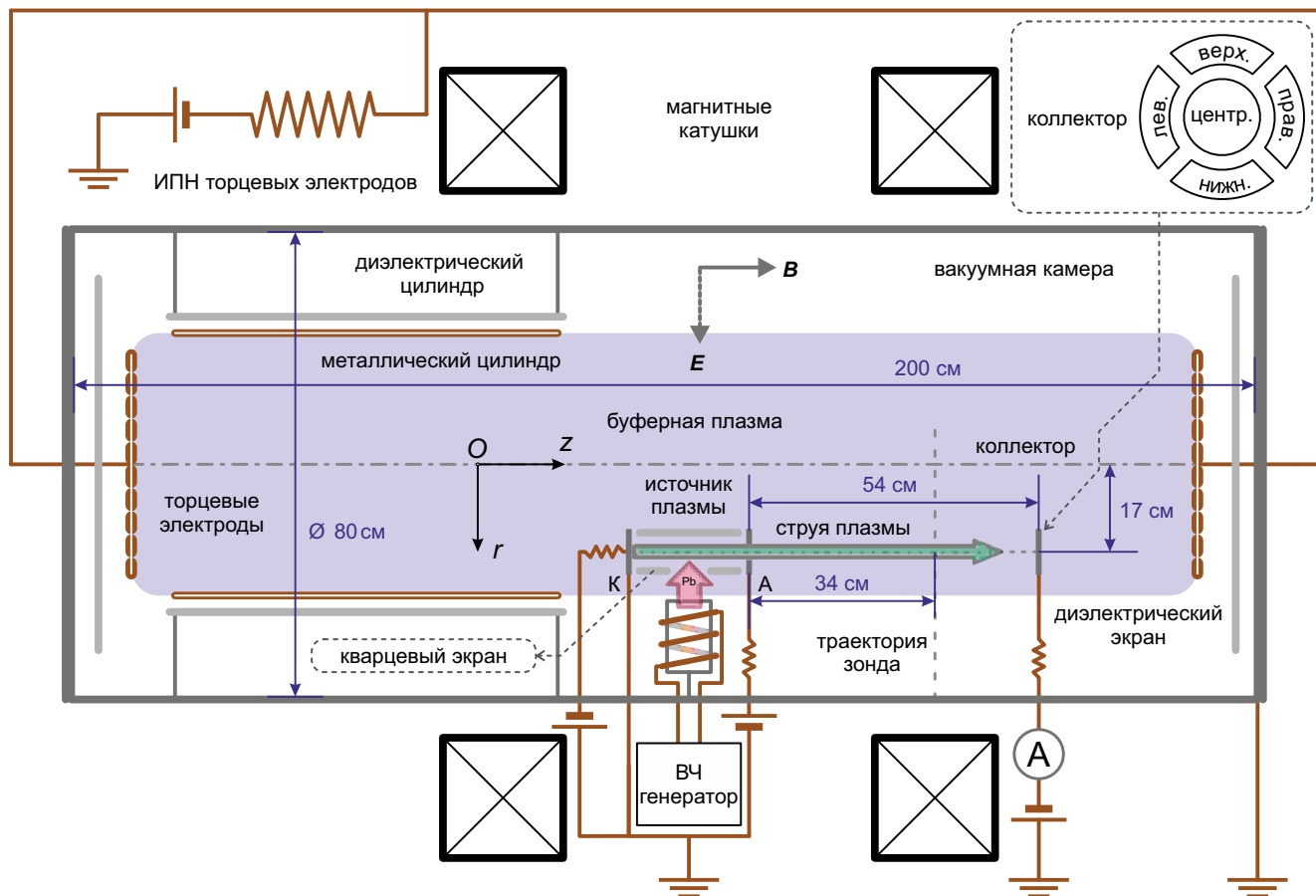


Рис. 4.1. Схема экспериментального стенда.

## 4.2. Распределение электростатического потенциала

На рисунке 4.2 представлены результаты измерения радиального распределения электрического потенциала в плазменном объеме как для случая функционирования только отражательного разряда, так и для случая одновременного существования плазмы отражательного разряда и плазмы из источника. Регистрация данных осуществлялась осциллографом TDS 2024 Tektronix в режиме самописца. Из рисунка 4.2 видно, что поток свинцовой плазмы оказывает значительное влияние на распределение потенциала, причем вдоль оси источника плазмы воспроизводится потенциал катода, а электрическое поле вблизи источника достигает значения около 16 В/см (см. рис. 4.2). При отключенном

источнике плазмы характерное электрическое поле в объеме отражательного разряда составляло 80 В/см.

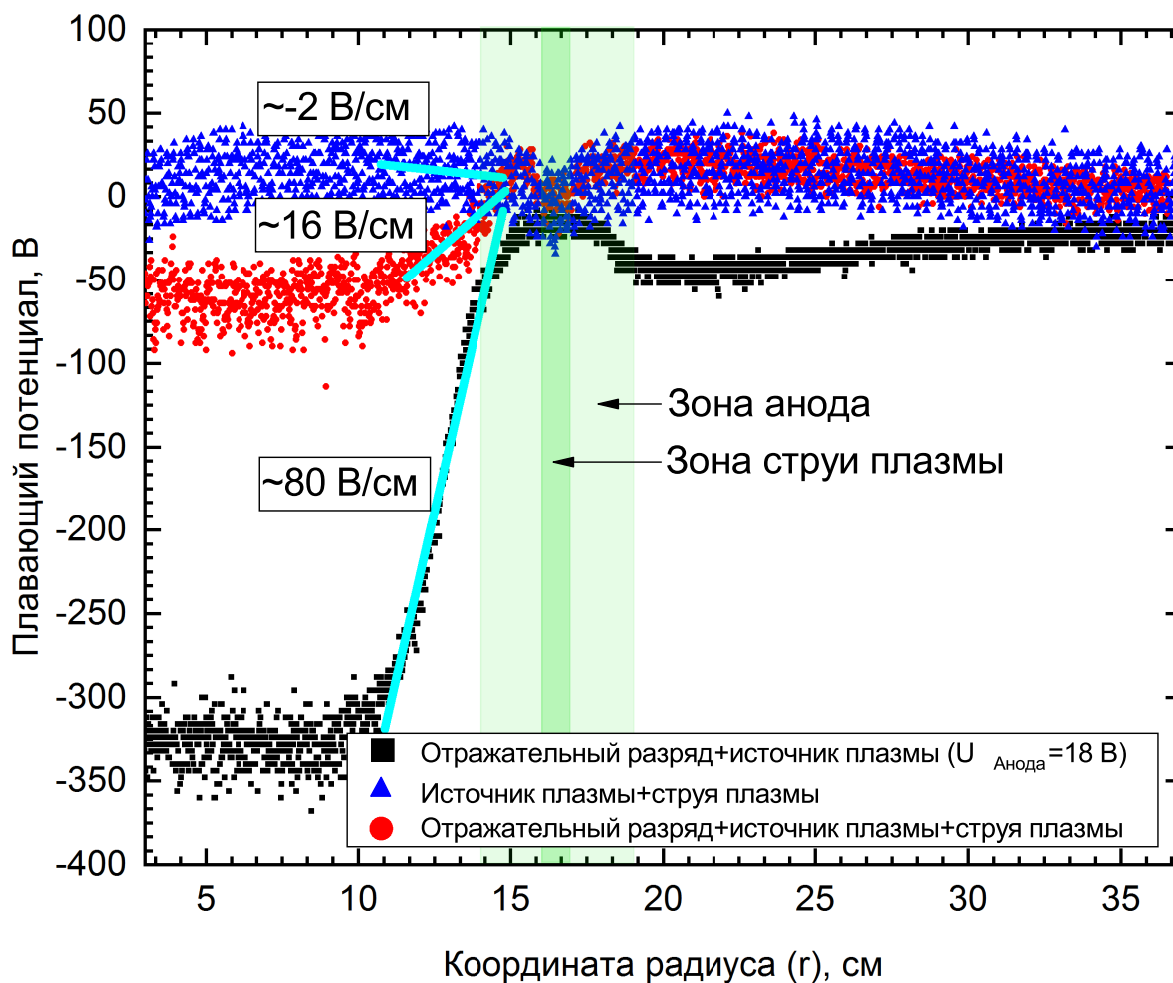


Рис. 4.2. Радиальное распределение электростатического потенциала при совместной работе отражательного разряда и источника плазмы ( $r = 0$  совпадает с осью симметрии экспериментальной установки).

Электрическое поле вблизи от оси источника в отсутствие отражательного разряда было около -2 В/см. Представленные данные получены в результате одиночного сканирования вдоль радиуса. Разброс значений потенциала связан с флуктуациями исследуемого объекта. Стоит подчеркнуть, что измеренное усредненное значение профиля потенциала обладает хорошей воспроизводимостью.

### 4.3. Распространение плазменной струи в буферной плазме с пространственным распределением потенциала

Следующий экспериментальный шаг был посвящен исследованию влияния потенциала, воспроизводимого в плазменном объеме, на поток свинцовой плазмы. В качестве параметра, который позволял контролировать изменения потока, был принят ионный ток, измеряемый пятиэлектродным коллекторным блоком (см. рис. 4.1).

