

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
ИРКУТСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи



СТУПИН АЛЕКСЕЙ НИКОЛАЕВИЧ

**ФОРМИРОВАНИЕ ПОТОКА ИОНОВ
В ПЛАЗМООПТИЧЕСКОМ МАСС-СЕПАРАТОРЕ**

01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Строкин Николай Александрович

Иркутск – 2019

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Особенности формирования функции распределения ионов в $E \times B$ разряде	16
§ 1.1. Плазмооптический масс-сепаратор ПОМС-Е-3.....	16
§ 1.2. Аномальное ускорение ионов.....	28
§ 1.3. Аналитическая модель ускорения ионов в анодном слое	36
§ 1.4. Анализ режима аномального ускорения.....	45
Глава 2. Производительность плазмооптической масс-сепарации	49
§ 2.1. Моделирование прохождения плазмы через азимутатор	49
§ 2.2. Прохождение потока плазмы через магнитный барьер ПОМС-Е-3	55
§ 2.3. Анализ прохождения плазменного потока через магнитный барьер	64
Глава 3. Система формирования потока ионов.....	69
§ 3.1. Конструкция системы формирования потока ионов.....	69
§ 3.2. Режимы работы системы формирования потока ионов.....	75
§ 3.3. Обработка экспериментальных данных энергоанализатора	79
Заключение.....	87
Приложение А. Алгоритм вычисления интегралов с особенностями	89
Список литературы.....	94

Введение

В настоящее время существует необходимость в универсальном, сравнительно дешевом методе разделения смеси элементов на элементы или несколько фракций ионов разных масс. Например, потребность в отделении легкой низкорadioактивной от тяжелой радиоактивной частей ОЯТ (отработавшего ядерного топлива; как правило, в ОЯТ 90% радиоактивности содержится в менее чем 10% массы вещества с атомным числом $A > 90$) или переработке электрических батарей и постоянных магнитов для выделения содержащихся в них редкоземельных элементов;

Разделение смесей в настоящее время, в основном, проводится химическими методами, однако, они не универсальны и, зачастую, экологически не безопасны. Другими промышленными методами выделения элементов целевой массы из смеси являются диффузионный и метод газового центрифугирования. Диффузионный метод является многоступенчатым и очень энергоемким. Для использования газового центрифугирования необходимо, чтобы смесь находилась в газообразном состоянии и имела достаточную упругость насыщенного пара при температуре процесса. Метод также является многоступенчатым и весьма энергозатратным.

Высокопроизводительными универсальными, экологически чистыми методами разделения могут стать методы магнито-плазменной сепарации (МПС) [1, 2]. Так принципиальная возможность разделения тяжелой и легкой компоненты смеси во вращающейся в скрещенных $E \times B$ полях плазме уже была показана в экспериментах на установке «Архимед» (Archimedes Technology Group, USA) [3]. Схема установки изображена на рисунке 1. В вакуумной камере объемом 16 м^3 (радиус 0,4 м, длина 3,9 м) создавалось однородное магнитное поле с индукцией $B_z \leq 0,16 \text{ Тл}$. На торцах вакуумной камеры размещались наборы из десяти концентрических колец, на которые подавался распределенный по параболическому закону электрический потенциал величиной до 700 В. Таким

образом в плазме создавалось радиальное электрическое поле, которое, в совокупности с продольным магнитным полем, приводило плазму во вращение. Радиальный профиль скорости плазмы примерно соответствовал вращению жесткого ротора. Ионизация газа производилась с помощью высокочастотных (ВЧ) антенн. Мощность ВЧ-генератора, питающего антенны, достигала 4 МВт, частота ВЧ-колебаний составляла 6 МГц.

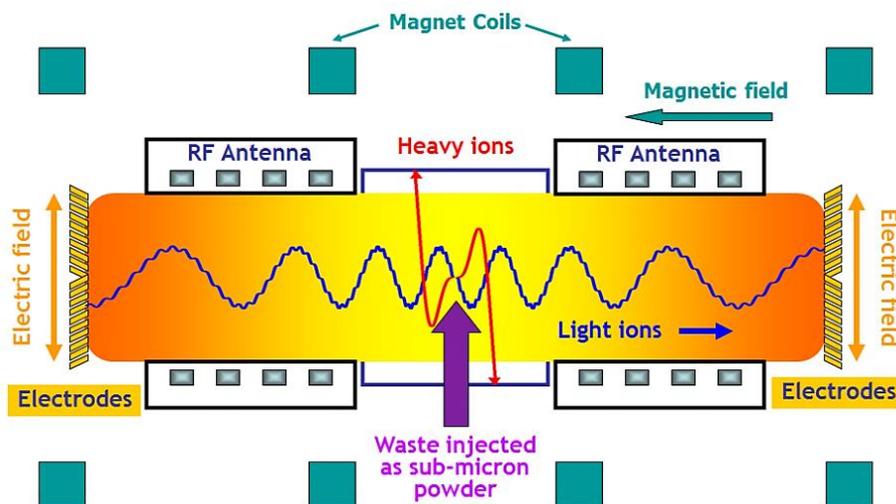


Рисунок 1. Схема установки «Архимед» (Archimedes Technology Group, USA) [3].

При положительном потенциале центрального электрода во вращающейся плазме центробежная и электрическая силы действуют в одном направлении и удержание в плазме на равновесной траектории ионов с массой, большей критического значения M_i^c оказывается невозможным, они отделяются от легкой компоненты и уходят на цилиндрический приемник – коллектор тяжелых частиц, расположенный на внешнем радиусе. Величина M_i^c для однозарядных ионов вычислена в одночастичном приближении [4] для фильтра радиусом a при условии вращения плазмы как жесткого ротора, потенциале центральной области V_{ctr} и нулевом потенциале стенок камеры: $M_i^c = ea^2 B_z^2 / 8V_{ctr}$. Вещество, подлежащее разделению, инжeksiруется в предварительно созданную плазму в средней плоскости установки. В плазме оно испаряется, атомы ионизируются и вовлекаются во вращательное движение. Затем ионы с массой $M_i > M_i^c$

конденсируются на коллекторе тяжелых частиц; легкие ионы с массами $M_i > M_i^c$ удерживаются в плазме до осаждения на торцевых электродах, которые, таким образом, выполняют и функцию коллектора легких ионов. Экспериментальные результаты отделения висмута (208 а.е.м.) от более легких элементов на установке «Архимед» приведены на рисунке 2.

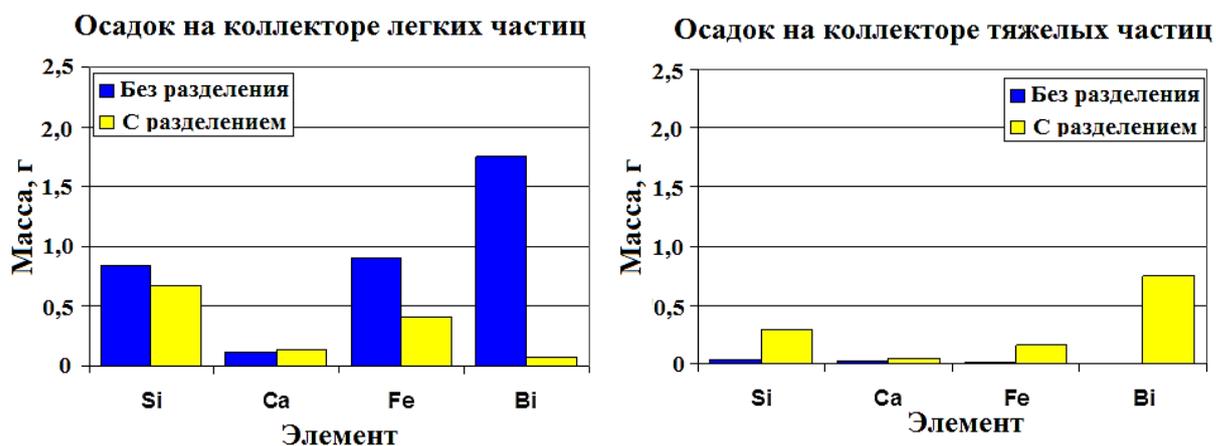


Рисунок 2. Результаты эксперимента по отделению висмута на установке «Архимед» [3].

В отсутствии радиального электрического поля в системе практически все ионы попадают на торцевые коллекторы легких ионов – масс-сепарации не наблюдается. При подаче на электрод напряжения $V_{ctr} = 100$ В при магнитном поле $B_z = 0,9$ Тл (критическая масса ионов при этом $M_i^c = 134$ а.е.м.) происходит значительное осаждение висмута на коллекторе тяжелых ионов.

Эксперименты по выделению тяжелой компоненты из плазмы смеси газов, вращающейся в скрещенных электрическом и магнитном полях, проводятся и в ННЦ «Харьковский физико-технический институт» (Украина) на демонстрационной установке ДИС-1 [5]. Схема установки приведена на рисунке 3. Для вращения плазмы используется набор 4 (см рисунок 3а) из девяти концентрических кольцевых электродов. Полное напряжение на кольцах $U = 240$ В. На оси поддерживается положительный электрический потенциал, таким образом, установка работает по тому же принципу, что и «Архимед», но области ионизации смеси и её разделения пространственно разнесены. Ожидалось, что

при распространении вращающейся плазмы в спадающем магнитном поле (см. рисунок 3б) в некотором сечении, будет выполнено условие селективного нагрева для ионов с массой $M_i > M_i^c$ и они покинут плазменный поток. Торцевой (5) и продольный (6) приёмники ионов в установке ДИС-1 (см. рисунок 3а) рассчитаны, соответственно, на регистрацию потоков ионов, движущихся вдоль и поперёк магнитного поля. Секционированные приёмники позволяют фиксировать распределение интенсивности потоков по радиусу и длине установки.

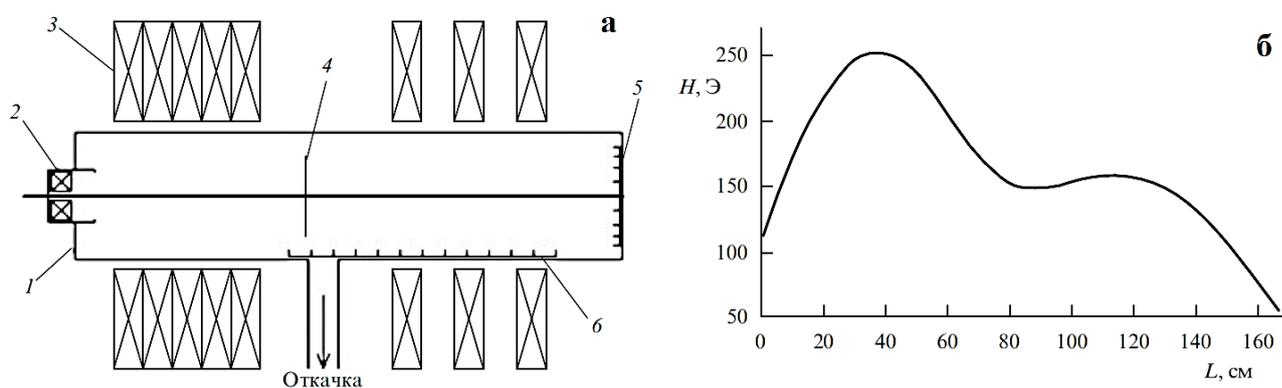


Рисунок 3. а – Схема установки ДИС-1 [5]: 1 – вакуумная камера, 2 – источник плазмы, 3 – соленоид, 4 – кольцевые электроды, 5 – торцевой приемник ионов, 6 – продольный приемник ионов. б – Распределение напряженности магнитного поля вдоль оси установки.

Здесь же теоретически исследуется возможность отделения фракций ОЯТ на стадии нагрева и ионизации [6]. Оказалось, что на стадии нагрева можно выделить до 75% продуктов деления, после чего уменьшаются количество компонентов рабочей смеси и, соответственно, энергозатраты при переводе ее в плазменное состояние.

Плазменный сепаратор с неоднородным магнитным полем для разделения смеси на группы элементов разрабатывается в РИЦ «Курчатовский институт» (Россия) [7]. Его концепция предполагает преобразование ядерных материалов в поток холодной плазмы, селективный нагрев групп ионов в заданном диапазоне массы и последующее пространственное выделение этих групп (сепарацию) из

потока при движении в неоднородном магнитном поле. В предлагаемом масс-сепараторе (рисунок 4) низкотемпературная плазма генерируется в источнике, где зажигается электронно-циклотронный разряд в парах рабочего материала. Ионизованный материал формируется в плазменный поток, выходящий из источника плазмы вдоль силовых линий магнитного поля, и поступает в камеру, где в однородном магнитном поле происходит селективный ионно-циклотронный нагрев целевых ионов со средней массой M и разбросом по массе ΔM на частоте $\omega = ZeB/M$ (ω – ионная циклотронная частота, Z – заряд иона, e – заряд электрона). Требуемая селективность нагрева $\Delta M/M$ определяется однородностью магнитного поля $\Delta B/B$, температурой ионов, характеристиками антенн и генератора. Поток 100 А ионов урана, по расчету, обеспечит переработку в масс-сепараторе до 7,2 т ОЯТ в год.

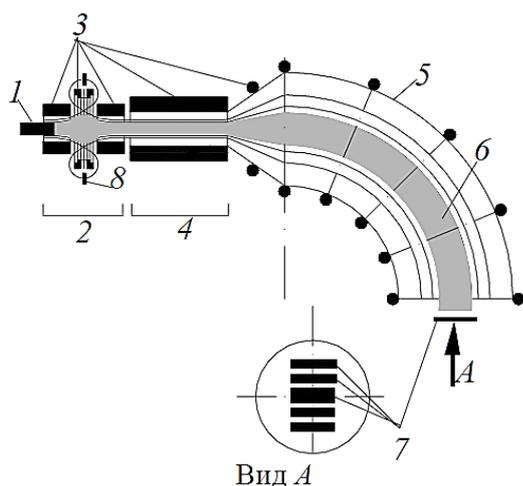


Рисунок 4. Блок-схема потокового плазменного сепаратора ПС-1: 1 – ОЯТ; 2 – источник плазмы; 3 – катушки магнитного поля; 4 – камера селективного нагрева; 5 – тороидальный сепаратор; 6 – поток плазмы; 7 – коллекторы; 8 – приемники плазмы.

В Объединенном институте высоких температур РАН (Россия) разрабатывается плазмооптическая установка с потенциальной рисунком ямой (5б) в замагниченной плазме, захватывающей тяжелые ионы и практически не затрагивающей легкие [8, 9]. В теоретической модели, построенной в одночастичном приближении, была продемонстрирована возможность отделения пучка тяжелых элементов с $m_D = 238$ а.е.м. от пучка легких элементов $m = 152$ а.е.м., причем эффект разделения наблюдается как при вводе пучка вдоль оси симметрии системы, так и вдоль ее радиуса.

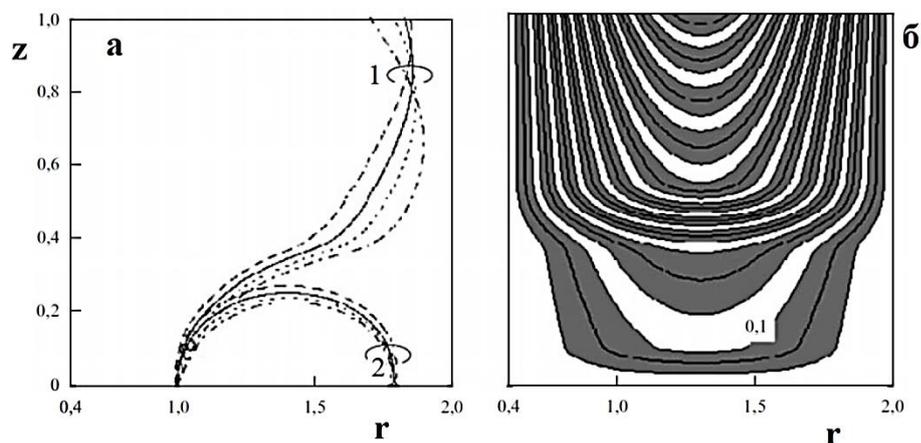


Рисунок 5. а – Траектории (1) тяжелых (массой 240 а.е.м.) и (2) легких (массой 150 а.е.м.) ионов для углов входа $\theta = \pm 45^\circ$; магнитное поле $B_z < 0$. б – Линии уровня потенциала ($-\Pi$), нормированные на единицу; максимальное абсолютное значение потенциала $|\Pi|_{\max} = 0,415$ [8].

Основные параметры установки приведены в [9]. Диаметр вакуумной камеры составляет 0,9 м, ее длина – 2 м; остаточное давление в камере достигает 10^{-6} Торр, магнитная индукция – 0,21 Тл, причем неоднородность поля в рабочем объеме при этом меньше 10%. Мощность ВЧ-нагрева плазмы составляет 60 кВт. Имеется возможность создавать различные распределения потенциала с максимальной величиной 1250 В с помощью системы регулируемых электродов.

На установке были проведены измерения профиля электростатического потенциала с введением электрического поля в газоразрядную плазму посредством торцевых электродов. В качестве источника плазмы здесь использовался диффузный дуговой разряд с подогреваемым катодом с производительностью 3 мг/с ионов металлов со средним зарядом около +1 [10].

А. Феттерман и Н. Фиш (Princeton Plasma Physics Laboratory, USA [11]), используя в качестве базовой работу В. И. Волосова (ИЯФ СО РАН) [12], рекомендовали применить для переработки ОЯТ асимметричную центробежную ловушку. Предложенный фильтр масс они назвали магнитным центрифужным фильтром (magnetic centrifugal mass filter, MCMF). В представленной на рисунке б конфигурации магнитного поля вращение плазмы препятствует уходу ионов вдоль силовых линий в направлении уменьшения радиуса плазмы, поскольку

частицы испытывают при этом действие возрастающей центробежной силы, имеющей компоненту вдоль линии поля. Подбором частоты вращения плазмы можно установить граничную массу ионов, которые не смогут преодолеть центробежный барьер. Эти частицы отразятся и покинут установку через магнитную пробку. Частицы с массами большими граничной смогут покинуть установку через центробежную пробку. Таким образом, в правую сторону из МСМФ уходят легкие ионы, а в левую – тяжелые (рисунок 6).

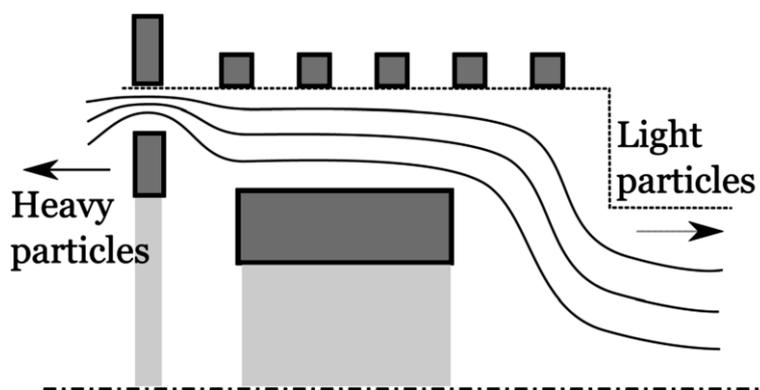


Рисунок 6. Схема МСМФ [11]; затемненные прямоугольники указывают расположение катушек магнитного поля; сплошные линии – магнитные силовые линии, пунктирная линия – граница вакуумного объема, штрихпунктирная прямая – ось симметрии.

Устройство плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е, предложенное А. И. Морозовым, (РНЦ «Курчатовский институт») [13] имеет, как мы полагаем, преимущество по сравнению с другими разрабатываемыми магнито-плазменными методами – малые энергозатраты. Это связано, в основном, с малыми мощностями, необходимыми для создания магнитных полей килогауссного диапазона. В ПОМС-Е такие поля нужны лишь в области, так называемого, азимутатора, размер которого на порядки меньше областей, в которых есть такие магнитные поля в других МПС. Привлекательным в ПОМС-Е является и использование надежных генераторов компенсированных ионных пучков – плазменных ускорителей с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) [14, 15].

Поэтому необходимо прилагать и в дальнейшем усилия для развития плазмооптической масс-сепарации.

В данном методе планируется проводить разделение веществ, находящихся в плазменной фазе, точнее, разделение по массам компенсированных ионных пучков (КИП) с силой тока в десятки и сотни ампер.

Устоявшееся, данное методу название «плазмооптический», объясняется тем, что и оно работает подобно широко известным в настоящее время плазмооптическим устройствам, используемым при решении практических задач, связанных с фокусировкой КИП в, так называемых, плазменных линзах, где создаются электрические и, обязательно, магнитные поля специальных конфигураций, не совпадающие по направлению с электрическими. Для формирования мощных ионных пучков вакуумные плазмооптические системы непригодны из-за ограничений, связанных с объемным зарядом потока ионов. Поэтому ионы нужно ускорять в плазменной квазинейтральной среде. Магнитные поля ограничивают подвижность электронов поперек силовых линий, что позволяет создавать электрические поля в этом направлении.

Теоретические исследования в области плазмооптической масс-сепарации проводятся также в Харбинском политехническом университете. В работе [16] в результате численного моделирования исследован процесс прохождения плазмы через азимутатор.

В настоящее время в Иркутском национальном исследовательском техническом университете ведутся исследования, целью которых является разработка и создание экспериментальной установки ПОМС-Е-3 [17] для исследований в области плазмооптической масс-сепарации. Результаты, изложенные в настоящей диссертационной работе, получены в процессе разработки данной установки и проведения на ее макете серии экспериментов.

В масс-сепараторе ПОМС-Е-3 осуществляют разделение потока ионов пока с тремя различными массами. Одной из основных задач при этом является формирование трехкомпонентного пучка ионов. В стартовых экспериментах на ПОМС-Е-3 наблюдалось интересное явление набора ионами энергий,

превышающих, величину, определяемую напряжением $E \times B$ разряда в УЗДП – в ускорителе с анодным слоем (УАС), являющемся частью системы формирования потока ионов.

Для дальнейшего развития технологии плазмооптической масс-сепарации необходимо решить и проблему транспорта стационарного потока плазмы с минимальными потерями частиц через ограниченную в пространстве область сильного магнитного поля – азимутатор, который также является частью системы формирования потока ионов.

Цель работы состояла в разработке системы формирования потока ионов плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Исследование различных режимов работы системы формирования потока ионов.
2. Поиск возможностей транспортировки потока ионов через магнитный барьер азимутатора с минимальными потерями.
3. Доработка системы формирования потока ионов с учетом полученных результатов исследований.

Методы исследования

Определение энергетического состава ионов проводилось энергоанализатором с задерживающим потенциалом. По данным энергоанализатора с помощью программного обеспечения, разработанного самостоятельно, строились энергетические спектры ионов и рассчитывалась плотность ионов в плазменном потоке. При измерении плавающего потенциала плазмы и температуры электронов использовались ленгмюровские и эмиссионные зонды.

Расчет распределения магнитного поля в различных конструкциях системы формирования потока ионов производился в среде FEMM. Программы численного расчета процесса прохождения потока плазмы через магнитный

барьер азимутатора и расчета параметров виртуального анода написаны на языках Python и MatLab.

Положения, выносимые на защиту

1. Экспериментально обнаружен и исследован режим самостоятельного $E \times B$ разряда с аномально широким спектром, в котором энергии ионов превышают величины, эквивалентные разрядным напряжениям.

2. Предложена теоретическая модель ускорения ионов в $E \times B$ разряде на макроскопическом скачке потенциала – виртуальном аноде. Определена величина ионного тока, при которой потенциал виртуального анода превышает потенциал анода. Проведен численный расчет параметров виртуального анода.

3. Найдены ограничения на производительность плазмооптической масс-сепарации, связанные с потерей части ионного потока при его прохождении через магнитный барьер азимутатора. Исследован процесс прохождения потока плазмы через магнитный барьер азимутатора в режиме нарушения квазинейтральности.

4. Разработана система формирования потока ионов, обеспечивающая увеличение плотности ионного потока, прошедшего через магнитный барьер азимутатора, и проведено её экспериментальное исследование.

5. Разработаны метод и программа численной обработки экспериментальных данных энергоанализатора с задерживающим потенциалом.

Научная новизна

1. Экспериментально обнаружен ранее не наблюдавшийся эффект ускорения значительной части ионов до энергий, превышающих eV_d , где V_d – разрядное напряжение ускорителя с анодным слоем. Определены условия, при которых $E \times B$ разряд переходит в режим с аномальным ускорением ионов.

2. Предложен новый механизм ускорения ионов на макроскопическом скачке потенциала – виртуальном аноде, который формируется в промежутке анод-катод УАС.

3. Впервые найдены ограничения на производительность процесса плазмооптической масс-сепарации, связанные с потерей части ионного потока при его прохождении через магнитный барьер азимутатора.

4. Предложена новая идея системы формирования потока ионов плазмооптического масс-сепаратора, разработан, исполнен и испытан её первый вариант.

Личный вклад автора

Все выносимые на защиту результаты получены при непосредственном участии автора или лично автором. Автором лично составлены программы численного расчета процесса прохождения потока плазмы через магнитный барьер азимутатора и расчета параметров виртуального анода; разработаны метод и программа численной обработки экспериментальных данных энергоанализатора с задерживающим потенциалом. Постановка задач на проведение экспериментальных исследований, методы решения поставленных задач, анализ экспериментальных данных и обобщение результатов диссертации выполнены совместно с научным руководителем д.ф.-м.н. Н. А. Строкиным.

Автор непосредственно принимал участие в обсуждении идеи системы формирования потока ионов плазмооптического масс-сепаратора, разработке и испытании её конструкции.

В теоретических исследованиях процесса прохождения потока плазмы через магнитный барьер азимутатора в режиме нарушения квазинейтральности и построении теоретической модели ускорения ионов в $E \times B$ разряде на виртуальном аноде личный вклад состоял в совместном с д.ф.-м.н. В. М. Бардаковым анализе и обсуждении вариантов аналитических решений.

Практическая значимость работы

Выделена область параметров $E \times B$ разряда, при которых не генерируются ионы с энергиями, превышающими eV_d . С практической точки зрения это

позволит избежать нежелательного увеличения длины системы фокусировки и сбора ионов масс-сепаратора.

На экспериментальной установке ПОМС-Е-3 используется новая конструкция системы формирования потока ионов, которая обеспечивает дополнительную компенсацию ионного потока в азимутаторе и, как следствие, увеличивает производительность плазмооптической масс-сепарации. Определены оптимальные режимы работы новой системы формирования потока ионов, в которых наблюдается максимальная выходная плотность ионов.

Разработанная программа для ЭВМ применяется при обработке экспериментальных данных на установке ПОМС-Е-3 для расчета плазменных параметров.

Апробация результатов работы

Материалы, представленные в диссертации, были доложены на XLIII, XLIV и XLV Международных Звенигородских конференциях по физике плазмы и УТС (г. Звенигород, 2016 ÷ 2018 годы), XIV и XV Всероссийских научно-технических конференциях студентов, аспирантов и молодых учёных «Современные проблемы радиоэлектроники и связи» (Иркутск, 2016 и 2018 годы), XIV Международной научно-практической конференции «Инженерные и научные приложения на базе технологий NI NIDays» (Москва, 27 ноября 2015 г.).

Материалы диссертации опубликованы в 7 печатных работах, включая статьи в российских и международных реферируемых журналах, свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ и государственный патент на изобретение.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, приложения и списка литературы. Работа представлена на 101 странице машинописного текста, включает 46 рисунков. Список литературы содержит 68 наименований.