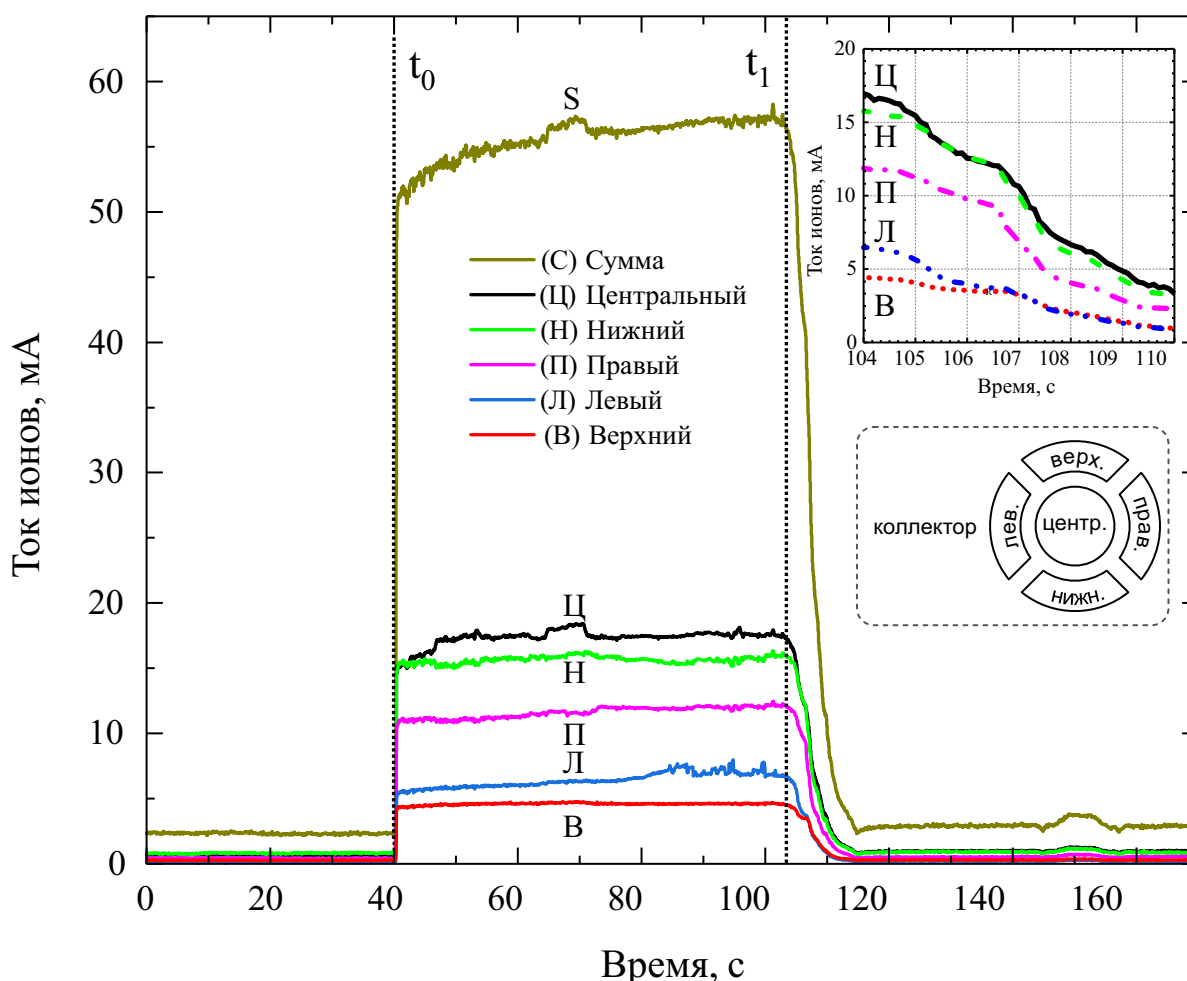


Рис. 4.3. Распределение тока ионов, приходящего на систему коллекторов во время эксперимента.  $t_0$  — отключение отражательного разряда (электрического поля).  $t_1$  — инициация отражательного разряда. В правой части рисунка более детально отображен момент инициации отражательного разряда.

В экспериментах была реализована следующая последовательность дей-

ствий:

- до момента времени  $t_0$  плазма представляет собой суперпозицию плазм источника и отражательного разряда, как это описано выше. При этом суммарный ионный ток, фиксируемый на блоке коллекторов не превышал 3 мА (см. рис. 4.3)
- в момент  $t_0$  отражательный разряд отключался, в следствии чего пропало электрическое поле вблизи струи свинцовой плазмы и фиксируемый суммарный ток на коллекторах составлял 56 мА.
- в момент времени  $t_1$  снова был инициирован отражательный разряд. Для этого в течение 10 с напряжение на торцевых электродах плавно выводилось на значение, соответствующее параметрам разряда до момента времени  $t_0$  (-1,2 кВ). Суммарный ионный ток, регистрируемый на коллекторах, вновь опускался до значений, не превышающих 3 мА. В процессе включения отражательного разряда и создания электрического поля вблизи струи свинцовой плазмы перераспределения тока между электродами коллекторного блока не происходило (см. рис. 4.3). Было отмечено синхронное уменьшение тока на каждом из электродов коллекторного блока. Это свидетельствует о том, что при включении отражательного разряда струя свинцовой плазмы не отклоняется как целое, а ее концентрация ионов постепенно спадает.

Необходимо подчеркнуть, что в ходе экспериментов были также выполнены калибровочные измерения. Они показали, что суммарный ток, поступающей на коллекторы из плазмы только отражательного разряда (в отсутствии свинцовой плазмы источника), не превышал 1 мА. Поэтому при интерпретации результатов эксперимента вкладом токов из отражательного разряда на коллекторы пренебрегалось. В ходе исследований было отмечено, что при уменьшении тока отражательного разряда с 450 мА до 250 мА, т.е. при уменьшении концентрации

буферной плазмы, эффект влияния электрического потенциала, создаваемого в плазменном объеме за счет торцевых электродов ослаблялся (суммарный ток на коллекторный блок увеличивался с 3 мА до 8 мА).

#### **4.4. Сопряжение источника плазмы и заданного распределения потенциала**

Не менее важным с технологической точки зрения является вопрос о сопряжении источника плазмы и заданного распределения потенциала, обеспечивающего разделение элементов. Сопряжение в данном случае означает минимизацию влияния источника плазмы на параметры буферного разряда и пространственное распределение потенциала в нем. Для экспериментального определения оптимальной для разделения элементов координаты радиуса размещения источника необходимо обеспечить гальваническую развязку всех узлов источника и возможность его перемещения вдоль радиуса. Так как в рамках концепции плазменного разделения с потенциальной ямой потенциалы внутри камеры принимают значения до нескольких сотен вольт, то была реализована гальваническая развязка всех узлов источника до напряжения 1 кВ.

Не менее актуальной задачей является обеспечение необходимого для вытягивания разделяемых элементов градиента потенциала вблизи плазменной струи. Данная задача является не очевидной в силу того, что потенциал анода выше потенциала катода. Это приводит к образованию потенциальной ямы для ионов струи плазмы. Для определения конфигурации, которая позволяет минимизировать данный эффект были проведены исследования влияния материала внешней поверхности полого анода на распределение потенциала внутри камеры сепарации. В рамках исследований были проанализированы следующие конфигурации: диэлектрик, металлическая пластина (плавающий потенциал), металлическая пластина (потенциал анода), металлическая пластина (потенциал коллектора).

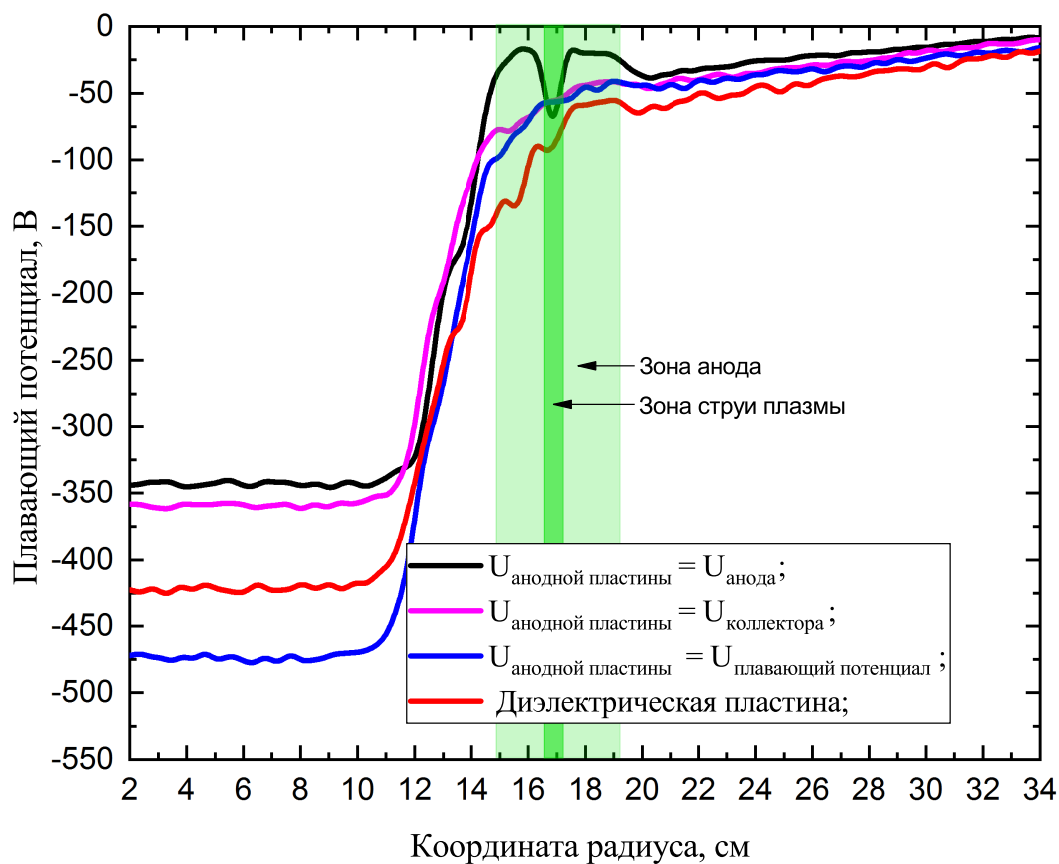


Рис. 4.4. Влияние материала внешней поверхности полого анода на радиальное распределение потенциала. Потенциал катода -300 В. Потенциал коллектора -350 В. Разность потенциалов между катодом и анодом 20 В.

В данных экспериментах слаботочный разряд (ток разряда от 10 — 40 мА) инициировался в атмосфере буферного газа (аргона) ( $4 \cdot 10^{-4}$  мТорр). Потенциал катода принимал значение -300 В, а потенциал анода относительно катода в двух сериях экспериментов принимал значения 20 В (-280 В) и 100 В (-200 В), соответственно. Отражательный разряд инициировался с помощью торцевых электродов (потенциал -1,2 кВ). На рисунках 4.4 и 4.5 приведены результаты исследования потенциала плазмы в описанных конфигурациях.

Из рисунков 4.4 и 4.5 видно, что наименьшее экранирование плазменной струи достигается при размещении на внешней поверхности анода диэлектрического материала и металлической пластины, принимающей плавающий потенциал. Также при размещении диэлектрика обеспечивается минимизация влияния конструкции источника на распределения потенциала в отражательном

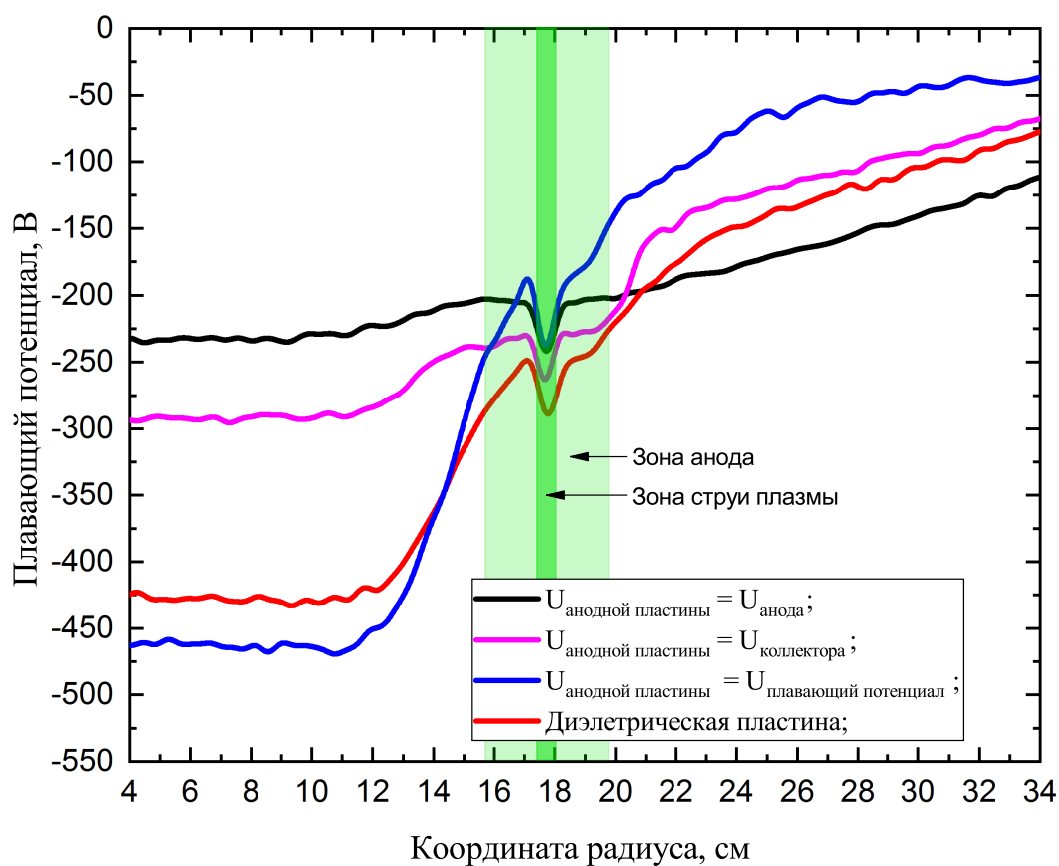


Рис. 4.5. Влияние материала внешней поверхности полого анода на радиальное распределение потенциала. Потенциал катода -300 В. Потенциал коллектора -350 В. Разность потенциалов между катодом и анодом 100 В.

разряде. Ключевое различие между двумя рисунками заключается в том, что увеличение концентрации плазмы в струе приводит к эффективному воспроизведению потенциала анода и термокатода (струи плазмы), который находится под потенциалом -300В.

#### 4.5. Выводы к четвертой главе

Экспериментально была продемонстрирована возможность отклонения потока плазмы свинца, инжектируемого вдоль силовых линий магнитного поля в объем, занимаемый буферной аргоновой плазмой отражательного разряда. Был установлен вполне ожидаемый факт, что присутствие источника плазмы оказывает влияние на распределение электростатического потенциала вдоль силовых линий магнитного поля вблизи источника в соответствии с его геометрическими



характеристиками и потенциалами электродов. Однако, кроме этого было установлено, что при генерации струи свинцовой плазмы электрический потенциал искажается во всем объеме плазмы с замагниченными электронами, причем сам объем заметно превосходит по размерам габариты источника и диаметр плазменной струи.

При увеличении тока отражательного разряда (т.е. увеличении концентрации буферной плазмы) увеличивается число отклоненных ионов свинца. Электрическое поле, создаваемое в отражательном разряде, не проникает вглубь струи свинцовой плазмы, генерируемой источником. Тем не менее оно существует на обращенной к оси камеры поверхности струи. Это поле вытягивает из струи ионы по всей длине. Покидая струю они компенсируют объемный заряд электронов отражательного разряда в её окрестности. Это приводит к тому, что в данную область увеличивается ток электронов из центральной (осевой ( $r = 0$ )) части отражательного разряда. Этот ток ограничен, во-первых, эмиссионной способностью торцевых электродов, а, во-вторых, проводимостью плазменного промежутка поперек магнитного поля. При выходе на насыщение данный ток больше не может компенсировать поток ионов из струи свинцовой плазмы. В результате распределение объемного заряда в плазменном объеме изменяется и пространственный профиль электрического потенциала искажается. Следовательно, для отклонения плазменной струи большей концентрации в заданном потенциале необходимо увеличить эмиссию электронов в плазменный объем (увеличить ток отражательного разряда), например, организовав дополнительную термоэлектронную эмиссию на торцевых электродах, а также поднять проводимость плазмы за счет увеличения ее концентрации.

Полученные результаты позволяют сделать новый шаг на пути создания физических основ технологии плазменной переработки ОЯТ и/или РАО.

# Исследование эффективности осаждения и адгезионных свойств свинцовых покрытий

С точки зрения процесса плазменной сепарации важными параметрами являются эффективность осаждения разделённых веществ (т.е. вероятность конденсации частицы на подложку при первом взаимодействии) и адгезионные свойства получаемых на коллекторах покрытий. Необходимость избежать потерь вещества требует обеспечить условия, при которых эффективность осаждения будет близкой к 100% или создать такую геометрию коллекторов, при которой возврат разделённых веществ в камеру сепарации будет минимальным. Знание адгезионных свойств позволит подобрать эффективный технологический процесс удаления покрытий с подложек. Результаты исследования этих параметров представлены в данной главе и работах [26; 28].

### 5.1. Эффективность осаждения

Предложенная концепция плазменной сепарации [51; 115; 116] подразумевает, что энергии осаждаемых на коллекторы частиц будут малы. В основу данной части работы была положена гипотеза о том, что кинетика взаимодействия с подложкой низкоэнергетичных ионов близка к кинетике нейтральной компоненты пара с тепловой энергией. Исходя из этого предположения, нанесение исследуемых покрытий в экспериментах осуществлялось с помощью потока нейтральных атомов.

Стоит отметить, что согласно литературным источникам, при низких энергиях частиц (до нескольких эВ), осаждаемых на подложку, переиспарение происходит равновероятно во всё полупространство и не зависит от угла падения частицы на поверхность, а наибольшая эффективность конденсации до-

стигается при взаимодействии с поверхностью, состоящей из материала напыляемого покрытия при температурах близких к температурам жидкого азота (-195.75 °C) [122; 123].

Для исследования эффективности осаждения модельного вещества на различные подложки была разработана схема эксперимента, суть которой заключается в том, что коллимированный пучок пара, попадая в пространство между двумя плоскими дисками, спустя определённое число соударений конденсируется на верхнем или на нижнем диске (схема эксперимента представлена на рисунке 5.1). Диаметр дисков должен быть много больше расстояния между ними и много больше диаметра входного отверстия. При этом, длина свободного пробега частиц пара должна быть много больше диаметра входного отверстия. Выполнение данных геометрических соотношений необходимо для того, чтобы пар мог многократно отражаться от поверхностей дисков, и напыление покрытий осуществлялось в молекулярном режиме. Из соотношения профилей покрытий на поверхности отраженного осаждения (обозначение 3 на рисунке 5.1) и поверхности прямого осаждения (обозначение 2 на рисунке 5.1) при помощи описанной далее численной модели можно сделать вывод о численном значении эффективности конденсации.

Эксперимент проводился следующим образом. В вакуумной камере с остаточным давлением воздуха на уровне  $2 \cdot 10^{-5}$  Торр осуществлялся нагрев свинца внутри испарительной ячейки до 950 °C. Пучок нейтральных атомов коллимировался и направлялся через отверстие диаметром 1,1 мм в пространство (рис. 5.1 и 5.2) между дисками из исследуемого материала (нержавеющей стали или углерода). Расстояние между дисками было равно 3,9 мм. Напыление осуществлялось около 30 минут. После остывания узлов установки образцы извлекались из вакуумной камеры и направлялись на анализ. В начальной стадии эксперимента исследуемая подложка подвергалась очистке ионами буферного газа в тлеющем разряде.

Профили толщин пленок анализировались методом растровой электрон-

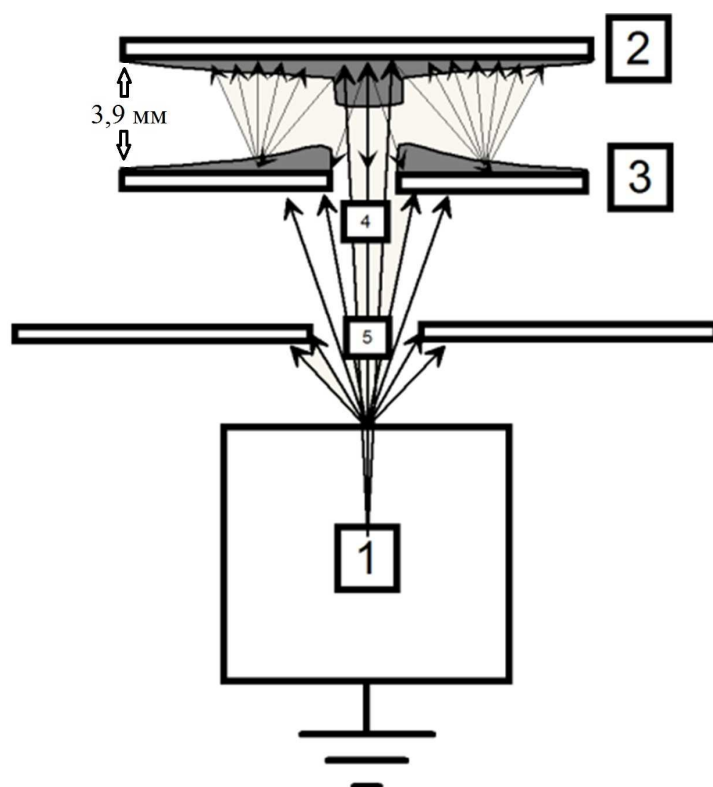
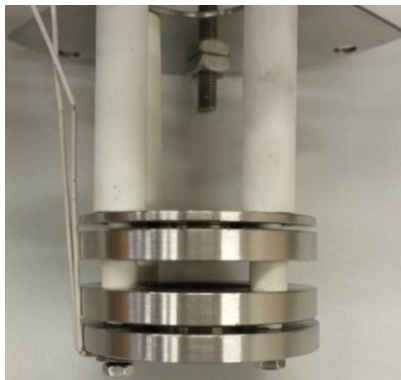


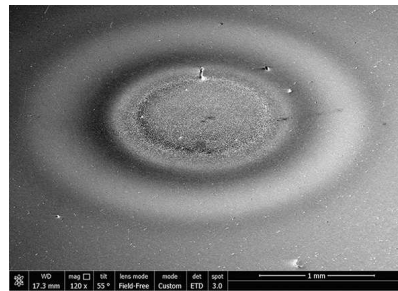
Рис. 5.1. Схема эксперимента: 1 – испаритель, 2 – исследуемый образец (поверхность прямого осаждения), 3 – исследуемый образец (поверхность отраженного осаждения), 4 и 5 – коллимационные отверстия.

ной микроскопии. Результаты эксперимента, в котором в качестве изучаемой подложки была нержавеющая сталь (Aisi 304) представлены на рисунках 5.3 и 5.4.

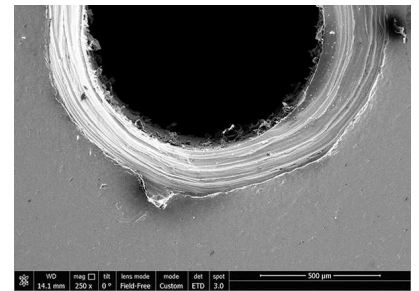
Из рисунка 5.3, а видно, что на поверхности прямого осаждения образуются агломерации размером до 2 мкм. При этом в местах прямого осаждения потока обнаруживаются места, в которых толщина покрытия находится на уровне 850 нм (рис. 5.3, б). Представленные на рисунке 5.3, б размеры толщины покрытия необходимо делить на  $\sin 55^\circ \approx 0,82$  т.к. исследуемая поверхность размещалась под углом  $55^\circ$  к диагностирующему пучку электронов. При сканировании образца от центра прямого осаждения потока к периферии было обнаружено, что размер агломераций уменьшается вдоль радиуса диска и падает до 20 нм. При этом расстояния между центрами агломераций становятся больше размера самих образований (рис. 5.3, в).