В первой главе сообщается про развитие работ по совершенствованию макета ПОМС-Е-3, когда определяется степень влияния на траектории разделяемых ионов плазменных эффектов и собственного объемного заряда потока ионов и ставится задача доработки ПОМС-Е-3 с учетом полученных знаний. Сообщается про обнаружение в эксперименте явления ускорения потоков ионов до энергий, превышающих величины, соответствующие напряжению $E \times V$ разряда УАС. Изменение (уширение) функции распределения ионов, происходящее при этом, делает необходимым корректировку системы фокусировки и сбора разделенных ионов каждого на свой приемник-коллектор. Предложена теоретическая модель аномального ускорения ионов на виртуальном аноде. По разработанной теории выполнены численные расчеты.

Вторая глава посвящена исследованию влияния магнитного барьера азимутатора – выходного устройства системы формирования на производительность плазмооптической масс-сепарации и роли объемного заряда потока ионов в процессе прохождения ионов через азимутатор. Проведено теоретическое исследование и численное моделирование прохождения плазмы через магнитный барьер азимутатора в стационарном режиме. Задача рассмотрена в двух предельных случаях: узкого и широкого азимутатора. По разработанной теории выполнены численные расчеты.

В третьей главе описаны идея и конструкция новой системы формирования потока ионов в составе прототипа масс-сепаратора ПОМС-Е-3, а также разработанные метод математической обработки и программа обработки экспериментальных результатов для энергоанализатора с задерживающим потенциалом, с использованием которых проводились экспериментальные исследования.

В заключении приведены основные результаты диссертационной работы.

Глава 1. Особенности формирования функции распределения ионов в $E \times B$ разряде

§ 1.1. Плазмооптический масс-сепаратор ПОМС-Е-3

Идея и макроскопическая теория плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е с электростатической фокусировкой подробно рассмотрены в [13]; схема этого устройства изображена на рисунке 7.

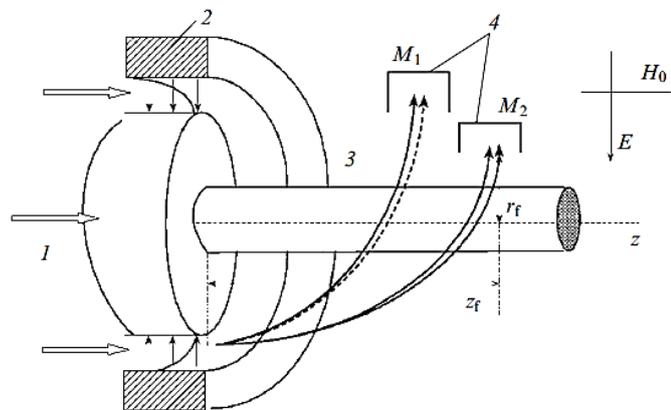


Рисунок 7. Схема ПОМС-Е [13]: 1 – источник ионов; 2 – азимутатор; 3 – область фокусировки и сбора; 4 – коллекторы ионов.

Процесс плазмооптической масс-сепарации состоит из следующих последовательных стадий: генерация многокомпонентной плазмы, прохождение потока плазмы через поперечное к направлению движения магнитное поле и сбор ионов на индивидуальные приемники. Поперечное к скорости ионов магнитное поле создается в кольцевой щели, которая называется азимутатором (2 на рисунке 7). Пересекая азимутатор, ионы разных масс приобретают одинаковый момент импульса. После выхода из азимутатора ионы входят в область 3 (рисунок 7) расхождения ионов разных масс и их сбора (фокусировки) на свои приемники, где создается радиальное электрическое поле E_r . Для создания в плазме этой области электрического поля создается продольное (по оси z) магнитное поле, замагничивающее электроны. В плоскости (r, φ) поле E_r способно фокусировать

поток ионов при смещении на угол $\pi/\sqrt{2}$, как это происходит в энергоанализаторе Юза-Рожанского. Радиусы фокусных колец r_f (для осесимметричной системы) определяются условиями равновесия на данном радиусе иона массой M : $Mu_\varphi^2 / r_f = eE_r$, где u_φ – азимутальная скорость ионов.

В работе [17] было, однако, показано, что учет немоноэнергетичности и начального распределения ионов по радиальным скоростям в плазменном потоке приводит к уширению фокусных колец ПОМС-Е, исключая возможность так называемой панорамной (т.е. выделение из смеси каждого химического элемента в отдельности) масс-сепарации. А отсутствие наложения фокусных колец для ионов двух масс M_0 и M , имеющих одинаковую энергию W_0 , будет наблюдаться при углах расходимости пучка

$$\alpha < \left(\frac{9}{11\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{\delta M}{M_0} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где $M_0 = \frac{eB_R^2 \Delta^2}{E_R R}$; M_0 – масса (центральная) такого иона, который, вылетев из точки

азимутатора с $r = R$ и нулевой радиальной начальной скоростью, будет всегда находиться на радиусе $r = R$; E_R – электрическое поле на радиусе R движения центральной массы M_0 ; B_R – величина радиальной компоненты индукции магнитного поля в азимутаторе на радиусе R ; Δ – длина азимутатора вдоль продольной оси ПОМС-Е-3 [17]. При, например, $\delta M / M_0 = 1/3$ критерий (1) выполняется вплоть до углов 25° . В случае немоноэнергетичного потока за счет разности продольных скоростей приход ионов с энергиями W_0 и $W = W_0 - \Delta W$ в данную точку сепарирующего пространства происходит с задержкой во времени

$$\Delta t = \frac{T_0}{2} \left[\left(1 - \frac{2\Delta W}{W_0} \right)^{-1/2} - 1 \right],$$

где $T_0 = 2\pi/\omega_0$; $\omega_0^2 = 2u_{\varphi A0}^2 / R^2$; $u_{\varphi A0}$ – азимутальная скорость иона массы M_0 на выходе из азимутатора. Это приводит к изменению критерия отсутствия наложения фокусных колец к виду

$$\alpha < \frac{1}{4} \frac{\delta M}{M_0} \left[1 + \cos \pi \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_0}}} - 1 \right) \right] / \left[\sin \pi \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2\Delta W}{W_0}}} - 1 \right) \right],$$

которое при $\Delta W/W_0 \rightarrow 3/8$ дает в правой части уравнения 0. Поэтому при условии $\Delta W/W_0 \geq 3/8$, которое для плазменных ускорителей всегда реализуется, панорамная масс-сепарация становится невозможной.

Было предложено в [17] устройство ПОМС-Е-3, в котором возможен сбор частиц с массами M_0 , $M_1 = M_0 + \delta M$ и $M_2 = M_0 - \delta M$ на приемники ионов, находящиеся на радиусах, соответственно, $R_1 = R - R \frac{\delta M}{M_0}$, R и $R_2 = R + R \frac{\delta M}{M_0}$.

При этом протяженность приемников определяется наибольшей в спектре скоростью ионов:

$$L_{z \max} = \sqrt{u_m^2 - u_{\phi A 0}^2} \frac{T_0}{2}, \quad (2)$$

где $u_m = (2W_{\max}/M_0)^{1/2}$; W_{\max} – максимальная энергия ионов. Тогда ионы массой M_0 собираются на торцевом кольцевом приемнике, расположенном на расстоянии $L_{z \max}$ между цилиндрами радиусами r_1 и r_2 ($r_1 < R < r_2$). Кроме того, в ПОМС-Е-3 предлагается совместить УЗДП, генерирующий плазму, и азимутатор в одно устройство – систему формирования потока ионов; катод УАС здесь объединен с азимутатором [18].

В ПОМС-Е-3 можно осуществлять масс-сепарацию трехкомпонентного потока плазмы (массы $M_1 < M_0 < M_2$) с любым распределением ионов по энергии. В случае если рабочая смесь элементов состоит более чем из трех компонентов, на цилиндрах радиусами r_1 и r_2 будут оседать целевые ионы, соответственно, с минимальной и максимальной массами – «продукт», а на торцевом приемнике – все остальные – «отвал». В этом варианте схема ПОМС-Е-3 может применяться в многоступенчатом режиме, когда каждое последующее разделение осуществляется для элементов, еще оставшихся в «отвале». Кроме того, ПОМС-Е-3 может использоваться как масс-сепаратор первой степени переработки-обогащения основного количества исходного вещества для классического ионно-пучкового масс-сепаратора.

Конструкция ПОМС-Е-3 показана рисунке 8. Сепарирующее (фокусирующее, собирающее) пространство (область, где располагаются элементы 7-11 на рисунке 8) макета ПОМС-Е-3 представляет собой вакуумную камеру длиной $L \approx 800$ мм. В ней размещена охлаждаемая водой катушка (п. 7 на рисунке 8) диаметром 732 мм и длиной 630 мм для создания продольного (B_z) магнитного поля, ограничивающего подвижность электронов в радиальном направлении и практически не влияющего на динамику ионов.

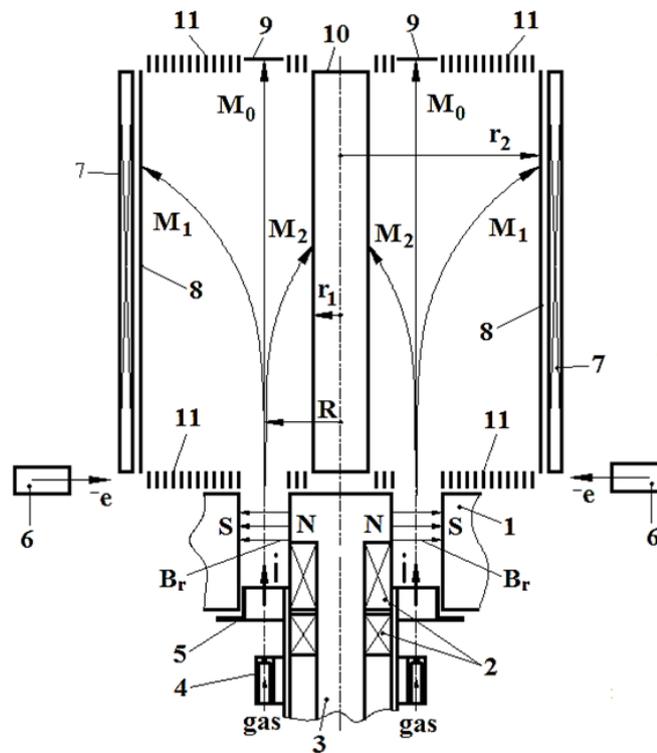


Рисунок 8. Схема макета масс-сепаратора ПОМС-Е-3: 1 – катод-азимутатор; 2 – катушки электромагнитов УАС; 3 – магнитопровод; 4 – система напуска рабочего газа; 5 – анод УАС; 6 – источник электронов сопровождения, 7 – система для создания продольного магнитного поля в сепарирующем объеме; 8, 10, 11 – система создания радиального электрического поля в сепарирующем объеме; 9 – торцевой приемник ионов; 8-10 – приемники разделенных элементов пучка [18].

Внутри катушки размещены два цилиндрических электрода 8 и 10 диаметрами, соответственно, 678 и 92 мм для создания радиального

электрического поля E_r . Система создания E_r включает также 2 набора по 13 кольцевых цилиндрических аксиальных электродов (п. 11 на рисунке 8), расположенных на торцах камеры сепарации и разнесенных друг от друга, в основном, на 20 мм. Внешние торцевые электроды соединены, соответственно, с внешним и внутренним цилиндрами, а между собой они связаны омическим делителем напряжения, который подобран так, чтобы радиальное распределение потенциала между всеми электродами было логарифмическим $E_r(r) = -E_R R/r$. Изменяя омический делитель, можно устанавливать другой закон изменения радиального электрического поля.

В сепарирующем пространстве ПОМС-Е-3 в плазмооптическом приближении траектория иона определяется действием противоположно направленных сил – со стороны радиального электрического поля и центробежной силы, определяемой азимутатором. В заданном внешнем электрическом поле E_r движение ионов массой M в цилиндрической геометрии (r, φ, z) описывается следующими уравнениями:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 = \frac{e}{M} E_r; \quad (3)$$

$$\frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dt} \right) = 0; \quad (4)$$

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = 0. \quad (5)$$

Пример численных расчетов траекторий ионов ОЯТ по уравнениям (3)-(5) в сепарирующем пространстве ПОМС-Е-3 для $M_0 = 155$ а.е.м. приведен на рисунке 9 и он демонстрирует, что при учете только внешних макроскопических полей в ПОМС-Е-3 возможна масс-сепарация смеси элементов.

Однако в эксперименте из-за влияния плазменных эффектов и нарушения квазинейтральности, как выяснилось, траектории разделяемых ионов отличаются от расчетных. Например, в работе [19] изучался радиальный разлет ионов при различных величинах магнитной индукции в азимутаторе и степени компенсации пространственного заряда потока ионов в сепарирующем пространстве ПОМС-Е-

3. Измерения проводились в сепарирующем пространстве на $z = 310$ и 500 мм от азимутатора на радиусах $r \approx 96 \div 310$ мм с шагом по радиусу, равным 20 мм, с помощью подвижного энергоанализатора с задерживающим потенциалом. Разрядное напряжение плазменного ускорителя поддерживалось равным 900 В. Радиальная компонента индукции магнитного поля в азимутаторе принимала два значения: $0,286$ и $0,385$ Тл, при этом на аноде УАС магнитная индукция была равна, соответственно, $0,0312$ и $0,0408$ Тл.

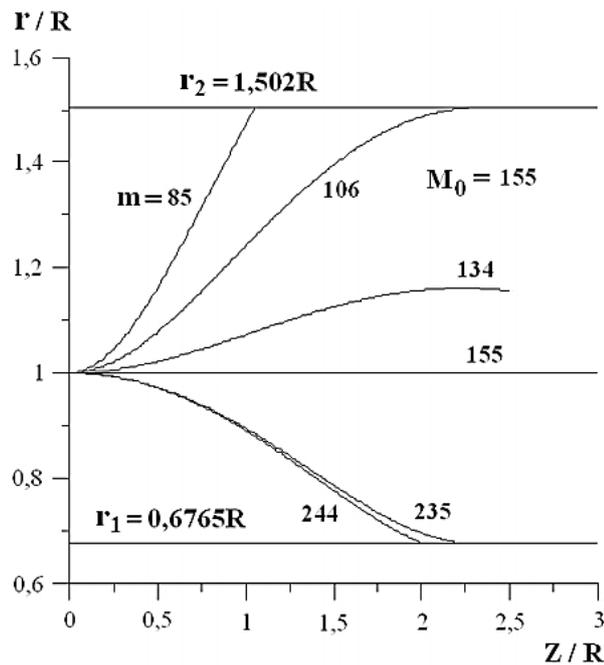


Рисунок 9. Расчетные траектории ионов крайних масс групп I (85; 106), II (134; 155) и III (235; 244) ОЯТ в сепарирующем пространстве ПОМС-Е-3 [20].

В работе [19] была получена и теоретическая зависимость положения наиболее вероятной энергии ионов от радиуса для заданного расстояния от азимутатора. Расчеты с хорошей точностью (точки и кривая 3 на рисунке 10) показывают, что это возможно при постоянном воздействии на ионы электрического поля $E_r \leq 1$ В/м, возникающего из-за разделения зарядов, нарастающего с $E_r = 0$ на $r = 9$ см до $E_r \approx 1$ В/м на $r = 30$ см. Однако результаты экспериментов с компенсацией (ромбики на рисунке 10) не полностью совпадают с расчетом для случая полной компенсации (кривая 1 на рисунке 10), но

достаточно хорошо повторяют расчеты для случая неполной компенсации. Расхождение со случаем полной компенсации здесь может быть из-за недостаточной величины тока электронов компенсации. С другой стороны, его можно объяснить наличием радиального электрического поля E_{r1} , имеющего другую природу (не из-за разделения зарядов). Оценка дает $E_{r1} \leq 0,4$ В/м ($E_{r1} \approx 0$ на $r = 9$ см; $E_r \approx 0,4$ В/м на $r = 30$ см). Такое поле может быть обусловлено градиентом электронного давления, которым при расчете в [19] пренебрегли.

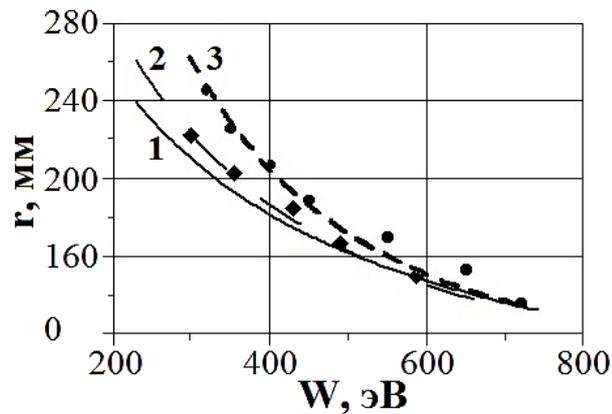


Рисунок 10. Положение ионов аргона с наиболее вероятной энергией в сепарирующем пространстве ПОМС-Е-3 [19]:

сплошная линия 1 – расчет для скомпенсированного потока; штриховая 2 – расчет для частично скомпенсированного потока; штриховая 3 – расчет для нескомпенсированного потока; ромбики – эксперимент с компенсацией; точки – эксперимент без компенсации.

Для дальнейшего совершенствования ПОМС-Е-3 нами подробно исследовалась работа системы формирования потока ионов и определялось влияние магнитного барьера азимутатора на производительность плазмооптической масс-сепарации. В первых сериях экспериментов использовалась система формирования потока ионов с двухкамерным (двухступенчатым) УАС, изображенная на рисунке 11. Генерация плазмы происходит в результате самостоятельного разряда – без внешнего поджига (без внешнего катода-компенсатора, принятого в плазменных двигателях) в

скрещенных продольном электрическом и радиальном магнитном полях ($E \times B$ -разряд). Катод УАС совмещен с азимутатором. Анод-2 (п. 2 на рисунке 11) УАС, выполненный из нержавеющей стали (немагнитный), может быть электрически изолирован от магнитопровода. В этом случае на него или подается электрический потенциал U_{a2} от отдельного источника постоянного напряжения, или он может находиться под плавающим потенциалом U_{fl} . УАС при этом будет двухступенчатым. Если анод-2 заземляется – УАС одноступенчатый. Катод-азимутатор всегда находится под нулевым потенциалом, является частью магнитопровода и формирует два магнитных полюса. Радиус центра кольцевой щели катода-азимутатора $R = 90$ мм при $R_{min} = 87,5$ мм, $R_{max} = 92,5$ мм (размер щели по радиусу $\Delta R = 5$ мм). Разрядная камера ограничена металлическими стенками – экранами (п. 5 на рисунке 11), которые находятся или под плавающим потенциалом, или нулевым (заземляются). Расстояние анод-1–анод-2 составляет 8 мм, анод-2–катод-азимутатор – 30 мм.

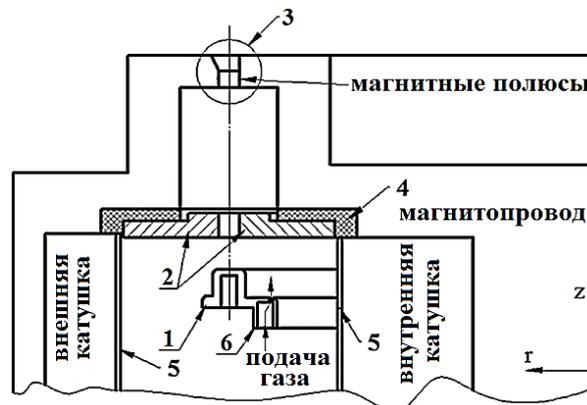


Рисунок 11. Схема системы формирования с двухкамерным УАС:

1 – анод-1; 2 – анод-2; 3 – катод, совмещенный с азимутатором;

4 – изолятор; 5 – экраны; 6 – газораспределитель.

УАС имеет разрядную мощность $P_d \approx 300$ Вт при токе разряда $I_d \leq 0,3$ А. В промежутке анод-1-катод создается растущее от анода-1 к катоду поперечное (радиальное – B_r) к продольному электрическому (E_z) магнитное поле. Величина поперечного магнитного поля в области анода-1 не превышает 0,05 Тл, при этом

компонента B_r в азимутаторе находится в пределах 0,5 Тл. Пример расчета в программе Finite Element Method Magnetics (FEMM; Магнитные расчеты методом конечных элементов) [21] распределения магнитного поля вдоль оси z на середине разрядного канала показан на рисунке 12. Видно, что магнитное поле практически радиальное: везде величина продольной (B_z) компоненты не превышает 13% от B_r .

Для диагностики параметров плазмы использовались ленгмюровские и эмиссионные зонды [22, 23, 24]. Измерение функций распределения ионов по энергии проводилось трехсеточным энергоанализатором с задерживающим потенциалом (ЭЗП) [25, 26]. Вторичная эмиссия с коллектора ЭЗП подавляется подачей на него положительного (до 40 В) смещения; на разделительную сетку ЭЗП подается постоянный отрицательный потенциал величиной не менее 40 В.

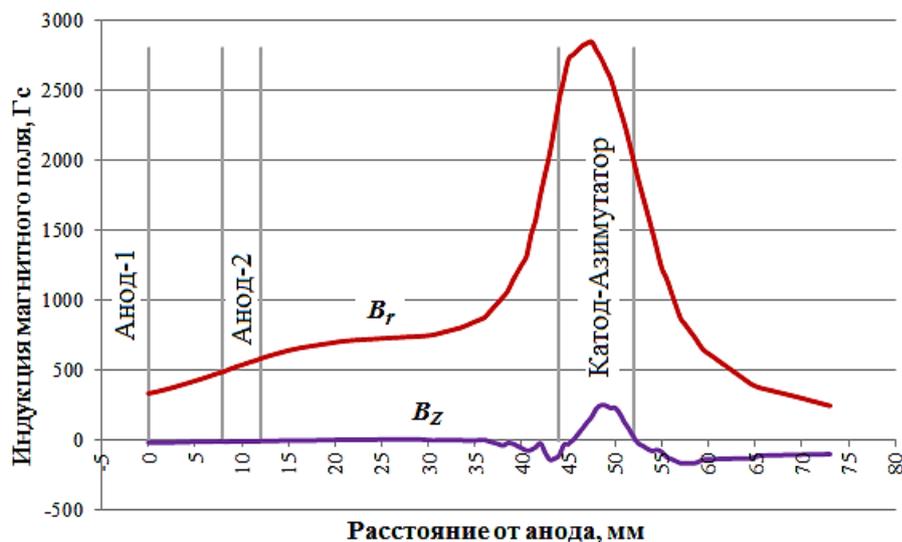


Рисунок 12. Компоненты индукции магнитного поля вдоль оси Z системы формирования потока ионов ПОМС-Е-3.

Для работы с ЭЗП и зондами использовался аппаратно-программный комплекс [25] с некоторыми улучшениями [27]. Программное обеспечение комплекса выполнено в среде графического программирования LabVIEW 2013. Данная среда является разработкой компании National Instruments и ориентирована, в первую очередь, на работу с измерительным оборудованием и обработкой получаемых данных. Основной особенностью LabVIEW является

полностью графическое программирование, когда все функции и операторы представлены в виде графических элементов с входными и выходными терминалами, а аргументы функций и переменные представляют собой поток данных, который этими функциями преобразуется.

Аппаратное обеспечение комплекса состоит из персонального компьютера (ПК), аналого-цифрового (АЦП) и цифро-аналогового (ЦАП) преобразователей, регулируемого модифицированного источника высокого ($0 \div 4$ кВ) напряжения БНВ-30. Модель ПК – NI PXIe-8115; АЦП и ЦАП объединены в комплексном приборе NI PXIe-6361. Коммуникации между ПК и АЦП/ЦАП осуществляются по интерфейсу PXI в шасси NI PXIe-1078.

Основные характеристики элементов комплекса:

- ПК NI PXIe-8115: процессор: Intel Core i5-2510E 2.5 ГГц; ОЗУ: 2ГБ; ОС Windows 7x86;
- АЦП NI PXIe-6361: количество каналов: 16 несимметричных или 8 дифференциальных; разрядность: 16 бит; диапазон входного напряжения: от $\pm 0,1$ В до ± 10 В; частота дискретизации: 2 МГц в одноканальном режиме, 1 МГц – в многоканальном;
- ЦАП NI PXIe-6361: количество каналов: 2; разрядность: 16 бит; диапазон выходного напряжения: ± 5 В, ± 10 В; частота вывода: 2,86 МГц в одноканальном режиме, 2 МГц – в двухканальном;
- источник высокого напряжения БНВ-30: диапазон выходного напряжения: от 0 до 4000 В; диапазон выходного тока: от 0 до 3 мА; пульсации выходного напряжения: не более 20 мВ; тип внешнего управления: постоянное напряжение, $U_{\text{упр}}/U_{\text{вых}} = 1/558$.

Измерительный комплекс поддерживает работу с электрическими зондами и с ЭЗП. Структурная схема комплекса в разных режимах работы показана на рисунках 13 и 14.

Энергоанализатор состоит из двух сеток и коллектора. Первая по направлению потока плазмы сетка является разделительной и служит для отсекания из потока плазмы электронов. Вторая сетка – анализирующая – на неё

подаётся линейно-изменяющееся напряжение от нуля до напряжения, соответствующего максимальной энергии ионов в потоке плазмы. Коллектор является приёмником заряженных частиц (ионов). Зависимость тока коллектора, от напряжения на анализирующей сетке образует кривую задержки, анализ которой позволяет определить энергетический состав ионов и рассчитать плотность частиц в плазменном потоке.

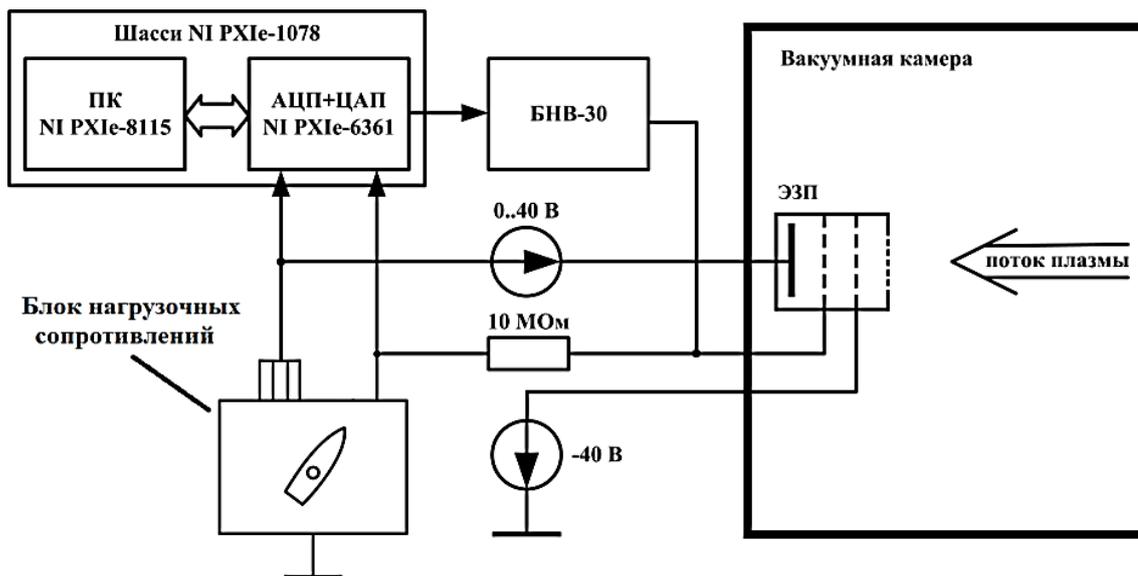


Рисунок 13. Структурная схема системы регистрации в режиме работы с ЭЗП.