(a)

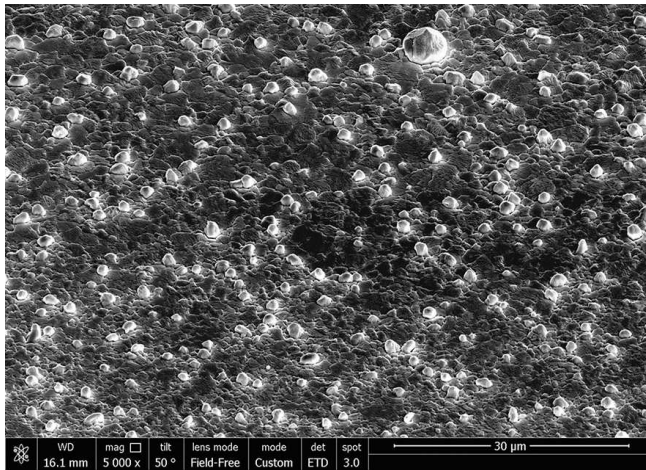


(б)

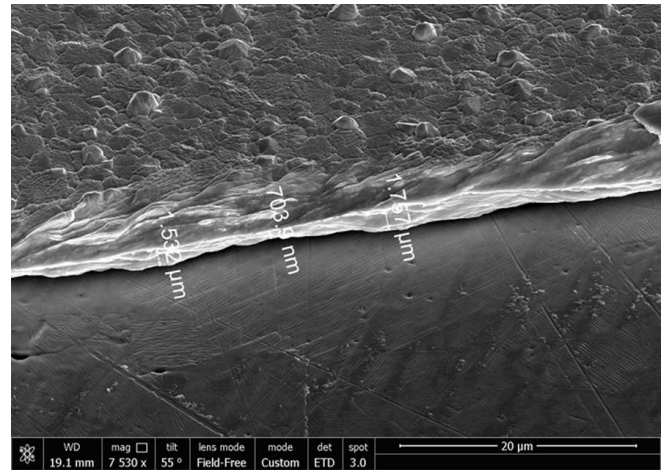


(в)

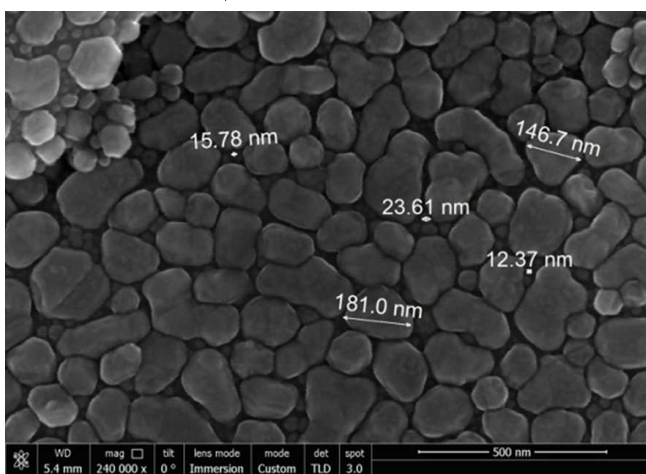
Рис. 5.2. *a* – Держатель образцов, *б* – Поверхность прямого осаждения (Aisi 304), *в* – Поверхность отраженного осаждения (Aisi 304).



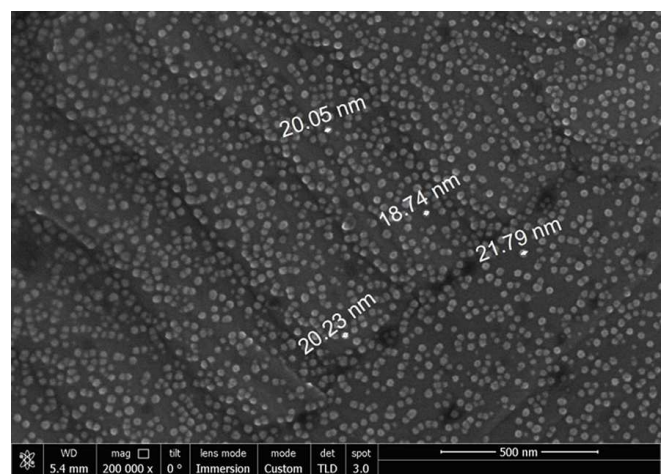
(a) Поверхность плёнки прямого осаждения. Наблюдаются агломерации до 2 мкм (обозначение 2 на рисунке 5.1, Aisi 304).



(б) Профиль плёнки в области прямого осаждения. Угол наклона образца в микроскопе 55 градусов к диагностирующему пучку.

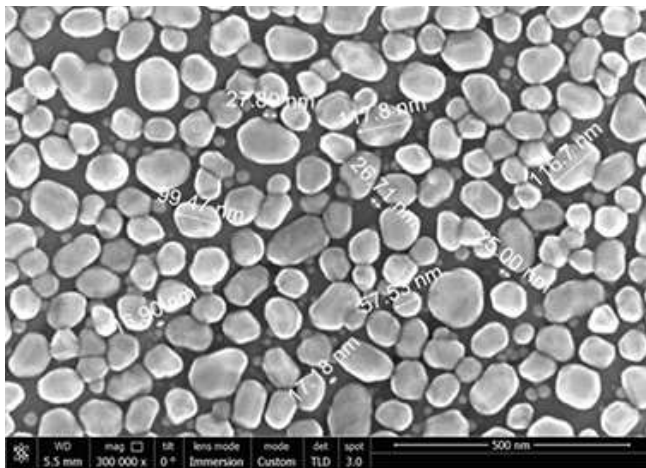


(в) Поверхность плёнки в переходной области (дважды переиспаренное и прямое осаждение).

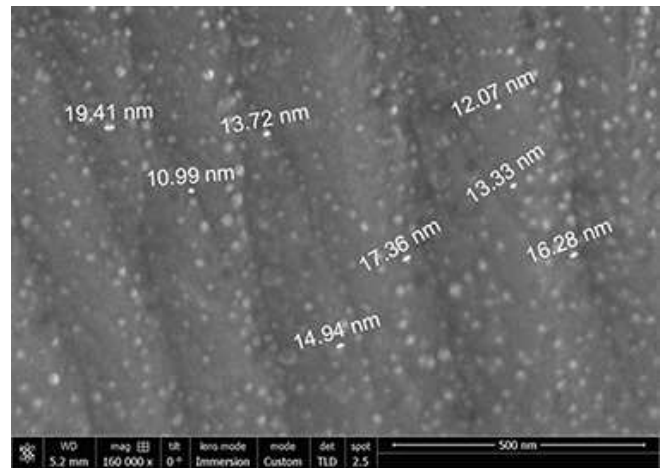


(г) Поверхность плёнки отраженного осаждения (обозначение 3 на рисунке 5.1, Aisi 304).

Рис. 5.3. Поверхность прямого осаждения. Материал — Aisi 304.



(а) Поверхность плёнки отраженного осаждения (обозначение 3 на рисунке 5.1, Aisi 304).



(б) Поверхность плёнки отраженного осаждения (7 мм от входного отверстия потока).

Рис. 5.4. Поверхность отраженного осаждения. Материал — Aisi 304.

На рисунке 5.4, *a* представлено изображение поверхности отраженного осаждения (обозначение 3 на рисунке 5.1). Видно, что на поверхности образуются агломерации размером не более 120 нм и их размер при сканировании вдоль радиуса уменьшается до 10 нм (рис. 5.4, *б*).

Для интерпретации экспериментальных данных была создана численная модель на основе метода Монте-Карло. Основными параметрами, изменение которых допускает модель, являются вероятность конденсации при взаимодействии с поверхностью, угловая функция распределения вероятности переиспарения, радиус дисков и расстояние между ними.

Угловая функция распределения вероятности переиспарения и другие параметры в расчете подбирались так, чтобы результаты моделирования профилей пленок были наиболее близки к профилям пленок, полученных экспериментально. Наилучшее соответствие экспериментальных и численных данных наблюдалось при равновероятном испарении в телесный угол  $\frac{2\pi}{3}$  вдоль нормали к поверхности осаждения.

На рисунке 5.5 приведены расчетные профили пленок на поверхности прямого (обозначени 2 на рисунке 5.1) и отраженного осаждения (обозначение 3 на рисунке 5.1).



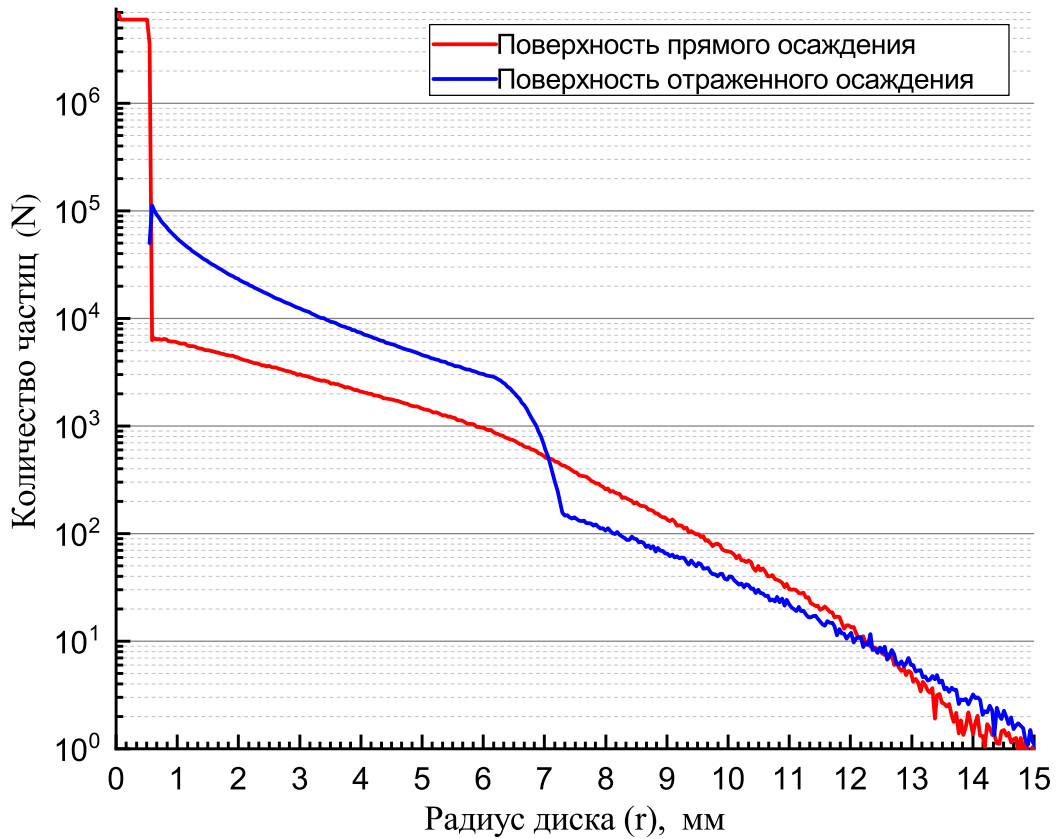


Рис. 5.5. Профили покрытий, полученные при моделировании.

На рисунке 5.6 представлена расчетная зависимость отношения толщины отраженного покрытия  $h_r$  (вблизи от входного отверстия) к толщине покрытия прямого напыления  $h_d$  от вероятности конденсации  $P$  при первом соударении (эффективность осаждения).

Видно, что зависимость хорошо аппроксимируется линейной функцией. Это позволяет получить формулу для оценки эффективности осаждения из отношения толщин покрытий на поверхности прямого и отраженного осаждения:

$$\frac{h_r}{h_d} = 0.082(1 - P) \quad (5.1)$$

Применение результатов моделирования для интерпретации полученных экспериментальных данных было затруднено неоднородностью толщины покрытий. Однако вывод об эффективности осаждения был сделан из характерного размера образующихся агломераций и средних значений толщин плёнки.

Усредненная толщина покрытия прямого осаждения в экспериментах с

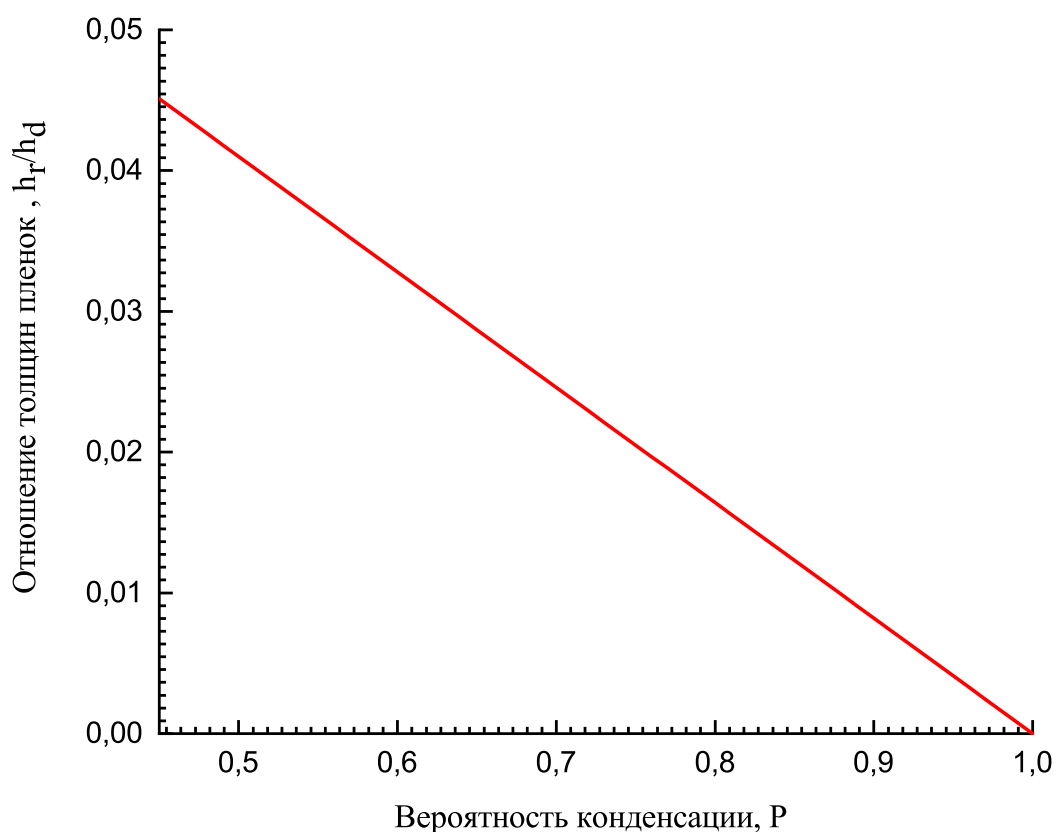


Рис. 5.6. Зависимость отношения толщин осаждённых покрытий  $\frac{h_r}{h_d}$  от вероятности осаждения  $P$ .

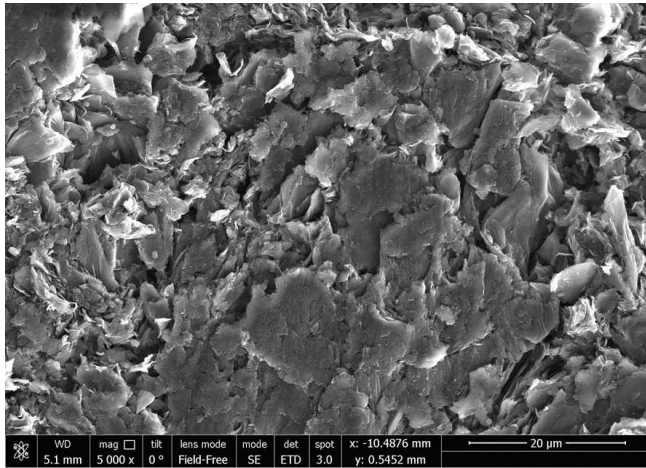
нержавеющей сталью составила 1,75 мкм, а толщина отраженного покрытия вблизи коллимационного отверстия (на расстоянии 750 мкм от центра диска) — 35 нм. Из рисунка 5.6 и формулы 5.1 следует, что эффективность осаждения в данном эксперименте (рис. 5.2, 5.3, 5.4) близка к 75%. Средняя температура подложек во время эксперимента была около 70°C.

Аналогичные эксперименты были проведены с использованием подложки из углерода (рис. 5.7, а). На рисунке 5.7, б видно, что агломерации свинца имеют размер порядка 1 мкм. При сканировании вдоль радиуса размер агломераций постепенно уменьшается до нескольких нанометров (рис. 5.7, в и рис. 5.7, г).

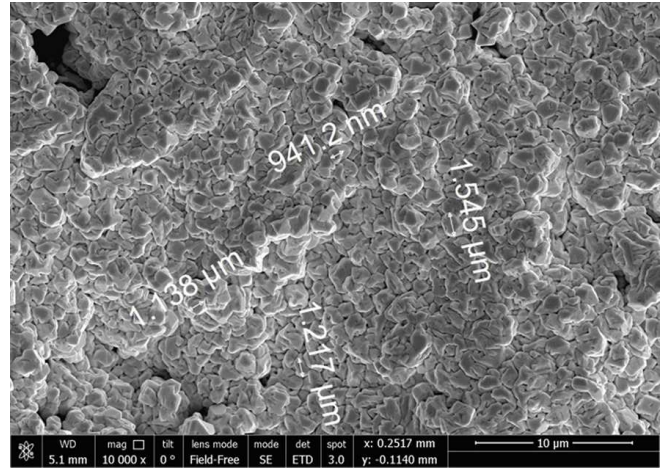
Из рисунка 5.8, а видно, что на поверхности отраженного осаждения образуются агломерации размером не более 40 нм и их размер при сканировании вдоль радиуса уменьшается до нескольких нанометров (рис. 5.8, б).

Средняя толщина покрытия прямого осаждения составила 1,3 мкм, а толщина отраженного покрытия вблизи коллимационного отверстия (на расстоя-

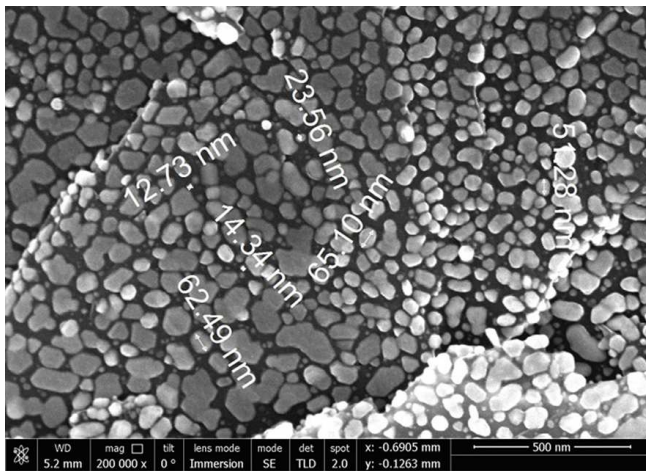




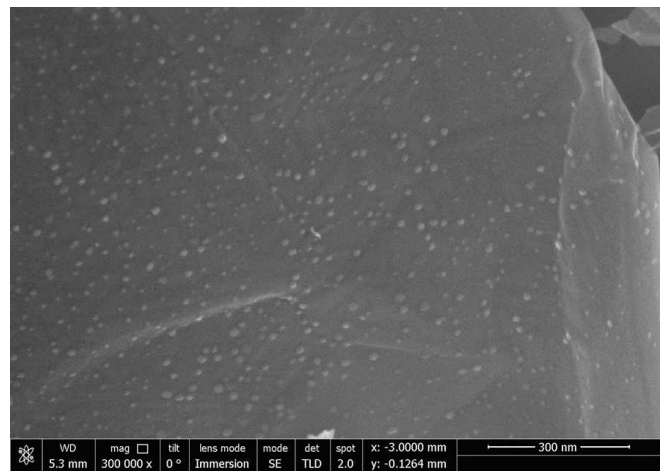
(а) Поверхность углерода до напыления свинца.



(б) Поверхность плёнки прямого осаждения.

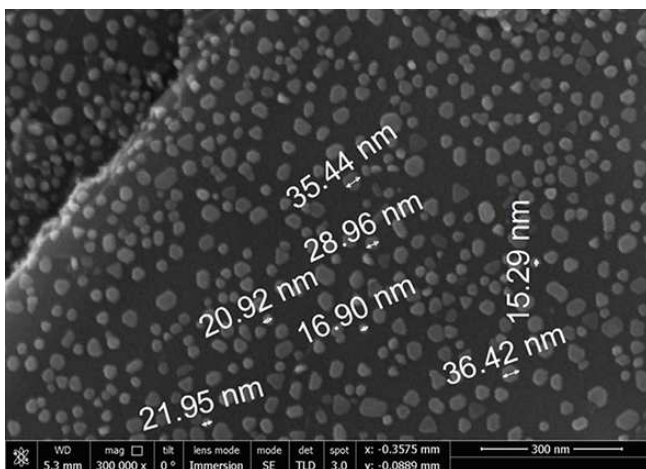


(в) Поверхность плёнки прямого осаждения (1 мм от центра области прямого осаждения).

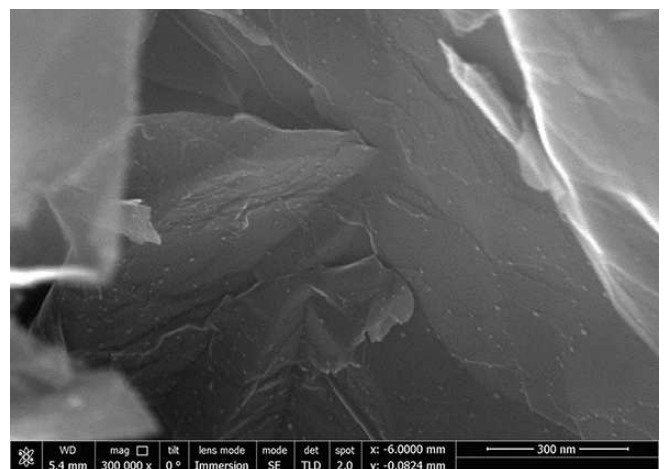


(г) Поверхность плёнки прямого осаждения (3 мм от центра области прямого осаждения).