В режиме работы комплекса с ЭЗП (рисунок 13) процесс измерения кривой задержки производится в следующей последовательности: программным образом на ЦАП комплекса устанавливается управляющее напряжение, соответствующее текущему шагу измерения кривой задержки; «выжидается» пауза заданной длительности $\tau \sim 20$ мс, затем производится измерение тока коллектора и напряжения на анализирующей сетке. Возможно проведение однократного измерения или проведение указанного в настройках числа измерений и вычисление среднего арифметического для каждого измеряемого параметра. Частота дискретизации при этом $f_D = N / \tau$, где N – количество измерений для проведения усреднения; $f_D \leq 1$ МГц. Далее эта последовательность повторяется для следующего значения анализирующего напряжения. При таком порядке измерений учитывается переходный процесс в источнике анализирующего

напряжения БНВ-30 и снижается погрешность измерений. Для изменения диапазона измерения тока коллектора выбирается нужное нагрузочное сопротивление в коллекторной цепи. В измерительном комплексе используется блок нагрузочных сопротивлений с коммутацией электромеханическими реле, управляемыми сигналами цифрового выхода комплекса. Результаты измерений выводятся в текстовый файл; дальнейшая обработка результатов: построение функции распределения ионов, вычисление плотности и средней энергии частиц производится в программе [28].

Схема измерительного комплекса в режиме работы с электрическими зондами показана на рисунке 14. Зонд представляет собой проводник (плоский, цилиндрический, сферический), помещенный в плазму. Анализ вольт-амперной характеристики зонда позволяет надежно определять такие параметры плазмы как плавающий потенциал и температура электронов. В режиме работы с зондами на анализирующей сетке ЭЗП устанавливается 0 В, а нагрузочное сопротивление переключается на минимальное (100 кОм) для обеспечения безопасной работы оператора и минимизации сигнала с коллектора, поскольку ЭЗП остается в потоке плазмы. При переходе в режим работы с ЭЗП данные параметры восстанавливаются в соответствии с настройками измерения.

Снятие зондовой характеристики производится следующим образом [27]. Оператором выбирается необходимое нагрузочное сопротивление, выставляется напряжение смещения на зонде и частота дискретизации. Величины нагрузочного сопротивления и напряжения смещения контролируются программой. Затем запускается цикл измерения, в котором производится измерение падения напряжения на нагрузочном сопротивлении и напряжение смещения зонда с заданной частотой дискретизации. После остановки цикла, производится усреднение измеряемых параметров за все время работы цикла измерения или за промежуток времени, указанный пользователем для исключения возмущений и электрических пробоев в плазме (при их наличии). Таким образом производятся измерения для всего интересующего диапазона напряжений смещения. По

результатам измерений определяется плавающий потенциал и рассчитывается температура электронов.

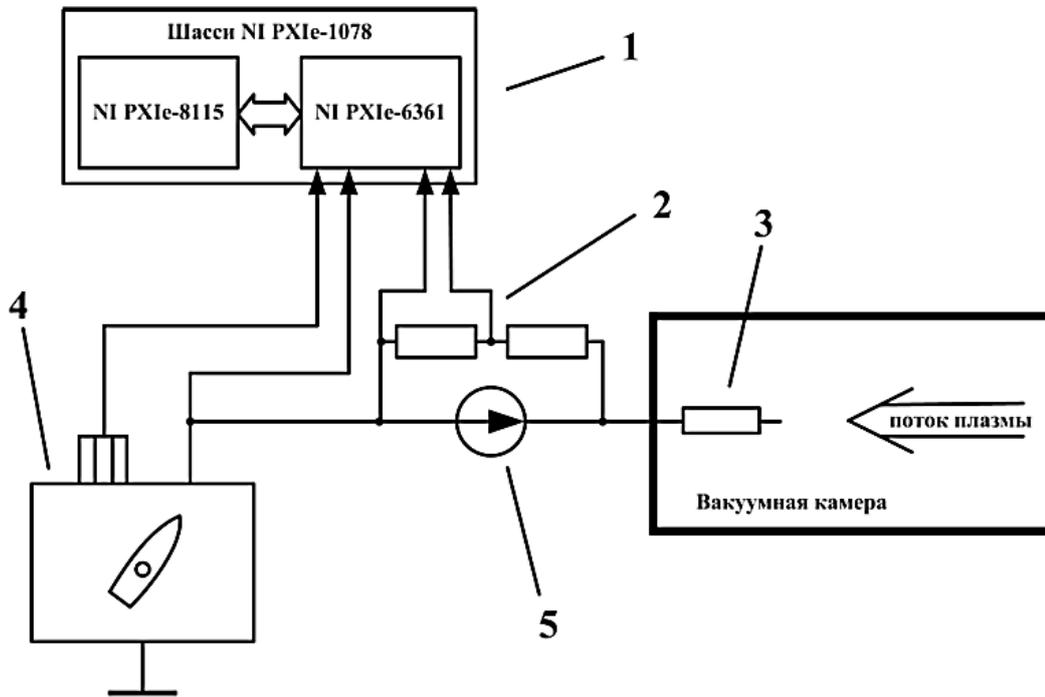


Рисунок 14. Структурная схема системы регистрации в режиме работы с зондом:
 1 – измерительный блок, 2 – цепь контроля напряжения смещения, 3 – электрический зонд, 4 – блок нагрузочных сопротивлений, 5 – источник напряжения смещения [27].

§ 1.2. Аномальное ускорение ионов

Под аномально ускоренными или «сверхускоренными» ионами понимаются ионы, имеющие энергию большую, чем они могут получить в вакуумном электрическом поле между анодом и катодом $E_z = V_d/d$. Соответственно механизм ускорения ионов до таких энергий называем аномальным ускорением или «сверхускорением».

О регистрации аномально ускоренных ионов в $E \times B$ разряде УЗДП сообщалось в ряде работ. Но это была небольшая доля ионов с $W > eV_d$, которая наблюдалась только в высокоэнергичных хвостах функции распределения [29, 30, 31]. Определение функции распределения ионов рабочего газа в ускорителях

проводились с помощью ЭЗП или методом лазерно индуцированной флюоресценции (ЛИФ) [32, 33].

В [29] приведено описание работы стационарного плазменного двигателя (СПД) мощностью 6 кВт при разрядных напряжениях в диапазоне $V_d = 100 \div 120$ В (минимально возможных). В качестве нейтрализатора в этом СПД используется аксиально с ним расположенный источник плазмы с полым катодом, расход газа через который влияет на и на ток разряда СПД. Рабочий газ ксенон; эксперименты проводились при анодном расходе газа равном 10 мг/с, 15 мг/с и 20 мг/с; катодный расход газа при этом составлял от 7% до 25% анодного расхода. При определенном значении расхода газа через катод СПД переходит в режим малого разрядного тока I_{low} , величина которого меньше примерно на 10% значения I_{high} – в режиме большого тока. Например, при анодном расходе газа 10 мг/с переход в режим малого тока происходит при расходе катода 24% от анодного расхода. Эти 2 режима существенно отличаются спектрами ионов ксенона по энергии. В режиме большого тока энергия максимума функции распределения Xe^+ начинает превышать значение, eV_d (измерения далеко в факеле).

В двигателях СПД-100 также регистрируются в хвосте функции распределения ионы с энергиями, превышающими eV_d [30]. Здесь для оценки зарядового состава ионов в пучке двигателя использовался квадрупольный масс-спектрометр динамического типа МХ-7303. Измерения проводилась на расстоянии 800 мм от торца двигателя в диапазоне разрядных напряжений $V_d = 150 \div 750$ В. Расход ксенона задавался в диапазоне $2,5 \div 4,5$ мг/с при рабочем давлении в вакуумной камере $P \leq 5 \cdot 10^{-5}$ Торр. Примеры измеренных спектров приведены на рисунке 15. В исследованном диапазоне разрядных напряжений доли однозарядных и многозарядных ионов в пучке изменяются незначительно и находятся в пределах для Xe^+ : $\sim 85 \div 90\%$, Xe^{2+} : $\sim 9 \div 14\%$ и Xe^{3+} : $< 3\%$. Причиной появления ионов с энергиями большими, чем eV_d , авторы работы [30] называют вклад многозарядных ионов.

В процессе работы с системой формирования потока ионов нами было обнаружено явление ускорения ионов до энергий, превышающих

соответствующую разрядному напряжению величину eV_d в $E \times B$ разряде УАС. Изменение функции распределения ионов, происходящее при этом, делает необходимым корректировку системы фокусировки и сбора разделенных ионов каждого на свой приемник-коллектор. В частности, требуют переопределения радиусы расположения приемников и их длина, определяемая максимальной энергией ионов по формуле (2). Возможный способ избежать увеличения длины сепарирующего объема – это работать в области параметров разряда, при которых нет аномально ускоренных ионов. Поэтому было проведено подробное исследование процесса «сверхускорения».

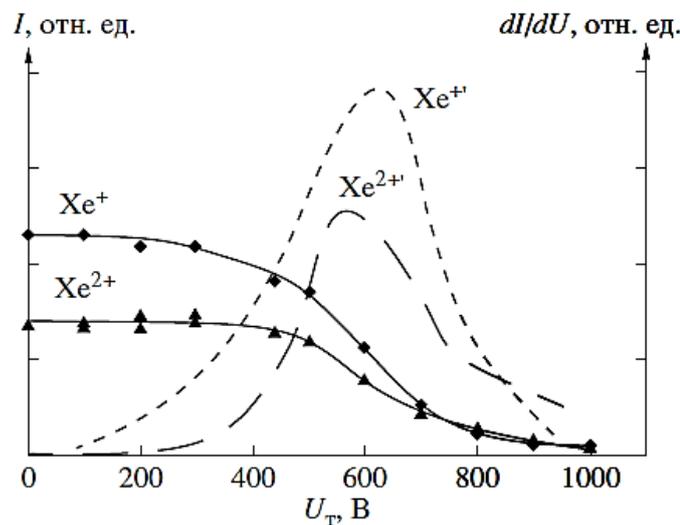


Рисунок 15. Тормозные характеристики (Xe^+ , Xe^{2+}) и энергетические спектры ($\text{Xe}^{+'}$, $\text{Xe}^{2+'}$) ионного пучка СПД-100; разрядное напряжение $V_d = 700$ В [30].

Как пример измерения функции распределения ионов ксенона по энергии методом ЛИФ приведем работу [31], авторами которой зарегистрированы ионы ксенона с энергиями, большими eV_d также в хвосте функции распределения.

Эффект аномального ускорения ионов нами [34, 35] наблюдался на рабочих газах аргон, гелий и азот при работе на ускорителе, схема которого приведена на рисунке 11. В экспериментах величина радиального магнитного поля на аноде-1 находилась в пределах $2 \cdot 10^{-2} \leq B_{ra1} \leq 5 \cdot 10^{-2}$ Тл. Расход газа устанавливался в

диапазоне $0,1 \div 0,8$ мг/с; давление P на выходе азимутатора при этом не превышало $2 \cdot 10^{-4}$ Торр.

Для диагностики параметров плазмы использовались ленгмюровские и эмиссионные зонды. Снятие полных вольт-амперных характеристик (ВАХ) плоских и цилиндрических зондов в области разряда между анодом и катодом УАС было затруднено из-за электрических пробоев на зонды при напряжениях на зондах $V_p \geq 80$ В. Измерение функций распределения ионов по энергии проводилось трехсеточным ЭЗП [25]. Измерение спектров ионов по энергии производилось:

- непосредственно на выходе из анода-2;
- между анодом-2 и катодом-азимутатором;
- на выходе из катода-азимутатора.

На вход ЭЗП при этом для фиксации точки забора ионов ставился коллиматор (трубка из немагнитного металла диаметром 4,5 мм длиной 45 мм), который вводился через катод-азимутатор, например, к аноду-2 УАС. Энергоанализатор располагался на среднем радиусе $R = 90$ мм разрядного канала. Положение коллиматора z отсчитывается от анода-1 УАС, где $z = 0$.

Энергетические спектры ионов аргона, измеренные на расстоянии $z = 35$ мм от анода-1 (между анодом-2 и катодом-азимутатором) при фиксированных V_d и B_r приведены на рисунке 16. Разрядное напряжение УАС $V_d = 1100$ В; потенциал анода-2 был плавающим; магнитное поле на аноде-1 $B_{ra1} \approx 3,78 \cdot 10^{-2}$ Тл; давление на выходе азимутатора изменялось в диапазоне от $7 \cdot 10^{-5}$ Торр до $12 \cdot 10^{-5}$ Торр. Эволюция энергетических спектров ионов аргона оказалась необычной. Известным и ожидаемым было смещение спектров в сторону высоких энергий в пределах, определяемых разрядным напряжением V_d , что связано с движением зон ионизации и ускорения – кривые 1 и 2 на рисунке 16. Однако при достижении давления $P \approx 9 \cdot 10^{-5}$ Торр (кривые 3, 4 и 5 на рисунке 16), значительная часть функции распределения ионов по энергии как целое перемещалась за границу, определяемую величиной V_d . Расходы газов, при которых давление $P \geq 12 \cdot 10^{-5}$ Торр, не устанавливались, так как режим работы УАС становился неустойчивым.

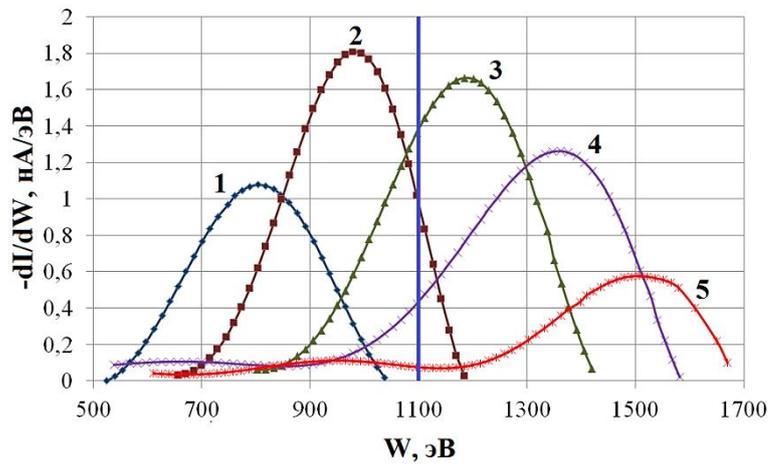


Рисунок 16. Распределения ионов аргона по энергии, $z = 35$ мм:

1 – $P = 7 \cdot 10^{-5}$ Торр; 2 – $8 \cdot 10^{-5}$ Торр; 3 – $9 \cdot 10^{-5}$ Торр; 4 – $10 \cdot 10^{-5}$ Торр;
5 – $12 \cdot 10^{-5}$ Торр; $V_d = 1100$ В; $B_{ra1} \approx 3,78 \cdot 10^{-2}$ Тл.

Эволюция энергетических спектров ионов аргона в пространстве между анодом-2 и катодом-азимутатором для $z = 18$ и $z = 60$ мм показана на рисунке 17. УАС работал в двухступенчатом режиме, потенциал анода-2 был плавающим.

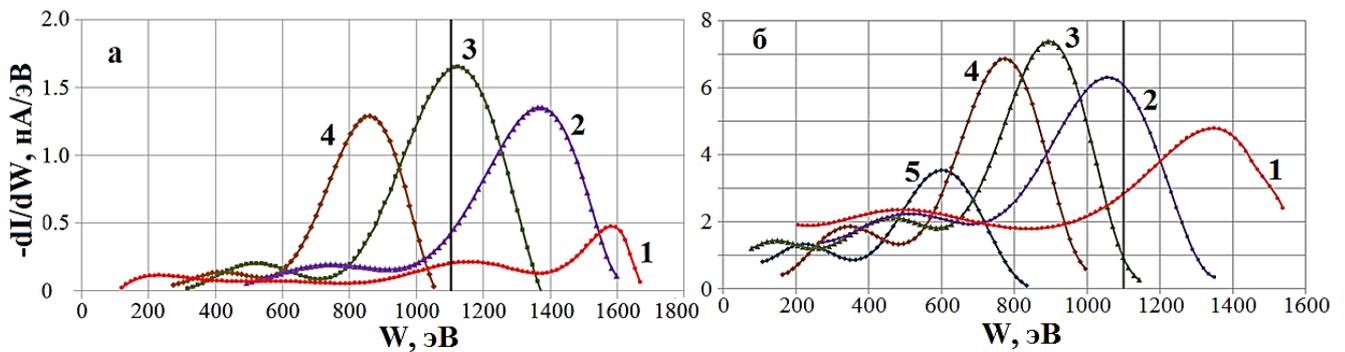


Рисунок 17. Распределения ионов аргона по энергии:

1 – $12 \cdot 10^{-5}$ Торр; 2 – $10 \cdot 10^{-5}$ Торр; 3 – $9 \cdot 10^{-5}$ Торр; 4 – $8 \cdot 10^{-5}$ Торр;
5 – $P = 7 \cdot 10^{-5}$ Торр; $V_d = 1100$ В.

а) – $z = 18$ мм; $B_{ra1} \approx 3,12 \cdot 10^{-2}$ Тл; б) – $z = 60$ мм; $B_{ra1} \approx 3,78 \cdot 10^{-2}$ Тл.

Измерения энергетических спектров ионов гелия при работе в режиме одноступенчатого УАС, когда анод-2 был заземлен ($U_{a2} = 0$) показаны на рисунке 18. Спектры измерялись на расстоянии $z = 14$ мм от анода-1 (выход из первой

камеры УАС), разрядное напряжение $V_d = 900$ В, индукция магнитного поля на аноде-1 $B_{ra1} \approx 3,12 \cdot 10^{-2}$ Тл. При давлениях выше $P \approx 10 \cdot 10^{-5}$ Торр разряд переходил в «режим сверхускорения».

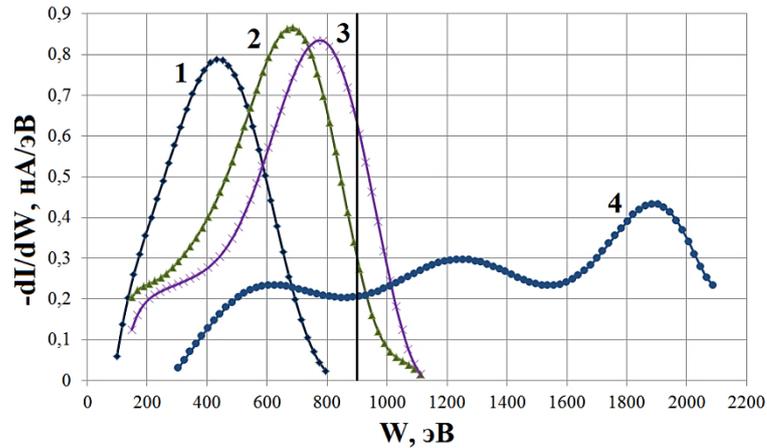


Рисунок 18. Распределения ионов гелия по энергии, $z = 14$ мм:

1 – $P = 7 \cdot 10^{-5}$ Торр; 2 – $9 \cdot 10^{-5}$ Торр; 3 – $10 \cdot 10^{-5}$ Торр; 4 – $12 \cdot 10^{-5}$ Торр;

$V_d = 900$ В; $B_{ra1} \approx 3,12 \cdot 10^{-2}$ Тл.

Ключевым параметром, определяющим наличие «сверхускоренных» ионов, оказалась величина разрядного тока I_d , которая увеличивалась вслед за увеличением давления рабочего газа. Изменение величины разрядного тока I_d в режиме аномального ускорения ионов показано на рисунке 19. Измерения проводились на выходе из анода-2 ($z = 14$ мм), который был заземлен ($U_{a2} = 0$). Резкое увеличение энергии ионов происходит при переходе разрядного тока через величину $I_d \sim 120$ -130 мА.

По нашим наблюдениям температура электронов (T_e) в УАС при постоянном разрядном напряжении, как и ожидается, растет с увеличением разрядного тока (вкладываемой мощности) [см., например, 36]. При давлениях $P = (6 \div 9) \cdot 10^{-5}$ Торр температура T_e находится вблизи пороговой энергии, равной потенциалу однократной ионизации применяемых газов. В диапазоне $(10 \div 12) \cdot 10^{-5}$ Торр электронный ток на ленгмюровский зонд увеличивается не менее чем в 6 раз; температура электронов при этом возрастает до величины $T_e \leq 30$ эВ. Для

таких энергий электронов сечения ионизации быстро возрастают, и происходит резкое увеличению концентрации электронов и однократно заряженных ионов в плазме.

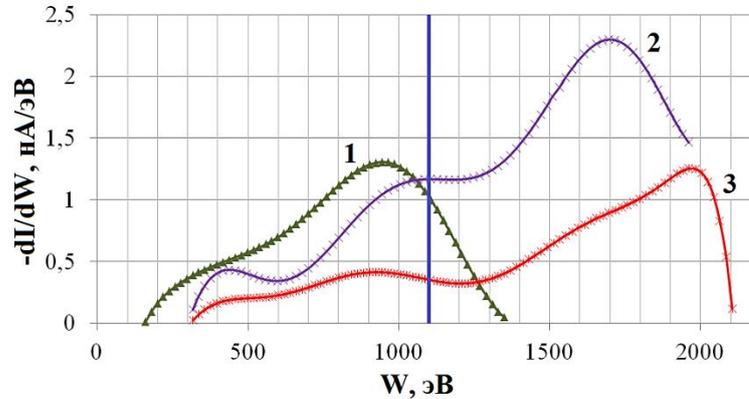


Рисунок 19. Распределения по энергии ионов аргона, $z = 14$ мм:

1 – $I_d = 90$ мА, 2 – $I_d = 170$ мА, 3 – $I_d = 247$ мА; $B_{r01} \approx 3,78 \cdot 10^{-2}$ Тл;

$$V_d = 1100 \text{ В.}$$

В полученных нами спектрах в отличие от данных работ [29, 30], не наблюдается функций распределения по энергиям с двумя пиками, характерных для случаев регистрации ионов с разной кратностью заряда. Чтобы более убедительно исключить влияние многозарядности на процесс ускорения были проведены эксперименты с различными рабочими газами: сравнительно легко ионизуемым, в том числе и дважды (аргон), с большим потенциалом двукратной ионизации (гелий) и с азотом, при ионизации которого рождаются как молекулярные N_2^+ , так и атомарные N^+ ионы.

Для двукратно заряженных ионов аргона и атомарного азота энергии электронов в режиме «сверхускорения» (больших токов, давлений) являются граничными, примерно равными потенциалам двукратной ионизации I_{Ar+2} и I_{N+2} , поэтому таких ионов много быть не может. В случае с гелием – температуры электронов недостает очень заметно: $T_e \approx I_{He+2}/2$, поэтому этом доля многозарядных ионов гелия будет мала. На рисунке 20 приведены спектры ионов азота, гелия и аргона при фиксированном (наибольшем) давлении $P = 12 \cdot 10^{-5}$

Торр, измеренные на расстоянии $z = 14$ мм (выход камеры 1 УАС). Анод-2 УАС был при этом под нулевым потенциалом ($U_{a2} = 0$).

Зависимость наиболее вероятной энергии ионов аргона W_m от величины индукции магнитного поля на аноде-1 УАС приведена на рисунке 21. При малых магнитных полях энергичные ионы отсутствуют, так как горение $E \times B$ разряда в этом диапазоне полей затруднено. Генерация anomalously ускоренных ионов наблюдается в диапазоне $2,8 \cdot 10^{-2} \leq B_{ra1} \leq 4 \cdot 10^{-2}$ Тл. Когда $B_{ra1} \geq 4 \cdot 10^{-2}$ Тл, anomalously ускоренных ионов нет.

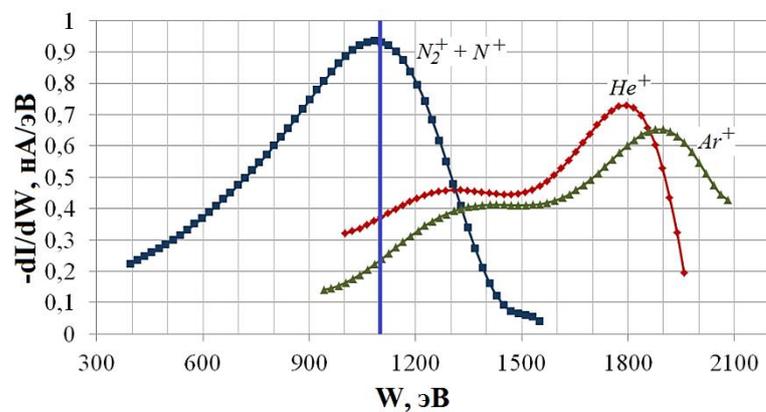


Рисунок 20. Энергетические распределения ионов азота ($N_2^+ + N^+$), гелия (He^+) и аргона (Ar^+); $B_{ra1} \approx 3,12 \cdot 10^{-2}$ Тл; $V_d = 1100$ В, $P = 12 \cdot 10^{-5}$ Торр; $z = 14$ мм.

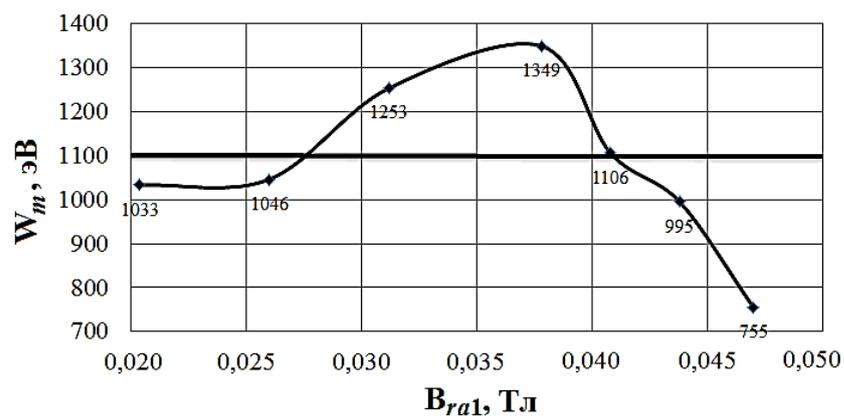


Рисунок 21. Зависимость наиболее вероятной энергии ионов аргона от величины индукции магнитного поля на аноде-1, давление $P = 12 \cdot 10^{-5}$ Торр. Жирная горизонтальная линия соответствует eV_d .

§ 1.3. Аналитическая модель ускорения ионов в анодном слое

Нами были предприняты попытки объяснения причины появления «сверхускоренных» ионов.

При ускорении ионов различными типами электростатических волн обычно подразумевается, что набор энергии будет осуществляться лишь некоторой долей от всего числа частиц, – теми, которые будут захватываться полем волны. В нашем же случае ускоряется значительная часть ионов. Кроме того, осциллограммы колебаний плазмы разряда, регистрируемые в экспериментах, имеют характер пакетов длиной около $2 \cdot 10^{-6}$ с; расстояние между ними около 10^{-5} с. Колебания в пакете имеют частоты в пределах 10 МГц. Абсолютный уровень амплитуды колебаний $\Delta V_{\text{осц}} \leq 40$ мВ. Нестационарность высокочастотных колебаний и их небольшая амплитуда не позволили нам считать основным механизмом ускорение плазменными волнами.

Ускорение на макроскопическом скачке потенциала относится ко всем ионам в разряде – это еще один вариант, рассмотрение которого необходимо.