Рис. 5.7. Поверхность прямого осаждения. Материал — углерод.

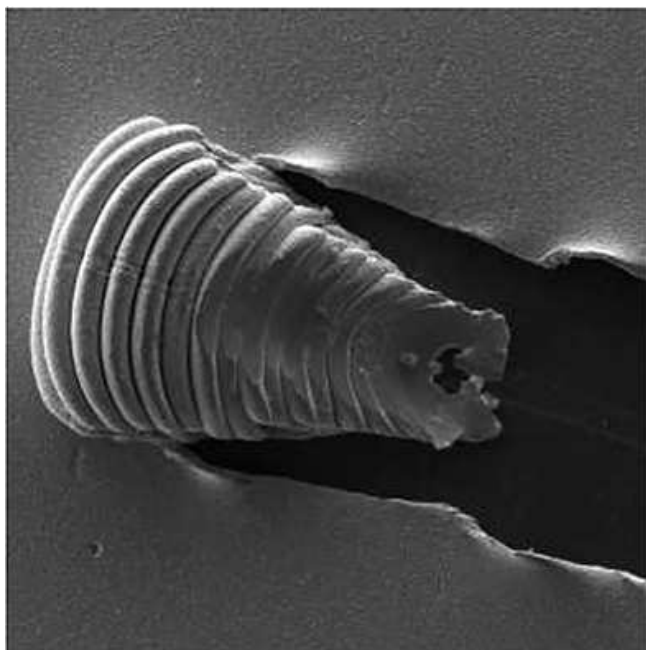


(а) Поверхность плёнки отраженного осаждения (обозначение 3 на рис. 5.1).

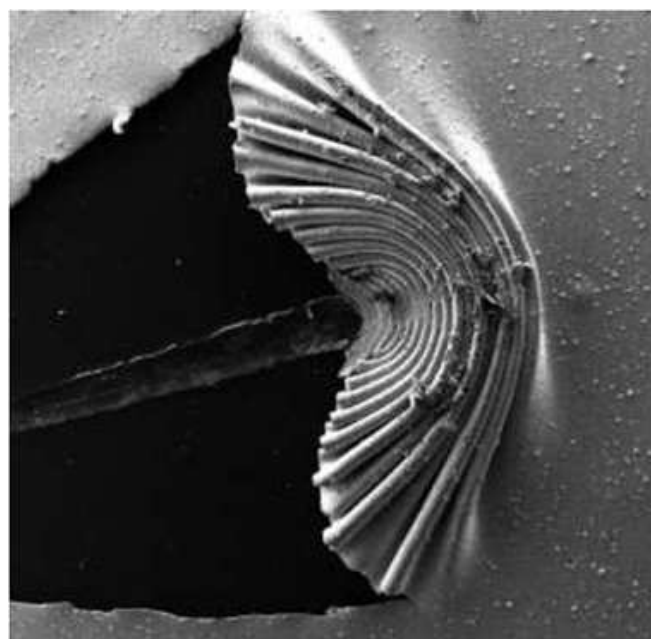


(б) Поверхность плёнки отраженного осаждения на расстоянии 6 мм от коллимирующего отверстия.

Рис. 5.8. Поверхность отраженного осаждения. Материал — углерод.



(а) Результат воздействия индентора на плёнку на поверхности нержавеющей стали Аisi 304. На рисунке представлена область размером 1 мм.



(б) Результат воздействия индентора на плёнку на поверхности дюралюминия Д16Т. На рисунке представлена область размером 3,03 мм.

Рис. 5.9. Адгезионные свойства. Нержавеющая сталь (Аisi 304) и дюралюминий (Д16Т)

нии 750 мкм от центра диска) - 20 нм. Из рисунка 5.6 и формулы 5.1 следует, что эффективность осаждения в данном эксперименте близка к 81% (при средней температуре подложки около 60°C).

## 5.2. Адгезионные свойства

Еще одним важным вопросом для процесса плазменной сепарации является удаление осажденного вещества с поверхности коллекторов. Результаты исследования адгезионных свойств покрытий свинца, нанесённого на дюралюминий Д16Т и нержавеющую сталь (Аisi 304), представлены ниже.

Образцы напылялись при температуре внутри испарителя равной 900°C в течение 2,5 часов. На рисунках 5.9, а и 5.9, б приведены фотографии следа индентора на плёнке свинца с подложкой из нержавеющей стали и дюралюминия соответственно.

В обоих случаях связь элементов покрытия сильнее, чем связь покрытия

с поверхностью. Отслоение плёнки на нержавеющей стали (Aisi 304) начинается при нагрузке 0,45-0,9 Н. Отслоение плёнки на стали Д16Т начинается при нагрузке 0,35-0,9 Н.

Из полученных данных можно сделать вывод о том, что механическое удаление пленок свинца с поверхности коллекторов не вызовет затруднений в модельных экспериментах.

### **5.3. Выводы к пятой главе**

Было проведено экспериментальное исследование процессов осаждения вещества, моделирующего тяжелые компоненты отработавшего ядерного топлива на различные подложки коллекторов (дюралюминий, нержавеющая сталь, углерод). Была построена численная модель, которая позволяет подобрать соответствующие экспериментальным данным коэффициенты осаждения и угловые функции распределения вероятности переиспарения. Была исследована эффективность осаждения свинца на подложки из нержавеющей стали и углерода, которая составила 75% и 81% при средних температурах подложек 70°C и 60°C соответственно. Была исследована адгезия покрытий, нанесённых на подложки из нержавеющей стали и дюралюминия (отрыв поверхности происходит при 0,45-0,9 Н и 0,35-0,9 Н соответственно).

# Заключение

**В диссертации получены следующие основные результаты:**

1. Разработан и создан источник плазмы для отработки метода плазменной сепарации ОЯТ, позволяющий инжектировать мультикомпонентный плазменный поток в буферную плазму с учетом создаваемого в ней электростатического поля.
2. Экспериментально получены плазменные струи свинца, серебра, а также их смеси, отвечающие следующим требованиям: концентрации плазмы в потоке  $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , отсутствие многократно ионизированных атомов, энергия ионов в потоке  $\approx 20 \text{ эВ}$ , плотность тока ионов до  $100 \text{ мА/см}^2$ .
3. Выполнена экспериментальная проверка корректности численной модели, описывающей поведение разряда в парах свинца с накаливаемым катодом. Получено хорошее качественное и количественное совпадение расчетных и экспериментальных данных, в частности показано, что при разности потенциалов между катодом и анодом около  $40 \text{ В}$  достигаются плотности тока ионов свинца до  $1 \text{ мА/см}^2$  при эффективности ионизации около  $1\%$ . Дополнительные расчеты при помощи верифицированной модели показали возможность существенного увеличения эффективности ионизации вплоть до уровня нескольких десятков процентов (при концентрации паров до  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и плотности тока инжектируемых электронов до  $4 \text{ А/см}^2$ ).
4. Получены новые экспериментальные данные о пространственном распределении электрического потенциала в аргоновой плазме отражательно-го разряда (диаметр разрядного столба  $\approx 40 \text{ см}$ , концентрация плазмы  $\approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) при инжекции в ее объем плазменной струи свинца (диаметр  $\approx 1 \text{ см}$ , концентрация плазмы  $\approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). Установлено, что при заземленном катоде источника плазменная струя существенно изменяет

распределение потенциала уменьшая максимальное значение с  $-325$  В до  $-70$  В и характерное значение электрического поля с  $80$  В/см до  $16$  В/см.

5. Экспериментально показано, что использование дополнительного диэлектрического (либо изолированного металлического) экрана на внешней поверхности анода позволяет подавить искажение пространственного распределения электрического потенциала в плазме отражательного разряда, вызываемого источником плазменной струи свинца (электрическое поле вблизи струи остается неизменным и может достигать  $80$  В/см).
6. Получены новые экспериментальные данные о влиянии электрического поля, созданного торцевыми электродами в буферной плазме отражательного разряда, на распространение плазменной струи свинца, инжестируемой вдоль силовых линий магнитного поля. Экспериментально была продемонстрирована возможность отклонения более  $95\%$  потока плазмы свинца от первоначального направления ввода.
7. Получены новые экспериментальные данные об эффективности осаждения направленных потоков нейтралов свинца с тепловыми энергиями. Проведенные эксперименты и предложенная расчетная модель позволили установить, что эффективность осаждения свинца на подложки из нержавеющей стали и углерода составила  $75\%$  и  $81\%$  при средних температурах подложек  $70^{\circ}\text{C}$  и  $60^{\circ}\text{C}$ , соответственно. Также были получены данные об адгезии покрытий, осажденных на подложки из нержавеющей стали и дюралюминия, и было показано, что отрыв нанесенной пленки происходит при  $0,45-0,9$  Н и  $0,35-0,9$  Н соответственно. Это в свою очередь позволяет организовать эффективное удаление вещества с поверхности коллекторов с помощью механического воздействия.

По совокупности полученных экспериментальных данных можно сделать вывод о перспективности описанного способа генерации плазмы для задач экс-

периментальной отработки на модельных веществах метода плазменной сепарации ОЯТ.

## Список литературы

1. *Gavrilenko V. P.* Laser-spectroscopic methods for diagnostics of electric fields in plasma (review) // Instruments and Experimental Techniques. — 2006. — Vol. 49, no. 2. — P. 149.
2. *Donnelly V. M., John F. W., Hershkowitz N., Vasile M. J., Dylla H. F., Meuth H., Sevillano, Cook J. M., Terry A. M., Fauchais P., Coudert J. F., Vardelle M.* Plasma Diagnostics: Discharge Parameters and Chemistry / под ред. O. Auciello, D. L. Flamm. — Academic Press, 1989.
3. *Козлов О. В.* Электрический зонд в плазме. — М.: Атомиздат, 1969.
4. Физика и технология источников ионов / под ред. Я. Браун. — М.: Мир, 1998.
5. *Габович М. Д.* Физика и техника плазменных источников ионов. — М.: Атомиздат, 1972.
6. *Conrads H., Schmidt M.* Plasma generation and plasma sources // Plasma Sources Science and Technology. — 2000. — Vol. 9. — P. 441–454.
7. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. — Долгопрудный: Интеллект, 2009.
8. *Лебедев В. М.* Ядерный топливный цикл: Технологии, безопасность, экономика. — М.: Энергоатомиздат, 2005.
9. *Grachev A. F., Maershin A. A., Skiba O. O.* Perspective fuel cycles of power reactors on the basis of nonaqueous methods of spent fuel processing (SFP) // Атомная энергия. — 2004. — Т. 96, № 5. — С. 346–354.
10. *Вдовенко В.* Современная радиохимия. — М.: Атомиздат, 1969.
11. *Askerman J. P.* Chemical basis for pyrochemical reprocessing of nuclear fuel // Industrial and Engineering Chemistry Research. — 1991. — Vol. 30, no. 1. — P. 141–145.

12. *Shadrin A. Y., Dvoeglazov K. N., Kascheyev V. A., Vidanov V. L., Volk V. I., Veselov S. N., Zilberman B. Y., Ryabkov D. V.* Hydrometallurgical Reprocessing of BREST-OD-300 Mixed Uranium-plutonium Nuclear Fuel // *Procedia Chemistry*. — 2016. — Vol. 21. — P. 148–155.
13. *Fetterman A. J., Fisch N. J.* The magnetic centrifugal mass filter // *Physics of Plasmas*. — 2011. — Vol. 18. — P. 094503.
14. *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, № 11/12. — С. 944–951.
15. *Юферов В. Б., Егоров А. М., Ильичева В. О., Шарый С. В., Живанков К. И.* Плазменная сепарация ОЯТ - один из возможных путей решения проблемы замкнутого ядерного топливного цикла // *Вопросы атомной науки и техники*. — 2013. — Т. 84, № 2. — С. 148–151.
16. *Тимофеев А. В.* К теории плазменной переработки отработавшего ядерного топлива // *Успехи физических наук*. — 2014. — Т. 184. — С. 1101–1133.
17. *Ohkawa T., Miller R. L.* Band gap ion mass filter // *Physics of Plasmas*. — 2002. — Vol. 9. — P. 5116.
18. *Bardakov V M adn Ivanov S. B., Strokin N. A.* Band gap ion mass filter // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Vol. 21. — P. 033505.
19. *Zhil'tsov V. A., Kulygin V. M., Semashko N. N., Skovoroda A. A., Smirnov V. P., Timofeev A. V., Kudryavtsev E. G., Rachkov V. I., Orlov V. V.* Plasma separation of the elements applied to nuclear materials handling // *Atomic Energy*. — 2006. — Vol. 101, no. 4. — P. 755–759.



20. *Papernyi V. L., Lebedev N. V.* Separation of the heavy and light ion components in a plasma flow propagating in a curvilinear magnetic field // Plasma Physics Reports. — 2014. — Vol. 40, no. 1. — P. 78–82.
21. *Papernyi V. L., Krasov V. I.* Mass separation of a multicomponent plasma flow in a curvilinear magnetic field // Plasma Physics Reports. — 2011. — Vol. 37, no. 11. — P. 988–997.
22. *Долголенко Д. А., Муромкин Ю. А.* О разделении смесей химических элементов в плазме // Успехи физических наук. — 2017. — Т. 187. — С. 1071–1096.
23. *Антонов Н. Н., Ворона Н. А., Гавриков А. В., Самохин А. А., Смирнов В. П.* Разработка модельного источника ионов свинца для задач плазменной сепарации отработанного ядерного топлива // Журнал Технической Физики. — 2016. — Т. 86, вып. 2. — С. 23–29.
24. *Antonov N. N., Gavrikov A. V., Samokhin A. A., Smirnov V. P.* Heavy component of spent nuclear fuel: efficiency of model-substance ionization by electron-induced discharge // Physics of Atomic nuclei. — 2016. — Vol. 79, no. 14. — P. 012165.
25. *Antonov N. N., Bochkarev E., Gavrikov A. V., Samokhin A. A., Smirnov V. P.* The study of ionization by electron impact of a substance simulating spent nuclear fuel components // Journal of Physics: Conference Series. — 2015. — Vol. 653. — P. 012162.
26. *Antonov N. N., Samokhin A. A., Zhabin S., Gavrikov A. V. and Smirnov V. P.* The study of lead vapor ionization in discharge with a hot cathode and efficiency of its deposition on the substrates applied for plasma separation method // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 774. — P. 012196.

27. *Antonov N. N., Gavrikov A., Smirnov V., Liziakin G., Usmanov R., Vorona N., Timirkhanov R.* 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.
28. *Антонов Н., Жабин С., Гавриков А., Смирнов В., Тимирханов Р.* Исследование эффективности осаждения свинца для задач плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива // *Прикладная Физика*. — 2016. — Т. 4. — С. 70–74.
29. *Dempster A. J.* A new Method of Positive Ray Analysis // *Physical Review*. — 1918. — Vol. 11, issue 4. — P. 316–325.
30. *Mattauch J., Herzog R.* Uber einen neuen Massenspektrographen // *Zeitschrift fur Physik*. — 1934. — Vol. 89. — P. 786–795.
31. *Hooke W. M., Rothman M. A.* A survey of experiments on ion cyclotron resonance in plasmas // *Nuclear Fusion*. — 1964. — Vol. 4. — P. 33.
32. *Dawson J. M., Kim H. C., Arnush D., Fried B. D., Gould R. W., Heftlinger L. O., Kennel C. F., Romesser T. E., Stenzel R. L., Wong A. Y., Wuerker R. F.* Isotope Separation in Plasmas by Use of Ion Cyclotron Resonance // *Physical Review Letters*. — 1976. — Vol. 37. — P. 1547.
33. *Bonnevier B.* Experimental evidence of element and isotopeseparation in a rotating plasma // *Plasma Physics*. — 1971. — Vol. 13. — P. 763.
34. *James B. W., Simpson S. W.* The viscous dynamics of a rotating plasma // *Plasma Physics*. — 1978. — Vol. 20, issue 8. — P. 759.
35. *А.В. Белорусов А. В., Карчевский А. И., Муромкин Ю. А., Потанин Е. П., Устинов А. Л., Бабичев А. П.* Экспериментальное исследование разделения газовых смесей и изотопов ксенона в импульсной плазменной центрифуге // *Физика Плазмы*. — 1979. — Т. 5, вып. 6. — С. 1239.

36. *Geva M., Krishnan M., Hirshfield J. L.* Element and isotope separation in a vacuum-arc centrifuge // *Journal of Applied Physics*. — 1984. — Vol. 56, issue 5. — P. 1398.
37. *Белорусов А. В., Горбунова Е. Ф., Карчевский А. И., Муромкин Ю. А., Мячиков А. И., Устинов А. Л.* Разделение изотопов ксенона в стационарном разряде со скрещенными Е и Н полями // *Журнал Технической Физики*. — 1985. — Т. 55, вып. 5. — С. 919–921.
38. *Lehnert B.* The Partially Ionized Plasma Centrifuge // *Physica Scripta*. — 1973. — Vol. 7, no. 3. — P. 102.
39. *Карчевский А. И., Марцункьян В. Л., Попов И. А., Потанин Е. П.* Разделение изотопов ксенона в высокочастотном газовом разряде // *Физика плазмы*. — 1977. — Т. 3. — С. 409.
40. *Demirkhanov R. A., Doroshenko A. N., Zharikov V. N., Kadysh I. J., Kirou A. G., Minenko V. P.* Partially ionized gas in a travelling high frequency magnetic field // *Phenomena in Ionized Gases, XIII International Conference*. — 1977. — P. 699.
41. *Wijnakker M. M. B., Granneman E. H. A.* Limitations on Mass Separation by the Weakly Ionized Plasma Centrifuge // *Zeitschrift fur Naturforschung A*. — 1980. — Vol. 35. — P. 883–893.
42. *Krishnan M., Geva M., Hirshfield J. L.* Plasma Centrifuge // *Physical Review Letters*. — 1981. — Vol. 46. — P. 36.
43. *Shinohara S., Horii S.* Initial Trial of Plasma Mass Separation by Crossed Electric and Magnetic Fields // *Japanese Journal of Applied Physics*. — 2007. — Vol. 46. — P. 4276.
44. *A. Litvak A., Agnew S., Anderegg F., Cluggish B., Freeman R., Gilleland J., Isler R., Lee W., Miller R., Ohkawa T., Putvinski S., Sevier L., Umstadter K., Winslow D.* Archimedes Plasma Mass Filter // *30th European Physical*

- Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. T. 27. — 2003. — O1.6A.
45. *Kovtun Y. V., Larin V. Y., Skibenko A. I., Skibenko E. I., Shapoval A. N., Yuferov V. B.* Spectral characteristics of a dense gas-metal reflection discharge plasma // *Technical Physics*. — 2010. — Vol. 55, issue 5. — P. 735–737.
  46. *Fetterman A. J., Fisch N. J.* The magnetic centrifugal mass filter // *Physics of Plasmas*. — 2011. — Vol. 18. — P. 094503.
  47. *Volosov V. I.* Asymmetric centrifugal magnetic confinement device // *Plasma Physics Reports*. — 1997. — Vol. 23, issue 9. — P. 751–755.
  48. *Gueroult R., Fisch N. J.* Practical considerations in realizing a magnetic centrifugal mass filter // *Physics of Plasmas*. — 2012. — Vol. 19. — P. 122503.
  49. *Bekhtenev A. A., Volosov V. I., Pal'chikov V. E., Pekker M. S., Yudin Y. N.* Problems of a thermonuclear reactor with a rotating plasma // *Nuclear Fusion*. — 1980. — Vol. 20, no. 6. — P. 579.
  50. *Morozov A. I., Savel'ev V. V.* Axisymmetric plasma-optic mass separators // *Plasma Physics Reports*. — 2005. — Vol. 31, issue 5. — P. 417–424.
  51. *Smirnov V. P., Samokhin A. A., Vorona N. A., Gavrikov A. V.* Study of charged particle motion in fields of different configurations for developing the concept of plasma separation of spent nuclear fuel // *Plasma Physics Reports*. — 2013. — Vol. 39, issue 6. — P. 456–466.
  52. *A. A. 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, issue 2. — P. 283–289.

53. *Stevenson N. R., Bigelow T. S., Tarallo F. J.* Industrial scale production of stable isotopes employing the technique of plasma separation // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. — 2003. — Vol. 257, issue 1. — P. 153–155.
54. *Karchevskii A. I., Averin V. G., Bezmel'Nitsyn V. N.* Two-stream Instability of a Current and the Heating of a Plasma by an Electron Beam Produced in a Straight Discharge // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1970. — Vol. 31. — P. 605.
55. *Boswell R. W.* Very efficient plasma generation by whistler waves near the lower hybrid frequenc // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 1984. — Vol. 26, no. 10. — P. 1147.
56. *Shinohara S.* Helicon high-density plasma sources: physics and applications // Advances in Physics: X. — 2018. — Vol. 3, no. 1. — P. 1420424.
57. *Данилин Б. С., Сырчин В. К.* Магнетронные распылительные системы. — М.: Радио и связь, 1982.
58. *Данилин Б. С.* Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. — М.: Энергоатомиздат, 1982.
59. *Tumarkin A. V., Kaziev A. V., Kharkov M. M., Kolodko D. V., Plychev I. V., Khodachenko G. V.* High-current impulse magnetron discharge with liquid target // Surface and Coatings Technology. — 2016. — Vol. 293. — P. 42–47.
60. *Rossnagel S. M.* Directional and ionized physical vapor deposition for microelectronics applications // Journal of Vacuum Science and Technology B. — 1998. — Vol. 16. — P. 2585.
61. *Cuomo J. J., Rossnagel S. M.* Hollow-cathode-enhanced magnetron sputtering // Journal of Vacuum Science and Technology A. — 1986. — Vol. 4. — P. 393.