В [37] проводились измерения распределения потенциала плазмы в стационарном плазменном двигателе (СПД) мощностью 2 кВт для двух размеров ширины разрядного канала 15 и 25 мм. Для измерения потенциала плазмы и температуры электронов использовались подвижные «холодный» и эмиссионный зонды. Измерения проводились при рабочем давлении в вакуумной камере $P \leq 6 \cdot 10^{-6}$ Торр. В случае с широким каналом прианодный слой потенциала располагался ближе к аноду. Максимальное значение измеренного потенциала в случае с широким каналом составляло около 300 В при разрядном напряжении 250 В. Величина потенциала прианодного слоя превышала разрядное напряжение примерно на 20% (рисунок 22). Это дает некоторое основание для внимательного отношения к возможности формирования в плазме $E \times B$ разряда макроскопического скачка потенциала, превышающего по величине внешнее разрядное напряжение. Поэтому рассмотрим теоретически возможный механизм

аномального ускорения ионов на виртуальном аноде, формируемом в плазме $E \times B$ -разряда [38, 39].

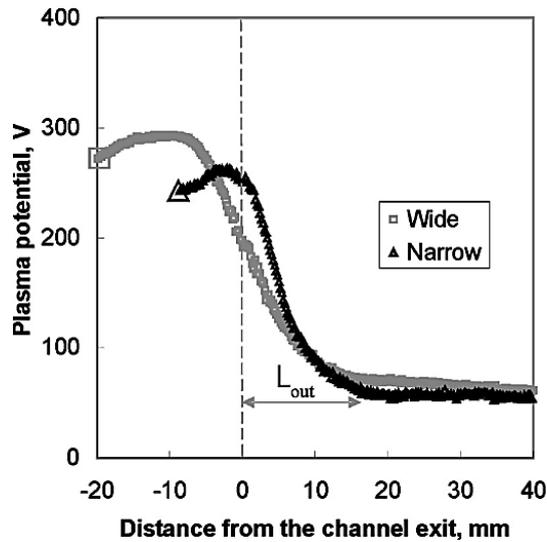


Рисунок 22. Распределения плазменного потенциала вдоль середины разрядного канала для узкого (шириной 15 мм) и широкого (шириной 25 мм) каналов, измеренные при разрядном напряжении 250 В. Анод расположен на расстоянии $z = -46$ мм; L_{out} – длина области ускорения, расположенная вне канала [38].

В теории холловских ускорителей движение электронов от катода к аноду поперек магнитного поля обычно рассматривается в рамках диффузионного приближения. Однако мы для разряда низкого давления динамику электронов будем описывать в бесстолкновительном приближении считая, что столкновения с ионизацией происходят только в узком анодном слое. Предполагаем, что всюду в промежутке между анодом и катодом, кроме узкой области ионизации вблизи анода (анодный слой или виртуальный анод), выполняется условие квазинейтральности $n_i = n_e = n$, поэтому рассмотрение задачи можно провести, отказавшись от использования уравнения Пуассона. Анодный слой располагается между анодом и катодом там, где поток электронов, поступающий из прикатодной плазмы, тормозится практически до нулевой продольной скорости, набирая при этом дрейфовую скорость поперек электрического и магнитного полей. Высокая концентрация и энергия электронов $\sim e\phi_L$ (ϕ_L – величина потенциала в анодном слое), превышающая энергию ионизации, обеспечивают в

анодном слое полную ионизацию электронным ударом нейтральных частиц, поступающих с анода. Анод с потенциалом $\varphi_A = V_d$ располагается при $x = 0$, а катод с нулевым потенциалом – при $x = d$; анодный слой – при $x = d_L$.

Отметим, что в эксперименте (см. рисунки 16, 18) наиболее вероятная энергия растет при увеличении давления, с чем связано увеличение плотности рабочего газа, напускаемого через анод, а значит и рост плотности потока нейтральных атомов в анодный слой. Если считать, что большая часть нейтральных атомов в анодном слое превращаются в ионы, то это соответствует увеличению плотности ионного тока в разряде. Таким образом, такая теоретическая модель разряда может объяснить увеличение потенциала φ_L с увеличением плотности ионного тока в $E \times B$ - разряде.

Модель будем строить в приближении бесконечно узкого анодного слоя, рассматривая стационарные одномерные режимы $E \times B$ -разряда, и определяя в качестве основной цели этого рассмотрения установление зависимости координаты положения анодного слоя и величины потенциала анодного слоя φ_L от плотности потока нейтральных атомов в анодный слой. Покажем, что возможны стационарные режимы с $\varphi_L > V_d$, в которых на катод приходят anomalно ускоренные ионы с энергией $W = e\varphi_L > eV_d$. Схема задачи приведена на рисунке 23.

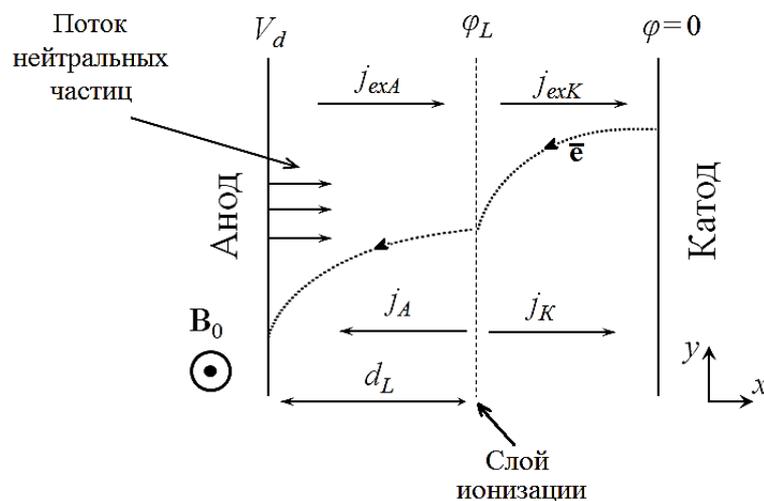


Рисунок 23. Схема задачи о формировании потенциала виртуального анода, превышающего разрядное напряжение.

Считалось также, что магнитное поле оказывает влияние только на движение электронов. Электрическое поле имеет только компоненту $E_x = -d\varphi/dx$, где $\varphi(x)$ – пространственное распределение потенциала. Как и в работах [40, 41] пренебрегалось собственным магнитным полем разрядного тока, но учитывался электронный холловский ток по оси y , который изменяет внешнее постоянное магнитное поле B_0 , направленное вдоль оси z , на поле $B_z(x)$, меняющееся по оси x .

Рассмотрим сначала режимы разряда, при которых $\varphi_L < V_d$. Движение электронов и ионов в данной постановке задачи описывается уравнениями:

$$\begin{cases} m v_{ex} \frac{dv_{ex}}{dx} = -eE_x - e v_{ey} B_z(x); \\ m v_{ex} \frac{dv_{ey}}{dx} = e v_{ex} B_z(x); \end{cases} \quad (6)$$

$$M v_{ix} \frac{dv_{ix}}{dx} = eE_x, \quad (7)$$

где v_{ix} – скорость ионов; v_{ex} , v_{ey} – компоненты скорости электронов; m , M – масса электрона и иона соответственно. Интегрируя (7) с учетом того, что при рождении в анодном слое скорость ионов $v_{ix}(x = d_L) = 0$, получим

$$\frac{M v_{ix}^2}{2} = e(\varphi_L - \varphi). \quad (8)$$

Упростим рассмотрение, пренебрегая инерцией электронов в первом уравнении системы (6). Учтем, что $v_{ey}(x = d) = 0$. Тогда из уравнений (6)-(8) найдем, что y -компонента скорости электронов и скорость ионов связаны между собой следующим образом

$$\frac{m v_{ey}^2}{2} + \frac{M v_{ix}^2}{2} = e\varphi_L. \quad (9)$$

В стационарном режиме разряда скорость электронов по оси x определим из условия постоянства по этой координате плотности ионного j_i и электронного токов j_{exK} , а также из условия квазинейтральности

$$v_{ex} = -v_{ix} \frac{j_{exK}}{j_i}. \quad (10)$$

Плотность тока ионов $j_i = j_n = en_n v_n$, где j_n – плотность тока ионов, возникающих при полной ионизации нейтральных атомов в анодном слое, а n_n и v_n – концентрация и скорость нейтральных атомов. Будем считать, что поток электронов, идущий из прикатодной плазмы, будет ровно таким, чтобы обеспечить полную ионизацию потока нейтралов: $j_{exk}\varphi_L = j_n\varphi_i$, где φ_i – потенциал ионизации. Тогда $j_{exk}/j_i = \xi V_d / \varphi_L$, где $\xi = \varphi_i / V_d$. Плотность разрядного тока j_d , которая есть сумма плотностей тока ионов и электронов будет равна

$$j_d = j_i \left[1 + \xi \frac{V_d}{\varphi_L} \right]. \quad (11)$$

Плотность холловского тока электронов $j_{ey} = -env_{ey}$ будет изменять внешнее магнитное поле B_0 на величину

$$\frac{dB_z}{dx} = \mu_0 env_{ey}. \quad (12)$$

Определим плотность ионов как $n = j_i / (ev_{ix})$ и введем у-компоненту векторного потенциала $A_y = A(x)$, так что $B_z(x) = dA/dx$ и $A(x = d) = 0$. Тогда (12) и второе уравнение системы (6) записываются следующим образом:

$$\frac{d}{dA} \left(\frac{B_z^2}{2} \right) = \mu_0 \frac{j_i v_{ey}}{v_{ix}}; \quad (13)$$

$$v_{ey} = \frac{e}{m} A. \quad (14)$$

Далее из (9), (13) и (14), получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{d}{d\eta} \left(\frac{B_z^2}{2} \right) = R \frac{\eta}{\sqrt{1-\eta^2}}, \quad (15)$$

где обозначили $A_0 = \sqrt{2m\varphi_L / e}$; $\eta = A / A_0$; $R = \mu_0 j_i \sqrt{2M\varphi_L / e}$.

Интегрируя уравнение (15), и используя граничное условие $B_z(\eta = 1) = B_0$, получим выражение для индукции магнитного поля

$$B_z(\eta) = \sqrt{B_0^2 - 2R\sqrt{1-\eta^2}}. \quad (16)$$

Переходя в (16) к векторному потенциалу η и интегрируя, получим выражение для определения положения анодного слоя

$$d_L = d - \sqrt{\frac{2m\varphi_L}{eB_0^2}} F(\varepsilon), \quad (17)$$

где $F(\varepsilon)$ – функция, которая определяется формулой (18)

$$F(\varepsilon) = \int_0^1 \frac{d\eta}{\sqrt{1 - \varepsilon\sqrt{1 - \eta^2}}}, \quad (18)$$

и при $\varepsilon \rightarrow 1$ стремится к бесконечности, а безразмерный параметр ε определяется так

$$\varepsilon = 2 \frac{\mu_0 j_i}{B_0^2} \sqrt{\frac{2\varphi_L M}{e}}. \quad (19)$$

Если анодный слой приближается к аноду $d_L \rightarrow 0$, то потенциал слоя стремится к потенциалу анода $\varphi_L \rightarrow V_d$. Из уравнений (17) – (19) при $d_L = 0$ и $\varphi_L = V_d$ можно определить и ввести при таких условиях понятие критической плотности ионного тока j_{cr} :

$$j_{cr} = \frac{\varepsilon_{cr} B_0^2}{2\mu_0} \sqrt{\frac{e}{2MV_d}}, \quad (20)$$

где ε_{cr} находится из соотношения

$$\int_0^1 \frac{d\eta}{\sqrt{1 - \varepsilon_{cr}\sqrt{1 - \eta^2}}} = \sqrt{\frac{eB_0^2 d^2}{2mV_d}}. \quad (21)$$

Предположим, что реализуются режимы $E \times B$ разряда, когда плотность ионного тока j_i превышает значения j_{cr} . Покажем, что в таких стационарных режимах разряда анодный слой снова отдаляется от анода на конечное расстояние d_L и что потенциал анодного слоя превышает анодный потенциал: $\varphi_L > V_d$. В таких режимах ионы, рождающиеся в анодном слое, устремляются как к аноду, так и к катоду, и полная плотность тока ионов будет находиться как сумма

$$j_i = j_K + |j_A|, \quad (22)$$

где $j_K = (1 - \omega)j_i$ – плотность тока ионов, движущихся к катоду; $j_A = \omega e n v_{ixA}$ – плотность тока ионов, движущихся к аноду; $v_{ixA}(x) < 0$ – скорость ионов; $\omega = |j_A|/j_i$ – доля от полной плотности тока ионов.

Плотность разрядного тока одинакова по обе стороны от анодного слоя, поэтому $j_d = j_K + j_{exK} = j_A + j_{exA}$, где j_{exA} – компонента плотности тока электронов по оси x между анодом и анодным слоем, которая равна $j_{exA} = j_i + j_{exK}$.

Получим для области $0 < x < d_L$ выражение, аналогичное формуле (10), – $v_{exA} = -v_{ixA} j_{exA} / j_A$, где $v_{ixA}(x) = -\sqrt{2e(\varphi_L - \varphi) / M}$ при условии $v_{ixA}(x = d_L) = 0$, и $v_{exA}(x = d_L) = 0$.

Чтобы электроны смогли преодолеть потенциал $(\varphi_L - V_d)$ и попасть на анод необходимо, чтобы они в анодном слое имели кинетическую энергию $mv_{eyA}^2(d = d_L) / 2 > e(\varphi_L - V_d)$, здесь $v_{eyA}(x)$ – компонента скорости электронов по оси y . Причем, для того чтобы движение электронов в области $0 < x < d_L$ было $v_{exA}(x) < 0$, нужно чтобы $v_{eyA}(x = d_L) > 0$. Для минимизации энергозатрат будем считать, что $v_{eyA}(x = d_L) = \sqrt{2e(\varphi_L - V_d) / m}$. В режимах с $\varphi_L > V_d$ энергия электронов, которая тратится на полную ионизацию нейтральных атомов в анодном слое, равна

$$j_{ex}\varphi_L - (j_i + j_{ex})(\varphi_L - V_d) = j_n\varphi_i. \quad (23)$$

Из этого соотношения получаем $j_{ex} = j_i[\xi + f - 1]$, а плотность разрядного тока будет такой:

$$j_d = (1 - \omega)j_i + j_i[\xi + f - 1]. \quad (24)$$

Проведем вычисления, аналогичные тем, которые были сделаны ранее для области между анодным слоем и катодом в режиме $\varphi_L < V_d$. Уравнение для области $0 < x < d_L$, аналогичное уравнению (9) с учётом, того что $v_{eyA}(x = d_L) = \sqrt{2e(\varphi_L - V_d) / m}$, запишется так:

$$\frac{mv_{eyA}^2}{2} + \frac{Mv_{ixA}^2}{2} = e(\varphi_L - V_d). \quad (25)$$

Плотность холловского тока электронов $j_{eyA} = -env_{eyA}$ также будет изменять внешнее магнитное поле B_0 . Используем выражение для плотности в виде $n = j_A / (ev_{ixA})$ и вводим y -компоненту векторного потенциала $A_y = A(x)$, так что

$B_z(x) = dA/dx$ и $A(x=0) = 0$. Тогда для области $0 < x < d_L$ уравнение (12) и второе уравнение системы (6) записываются следующим образом:

$$\frac{d}{dA} \left(\frac{B_z^2}{2} \right) = \mu_0 \frac{j_A v_{eyA}}{v_{ixA}}; \quad (26)$$

$$v_{eyA} = \frac{e}{m} A. \quad (27)$$

Из (25), (26) и (27) получаем дифференциальное уравнение, аналогичное уравнению (15)

$$\frac{d}{d\eta} \left(\frac{B_z^2}{2} \right) = R_A \frac{\eta}{\sqrt{1-\eta^2}}, \quad (28)$$

где обозначили $A_0 = \sqrt{2m(\varphi_L - V_d)/e}$; $\eta = A/A_0$; $R_A = \mu_0 \omega j_i \sqrt{2M(\varphi_L - V_d)/e}$.

Интегрируя уравнение (28), и используя граничное условие $B_z(\eta=0) = B_0$, получим выражение для индукции магнитного поля в области $0 < x < d_L$:

$$B_z(\eta) = \sqrt{B_L^2 + 2R_A \sqrt{1-\eta^2}}, \quad (29)$$

где $B_L = \sqrt{2R_A + B_0^2}$ – индукция магнитного поля в анодном слое.

Переходя в (29) к векторному потенциалу η и интегрируя, получим выражение для определения положения анодного слоя

$$d_L = \sqrt{\frac{2m(\varphi_L - V_d)}{eB_L^2}} F(\varepsilon_A), \quad (30)$$

где ε_A – параметр, который определяется следующим образом

$$\varepsilon_A = 2 \frac{\mu_0 \omega j_i}{B_L^2} \sqrt{\frac{2M(\varphi_L - V_d)}{e}}. \quad (31)$$

Для режима $\varphi_L > V_d$ в области между анодным слоем и катодом все предыдущие соотношения сохраняются, в том числе и (17), однако, вместо B_0 следует использовать B_L – величину магнитной индукции в анодном слое, а вместо ε , величину, определяемую формулой (32)

$$\varepsilon_K = 2 \frac{\mu_0 (1-\omega) j_i}{B_L^2} \sqrt{\frac{2\varphi_L M}{e}}. \quad (32)$$

Тогда для положения анодного слоя имеем выражение

$$d_L = d - \sqrt{\frac{2m\varphi_L}{eB_L^2}} F(\varepsilon_K). \quad (33)$$

Приравнивая (30) и (33), получаем

$$F(\varepsilon_K) \sqrt{\frac{\varphi_L}{V_d}} + F(\varepsilon_A) \sqrt{\frac{\varphi_L}{V_d} - 1} = \sqrt{\frac{eB_L^2 d^2}{2V_d m}}. \quad (34)$$

Выразив B_L через B_0 в уравнениях (31), (32) и (34), и введя вместо j_i и ω величины $J = j_i/j_{cr}$ и $h = J(1 - \omega) = j_K/j_{cr}$, получим уравнение

$$\frac{\sqrt{f} F(\varepsilon_K) + \sqrt{f-1} F(\varepsilon_A)}{\sqrt{1 + (J-h)\varepsilon_{cr}\sqrt{f-1}}} - \sqrt{\frac{B_0^2 d^2 e}{2V_d m}} = \Phi(f, J, h) = 0, \quad (35)$$

где

$$\varepsilon_K = \frac{h\sqrt{f}\varepsilon_{cr}}{1 + (J-h)\varepsilon_{cr}\sqrt{f-1}},$$

и

$$\varepsilon_A = \frac{(J-h)\sqrt{f-1}\varepsilon_{cr}}{1 + (J-h)\varepsilon_{cr}\sqrt{f-1}}.$$

Вводя превышение плотности разрядного тока над критической плотностью $J_d = j_d/j_{cr}$, из (20) получим

$$J_d = h + J[\xi + (f-1)]. \quad (36)$$

При фиксированных J и h величина $\Phi(f, J, h)$ является функцией от f и при $J > 1$ определена только для $h < 1/\varepsilon_{cr}$. Причем при $h_{max} < h < 1/\varepsilon_{cr}$ значение $\Phi(f, J, h)$ при $f \geq 1$ больше нуля, а при $h = h_{max}$ функция $\Phi(f, J, h_{max})$ достигает нуля при $f = f_m$. Если $h < h_{max}$, то уравнение $\Phi(f, J, h) = 0$ имеет два корня: $f_1 < f_m$ и $f_2 > f_m$. Когда $h < 1$ остается один корень с $f_2 > f_m$. При $1 < h < h_{max}$ из двух корней второму, согласно (36), соответствует больший разрядный ток, который энергетически не выгоден, поэтому следует выбирать только корень f_1 . Когда $h \rightarrow h_{max}$, величины f_1 и f_2 сходятся к f_m , при этом возникает максимально возможная плотность ионного тока, текущего от анодного слоя к катоду. Поэтому кажется разумным предположить, что реализуется режим с $h = h_{max}$. Далее при

фиксированном $J > 1$ будем считать, что $f = f_m$. Находя f_m для разных J , получим зависимость $f = G(J)$.

§ 1.4. Анализ режима аномального ускорения

Алгоритм расчета параметров плазмы по аналитическим выражениям, приведенным в §1.3, следующий. Для каждого фиксированного $J > 1$ и h из диапазона $1 < h < 1/\varepsilon_{cr}$ рассчитывается величина $\Phi(f, J, h)$ как функция f . Находится, при каком h_{max} происходит касание функции нуля при изменении f (корень уравнения). Это значение f_m и будет необходимой величиной f при фиксированном J . Далее строится функция $f = G(J)$.

Поиск корней выражения (35) как функции от $f = \varphi_L/V_d$ производился методом Ньютона, который можно применять для поиска корней любой кратности. Математически процесс поиска корня методом Ньютона для функции $\Phi(f)$ записывается в виде итерационного процесса

$$f_{s+1} = f_s - \frac{\Phi(f_s)}{\Phi'(f_s)}, \quad (37)$$

где f_s – приближение к корню. Для вычисления очередного приближения f_{s+1} нужно знать только одно предыдущее значение f_s .

В формулу Ньютона (37) входит производная $\Phi'(f)$. Хотя нам известно явное выражение функции (35), для которой ищется корень, но оно сложное и содержит трудные для явного дифференцирования выражения. Поэтому приближенно заменим производную в формуле Ньютона симметричной разностью

$$\Phi'(f_s) \approx \frac{\Phi(f_s + h) - \Phi(f_s - h)}{2h},$$

где h – достаточно малое число.

Для поиска корней функции (35) необходимо вычислять значения функции (18). Была составлена таблица значений функции (18), по полученным табличным значениям составлен интерполяционный кубический сплайн. Вычисление

интеграла проводилось по алгоритму, описанному в приложении А. График функции (18) изображен на рисунке 24. Функция $F(\varepsilon)$ равна 1 при $\varepsilon = 0$; а при $\varepsilon \rightarrow 1$ $F(\varepsilon) \rightarrow \infty$.

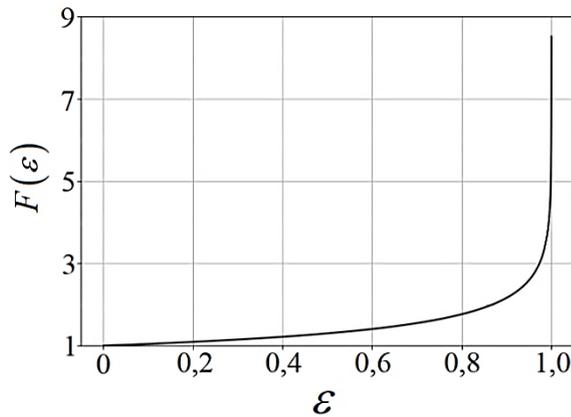


Рисунок 24. График функции $F(\varepsilon)$, определяемой формулой (18).

Результаты численных расчетов для следующих условий: газ аргон (Ar^+), $V_d = 1100$ В, расстояние анод-катод $d = 8$ мм, представлены на рисунке 25. На рисунке 25а показана зависимость критической плотности тока для ионов аргона от величины внешнего магнитного поля, вычисленная по формулам (20) и (21). Критическая плотность тока ионов зависит от магнитного поля, расстояния между катодом и анодом, разрядного напряжения и массы иона. В частности, чем меньше величина поля, тем меньшее значение имеет критическая плотность тока. Так же видно, что при величине индукции магнитного поля, меньшей 0,014 Тл, anomalно ускоренных ионов нет. Из данных, приведенных на рисунке 25б, следует, что с уменьшением индукции магнитного поля при фиксированных значениях j_i / j_{cr} величина потенциала анодного слоя также уменьшается. Для достижения потенциалом φ_L величины, например $1,6V_d$ при $B_0 = 0,0378$ Тл, требуется превышение плотности ионного тока над критической плотностью примерно в 3 раза.

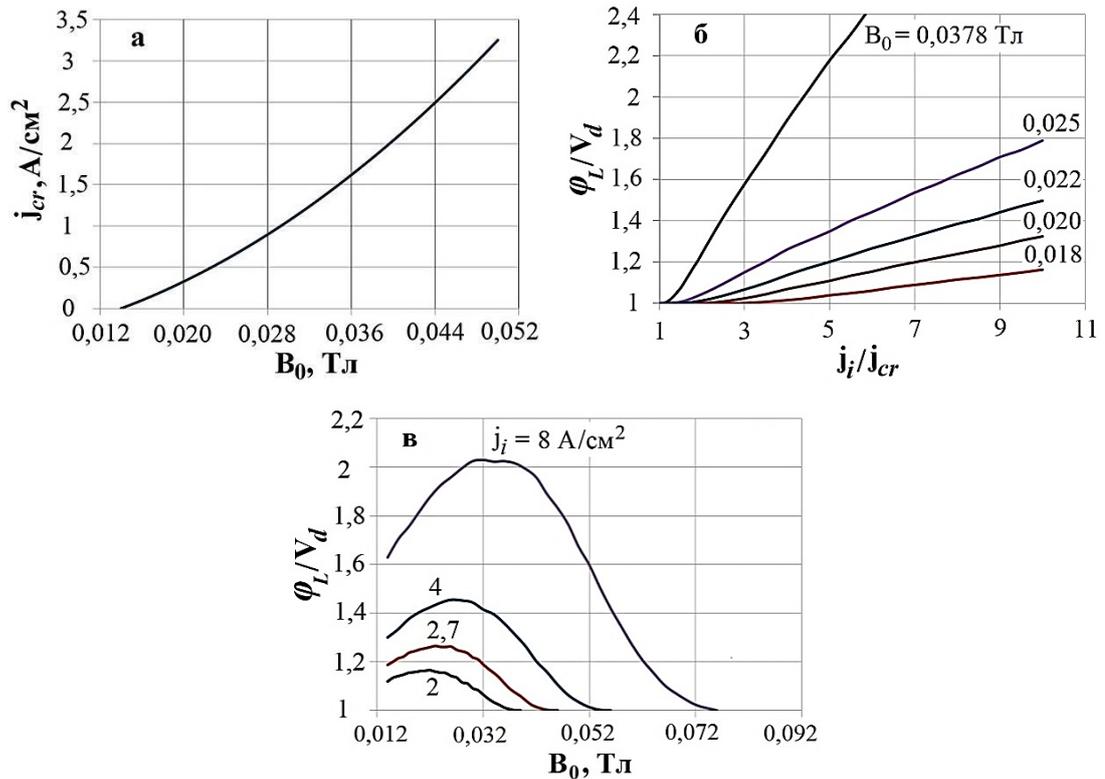


Рисунок 25. Результаты расчета: а) – зависимость критической плотности тока ионов аргона от магнитной индукции на аноде; б) – величина потенциала анодного слоя при фиксированном магнитном поле на аноде; в) – величина потенциала анодного слоя при фиксированной плотности тока ионов.

Если зафиксировать плотность тока ионов, а в качестве переменной взять индукцию магнитного поля, то получим семейство кривых, изображенных на рисунке 25в. У функций вида $\varphi_L/V_d = G(B_0, j_i = const)$ имеется ряд особенностей. Во-первых, они имеют максимумы. Во-вторых, при величине магнитного поля, $B_0 \leq 0,014$ Тл аномального ускорения ионов нет. С ростом величины магнитного поля наблюдается подавление эффекта сверхускорения ионов, что можно объяснить тем, что величина критической плотности тока ионов возрастает с увеличением значения магнитного поля и при фиксированной плотности ионного тока отношение j_i / j_{cr} уменьшается, что, согласно данным, приведенным на рисунке 25б, ведет к уменьшению φ_L . Из рисунка 25в видно также, что эффект аномального ускорения зависит от величины плотности ионного тока: чем она больше, тем больший потенциал имеет анодный слой (виртуальный анод), и тем сильнее выражен максимум функции φ_L/V_d . Кроме того, при увеличении

плотности тока ионов положение максимумов несколько сдвигается в сторону увеличения индукции магнитного поля.

Глава 2. Производительность плазмооптической масс-сепарации

§ 2.1. Моделирование прохождения плазмы через азимутатор

На производительность плазмооптической масс-сепарации оказывает влияние магнитное поле азимутатора. При прохождении потока плазмы через азимутатор в ней образуется избыточный положительный заряд. Этот факт иллюстрируется экспериментами по компенсации плазменных потоков, прошедших азимутатор. Измерения энергетических спектров [42] на расстоянии $z = 310$ мм от азимутатора на радиусах $r = 207$ и $r = 262$ мм для азота приведены на рисунках 26 и 27. Компенсация положительного заряда плазмы осуществлялась вспомогательным термокатодом. В качестве термокатада использован 1 виток вольфрамовой проволоки диаметром 0,4 мм, расположенный вокруг азимутатора на расстоянии от него около 6 мм (в сепарирующем пространстве).

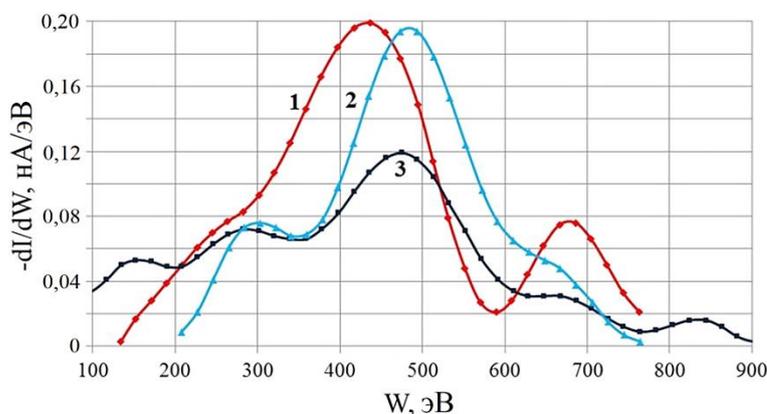


Рисунок 26. Энергетический спектр ионов азота $z = 310$ мм, $r = 207$ мм:
линия 1 и линия 2 – с компенсацией; линия 3 – без компенсации.

В эксперименте разрядное напряжение источника плазмы поддерживалось равным $V_d = 900$ В, радиальное магнитное поле в азимутаторе – 0,286 Тл, при этом на аноде УАС магнитная индукция была равна 0,0312 Тл. Рабочее давление в сепарирующем объеме ПОМС-Е-3 поддерживалось $P \leq 4 \cdot 10^{-4}$ Торр, при котором

функция распределения потока ионов не испытывала заметного влияния от взаимодействия с ионами вторичной плазмы.

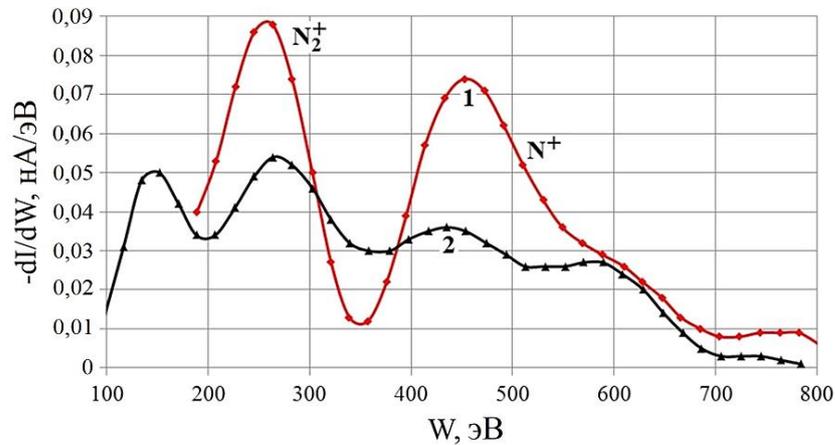


Рисунок 27. Энергетический спектр ионов азота $z = 310$ мм, $r = 262$ мм:

1 – с компенсацией; 2 – без компенсации.

На рисунке 26 спектр 1 получен при токе накала термокатода $I_{H1} = 29$ А, а спектр 2 – при $I_{H2} = 24$ А. Спектр 3 ($I_{H3} = 0$ А) получен, когда компенсации не было. Сравнивая спектр с 3 со спектрами 1 и 2, можно сделать вывод, что плотность некомпенсированного потока, очевидно, ниже, чем для случая с компенсацией.

Потенциал плазмы, измеренный эмиссионными зондами на выходе катода-азимутатора УАС в отсутствие компенсации, оказался положительным, что свидетельствует о нарушении условия квазинейтральности при движении плазмы в канале азимутатора, – сильное поперечное магнитное поле азимутатора является магнитным барьером (МБ) для потока плазмы. Для практического использования ПОМС-Е-3 необходимо обеспечить минимальные потери ионов в МБ – эффективную работу системы формирования потока ионов.

Вначале, с помощью численного моделирования рассматривалось прохождение плазмы через МБ азимутатора с диэлектрическими стенками. Численное моделирование проводилось методом частиц в ячейках (PIC – метод); подробное описание этого метода приведено в [43]. При моделировании учитывались упругие столкновения электронов с нейтралами, пристеночная

проводимость [44] и боровская диффузия [45]. Моделирование проникновения плазмы в МБ проводилось в двумерном случае в электростатическом приближении. Считалось что магнитное поле, индуцируемое плазмой в МБ, много меньше внешнего магнитного поля B_0 .

Электрическое поле находилось из разностного уравнения Пуассона

$$\left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta z^2} \right) (\varphi_{k+1,l} + \varphi_{k-1,l} - 2\varphi_{k,l}) = -\frac{e(n_i - n_e)_{k,l}}{\varepsilon_0},$$

где k и l – номера узлов сетки вдоль осей x и z соответственно; $\varphi_{k,l}$ – значения потенциала в узлах сетки; n_e, n_i – плотность электронов и ионов; e – элементарный заряд.

Уравнения движения частиц имеют вид:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{u}; \quad (38)$$

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = e\mathbf{E} + e\mathbf{u} \times \mathbf{B}. \quad (39)$$

Интегрирование уравнения (38) производилось методом с перешагиванием, когда значение скорости берется в момент времени, смещенный на $\Delta t/2$ относительно момента времени, в который берется радиус-вектор частицы:

$$\mathbf{r}_{t+\Delta t} = \mathbf{r}_t + \mathbf{u}_{t+\Delta t/2} \Delta t.$$

Интегрирование уравнения (39) выполнялось по алгоритму [46]:

$$\mathbf{u}^- = \mathbf{u}_{t-\Delta t} + \frac{e\Delta t \mathbf{E}_t}{2m};$$

$$\mathbf{u}' = \mathbf{u}^- + \mathbf{u}^- \times \boldsymbol{\tau}_t;$$

$$\mathbf{u}^+ = \mathbf{u}^- + \mathbf{u}' \times \frac{2\boldsymbol{\tau}_t}{1 + \boldsymbol{\tau}_t \boldsymbol{\tau}_t};$$

$$\mathbf{u}_{t+\Delta t} = \mathbf{u}^+ + \frac{e\Delta t \mathbf{E}_t}{2m},$$

где $\boldsymbol{\tau}_t = e\Delta t \mathbf{B}_{0,t} / 2m$; Δt – шаг расчета по времени; m – масса частицы; индекс t обозначает момент времени.

Столкновения частиц моделировались методом Монте-Карло [47]. Полное сечение столкновений находится как сумма

$$\sigma_T(\varepsilon_i) = \sum_{j=1}^N \sigma_j(\varepsilon_i),$$

где $\varepsilon_i = mu_i^2 / 2$ – кинетическая энергия i -ой частицы; σ_j – сечение j -го процесса.

Вероятность столкновения i -ой частицы за время Δt равна

$$P_i = 1 - \exp[-\Delta t u_i \sigma_T(\varepsilon_i) n_i(\mathbf{r}_i)],$$

где $n_i(\mathbf{r}_i)$ – плотность частиц-мишеней в точке \mathbf{r}_i , где располагается налетающая частица. Столкновение имеет место, если равномерно распределенное случайно взятое из отрезка $[0, 1]$ число будет меньше чем P_i . Если столкновение происходит, то для определения типа столкновения выбирается другое случайное число. Вычисление P_i для каждой частицы на каждом шаге занимает очень много машинного времени. Эти вычисления можно упростить, вводя постоянную частоту столкновений

$$v' = \max_{\mathbf{r}}(n_i) \max_{\varepsilon}(\sigma_T u).$$

Доля от общего числа частиц, которые могут испытать столкновения, тогда определяется формулой

$$P_{null} = 1 - \exp(-v' \Delta t).$$

Сталкивающиеся частицы выбираются случайным образом (не допуская повторений). Для выбранных частиц проверка типа столкновений выполняется следующим образом:

$$\begin{aligned} R \leq v_1(\varepsilon_i) / v' & \quad (\text{столкновение 1-го типа}); \\ v_1(\varepsilon_i) / v' < R \leq [v_1(\varepsilon_i) + v_2(\varepsilon_i) / v'] / v' & \quad (\text{столкновение 2-го типа}); \\ & \quad \vdots \\ \sum_{j=1}^N v_j(\varepsilon_i) / v' < R & \quad (\text{нет столкновений}), \end{aligned}$$

где R – случайное число из интервала $[0, 1]$.

При моделировании устанавливалось максвелловское распределение электронов с температурой $T_e = 10$ эВ; плотность плазмы на входе в МБ бралась

$n_0 = 10^{17} \text{ м}^{-3}$; магнитное поле в барьере $B_0 = 0,4 \text{ Тл}$. При этих условиях ларморовская частота электронов $\omega_{ce} = 7 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, дебаевский радиус $\lambda_D \approx 7,44 \cdot 10^{-5} \text{ м}$. Задавалась равномерная сетка с размером $\Delta x = \Delta z = 0,25\lambda_D$ и временным шагом $\Delta t = 10^{-11} \text{ с}$.

Было проведено моделирование взаимодействия плазмы со стенкой и моделирование проникновения плазмы в МБ.

При моделировании взаимодействия плазмы со стенкой длина области моделирования вдоль оси z была $L = 20\lambda_D$, ширина области вдоль оси x равна $H = 10\lambda_D$. При $x = 0$ находилась область квазинейтральной плазмы; на расстоянии H находилась керамическая стенка, выполненная из SiC. На границах при $z = 0$ и при $z = L$ задавались периодические граничные условия. Учитывалось четыре типа процессов: поглощение электронов диэлектрической стенкой, неупругое отражение электронов стенкой и эмиссия одного или двух вторичных электронов со стенки. Результаты моделирования [42] взаимодействия плазмы со стенкой представлены на рисунке 28.

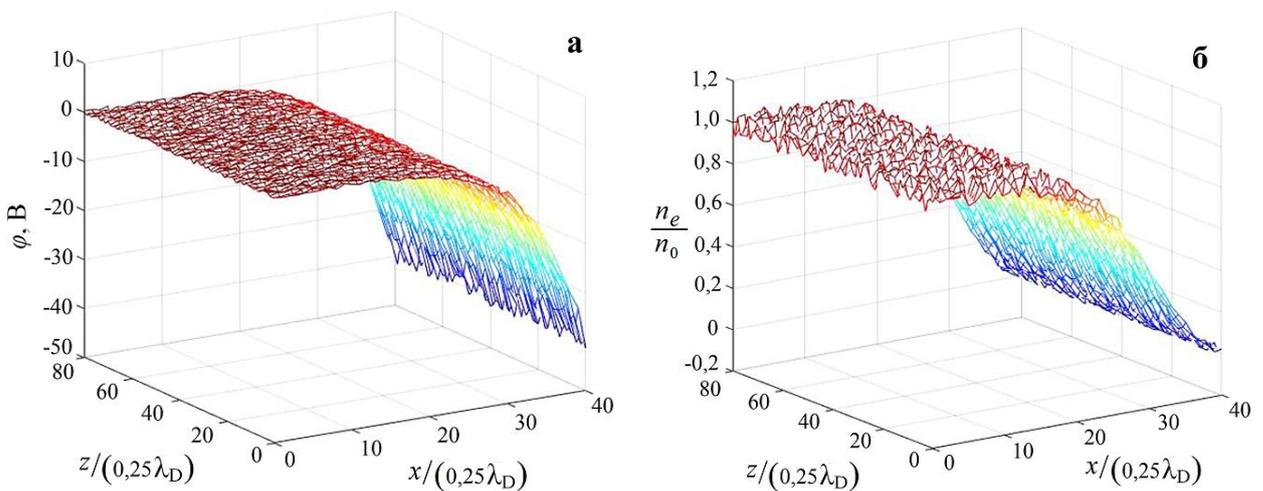


Рисунок 28. Результаты моделирования взаимодействия плазмы со стенкой:

а) – распределение потенциала; б) – распределение электронной плотности.

Из рисунка 28 видно, что происходит образование пристеночного слоя [48]. Падение потенциала в слое примерно в 3 раза больше чем электронная температура. Проводя статистический анализ, мы получаем поток электронов

поперек магнитного поля, вызванный столкновением электронов с поверхностью стенки, $F_w = 2,06 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Моделирование процесса прохождения плазмы через МБ проводилось в области с продольным размером $\Delta = 108\lambda_D$ (длина МБ), и шириной вдоль оси x равном $H = 35\lambda_D$. На границе $z = 0$ находился источник нейтральной плазмы, ионы и электроны двигались вдоль z и покидали МБ через границу $z = \Delta$, при этом

$$\text{условия на границах } \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=\Delta} = 0.$$

Частота столкновений между электронами и нейтральными частицами определяется как $\nu_{en} = n_n u_e \sigma_{en}$, где n_n – плотность нейтральных частиц; u_e – скорость электронов; σ_{en} – сечение упругих столкновений между электронами и нейтральными частицами. Для коэффициента боровской диффузии используется эмпирическая формула $D_B = kT_e/16eB$ [45]. Сравнивая D_B с классическим коэффициентом диффузии электронов в магнитном поле, получаем эквивалентную частоту столкновений для боровской диффузии $\nu_B = \omega_{ce}/16$. Также существует поток электронов поперек магнитного поля, обусловленный столкновением электронов с поверхностью стенки F_w . Эквивалентную частоту столкновений получаем путем усреднения столкновений по всему каналу:

$$\nu_w = \frac{F_w S}{n_e V}, \text{ где } S \text{ – площадь поверхности стенки, а } V \text{ – объем канала. Таким}$$

образом, мы получаем «полную» частоту столкновений электронов $\nu_T = \nu_{en} + \nu_B + \nu_w$. Моделирование столкновений в плазме в МБ производится описанным выше методом Монте-Карло.

Результаты моделирования [42] приведены на рисунке 29. Видно, что на выходе из МБ наблюдается значительное уменьшение электронной плотности (рисунок 29б) и появление положительного потенциала величиной около 200 В (рисунок 29а). Электроны при этом проникают в МБ на расстояние около $z_{qn} \approx 50\lambda_D$ и при $z < z_{qn}$ плазма сохраняет квазинейтральность.

Результаты моделирования говорят о том, что МБ с диэлектрическими стенками также затрудняет прохождение плазменного потока и снижает производительность масс-сепарации.

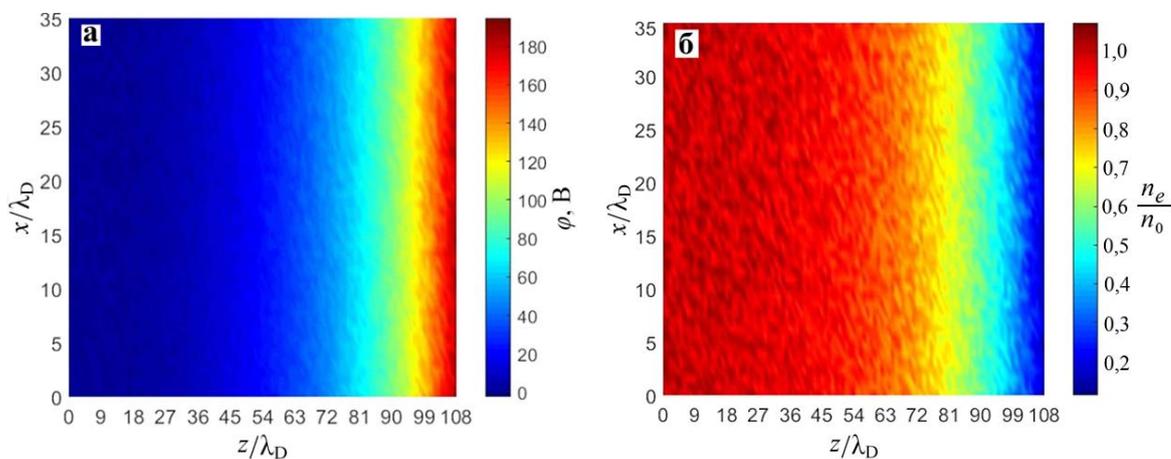


Рисунок 29. Результаты моделирования движения плазмы в магнитном барьере:
а) – распределение потенциала; б) – распределение электронной плотности.

§ 2.2. Прохождение потока плазмы через магнитный барьер ПОМС-Е-3

Проведем теоретическую оценку плотности бесстолкновительной плазмы, при которой возможно ее проникновение через МБ азимутатора ПОМС-Е-3. Требование бесстолкновительности накладывается для исключения нежелательного изменения функции распределения ионов в процессе плазмооптической масс-сепарации.

Классические столкновения ионов в ПОМС-Е-3 могут происходить с нейтралами рабочего газа. Допустимое число нейтралов определяется условием однократности столкновений в сепарирующем объеме в результате рассеяния и резонансной перезарядки. Так при энергии 100 эВ для ионов аргона число нейтралов не должно превышать $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что соответствует давлению около 10^{-4} Торр.

При распространении потока ионов, рожденного в плазменном ускорителе, в сепарирующем объеме возможно образование вторичной («фоновой») плазмы. И здесь границей, но по столкновениям с ионизацией, является давление $P \approx 10^{-4}$

Торр, при котором однократные столкновения будут происходить при длине сепарирующего объема $L = 80$ см, если энергия электронов не менее 16 эВ. Таким образом, следуя приведенным оценкам, получается условие на нижнюю границу по давлению остаточного газа в сепарирующем объеме $P \leq 10^{-4}$ Торр и, соответственно, на производительность вакуумной системы.

Оценим теперь плотность ионов на входе в МБ $n_0 = n_{qn}$, при превышении которой плазменный поток при движении в МБ сохраняет квазинейтральность $|n_i - n_e| \ll n_i$. Согласно [49] плотность n_{qn} можно оценить как $n_{qn} = \varepsilon_0 B_0^2 / m$, где m – масса электрона. Если величина $N^2 = n_{qn} / n_0 = \varepsilon_0 B_0^2 / (n_0 m) \ll 1$, то плазменный поток, с моноэнергетичными ионами, имеющими энергию $W_0 = Mu_0^2 / 2$, проникает в МБ на расстояние гибридного ларморовского радиуса $r_h = \sqrt{Mmu_0} / (eB_0)$. Если $N \gg 1$, электроны проникают в МБ на расстояние электронного ларморовского радиуса $r_e \approx r_h / N \ll r_h$, а ионы – на расстояние ионного ларморовского радиуса $r_i \approx r_h N \gg r_h$. Оценка по [49] для параметров ПОМС-Е-3 величины плотности плазмы n_{qn} при движении в магнитном барьере с индукцией $B_0 = 0,4$ Тл для ионов аргона со средней энергией $W_0 = 500$ эВ дает $n_{qn} \approx 1,6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, что гораздо больше, чем наблюдаемая экспериментально плотность $n_0 \leq 5 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ – «есть куда расти».

В процессе расчета прохождения потока плазмы через магнитный барьер азимутатора методом РС в работе [16] также получено резкое снижение плотности электронов в МБ. Таким образом, и эксперимент, моделирование и оценки показывают, что при $n_0 \ll n_{qn}$ (в условиях экспериментов на ПОМС-Е-3) электроны не могут следовать вместе с ионами вглубь барьера; в магнитном барьере азимутатора движется только поток ионов.

Исследуем теоретически физический процесс прохождения бесстолкновительного плазменного потока через МБ в условиях отсутствия компенсации потока и при динамическом давлении плазмы много меньшем, чем давление магнитного поля [50, 51, 52].

Прохождение потока заряженных частиц через азимутатор рассмотрим в приближении $\delta/R \rightarrow 0$, где R – средний радиус азимутатора, δ – размер азимутатора по радиальной координате, Δ – длина азимутатора вдоль движения потока. Это позволяет вместо цилиндрической щели азимутатора рассматривать ее плоскую модель в декартовой системе координат, когда радиальной координате соответствует координата x , а вместо азимутального угла φ используется координата y ; магнитное поле B_0 направлено по оси x . Поскольку в ПОМС-Е-3 ионы незамагниченные, то действие магнитного поля на ионы не учитывалось.

Анализ прохождения плазменного потока через щель азимутатора проведем в двух предельных случаях. В первом предполагаем, что щель вдоль оси x неограниченная, т. е. $\delta/\Delta \rightarrow \infty$ и рассматривается одномерная задача, когда все параметры течения зависят только от координаты z . Во втором случае рассматривается предельный случай узкой щели, когда $\delta/\Delta \ll 1$.

Условия одномерной задачи, когда $\delta/\Delta \rightarrow \infty$ выглядят следующим образом. Вдоль оси z из области $z = -\infty$ со скоростью u_0 движется поток холодной бесстолкновительной плазмы плотностью n_0 . В промежутке $0 \leq z \leq \Delta$ движется поток ионов (размером гибридного ларморовского радиуса пренебрегаем), а при $z \geq \Delta$ движется квазинейтральная плазма. Схема задачи показана на рисунке 30.

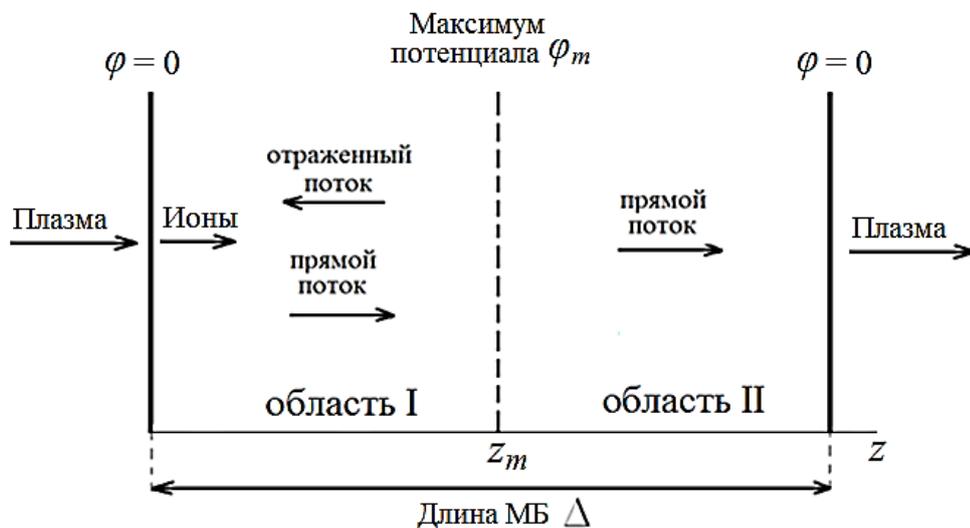


Рисунок 30. Схема задачи о прохождении потока плазмы в МБ.

На входе в МБ при $z = 0$, и на выходе при $z = \Delta$ поддерживается потенциал $\varphi = 0$. Распределение потенциала в области $0 \leq z \leq \Delta$ определяется уравнением Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = -\frac{en_i(z)}{\varepsilon_0}. \quad (40)$$

Распределение плотности ионов $n_i(z)$ зависит от энергетического распределения потока ионов при $z = 0$. Для моноэнергетического распределения плотность ионов n_i в промежутке находится из уравнений сохранения массы и энергии:

$$n_i(z) = \frac{n_0 u_0}{u_i(z)}; \quad u_i(z) = \sqrt{u_0^2 - \frac{2e\varphi}{M}}, \quad (41)$$

где n_0 – плотность ионного потока на $z = 0$.

Распределение потенциала в промежутке $0 \leq z \leq \Delta$ в безразмерных переменных $\psi = 2e\varphi / (Mu_0^2)$, $\xi = z / \Delta$ описывается уравнением

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} = -\frac{A}{\sqrt{1-\psi}}, \quad (42)$$

где $A = 2e^2 n_0 \Delta^2 / (\varepsilon_0 M u_0^2)$.

Граничные условия для уравнения (42) в безразмерных координатах такие: $\psi(\xi = 0) = 0$; $\psi(\xi = 1) = 0$. Если все ионы проходят через область $0 \leq z \leq \Delta$, распределение потенциала будет симметрично относительно точки $\xi = \xi_m = 0,5$ и

$\frac{d\psi}{d\xi}(\xi_m) = 0$. При этом $\psi_m = \psi(\xi_m) \leq 1$.

Рассмотренная постановка задачи аналогична известной задаче Бурсиана [53] прохождения электронного пучка через вакуумный промежуток между двумя электродами, находящимися под одинаковым потенциалом. В [53] было найдено, что стационарное решение для полного прохождения потока существует при $A \leq A_1 = 32/9$, причем при $A = A_1$ безразмерный потенциал $\psi_m = 3/4$. При $A_2 \leq A \leq A_1$, где $A_2 = 16/9$, существует два решения: $3/4 \leq \psi_{m1} \leq 1$ и $1/4 \leq \psi_{m2} \leq 3/4$. При $A =$

$A_2 \psi_{m1} = 1$, а $\psi_{m2} = 1/4$. Решение с ψ_{m1} неустойчиво. При $A < A_2$ стационарное решение единственно, и $\psi_m < 1/4$.

Результаты численного решения «задачи Бурсиана» по формулам (45) и (49) в случае немонотонной максвелловской функции распределения вида

$$f(v) = \frac{n_0}{u_0} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\alpha}}{1 + \text{Erf}(\sqrt{\alpha})} \exp\left[-\frac{Mu_0^2}{2\Delta W} \left(\frac{v}{u_0} - 1\right)^2\right] \quad (43)$$

приведены на рисунке 31.

В формуле (40) и на рисунке 31 введены следующие обозначения: $\alpha = W_0 / \Delta W$; $W_0 = Mu_0^2 / 2$; $\Delta W = kT$; k – постоянная Больцмана; T – температура ионов; $\gamma = e\varphi_m / W_0$; φ_m – максимум потенциала в некоторой точке $z = z_m$ из интервала $0 \leq z \leq \Delta$; $\text{Erf}(\sqrt{\alpha}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\alpha}} \exp(-x^2) dx$. В отличие от [53], получено, что задача имеет непрерывное решение во всем диапазоне параметров A и α . Для фиксированной плотности n_0 существует единственное стационарное решение с частичным прохождением заряженных частиц.