62. *Macak K., Kouznetsov V., Schneider J. M., Helmersson U., Petrov I.* Ionized sputter deposition using an extremely high plasma density pulsed magnetron discharge // *Journal of Vacuum Science and Technology A*. — 2000. — Vol. 18. — P. 1533.
63. *Bohlmark J., Alami J.* Ionization of sputtered metals in high power pulsed magnetron sputtering // *Journal of Vacuum Science and Technology A*. — 2005. — Vol. 23. — P. 18.
64. *Дресвин С. В., Бобров А. А., Лелёвкин В. М., Лысов Г. В., Паскалов Г. З., Сорокин Л. М.* ВЧ- и СВЧ-плазмотроны. Низкотемпературная плазма. — Наука. Сибирское отделение, 1992.
65. *Дресвин С. В.* Генераторы низкотемпературной плазмы // *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. 2 / под ред. В. Е. Фортов.* — М.: Наука, 2000. — С. 238—328.
66. *Рыкалин Н. Н., Сорокин Л. М.* Металлургические ВЧ-плазмотроны: Электро- и газодинамика. — М.: Наука, 1987.
67. *Horwood J.* Review of inductively coupled plasmas for plasma processing // *Plasma Sources Science and Technology*. — 1992. — Vol. 1. — P. 109.
68. *Крапивина С. А.* Плазмохимические технологические процессы. — Л.: Химия, 1981.
69. *Scott R. H., Fassel V. A., Kniseley R. N., Nixon D. E.* Inductively coupled plasma-optical emission analytical spectrometry // *Analytical Chemistry*. — 1974. — Vol. 46, no. 1. — P. 75–80.
70. *Кралькина Е. А.* Индуктивный высокочастотный разряд низкого давления и возможности оптимизации источников плазмы на его основе // *Успехи физических наук*. — 2008. — Т. 178, № 5. — С. 493–512.
71. *Postma H.* Multiply charged heavy ions produced by energetic plasmas // *Physics Letters A*. — 1970. — Vol. 31, no. 4. — P. 196–197.

72. *Geller R.* Electron Cyclotron Resonance Multiply Charged Ion Sources // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1976. — Vol. 23, no. 2. — P. 904–912.
73. *Dugar-Zhabov V. D., Golovanevski K. S., Safanov S. A.* An ECR source of multiply charged ions HELIOS-12A // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 1984. — Vol. 219, no. 2. — P. 263–268.
74. *Lyneis C. M.* Performance of the LBL ECR ion source // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. — 1985. — Vol. 10/11. — P. 775–778.
75. *Sakudo N., Tokiguchi K., Koike H.* Microwave ion source for high current metal beams // Vacuum. — 1984. — Vol. 34, no. 1. — P. 245–249.
76. *Dahimene M., Asmussen J.* The performance of a microwave ion source immersed in a multicusp static magnetic field // Journal of Vacuum Science and Technology B. — 1986. — Vol. 4. — P. 126.
77. *Leung K. N., Walther S., Owren H. W.* A Compact Microwave Ion Source // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1985. — Vol. 32, no. 5. — P. 1803–1805.
78. *Donets E. D.* Electron beam ion sources and associated physics at JINR // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B. — 1985. — Vol. 9, no. 3. — P. 522–525.
79. *Lotz W.* Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium // Zeitschrift für Physik. — 1968. — Vol. 216, no. 3. — P. 241–247.
80. *Penning F. M.* Ein neues manometer für niedrige gasdrucke // Physica. — 1937. — Vol. 4, no. 2. — P. 71–75.

81. *Крейндель М. Ю., Осипов И. В., Ремне Н. Г.* Параметры плазмы в отражательном разряде с полым катодом // Журнал технической физики. — 1992. — Т. 62, № 10. — С. 165–169.
82. *Heil H.* Uber eine neue Ionenquelle // Zeitschrift fur Physik. — 1943. — Vol. 120, no. 3. — P. 212–226.
83. *Nassibian G., Bennett J. R. J., Broadbent D., Devons S., Hoisington R. W. R., Miller V. E.* A One-Mev/Nucleon Sloan and Lawrence Heavy-Ion Linear Accelerator // Review of Scientific Instruments. — 1961. — Vol. 32. — P. 1316.
84. *Baumann H., Bethge K.* PIG ion source with end extraction for multiply charged ions // Nuclear Instruments and Methods. — 1974. — Vol. 122. — P. 517–525.
85. *Морозов П. М., Маков Б. Н., Иоффе М. С.* Источник многозарядных ионов азота для циклотрона // Атомная энергия. — 1957. — Т. 2, № 3. — С. 272–274.
86. *Carter G., Colligon J. S.* Ion Bombardment of Solids. — American Elsevier, 1968.
87. *Kutner V. B., Bogomolov S. L., Efremov A. A., Pasyuk A. S., Tretyakov Y. P.* PIG ion source with end extraction for multiply charged ions // Review of Scientific Instruments. — 1990. — Vol. 61. — P. 487.
88. *Hurst G. S., Payne M. G., Kramer S. D., Young J. P.* Resonance ionization spectroscopy and one-atom detection // Reviews of Modern Physics. — 1979. — Vol. 51, issue 4. — P. 767–819.
89. *Bokhan P. A., Fateev N. V., Zakrevskii D. E., Buchanov V. V., Kalugin M. M., Kazaryan M. A., Prokhorov A. M.* Laser isotope separation in atomic vapor. — Wiley-VCH, 2006.



90. *Irons F. E., Peacock N. J.* A spectroscopic study of the recombination of C 6+ to C 5+ in an expanding laser-produced plasma // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. — 1974. — Vol. 7, no. 15. — P. 2084–2099.
91. *Bykovskii Y. A., Degtyarenko A. N., Elesin V. F., Kozyrev Y. P., Sil'nov S. M.* Mass spectrometer study of laser plasma // *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 1971. — Vol. 33, no. 4. — P. 706–712.
92. *Anan'in O. B., Baldin A. M., Beznogikh Y. D., Bykovskii Y. A., Govorov A. I., Zinov'ev L. P., Kozyrev Y. P., Makarov L. G., Monchinskii V. A., Novikov I. K., Peklenkov V. D., Raspopin A. M., Semenyushkin I. N.* Realization of acceleration of laser-injector-generated carbon nuclei in the synchrotron at the Joint Institute for Nuclear Research // *Soviet Journal of Quantum Electronics*. — 1977. — Vol. 7, no. 7. — P. 873.
93. *Anan'in O. B., Bykovskii Y. A., Gusev V. P.* Multiply charged ions from a laser plasma in a magnetic field // *Soviet Physics - Technical Physics*. — 1982. — Vol. 27, no. 7. — P. 903–904.
94. *Witke T., Ziegele H.* Plasma state in pulsed arc, laser and electron deposition // *Surface and Coatings Technology*. — 1997. — Vol. 97, no. 1. — P. L745.
95. *Doschek G. A., Feldman U., Burkhalter P. G., Finn T., Feibelman W. A.* Plasma state in pulsed arc, laser and electron deposition // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. — 1977. — Vol. 10, no. 18. — P. 414–419.
96. *Hora H., Kane E. L., Hughes J. L.* Plasma state in pulsed arc, laser and electron deposition // *Journal of Applied Physics*. — 1978. — Vol. 49, no. 2. — P. 923–924.

97. *Ishikawa J., Ektessabi A. M., Takagi T.* High efficiency ionization of low-density elements in beam-plasma type ion sources // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 1983. — Vol. 207, no. 3. — P. 487–492.
98. *Beilis I. I.* State of the theory of vacuum arcs // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2001. — Vol. 29, no. 5. — P. 657–670.
99. *Полещук В. П., Ярцев И. М.* Вакуумные дуги на испаряющихся горячих анодах // Теплофизика Высоких Температур. — 1996. — Т. 34, № 3. — С. 385–391.
100. *Musa G. S., Ehrich H., Mausbach M.* Studies on thermionic cathode anodic vacuum arcs // Journal of Vacuum Science and Technology A. — 1994. — Vol. 12. — P. 2887.
101. *Ehrich H., Hasse B., Mausbach M., Muller K. G.* The anodic vacuum arc and its application to coating // Journal of Vacuum Science and Technology. — 1990. — Vol. A8. — P. 2160–2164.
102. *Anders S., Anders A.* On modes of arc cathode operation // IEEE Transactions on Plasma Science. — 1991. — Vol. 19, no. 1. — P. 20–24.
103. *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.
104. *Паперный В. Л., Красов В. И.* Прохождение потока металлической плазмы через плазмооптическую транспортирующую систему // Письма в ЖТФ. — 2011. — Т. 37, № 2. — С. 53–61.
105. Handbook of vacuum arc science and technology: fundamentals and applications / ed. by R. L. Boxman, D. M. Sanders, P. J. Martin. — Noyes Publications, 1995.

106. *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.
107. *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.
108. *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.
109. *Amirov R. K., Gavrikov A. V., Liziakin G. D., Polistchook 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.
110. *Musa G. S., Ehrich H., Schuhmann J.* Pure metal vapor plasma source with controlled energy of ions // *IEEE Transactions on Plasma Science.* — 1997. — Vol. 25, no. 2. — P. 386–391.
111. *Борисенко А. Г., Саенко В. А., Рудницкий В. А.* Несамостоятельный дуговой разряд в смесях паров металла с газом // *Теплофизика Высоких Температур.* — 1999. — Т. 37, № 1. — С. 5—12.
112. *Freeman J. H.* A new ion source for electromagnetic isotope separators // *Nuclear Instruments and Methods.* — 1963. — Vol. 22. — P. 306–316.

113. *Щанин П. М., Коваль Н. Н., Ахмадеев Ю. Х., Григорьев С. В.* Дуговой разряд с холодным полым катодом в скрещенных электрическом и магнитном полях // Журнал Технической Физики. — 2004. — Т. 74, вып. 5. — С. 24—29.
114. *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. — P. 123502.
115. *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 Conferences. — 2017. — Vol. 157. — P. 03062.
116. *Gavrikov A. V., Sidorov V. S., Smirnov V. P., Tarakanov V. P.* Ion mass separation modeling inside a plasma separator // Journal of Physics: Conference Series. — 2018. — Vol. 946, no. 1. — P. 012172.
117. Физические величины: Справочник / под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
118. *Pavlov S., Slotskii G.* Single and Multiple Ionization of Lead Atoms by Electrons // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1970. — Vol. 31, no. 1. — P. 61–64.
119. *Николаев А. Г., Окс Е. М., Фролова В. П., Юшков Г. Ю.* Генерация плазмы бора в вакуумной дуге с катодом из гексаборида лантана // Письма в ЖТФ. — 2015. — Т. 41, № 18. — С. 30—37.
120. *Antonov N. N., Usmanov R. A., Liziakin G. D., Gavrikov A. V., Smirnov V. P.* Development of a model substances plasma source for spent nuclear fuel plasma separation // Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases. — 2018. — P. 362–363.

121. *Antonov N., Liziakin G., Usmanov R., Murzaev Y., Gavrikov A., Smirnov V.* Study of the influence of the reflex discharge radial electric field on the propagation of the plasma flow of substances modeling the components of spent nuclear fuel // IX International conference Plasma Physics and Plasma Technology. — 2018. — P. 331–334.
122. *Rapp R., Hirth J., Pound G.* Condensation Coefficients in the Growth of Cadmium and Zinc from the Vapor // The Journal of Chemical Physics. — 1961. — Vol. 34, no. 1. — P. 184–188.
123. *Pound G.* Selected Values of Evaporation and Condensation Coefficient for Simple Substances // Journal of Physical and Chemical Reference Data. — 1972. — Vol. 1, no. 1. — P. 135–146.