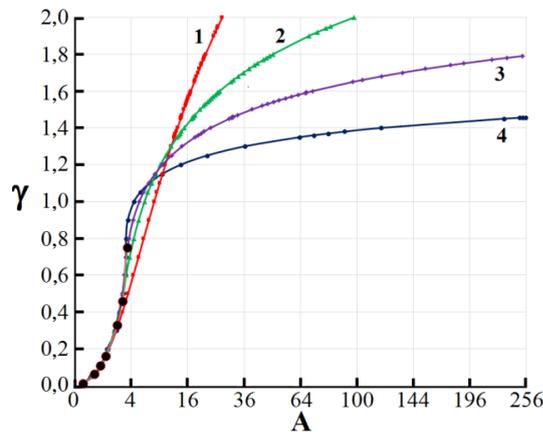


Рисунок 31. Связь между параметрами задачи о прохождении пучка ионов через МБ: кривая 1 – $\alpha = 2$; 2 – 10; 3 – 25; 4 – 75; большие точки – решение [53] для моноэнергетического пучка; верхняя точка соответствует критическому

$A_1 \approx 3,56$, выше которого решений в [53] нет.

Для оценки производительности плазмооптического масс-сепаратора определим изменение плотности прошедшего через азимутатор ионного потока в зависимости от n_0 . Рассмотрим поток ионов с ограниченным спектром по энергии, когда частиц со скоростями $w > w_m$ нет, где w_m и $W_m = M w_m^2 / 2$ – максимальная скорость и энергия ионов в спектре. Функция распределения ионов при $z = 0$ запишется так:

$$f_0(w) = f_{0fal}(w) + f_{0ref}(w),$$

где $f_{0fal}(w)$ – функция распределения ионов, движущихся в положительном направлении оси z ; $f_{0ref}(w)$ – функция распределения ионов, отраженных от потенциала в промежутке $0 \leq z \leq \Delta$ и движущихся в обратном направлении.

Функция $f_{0fal}(w)$ описывает распределение ионов по скоростям при $0 \leq w < \infty$, а функция $f_{0ref}(w)$ – распределение отраженных ионов при $-\sqrt{2e\varphi_m / M} \leq w < 0$, где φ_m – максимум потенциала в промежутке $0 \leq z \leq \Delta$. Отметим, что $f_{0ref}(|w|) = f_{0fal}(w)$.

Общая плотность ионов при $z = 0$ складывается из плотностей ионов падающего и отраженного потоков $n(z=0) = n_{fal}(z=0) + n_{ref}(z=0)$:

$$n_{fal}(z=0) = n_0 = \int_0^\infty f_{0fal}(w) dw; \quad n_{ref}(z=0) = \int_{-\sqrt{\frac{2e\varphi_m}{M}}}^0 f_{0ref}(w) dw = \int_0^{\sqrt{\frac{2e\varphi_m}{M}}} f_{0fal}(w) dw.$$

Введем безразмерные величины $\psi = 2e\varphi / (Mw_m^2)$, $\xi = z/\Delta$, $s = w/w_m$, $\eta = n/n_0$ и безразмерную функцию распределения $f(s) = f_{0fal}(w) \cdot w_m/n_0$. Тогда ψ_m , ξ_m – означают максимум потенциала и его положение в безразмерных переменных. Плотность ионов $\eta(\xi)$ в каждой точке промежутка $0 \leq \xi \leq \xi_m$ складывается из плотностей падающего и отраженного потоков. Плотность ионов $\eta(\xi)$ при $\xi_m \leq \xi \leq 1$ – только плотность падающего потока. При заданной $f(s)$ плотность ионов $\eta(\xi)$ запишется так:

$$\eta(\xi) = \int_{\sqrt{\psi}}^1 \frac{f(s)s}{\sqrt{s^2 - \psi}} ds + \int_{\sqrt{\psi}}^{\sqrt{\psi_m}} \frac{f(s)s}{\sqrt{s^2 - \psi}} ds, \quad \text{при } 0 \leq \xi \leq \xi_m \text{ (область 1)};$$

$$\eta(\xi) = \int_{\sqrt{\psi_m}}^1 \frac{f(s)s}{\sqrt{s^2 - \psi}} ds, \text{ при } \xi_m \leq \xi \leq 1 \text{ (область 2)}. \quad (44)$$

Плотность η_Δ прошедшего потока при $\xi = 1$ определяется согласно (44) так:

$$\eta_\Delta = \int_{\sqrt{\psi_m}}^1 f(s) ds. \quad (45)$$

Уравнение Пуассона (42) теперь выглядит следующим образом:

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} = 2D \frac{dV(\psi)}{d\psi}, \quad (46)$$

где $V(\psi) = -0,5 \int \eta(\psi) d\psi + C$; $D = 2e^2 n_0 \Delta^2 / (\varepsilon_0 M w_m^2)$.

Постоянную C определим так, чтобы при $\xi = \xi_m$ и $\psi = \psi_m$ величина $\left. \frac{d\psi}{d\xi} \right|_{\xi_m} = 0$. В результате, для $0 \leq \xi \leq \xi_0$ в области 1 получим

$$V_1 = \int_{\sqrt{\psi}}^1 f(s)s\sqrt{s^2 - \psi} ds + \int_{\sqrt{\psi_m}}^{\sqrt{\psi}} f(s)s\sqrt{s^2 - \psi} ds - \int_{\sqrt{\psi_m}}^1 f(s)s\sqrt{s^2 - \psi_m} ds \quad (47)$$

и, интегрируя (43) в области 1, получим уравнение

$$2\sqrt{D}\xi_m = \int_0^{\psi_m} \frac{d\psi}{\sqrt{V_1}}. \quad (48)$$

В области 2 при $\xi_0 \leq \xi \leq 1$:

$$V_2 = \int_{\sqrt{\psi_m}}^1 f(s)s\sqrt{s^2 - \psi} ds - \int_{\sqrt{\psi_m}}^1 f(s)s\sqrt{s^2 - \psi_m} ds; \quad (49)$$

$$2\sqrt{D}(1 - \xi_m) = \int_0^{\psi_m} \frac{d\psi}{\sqrt{V_2}}. \quad (50)$$

Складывая (48) и (50) получим соотношение, которое определяет при заданном n_0 величину ψ_m :

$$2\sqrt{D} = \int_0^{\psi_m} \left(\frac{1}{\sqrt{V_1}} + \frac{1}{\sqrt{V_2}} \right) d\psi. \quad (51)$$

Зависимость n_Δ от n_0 можно построить, решая (48) и вычисляя n_Δ по формуле (45).

Оценим $n_\infty = n_\Delta$ при $n_0 \rightarrow \infty$. В этом пределе $\psi_m \rightarrow 1$, а $\xi_m \rightarrow 0$. При этом отражение ионов будет происходить вблизи $\xi_m \rightarrow 0$, а функция распределения в прошедшем потоке будет локализована вблизи $s = 1$, так что можно считать $f(s) = n_\infty \delta(s - 1)$. В этом случае можно решать уравнение (42) для моноэнергетичной функции распределения с $A = (2e^2 n_\infty \Delta^2) / (\varepsilon_0 M w_m^2)$ и граничными условиями $\psi(\xi = 1) = 0$ и $\left. \frac{d\psi}{d\xi} \right|_{\xi_m} = 0$ при условии, что $\psi(\xi_m) \rightarrow 1$, $\xi_m \rightarrow 0$. Проинтегрировав с учетом

этих граничных условий уравнение (42), получим для промежутка $\xi_m \leq \xi \leq 1$ $\frac{d\psi}{d\xi} = -2\sqrt{A}(1-\psi)^{1/4}$. Интегрируя еще раз в промежутке $\xi_m \leq \xi \leq 1$ получим

$\sqrt{A}(1-\xi_m) = \frac{2}{3} \left[1 - (1-\psi_m)^{3/4} \right]$. В пределе при $\xi_m \rightarrow 0$ получаем

$$n_\infty = \frac{4 W_m \varepsilon_0}{9 e^2 \Delta^2}. \quad (52)$$

При изменении n_0 от малых значений до $n_0 \rightarrow \infty$ плотность на выходе n_Δ имеет максимум при определенной величине входной плотности n_{01} , причем величина этого максимума больше чем n_∞ . Она тем больше, чем точнее локализована функция распределения $f(s)$ вблизи $s = 1$ (см. рисунок 33в). Действительно, в этом случае при увеличении n_0 в диапазоне от нуля до n_{01} будет наблюдаться почти симметричным распределением потенциала относительно координаты $\xi = 1/2$ и практически полное прохождение потока с очень малой долей отраженных ионов. При малых плотностях n_0 максимальный потенциал $\psi_m \ll 1$, а значит n_Δ мало отличается от n_0 , отраженных ионов мало и ξ_m близка к $1/2$, поэтому в этом случае $n_\Delta \approx n_0$. Нарастание n_Δ с увеличением n_0 происходит вплоть до $n_0 = n_{01}$, при котором величина ψ_m почти достигает единицы, а ξ_m остается близким к $1/2$.

Можно при этом получить значения A , решая (42) с граничными условиями

$\psi(\xi_m) = 1$, $\xi_m = 1/2$ и $\left. \frac{d\psi}{d\xi} \right|_{\xi_m} = 0$. Получаем $A = 16/9$ и

$$n_{01} \approx 4n_\infty. \quad (53)$$

Рассмотрим теперь задачу прохождения потока плазмы в приближении $\delta/\Delta \ll 1$. В безразмерных переменных $\xi = z/\Delta$ и $\chi = x/\delta$, полагая, что стенки азимутатора находятся под потенциалом $\varphi = 0$, уравнение Пуассона для промежутка Δ имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \chi^2} + \frac{\delta^2}{\Delta^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} = -\delta^2 \frac{\rho}{\varepsilon_0}.$$

При $\delta/\Delta \ll 1$ из него следует, что распределение электрического поля в МБ будет одномерным с E_x компонентой электрического поля, которую можно рассчитать по теореме Гаусса-Остроградского

$$\oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \int_V \frac{en}{\varepsilon_0} dV$$

для элемента ионного пучка в МБ между z и $z + \Delta z$:

$$E_x(z, \delta/2) = \frac{e\delta n(z)}{2\varepsilon_0}. \quad (54)$$

Считаем, что плотность ионов поперек щели (по оси x) постоянна, зависит только от координаты z – плотность $n(z)$. Рассматриваем моноэнергетический поток ионов с энергией W_0 . Изменение плотности ионов вдоль z происходит за счет их ухода на стенки МБ. Из уравнения сохранения массы $n(z)u_0\delta - n(z + \Delta z)u_0\delta = 2n(z)u_x(z)\Delta z$ следует, что

$$\frac{dn}{dz} = -2 \frac{n(z) u_x}{\delta u_0}, \quad (55)$$

где u_x – средняя скорость ионов по оси x , которую определим из следующих соображений. Пусть ион, имеющий вблизи координаты z продольную скорость u_0 , имеет нулевую скорость по оси x . Далее, под действием электрического поля $E_x(z)$ он начинает приобретать скорость $u_x(t) = eE_x(z)t/M$. Стартуя с $x = 0$, он отклоняется по оси x на $x(t) = eE_x(z)t^2/2M$. Максимальный путь, который он пройдет, равен половине высоты щели $\delta/2$. Время движения до стенки равно $t_{\delta/2} = \sqrt{M\delta/eE_x(z)}$. Максимально возможная скорость, приобретаемая ионом при движении вдоль оси x , будет такой: $u_{x\max}(z) = eE_x(z)t_{\delta/2}/M = \sqrt{eE_x(z)\delta/M}$.

Для оценочных расчетов примем величину $u_{x\max}$ за среднюю скорость $u_x(z)$. Тогда, используя (54), получается

$$u_x(z) = \sqrt{0,5} \omega_{pi} \delta, \quad (56)$$

где $\omega_{pi} = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 M}}$. Подставим (56) в уравнение (55), получим $\frac{dn}{dz} = -\sqrt{2} \frac{\omega_{pi}}{u_0} n$. Введя

безразмерные переменные $\xi = z / \Delta$ и $\eta = n/n_0$, получим

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -A^{1/2} \eta^{3/2}, \quad (57)$$

где $A = 2e^2 n_0 \Delta^2 / (\varepsilon_0 M u_0^2)$.

Решение (54) с граничным условием $\eta = 1$ при $\xi = 0$ таково

$$\eta = \frac{1}{(1 + A^{1/2} \xi / 2)^2}. \quad (58)$$

При $\xi = 1$ уравнение (58) дает $\eta(\xi = 1) = 1 / (1 + A^{1/2} / 2)^2$, а для $A \gg 1$ получим $\eta(\xi = 1) \rightarrow 4 / A$. Таким образом, при $n_0 \rightarrow \infty$ плотность проходящего

потока $n(z = \Delta)$ равна $n_{1\infty} = 4 \frac{\varepsilon_0 W_0}{e^2 \Delta^2}$. Необходимо отметить, что с точностью до постоянного коэффициента $n_{1\infty}$ совпадает с n_∞ , полученной в одномерной задаче.

§ 2.3. Анализ прохождения плазменного потока через магнитный барьер

Используя разработанную в §2.2 теорию, проведем численный анализ процесса прохождения потока ионов через МБ. По формулам (45) и (51) получим зависимость выходной плотности ионов n_Δ от плотности ионов на входе n_0 . Вычисления по формулам (45), (51) проводятся в следующем порядке: сначала с помощью (47) и (49) для каждого $0 < \psi_m < 1$ с некоторым шагом вычисляется таблица значений функции

$$\Lambda(\psi_m) = \int_0^{\psi_m} \left(\frac{1}{\sqrt{V_1(\psi, \psi_m)}} + \frac{1}{\sqrt{V_2(\psi, \psi_m)}} \right) d\psi, \quad (59)$$

причем вид функции $\Lambda(\psi_m)$ зависит от формы функции распределения. Затем для данного D по таблице функции $\Lambda(\psi_m)$ согласно (51) ищется значение ψ_m . Фиксируя длину Δ и энергию W_m , считаем D функцией n_0 и получаем зависимость $\psi_m(n_0)$. Далее для каждого $\psi_m(n_0)$ по формуле (45) численными методами определяется плотность прошедшего потока ионов.

Рассмотрим алгоритм расчета функции $\Lambda(\psi_m)$. Задается таблица значений величины ψ_m : $0 < \psi_m^i < 1$ ($0 \leq k \leq K - 1$, где K – число дискретных значений величины ψ_m) и таблица значений $0 < \psi^i \leq \psi_m$ ($0 \leq i \leq N - 1$; N – число дискретных значений величины ψ). Затем интегрированием выражений (47) и (49) вычисляются функции $V_1(\psi^i, \psi_m^k)$ и $V_2(\psi^i, \psi_m^k)$ для каждого значения ψ_m^i и ψ^i . Функции $V_1(\psi^i, \psi_m^k)$ и $V_2(\psi^i, \psi_m^k)$ по вычисленным значениям в точках ψ^i аппроксимируются кубическими сплайнами. Полученные сплайны, как непрерывные функции, используются для вычисления интеграла (59).

Видно, что при $\psi = \psi_m$ интеграл (59) имеет особенность, так как в этой точке $V_1 = 0$ и $V_2 = 0$. Вычисление несобственных интегралов с особенностями на концах промежутка проводилось с помощью алгоритма приведенного в приложении А. Данный алгоритм на базе формулы средних прямоугольников позволяет вычислять несобственные интегралы с погрешностью $\sim 10^{-12}$. Пример вычисленной функции (59) представлен на рисунке 32. В пределе, когда $\psi_m \rightarrow 1$ величина $\Lambda(\psi_m) \rightarrow \infty$.

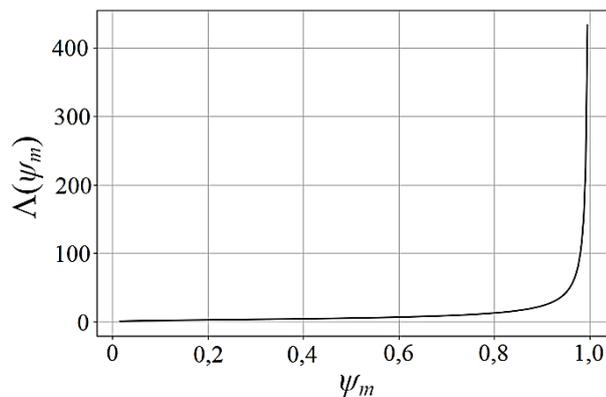


Рисунок 32. Пример вычисленной функции (59).

На рисунке 33 приведены результаты численных решений уравнений (45) и (51) для двух различных функций распределений $f(s)$, типичных для плазмы УАС. Спектры вида 1, показанные на рисунке 33а, соответствуют области ионизации, прижатой к катоду УАС, а спектры вида 2 – к аноду УАС. Видно, что плотность прошедших ионов $n_{\Delta} = 2,7 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$, вычисленная при $n_0 \rightarrow \infty$ по формуле (52) для $W_m = 1100 \text{ эВ}$ и $\Delta = 10^{-2} \text{ м}$, согласуется с асимптотикой, приведенной на рисунке 33в.

На рисунке 34 показано изменение режимов прохождения ионов в МБ в зависимости от ширины функции распределения. Характер прохождения изменяется при переходе через критическое число $A_1 \approx 3,56$: от прохождения всего потока ионов при $A < A_1$ – к частичному прохождению при $A \geq A_1$. Число прошедших ионов при увеличении теплового разброса уменьшается, стремясь к некоторой конечной величине.

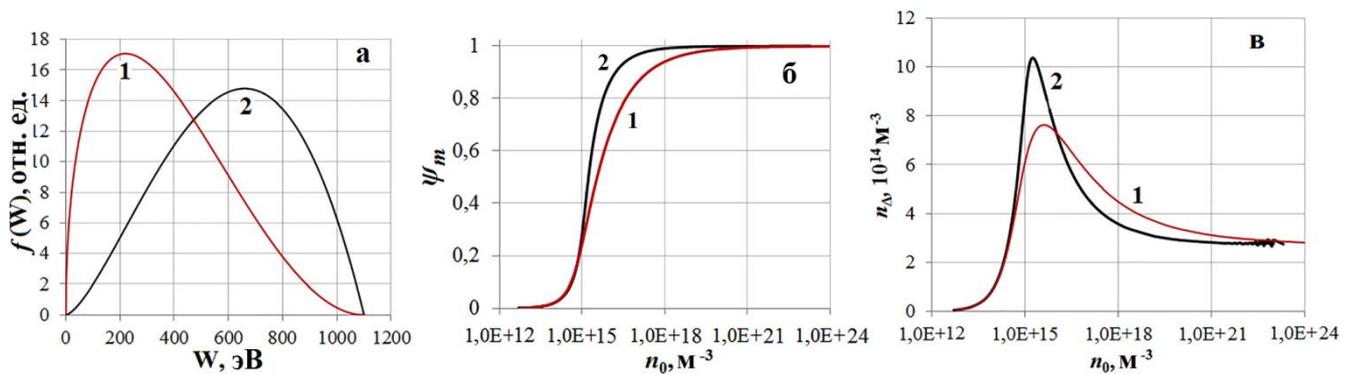


Рисунок 33. Результаты расчета для функций распределения ионов падающего потока вида 1 и 2: а) – функции распределения (нормированы на единицу); б) – величины максимального потенциала ψ_m в зависимости от плотности падающих частиц n_0 ; в) – плотности ионов n_{Δ} на выходе из промежутка при $z = \Delta = 10^{-2} \text{ м}$.

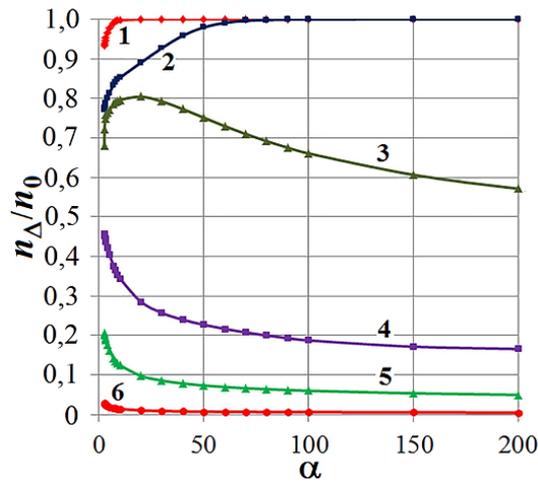


Рисунок 34. Доля прошедшего через МВ потока ионов для функции распределения вида (40) для различных величин A :

1 – $A = 1$; 2 – $A = 3,24$; 3 – $A = 3,61$; 4 – $A = 9$; 5 – $A = 25$; 6 – $A = 225$.

На рисунке 35 приведено [54] пространственное распределение потенциала и плотности ионов в магнитном барьере длиной $\Delta = 4,5 \cdot 10^{-2}$ м для ионов с функцией распределения вида

$$f(W) = \exp\left(-\frac{(W - W_0)^2}{60W_m}\right) - \exp\left(-\frac{W_0^2}{60W_m}\right), \quad (60)$$

где $W_m = 900$ эВ; $W_0 = 450$ эВ – наиболее вероятная энергия функции распределения.

Из рисунка 35б видно, что при плотностях $n_0 < 10^{14}$ м⁻³ форма потенциала практически симметричная относительно точки $\xi_m = 1/2$ (кривые 1 и 2), а распределение 2 примерно соответствует входной плотности n_{01} , при которой обеспечивается максимум выходной плотности n_Δ . Оценка (53) входной плотности, при которой наблюдается максимум выходной, дает для параметров

расчета $n_{01} \approx 4n_\infty = \frac{16 W_m \epsilon_0}{9 e^2 \Delta^2} = 4,37 \cdot 10^{13}$ м⁻³. При увеличении $n_0 > 10^{14}$ м⁻³ доля

отраженных частиц значительно увеличивается.

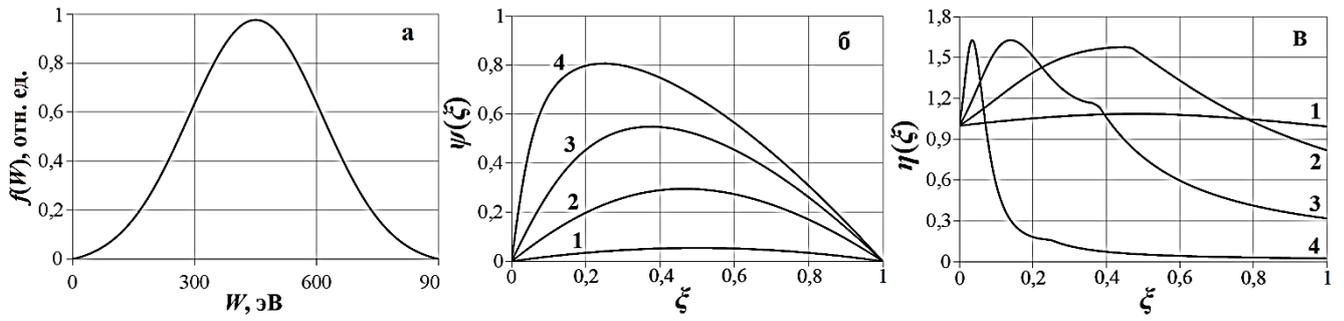


Рисунок 35. Пространственное распределение параметров потока в магнитном барьере для функции распределения вида (60) при различных значениях начальной плотности частиц n_0 : 1 – $n_0 = 10^{13}$; 2 – $4 \cdot 10^{13}$; 3 – 10^{14} ; 4 – 10^{15} м^{-3} . а) – функция распределения; б) – распределение потенциала; в) – распределение плотности.

Плотность ионов на выходе МБ азимутатора макета масс-сепаратора ПОМС-Е-3 для ионов, обладающих максимальной энергией в спектре 1100 эВ, при длине МБ $\Delta = 10^{-2} \text{ м}$ (рисунок 33в) оценивается как $n_{\Delta} \approx 1,1 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Требуемый бесстолкновительный (столкновения ион-нейтрал) режим работы ПОМС-Е-3 осуществляется до плотностей ионов $n \leq 10^{19} \text{ м}^{-3}$, что много больше n_{Δ} . Это говорит о возможности, в принципе, увеличения числа ионов, проходящих через магнитный барьер.

Глава 3. Система формирования потока ионов

§ 3.1. Конструкция системы формирования потока ионов

Во второй главе было показано, что в условиях экспериментов на ПОМС-Е-3 электроны не могут следовать вместе с ионами вглубь барьера, поэтому возникает электрическое поле, которое препятствует прохождению ионов через МБ. Значительные потери ионов при прохождении МБ не позволяют в полной мере воспользоваться преимуществом плазменного источника ионов для применения его в составе масс-сепаратора ПОМС-Е-3.

Оптимальным решением поставленной задачи было бы обеспечение в МБ азимутатора условия квазинейтральности, при котором отсутствуют ограничения на ток ионов, связанные с собственным объемным зарядом ионного потока. Компенсировать объемный заряд ионов можно, например, обеспечив эмиссию электронов обязательно по всей длине азимутатора.

Существуют и другие пути обеспечения прохождения потока, но проведение потока плазмы через МБ азимутатора путем увеличения динамического давления потока [55, 56] у нас невозможно, в частности потому, что интенсивный плазменный поток будет снижать величину магнитного поля в азимутаторе, что приведет к ухудшению качества масс-сепарации.

Возможность проникновения плазмы через МБ за счет поляризационного дрейфа показана в экспериментах [57, 58, 59], теоретически – в работах [60, 61]; в результате численного моделирования, – например, в [62]. В эксперименте [59] поток дейтериевой плазмы, инжектируемый из коаксиальной плазменной пушки поперек внешнего магнитного поля ловушечной конфигурации, имел плотность $n \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и скорость $v \approx 4 \cdot 10^5 \text{ м/с}$; длина плазменного сгустка в экспериментах была около 1 м. Поток проникал в область, занятую магнитным полем, из-за электрической поляризации и продуцирования $E \times B$ -дрейфа. Найдено, что движение потока может быть остановлено при снятии поляризационного заряда при протекании внешнего тока вдоль силовых линий магнитного поля.

Электрическое поле поляризации измерялось парой электрических зондов, разнесенных на 15 см и расположенных ниже и выше по потоку. Это поле линейно нарастало до величины $\sim 6,5$ кВ при увеличении поля в МБ до $B_0 \approx 0,3$ Тл (поле на оси симметрии посередине магнитной системы), что обеспечивало фиксированную дрейфовую скорость. Напряжение резко уменьшалось при превышении B_0 . При $B > 0,5$ Тл сигнал с зондов исчезал – плазма останавливалась (отражалась) до того, как достигала зондов. Магнитные силовые линии при поляризации становятся линиями равного электрического потенциала. Поверхности, которые ограничиваются силовыми линиями, проходящими через движущийся поток плазмы, должны поддерживать эффект поляризации. Деполяризация возможна из-за протекания по диэлектрическим стенкам трубы импульсной плазменной пушки токов проводимости (проводимость кварцевой трубы обусловлена, по-видимому, частицами обоих знаков и фотонами, бомбардирующими стенку). Воспользоваться поляризационным механизмом прохождения в ПОМС-Е-3 для цилиндрического аксиально-симметричного пучка плазмы не получится.

Аномальная диффузия [63, 64] в используемом УАС не может быть основным механизмом прохождения ионов, так как уровень амплитуды колебаний электрического поля, измеренный с помощью ленгмюровских зондов в плазме ПОМС-Е-3, мал.

Для решения проблемы проведения плазмы через МБ была предложена [65] новая идея и конструкция системы формирования потока ионов для макета ПОМС-Е-3. Эта система формирования потока ионов представляет собой УАС, в котором ферромагнитный катод-азимутатор расположен между немагнитными анодом-1 и анодом-2 (рисунок 36). На анод-1 первой камеры системы подается положительный электрический потенциал U_{a1} , задающий энергию ионов. Анод-2 второй камеры заземляется ($U_{a2} = 0$). На катод-азимутатор подается отрицательный относительно анода-1 и анода-2 электрический потенциал U_{a3-k} такой величины, при котором обеспечивается горение $E \times B$ разряда в обеих камерах системы формирования, причем $|U_{a3-k}| \leq |U_{a1}|$.

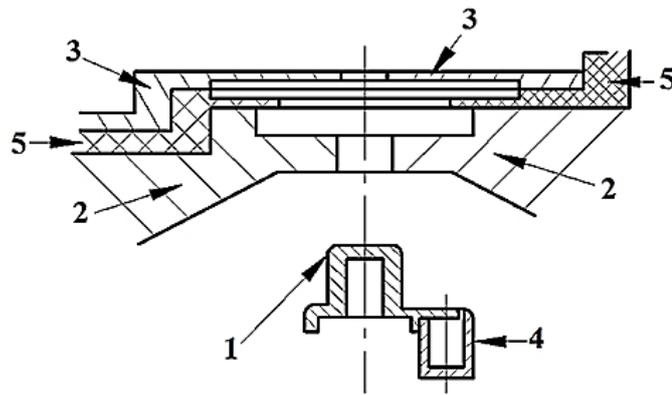


Рисунок 36. Система формирования потока ионов новой конструкции:

- 1 – анод-1; 2 – полюсы катода-азимутатора; 3 – анод-2;
4 – газораспределитель; 5 – изоляторы.

Расстояния между анодом-1 и катодом-азимутатором $\Delta_1 = 8$ мм, катодом-азимутатором и анодом-2 $\Delta_2 = 5$ мм выполнены, исходя из условия $\Delta_1, \Delta_2 > 2\rho_e$, где $\rho_e \approx 0,25 \div 0,02$ мм – ларморовский радиус электронов, вычисленный по их дрейфовой скорости и циклотронной частоте $\rho_e = v_d / \omega_{Be}$; дрейфовая скорость $v_d = E_z / B_r$; циклотронная частота $\omega_{Be} = eB_r / m_e$; E_z – аксиальная компонента напряженности электрического поля в соответствующей точке разрядного промежутка; B_r – радиальная компонента индукции магнитного поля в той же точке; m_e – масса электрона.

Магнитное поле в обеих разрядных камерах и в азимутаторе создается двумя аксиально симметричными катушками. Внутренняя катушка для создания магнитного поля в плазменном ускорителе выполнена из 1650 витков медного провода диаметром 0,9 мм. Габариты катушки: внутренний радиус 30 мм; внешний радиус 63 мм; высота 100 мм. Внешняя катушка в плазменном ускорителе выполнена из 760 витков медного провода диаметром 0,9 мм. Габариты катушки: внутренний радиус 117 мм; внешний радиус 135 мм; высота 100 мм. Размер зазора магнитопровода – азимутатора по радиусу составляет 6 мм при внутреннем радиусе 87 мм, внешнем радиусе 93 мм; его длина вдоль продольной оси $\Delta z = 4$ мм.

В программе FEMM [21] произведен расчет распределения магнитного поля в предлагаемой системе формирования потока ионов (рисунок 36). Программа FEMM позволяет на персональном компьютере создать модель для расчета плоскопараллельного или осесимметричного стационарного и квазистационарного магнитного и стационарного электростатического полей, построить их картины и определить полевые и цепные параметры. Построение модели в программе FEMM производится по заданным характерным (опорным) точкам модели. Поскольку в этой программе рассчитываются плоскопараллельные или осесимметричные магнитные поля, модель создается на плоскости. Контуры модели получаются соединением опорных точек прямыми линиями и дугами окружностей так, чтобы были образованы замкнутые блоки. Для проведения расчета так же надо определить характеристики материала каждого блока, при этом можно использовать библиотеку стандартных материалов программы или вводить новый материал с заданными свойствами (такими как кривая $B = f(H)$, линейность, однородность, коэрцитивная сила, удельная электропроводность). Магнитопровод системы формирования потока ионов ПОМС-Е-3 сделан из малоуглеродистой стали Ст3 ГОСТ 380-94, которая является аналогом американской стали марки 1020 [66], имеющейся в библиотеке программы FEMM; зависимость величины индукции магнитного поля от напряженности магнитного поля для нее приведена на рисунке 37. На рисунке 38 показано распределение магнитного поля в системе формирования потока ионов новой конструкции при токах в обеих катушках ускорителя 1 А. На рисунке 39 приведены результаты расчета распределения магнитного поля в системе формирования потока ионов новой конструкции вдоль разрядного канала на радиусе $R = 90$ мм (середина разрядного канала) для значений токов катушках 1 А и 2 А. Градиенты радиального магнитного поля в обеих камерах направлены к азимутатору, что обеспечивает стабильность параметров системы при разряде.

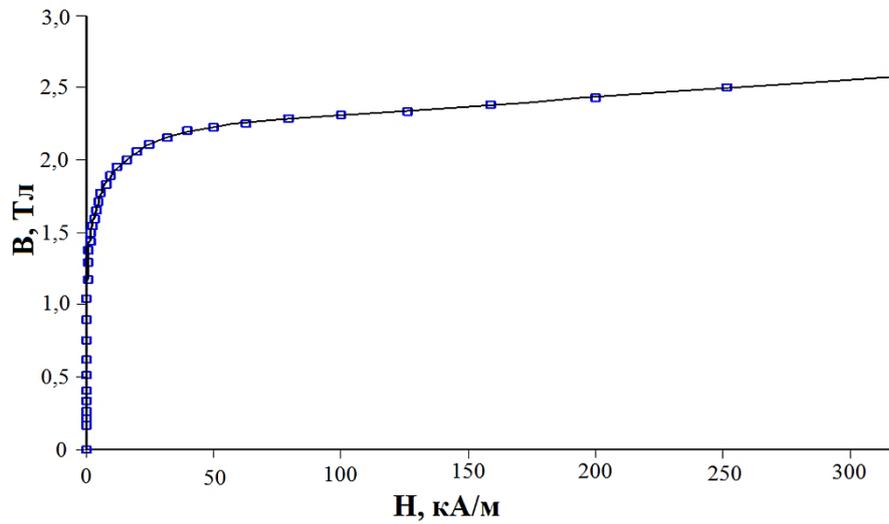


Рисунок 37. Зависимость $B = f(H)$ для стали 1020.

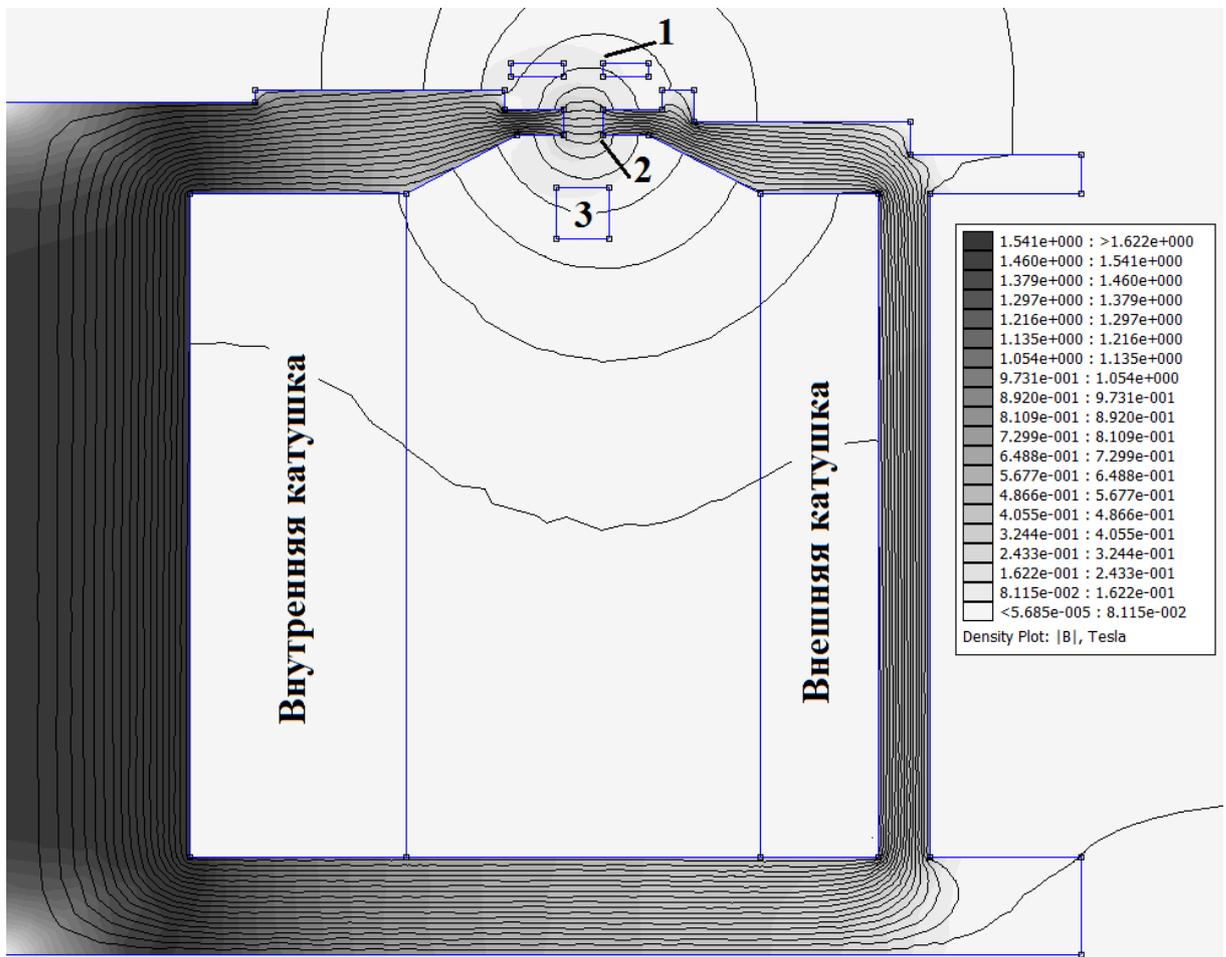


Рисунок 38. Магнитное поле в системе формирования потока ионов новой конструкции (токи в катушках по 1 А).

1 – анод-2; 2 – катод-азимутатор; 3 – анод-1.

В процессе работы системы формирования ионы из первой камеры ускоряются по направлению к катоду-азимутатору, проходя через пространство катода-азимутатора, тормозятся на величину $eU_{аз-к}$ и покидают УАС с энергией $W \leq eU_{a1}$. Ионы из второй камеры УАС ускоряются по направлению к катоду-азимутатору и проходят через его магнитный барьер. Далее в электрическом поле первой камеры эти ионы тормозятся, отражаются, так как $|U_{a1}| \geq |U_{аз-к}|$, и движутся в обратном направлении вместе с ионами, рожденными в первой камере, к выходу из двухкамерного УАС.

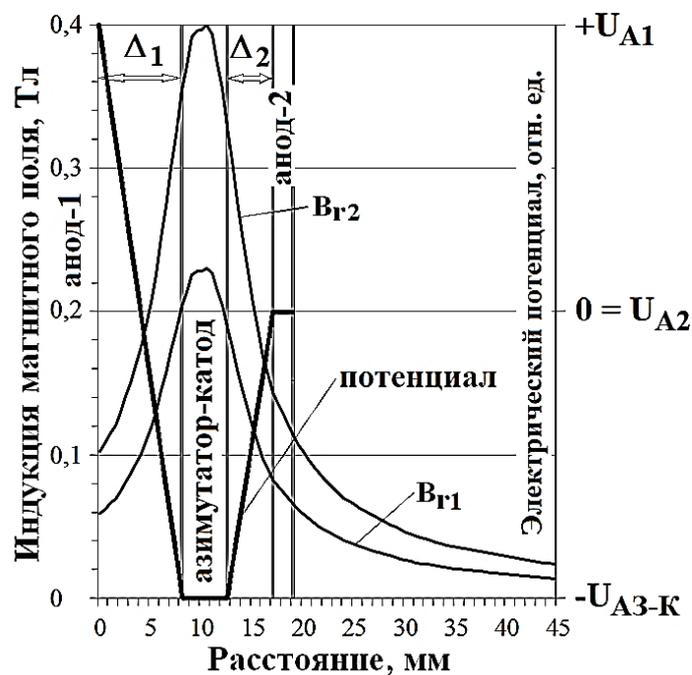


Рисунок 39. Примеры распределения расчетных значений индукции магнитного поля B_{r1} (токи в двух катушках равны 1 А) и B_{r2} (2 А) и электрического потенциала (вакуумные значения – плазмы в ускорителе нет) в системе формирования потока ионов конструкции анод-1 – катод-азимутатор – анод-2.

Для плазмооптических масс-сепараторов желателен минимальный по ширине энергетический спектр ионов, так как максимальный продольный размер ПОМС-Е-3 L_m определяется согласно (2) максимальной продольной скоростью ионов. Энергетическая ширина спектра ионов ΔW в системе анод-1 – катод-азимутатор – анод-2 определяется потенциалом U_{a1} и не зависит от потенциала

катода-азимутатора, поэтому $\Delta W \leq eU_{a1}$, что не увеличивает L_m по сравнению с классическим двухкамерным УАС.

§ 3.2. Режимы работы системы формирования потока ионов

Было проведено экспериментальное исследование режимов работы новой системы формирования потока ионов ПОМС-Е-3. $E \times B$ -разряд поджигается и устойчиво горит при значениях индукции магнитного поля в области анода-1 $B_{ra1} \geq 0,02$ Тл, что соответствует индукции в центре катода-азимутатора $B_{раз-к} \geq 0,1$ Тл, значениях положительного электрического потенциала на аноде-1 $U_{a1} \geq +400$ В и отрицательного потенциала на катоде-азимутаторе $U_{аз-к} \geq |-500|$ В при соблюдении условия $|U_{a1}| \geq |U_{аз-к}|$ в диапазоне давлений рабочего газа, например аргона, измеренного на выходе из азимутатора, $5 \cdot 10^{-5}$ Торр $\leq P \leq 20 \cdot 10^{-5}$ Торр.

При отрицательном потенциале на катоде-азимутаторе разряд в УАС (рисунок 36) горит в обеих камерах. За счет потока ионов из второй камеры в области катода-азимутатора обеспечивается частичная компенсация пространственного заряда ионного потока в результате вторичной ион-электронной эмиссии с поверхности катода-азимутатора, ионизации рабочего газа ультрафиолетовым излучением $E \times B$ разряда в камерах системы и в процессе ион-атомных столкновений.

Эффективность работы источника ионов в разных режимах работы иллюстрируется данными измерений функций распределения ионов по энергии на выходе из системы формирования (рисунки 40, 41, 42). Плотность n_{Δ} ионов вычислялась как интеграл от функции распределения в разработанной программе обработки измерений ЭЗП [28]. Измерения спектров проводились с помощью энергоанализатора с задерживающим потенциалом [25].

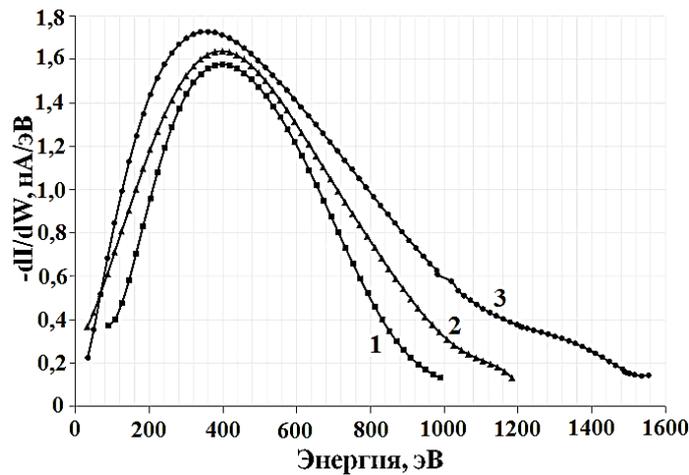


Рисунок 40. Распределения ионов аргона по энергии при $U_{a1} = 920$ В,

$$B_{ra1} = 0,06 \text{ Тл}, B_{раз-к} = 0,23 \text{ Тл}, B_{ra2} = 0,08 \text{ Тл}:$$

$$1 - U_{аз-к} = -590 \text{ В}; 2 - U_{аз-к} = -988 \text{ В}; 3 - U_{аз-к} = -1287 \text{ В}.$$

При фиксированном значении магнитного поля $B_{ra1} = 0,06$ Тл и напряжения на аноде-1 $U_{a1} = 920$ В изменяли напряжение на катоде-азимутаторе. Измерения энергетических спектров для этого случая приведены на рисунке 40. Энергия максимума функции распределения W_0 сдвигается с ростом $U_{аз-к}$ в сторону низких энергий от 400 к 330 эВ, при этом появляются энергичные ионы с $W > eU_{a1}$. При $U_{аз-к} = -1287$ В достигаются энергии ионов $W \geq 1600$ эВ. Плотность ионов растет при увеличении $U_{аз-к}$: $n_3/n_1 \approx 1,48$ (кривые 1 и 3 на рисунке 40, плотности ионов n_1 и n_3 вычислены как моменты соответствующих функций распределения). Минимальная энергия ионов ~ 20 эВ, т.е. ионизация рабочего газа происходит и в прикатодной области разряда.

При изменении магнитного поля было обнаружено [67], что есть оптимальная по выходной плотности n_Δ величина индукции магнитного поля (см. рисунок 41). Величина магнитного поля влияет на положение зон ионизации и распределение потенциала в разрядных промежутках. При оптимальном по выходному ионному току значении индукции B_r магнитного поля зона максимальной скорости ионизации рабочего газа находится примерно в центре разрядного промежутка, максимум распределения потенциала совпадает с данной областью. Заметная ионизация есть и на всей длине разрядного промежутка.

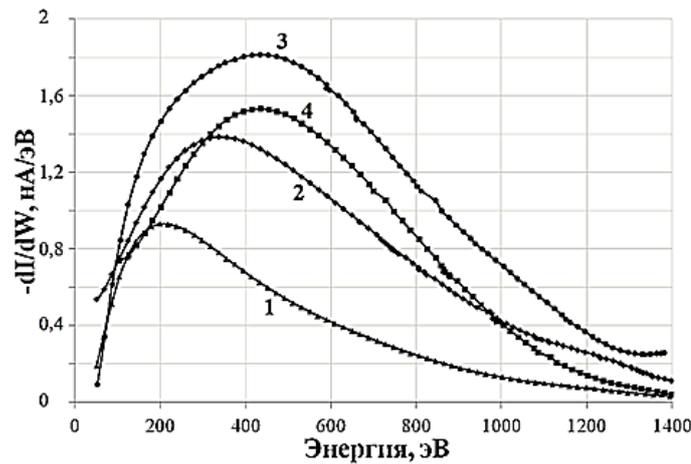


Рисунок 41. Распределения ионов аргона по энергии:

$$1 - B_{ra1} = 0,018 \text{ Тл}, B_{раз-к} = 0,071 \text{ Тл}, B_{ra2} = 0,026 \text{ Тл}, n_1 = 6,5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3};$$

$$2 - B_{ra1} = 0,03 \text{ Тл}, B_{раз-к} = 0,12 \text{ Тл}, B_{ra2} = 0,042 \text{ Тл};$$

$$3 - B_{ra1} = 0,045 \text{ Тл}, B_{раз-к} = 0,16 \text{ Тл}; B_{ra2} = 0,059 \text{ Тл}, n_3 = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3};$$

$$4 - B_{ra1} = 0,059 \text{ Тл}, B_{раз-к} = 0,23 \text{ Тл}, B_{ra2} = 0,083 \text{ Тл}.$$

Для параметров разряда $U_{a1} = 1130 \text{ В}$; $U_{аз-к} = -930 \text{ В}$; $P = 9 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$ результаты измерений приведены на рисунке 41. Соотношение максимальной и минимальной плотностей ионов (см. функции распределения 1 и 3 на рисунке 41) при изменении B_r равно $n_3/n_1 = 2,46$; оптимальное прохождение ионов наблюдается, если $B_{ra1} = 0,045 \text{ Тл}$, $B_{раз-к} = 0,16 \text{ Тл}$, $B_{ra2} = 0,059 \text{ Тл}$. Оптимальные значения величины индукции магнитного поля падают с уменьшением U_{a1} , $U_{аз-к}$. Так, при $U_{a1} = 700 \text{ В}$, $U_{аз-к} = -700 \text{ В}$, лучшее прохождение реализуется, когда $B_{ra1} = 0,03 \text{ Тл}$, $B_{раз-к} = 0,12 \text{ Тл}$, $B_{ra2} = 0,042 \text{ Тл}$.

При фиксированном магнитном поле менялось напряжение на катоде-азимутаторе. Было найдено, что плотность прошедших ионов при отрицательном напряжении на катоде-азимутаторе примерно в 3 раза больше, чем при положительном напряжении (рисунок 42).

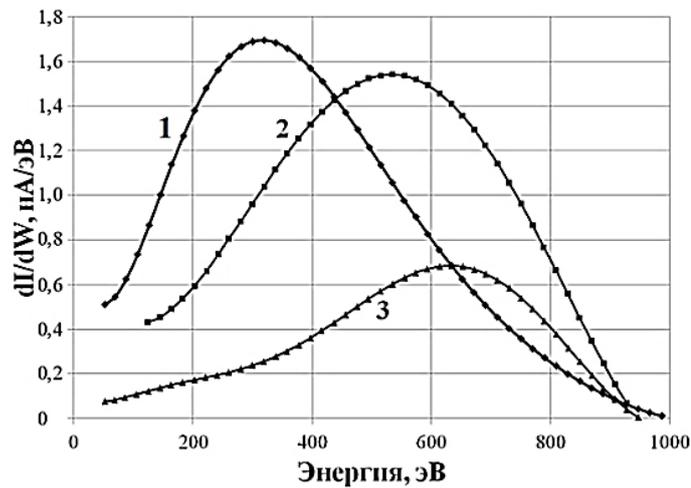


Рисунок 42. Эволюция функции распределения ионов:

$$1 - U_{a3-k} = -125 \text{ В}, n_1 = 2,3 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}; 2 - U_{a3-k} = +100 \text{ В}, n_2 = 2 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3};$$

$$3 - U_{a3-k} = +450 \text{ В}, n_3 = 7,9 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}.$$

Аналогичные результаты по прохождению ионов через катод-азимутатор получены и в случае, когда этот электрод был «плавающим», т.е. изолированным как от источника питания, так и от «земли», но при этом имел отрицательный плавающий потенциал U_{fl} . $E \times B$ разряд в данном случае горит между анодом первой камеры и анодом второй камеры, который в данном случае становится катодом однокамерного УАС. Отрицательный потенциал на катоде-азимутаторе является следствием ухода вдоль силовых линий радиального магнитного поля на катод-азимутатор электронов из зоны $E_{z_{a3-k}} \times B_{раз-к}$ разряда внутри катода-азимутатора. Плазма этого разряда обеспечивает заметную компенсацию пространственного заряда ионов, и, как следствие, увеличение плотности прошедшего через магнитный барьер катода-азимутатора ионного потока. Этот вывод подтверждается энергетическими спектрами, полученными при различных значениях плавающего потенциала катода-азимутатора ($U_{a1} = 930 \text{ В}$; рабочий газ аргон, $P = 9 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$) и приведенными на рисунке 42.

Максимальное число ионов, прошедших катод-азимутатор, наблюдается в случае отрицательного потенциала на катоде-азимутаторе $U_{a3-k} = -125 \text{ В}$ – отношение $n_1 / n_3 \approx 2,9$ – эффективность источника ионов «анод-1 – катод-азимутатор – анод-2» в случае отрицательного потенциала на катоде-азимутаторе

в данном примере в 2,9 раза более высокая по сравнению с традиционным исполнением «анод-1–анод-2–катод» двухкамерного УАС. Изменение потенциала на катоде-азимутаторе с отрицательных значений к положительным приводит к обеднению энергетических спектров в диапазоне низких энергий. При положительном U_{fl} катода-азимутатора разряд во второй камере или не горит, или разряды в камере 1 и камере 2 горят независимо друг от друга.

Разработанная система формирования потока ионов позволяет компенсировать объемный заряд ионов в МБ катода-азимутатора и увеличить производительность масс сепарации, способна работать при величинах магнитной индукции в катоде-азимутаторе до $B_{раз-к} \sim 0,3$ Тл, которые соответствуют уровню, требуемому для работы ПОМС-Е-3.

§ 3.3. Обработка экспериментальных данных энергоанализатора

Для обработки экспериментальных данных ЭЗП была разработана [28] программа с графическим пользовательским интерфейсом на языке Python. С её помощью определяется и визуализируется энергетический спектр $f(W)$ анализируемого пучка ионов, рассчитываются плотность и средняя энергия ионов. Необходимость в разработке программы возникла, потому что существующий программный комплекс [25] не позволяет рассчитывать плотность потока и среднюю энергию ионов по сигналам ЭЗП.

Чтобы подсчитать число частиц, в элементе объема скоростей d^3u , которые содержатся в объеме d^3r в окрестности точки \mathbf{r} , используется функция распределения $F(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t)$:

$$dN(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) = F(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) d^3u d^3r.$$

Элемент объема скоростей d^3u содержит скорости в интервале от u_x до u_x+du_x , от u_y до u_y+du_y , от u_z до u_z+du_z ; положение объема определяется скоростью \mathbf{u} , а размеры – приращениями du_x , du_y , du_z . Если проинтегрировать функцию распределения по всем скоростям, то получим плотность частиц:

$$n(\mathbf{r}, t) = \int_{(v)} F(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) d^3u.$$

В нашем случае для определения функции распределения используется энергоанализатор с задерживающим потенциалом. На коллектор энергоанализатора попадают частицы с конечными значениями компонент скорости, параллельных коллектору, и только с положительными значениями компоненты скорости, перпендикулярной коллектору (z -компонента). ЭЗП измеряет одномерную функцию распределения по скоростям

$$dn = g(u_z) du_z,$$

где

$$g(u_z) = \int_{-\infty}^{\infty} du_y \int_{-\infty}^{\infty} F(\mathbf{u}) du_x; \quad (61)$$

$g(u_z)$ – одномерная функция распределения; $u_z > 0$ – компонента скорости потока, перпендикулярная плоскости коллектора энергоанализатора.

Функцию распределения (61) формируют частицы только с положительными z -компонентами скоростей, поэтому она будет одновременно и функцией распределения по абсолютному значению z -составляющей скорости.

На выходе энергоанализатора формируется кривая задержки $I(U_g)$ исследуемого потока частиц. Кривая задержки – это суммарный ток частиц, имеющих z -компоненту скорости, большую чем $v = \sqrt{2qU_g/M}$ (M, q – масса и заряд иона), которая соответствует задерживающему потенциалу анализирующей сетки энергоанализатора U_g . Этот ток можно найти через функцию распределения частиц по скоростям:

$$I = qA \int_v^{\infty} u_z g(u_z) du_z, \quad (62)$$

где A – площадь коллектора энергоанализатора.

Продифференцировав (62) по v , получим функцию распределения по скорости $g(v)$:

$$g(v) = -\frac{1}{qAv} \frac{dI}{dv}. \quad (63)$$

Энергия ионов $W = qU_g = M(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2)/2$. Поскольку в условиях экспериментов выполняются соотношения $u_z \gg u_x$ и $u_z \gg u_y$, то можно положить $W = M u_z^2 / 2$. Из (63) получим функцию распределения ионов по энергии:

$$f(W) = -\frac{1}{qA} \sqrt{\frac{M}{2W}} \frac{dI(W)}{dW}. \quad (64)$$

Тогда плотность частиц и средняя энергия ионов в диапазоне энергий от W_1 до W_2 находятся так:

$$n = \int_{W_1}^{W_2} f(W) dW; \quad (65)$$

$$W_{av} = \int_{W_1}^{W_2} W f(W) dW. \quad (66)$$

Построение аппроксимирующей функции $S(W)$ кривой задержки ионов производится по одному из двух, выбранному пользователем, алгоритму: полиномиальному (полиномом до 25 порядка) или В-сплайнами (3 ÷ 5 порядка). Аппроксимация сплайнами позволяет точнее передавать наклон кривой задержки, что позволяет получать более точные спектры по сравнению с полиномиальной аппроксимацией.

Построение сплайна можно проводить несколькими способами. Пусть задана сетка W_n , ($0 \leq n \leq N$, N – число точек сетки); точки W_n называют узлами сплайна. Полиномиальным сплайном $L_p(W)$ дефекта t называется функция, удовлетворяющая следующим требованиям:

- 1) $L_p(W)$ на каждом интервале $[W_{n-1}, W_n]$ является полиномом степени p ;
- 2) эти полиномы «склеены» во внутренних узлах так, что сплайн остается непрерывным вместе со своими $p - t$ производными: $L^{(k)}(W_n - 0) = L^{(k)}(W_n + 0)$, $0 \leq k \leq p - t$, $1 \leq n \leq N - 1$.

Для построения аппроксимации $S(W)$ кривой задержки $I(W)$, наилучшей в норме

$$\|I - S\| = \sqrt{\frac{1}{K+1} \sum_{n=0}^K (I_n - S_n)^2}, \quad (67)$$

форма записи сплайна, приведенная выше, неудобна (в формуле $K+1$ – число экспериментальных точек кривой задержки при изменении напряжения на задерживающей сетке от U_{gmin} до U_{gmax}). Алгоритм для нахождения коэффициентов наилучшего сплайна при этом оказывается громоздким. Универсальной записи такого алгоритма для произвольной степени сплайна пока не построено. Гораздо проще строятся алгоритмы для, так называемой, базисной формы записи сплайна.

Базисным сплайном (или В-сплайном) называют сплайн с узлами W_n ($0 \leq n \leq K$), отличный от нуля на минимальном количестве интервалов (на минимальном носителе) [68]. Вне этого носителя он равен нулю, непрерывен вместе со своей $(p-1)$ -й производной на носителе (включая переход в нулевой фон на концах носителя); а его p -я производная имеет разрывы в узлах. Базисный сплайн p -й степени дефекта $t=1$, носитель которого начинается в узле W_n , будем обозначать через $B_{p,n}(W)$. Рассмотрим, как строятся такие сплайны разных степеней на сетке. Для удобства записи формул введем обобщенную функцию Хевисайда

$$\xi_+^p = \begin{cases} \xi^p & \text{при } \xi > 0; \\ 0 & \text{при } \xi \leq 0, \end{cases}$$

где $p = 0, 1, 2, \dots$

В-сплайны легко записываются через обобщенную функцию Хевисайда. Для нулевой степени сплайн на своем носителе равен

$$B_{0,n}(W) = \begin{cases} (W - W_n)_+^0 = 1 & \text{при } W_n < W \leq W_{n+1}; \\ 0 & \text{вне носителя,} \end{cases}$$

где $0 \leq n \leq K-1$. Выразить базисный сплайн $(p+1)$ -й степени через два базисных сплайна p -й степени можно по рекуррентному алгоритму

$$B_{p+1,n}(W) = \frac{(W - W_n)B_{p,n}(W)}{W_{n+p+1} - W_n} + \frac{(W_{n+p+2} - W)B_{p,n+1}(W)}{W_{n+p+2} - W_{n+1}}. \quad (68)$$

Общее выражение для сплайна на всем отрезке $[W_0, W_K]$ составляется как линейная комбинация базисных сплайнов по всем носителям. При этом надо включать в сумму В-сплайны, выходящие за границы отрезка

$$S(W) = \sum_{n=-p}^{K-1} c_n B_{p,n}(W), \quad (69)$$

где c_n – неизвестные коэффициенты.

Выражение (68) – обобщенный многочлен, а его базисом является набор базисных сплайнов p -й степени.

Для построения аппроксимации наилучшей в норме (67) для кривой задержки $I(W)$ в виде обобщенного многочлена (69) необходимо определить неизвестные коэффициенты c_n . Для нахождения $K+p$ коэффициентов c_n получается система такого же числа линейных уравнений:

$$\sum_{j=-p}^{K-1} (B_{p,n}, B_{p,j}) c_j = (B_{p,n}, I), \quad -p \leq n \leq K-1, \quad (70)$$

где:

$$(B_{p,n}, B_{p,j}) = \sum_{r=0}^K B_{p,n}(W_r) B_{p,j}(W_r);$$

$$(B_{p,n}, I) = \sum_{r=0}^K B_{p,n}(W_r) I_r.$$

Систему линейных уравнений (70) можно решать методом Гаусса.

Для составленной аппроксимирующей функции $S(W)$ (в виде (69) или в виде полинома) в каждой точке вычисляется нормированная ошибка аппроксимации

$$\Delta_n = \frac{S(W_n) - I_n}{\delta_n},$$

где δ_n – погрешность измерения величины тока I_n , формирующей кривую задержки. Если $|\Delta_n| \leq 1$, то относительная ошибка не превышает δ_n , и аппроксимацию в данной точке можно считать хорошей. Поэтому в качестве общей ошибки аппроксимации целесообразно выбрать следующее выражение:

$$\Delta = \sum_{n=0}^K \left[\frac{S(W_n) - I_n}{\delta_n} \right]^2. \quad (71)$$

В случае если погрешность δ_n не задана, то вычисление абсолютной ошибки аппроксимации производится по формуле

$$\Delta = \sum_{n=0}^K [S(W_n) - I_n]^2. \quad (72)$$

Исходным для программы является набор точек кривой задержки, сведенный в файл данных. Для выбранного измерения задается площадь A коллектора энергоанализатора, масса M и кратность заряда иона, которые вводятся в текстовый файл «config.txt», находящийся в папке программы; есть возможность редактировать эти данные. Затем строится аппроксимация кривой задержки $S(W)$ по выбранному пользователем алгоритму (полиномиальная или В-сплайнами) и осуществляется построение энергетического спектра ионов по формуле (64). По формуле (71) или (72) вычисляется ошибка аппроксимации. Знание энергетического спектра позволяет найти энергию максимума функции распределения, вычислить плотность и среднюю энергию частиц по формулам (65) и (66). При вычислении интегралов пределы W_1 и W_2 пользователь задает сам. Интерфейс программы показан на рисунках 43 и 44.

На рисунках 43 и 44 показан пример обработки экспериментальных измерений (красные кружки) кривой задержки для ионов аргона (площадь коллектора энергоанализатора $A = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$). Из рисунков 43 и 44 видно, что аппроксимирующая функция на основе В-сплайнов проходит ближе к экспериментальным точкам кривой задержки, точнее передаёт наклон кривой задержки, что позволяет получать более точные спектры по сравнению с полиномиальной аппроксимацией. Ошибка аппроксимации полиномом максимальной возможной 25-ой степени составляет $\Delta_n = 0,418$, тогда как ошибка при аппроксимации В-сплайнами составляет $\Delta_B = 0,153$.

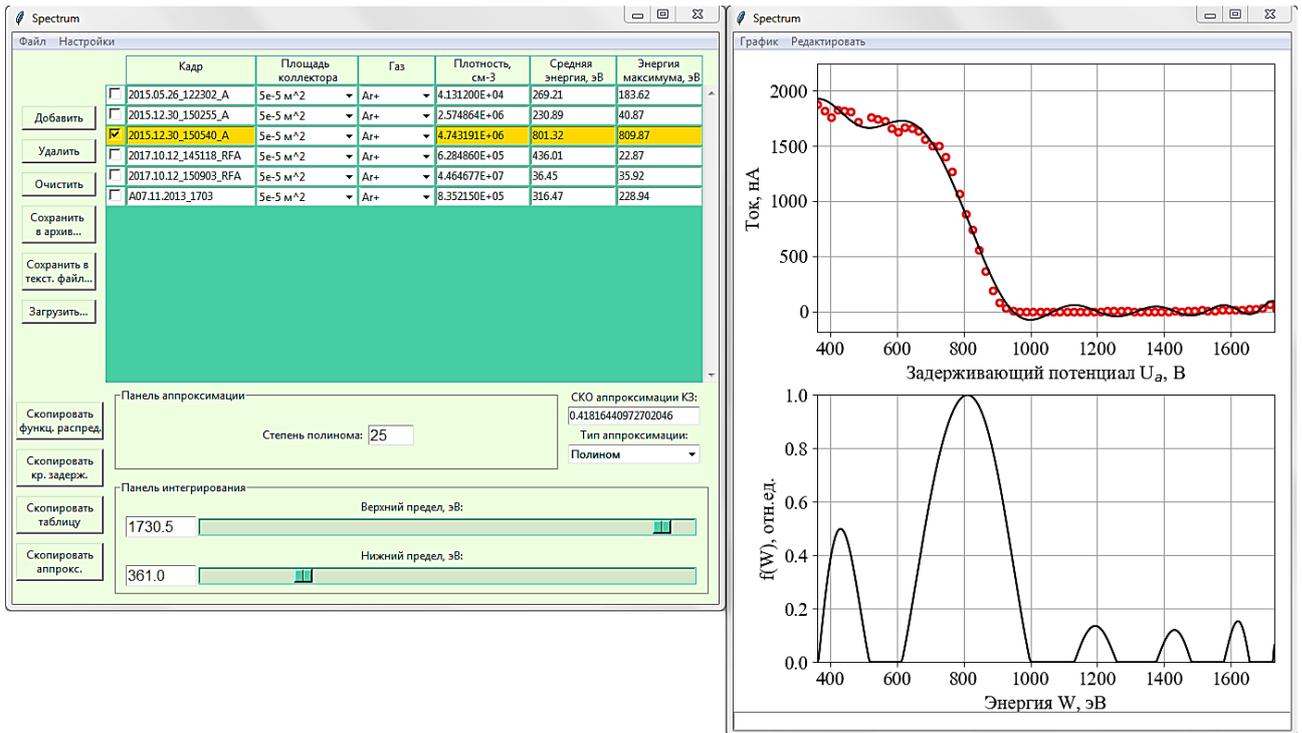


Рисунок 43. Интерфейс программы обработки данных энергоанализатора с задерживающим потенциалом. Выбран полиномиальный алгоритм аппроксимации.

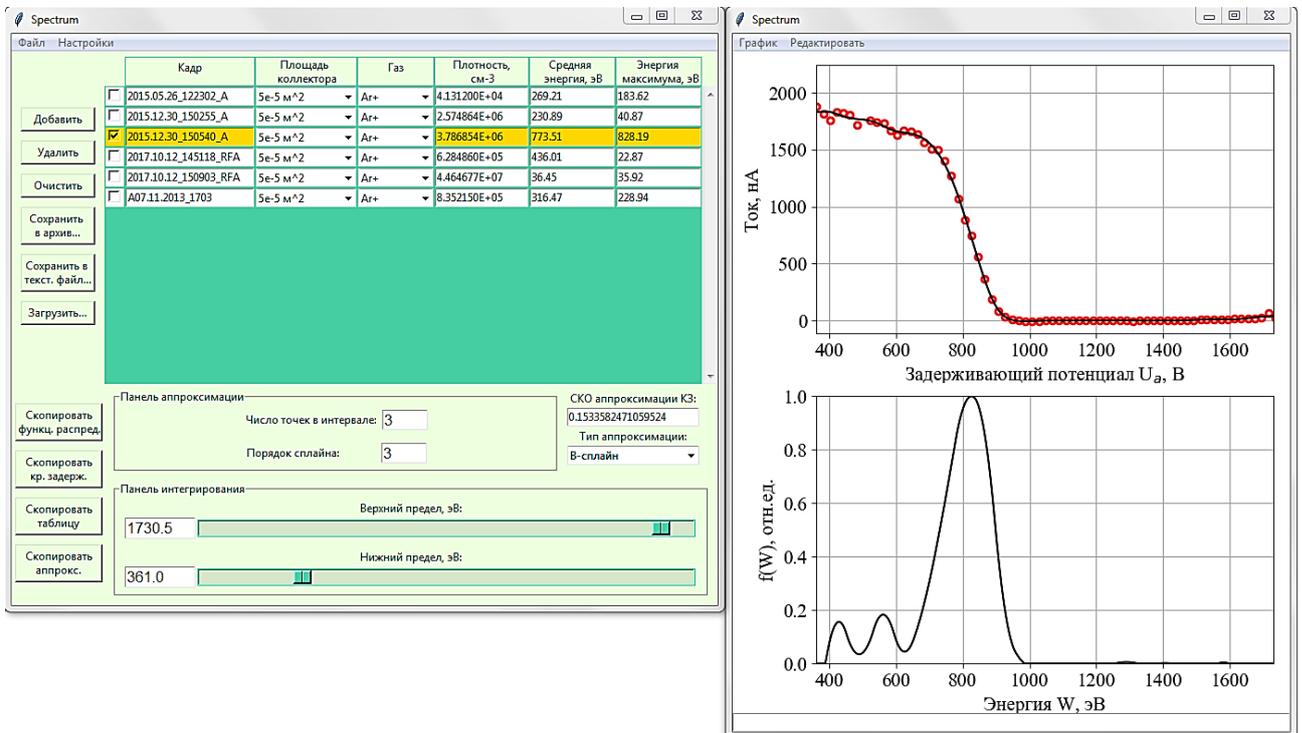


Рисунок 44. Интерфейс программы обработки данных энергоанализатора с задерживающим потенциалом. Выбран алгоритм аппроксимации В-сплайнами.

Разработанная программа позволяет:

- аппроксимировать кривую задержки ЭЗП одним из двух методов: полиномиальным или В-сплайнами;
- определять полную ошибку аппроксимации кривой задержки;
- по аппроксимированной кривой задержки строить функцию распределения ионов по энергии;
- вычислять среднюю энергию, энергию максимума функции распределения и плотность частиц;
- в ручном режиме удалять выбросы (помехи) на кривой задержки;
- выводить результаты вычислений в текстовый файл;
- сохранять результаты вычислений в файл специальной структуры для группировки отдельных измерений и для возможности последующей обработки результатов;
- скопировать таблицу рассчитанных данных, график кривой задержки и график функции распределения в буфер обмена.

Заключение

Последовательное исследование системы формирования потока ионов в макете масс-сепаратора ПОМС-Е-3 привело к обнаружению двух физических эффектов, учет которых позволил доработать масс-сепаратор.

Одним из них стал обнаруженный в эксперименте эффект аномального (выше энергии, эквивалентной разрядному напряжению) ускорения ионов в плазме $E \times B$ разряда ускорителя с анодным слоем. Для него были определены диапазоны давления рабочего газа $P \geq 10^{-4}$ Торр и индукции магнитного поля на аноде $2,8 \cdot 10^{-2} \leq B_{ra} \leq 4 \cdot 10^{-2}$ Тл, когда «сверхускорение» происходит. Предложен механизм ускорения ионов на макроскопическом скачке потенциала – виртуальном аноде, который формируется в промежутке анод-катод УАС. При превышении ионным током некоторого критического значения потенциал виртуального анода превышает потенциал анода и обеспечивает аномальное ускорение.

Был исследован характер прохождения потока плазмы через магнитный барьер азимутатора ПОМС-Е-3 в режиме нарушения квазинейтральности. Обнаружено, что плотность плазмы на выходе из магнитного барьера азимутатора

n_{Δ} стремится к конечной величине $n_{\infty} \sim \frac{W_0 \varepsilon_0}{e^2 \Delta^2}$ при плотности на входе в магнитный

барьер $n_0 \rightarrow \infty$; найдена оптимальная n_0 , при которой n_{Δ} имеет максимум.

Доработкой ПОМС-Е-3 в процессе данного исследования стала новая конструкция системы формирования потока ионов. Она представляет собой двухкамерный УАС, в котором ферромагнитный совмещенный катод-азимутатор располагается между немагнитными анодом-1 и анодом-2. Конструкция обеспечивает большую степень компенсации ионного потока в катод-азимутаторе макета ПОМС-Е-3 и, как следствие, меньшие потери ионов по сравнению с ранее использовавшейся системой формирования.

Для обеспечения проведения измерений функции распределения ионов и оперативной обработки данных была разработана программа обработки сигнала

энергоанализатора с задерживающим потенциалом, которая позволяет производить аппроксимацию кривой задержки сплайнами, вычислять функцию распределения по энергии и основные макроскопические величины – плотность и среднюю энергию ионов.

В заключение я выражаю благодарность своему научному руководителю Николаю Александровичу Строкину, которому я признателен за постоянное внимание к моей работе и ценные советы. Выражаю благодарность Казанцеву Александру Владимировичу за помощь в постановке и проведении экспериментов, Бардакову Владимиру Михайловичу и Иванову Сергею Дмитриевичу за помощь в построении и анализе теории.

Приложение А

Алгоритм вычисления интегралов с особенностями

В практике существует немало задач вычислений интегралов от функций с особенностями. Пусть требуется вычислить однократный интеграл от функции

$$U = \int_a^b u(x) dx.$$

Введем на отрезке $[a, b]$ сетку с узлами x_n , $0 \leq n \leq N$. Шаг сетки $h = (b-a)/N$, где N – число интервалов (интервалом называется отрезок $x_{n-1} \leq x \leq x_n$, $1 \leq n \leq N$). Вычисление интеграла с особенностями возможно методом средних прямоугольников:

$$U_N = h \sum_{n=1}^N u(x_n - h/2).$$

Погрешность вычисления интеграла $R_N = U - U_N$ методом средних прямоугольников можно получить, воспользовавшись разложением функции $u(x)$ в ряд Тейлора:

$$R_N = \frac{(b-a)h^2}{24} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u''(\zeta_n) + \dots + \frac{(b-a)h^{2k}}{2^{2k}(2k+1)!} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u^{(2k)}(\zeta_n) + \dots,$$

где $\zeta_n = (x_{n-1} + x_n)/2$ – середина n -го интервала; $k = 1, 2, \dots$. Априорные оценки главных членов погрешностей численных методов вычисления интеграла можно записать в символическом виде:

$$U = U_N + cN^{-p} + o(N^{-p}), \quad (\text{A.1})$$

где p – порядок точности формулы; c – постоянный коэффициент, являющийся некоторой комбинацией производных подынтегральной функции и не зависящий от шага сетки. Когда $N \rightarrow \infty$ и $h \rightarrow 0$, истинная погрешность очень близка к записанному здесь главному члену cN^{-p} .

Для функций с особенностями разложение погрешности вида (A.1) может содержать нецелые отрицательные степени N . Для априорного нахождения

неизвестных значений p и c для каждой конкретной задачи нужно провести теоретическое исследование, которое не всегда удается сделать. На практике удобен другой подход.

Проведем расчет на серии сеток N_k ($k = 0, 1, 2, \dots$) и вычислим сеточные значения интегралов U_k . Будем предполагать, что погрешность $R_k = U - U_k$ разлагается в степенной ряд с неизвестными показателями степени (они могут быть нецелыми):

$$R_k = \sum_{m=1}^{\infty} c_m N_k^{-p_m}. \quad (\text{A.4})$$

Если сгущать сетки в одно и то же число раз $r = N_k / N_{k-1} = \text{const}$, то главный член погрешности $P_k = c_1 N_k^{-p_1}$ убывает от одной сетки к другой в $q = r^{p_1}$ раз. Запишем равенства для трех последовательных сеток:

$$\begin{aligned} U - U_k &= P_k + o(N_k^{-p_1}), & P_k &= c_1 N_k^{-p_1}; \\ U - U_{k-1} &= P_{k-1} + o(N_{k-1}^{-p_1}), & P_{k-1} &= r^{-p_1} P_k; \\ U - U_{k-2} &= P_{k-2} + o(N_{k-2}^{-p_1}), & P_{k-2} &= r^{-2p_1} P_k. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Из (A.5) получим асимптотическую оценку главного члена погрешности и порядка точности [68]:

$$P_k \approx \frac{U_k - U_{k-1}}{r^{-p_1} - 1}; \quad (\text{A.6})$$

$$p_1 \approx \frac{1}{\lg r} \lg \left(\frac{U_{k-1} - U_{k-2}}{U_k - U_{k-1}} \right). \quad (\text{A.7})$$

Полученные приближенные формулы (A.6) и (A.7) переходят в точные при $N \rightarrow \infty$. Учитывая остаточный член (A.6) как поправку в (A.5), получим уточненное значение вычисленного значения интеграла:

$$\tilde{U}_k = U_k + P_k = U_k + \frac{U_k - U_{k-1}}{r^{-p_1} - 1}; \quad (\text{A.8})$$

в качестве ошибки вычисления берем значение P_k .

При исключении главного члена погрешности (A.4) у нас остается следующий член, соответствующий показателю степени p_2 . Поэтому можно и дальше проводить рекуррентное уточнение по формулам (A.5) – (A.8).

Код функции вычисления интеграла на базе формулы средних с рекуррентным уточнением приведён на рисунке 45. Функция написана на языке Python 3.

```
def intEitken(lim, fName, nPow=14, diagnostic=0):
    def midInt(N, fName):
        h=(lim[1]-lim[0])/N
        x=np.linspace(lim[0]+h/2, lim[1]-h/2, N)
        u=fName(x)
        return sum(u)*h
    def reccur(Ui, ni):
        lenUi=len(Ui)
        nn=ni[2:]
        Un=Ui[0:lenUi-2]
        q=float('inf')*np.ones(lenUi-2)
        R=float('inf')*np.ones(lenUi-2)
        dU=np.zeros(lenUi)
        dU[1]=Ui[1]-Ui[0]
        for i in range(2, lenUi):
            dU[i]=Ui[i]-Ui[i-1]
            if dU[i-1]!=dU[i]:
                q[i-2]=dU[i-1]/dU[i]
                R[i-2]=dU[i]/(q[i-2]-1)
                Un[i-2]=Ui[i]+R[i-2]
            else:
                return -q, -R, Un, nn
        return np.log(abs(q))/np.log(r), np.log(abs(R))/np.log(10), Un, nn
    r=2
    nrec=round(nPow/r)
    nInt=r*np.arange(nPow)
    U0=np.zeros(nPow)
    for i in range(nPow):
        U0[i]=midInt(nInt[i], fName)
    qi, Ri, Ui, ni=reccur(U0, np.log(nInt)/np.log(10))
    U=[Ui]; R=[Ri]; q=[qi]; n=[ni]
    for i in range(1, nrec - 1):
        qi, Ri, Ui, ni=reccur(U[i-1], n[i-1])
        U.append(Ui)
        R.append(Ri)
        q.append(qi)
        n.append(ni)
    if diagnostic==1:
        fig2=plt.figure('Логарифм ошибки')
        axes2=fig2.add_axes([0.1, 0.1, 0.8, 0.8])
        plt.xlabel('lg(N)')
        plt.grid()
        fig3=plt.figure('Порядок точности')
        axes3=fig3.add_axes([0.1, 0.1, 0.8, 0.8])
        plt.xlabel('lg(N)')
        plt.grid()
        for j in range(nrec-1):
            axes2.plot(n[j], R[j], n[j], R[j], 'o')
            axes3.plot(n[j], q[j], n[j], q[j], 'o')
        plt.show(block=False)
    return U[-1][-1], R[-1][-1]
```

Рисунок 45. Код функции вычисления интеграла по формуле средних с рекуррентным уточнением на языке Python 3.

В качестве примера использования функции (рисунок 45) рассмотрим интеграл от неограниченной функции

$$U = \int_0^4 \frac{dx}{\sqrt{x}}, \quad U = 4. \quad (\text{A.9})$$

Проведем серию расчетов на равномерных сетках с $N_0 = 4$ и последовательным удвоением числа узлов сетки $N_k = 2N_{k-1}$. Число расчетных сеток равно 11. В результате численного расчета получилось значение интеграла $U = 4$ с точностью $\sim 10^{-12}$. Изменение ошибки и порядка точности в зависимости от числа интервалов в результате вычисления интеграла приведены на рисунке 46.

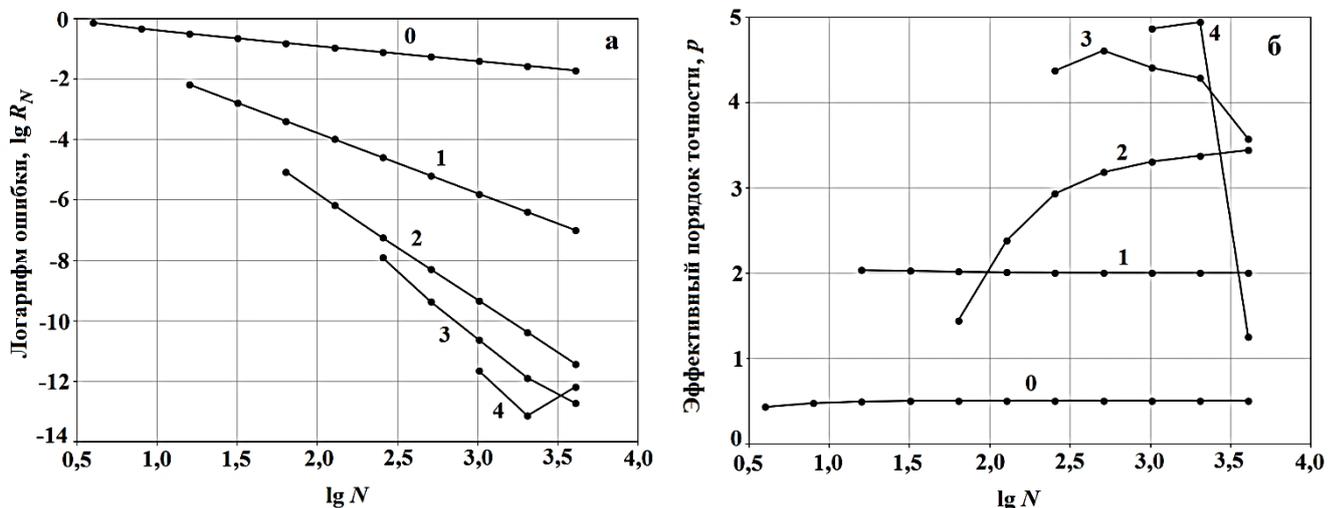


Рисунок 46. Изменение ошибки и порядка точности в зависимости от числа интервалов. Цифрами обозначены номера уточнений.

а) – изменение ошибки интегрирования; б) – изменение порядка точности.

При расчете по формуле средних без уточнения (линия «0» на рисунке 46) по формуле (A.8) порядок точности метода составляет 0,5, что не совпадает с теоретическим порядком точности равным 2. Из рисунка 46а видно, что ошибка на самой подробной сетке с числом интервалов $N = 2^{12}$ при проведении вычислений по базовой формуле средних прямоугольников составляет около 10^{-2} .

После проведения уточнения по формуле (A.8) погрешность показана на рисунке 46а (линия 1). Каждая точка этой линии вычислена по трем точкам

базовой кривой. Эта линия начинается на две точки правее базовой, так как при уточнении теряется две сетки. Погрешность уточненного решения намного меньше, чем для исходной формулы для средних величин; для самой подробной сетки погрешность составляет $\sim 10^{-7}$.

Погрешность второго уточнения также показана на рисунке 46. Ее график снова сдвинут на две точки вправо. Второе уточнение также значительно увеличивает точность. На имеющихся сетках можно провести дальнейшие уточнения. Однако видно, что они уже не сильно повышают точность, причем четвертое уточнение выходит на ошибки округления при $N = 2^{12}$. В итоге достигается погрешность $\sim 10^{-12}$, что в 10^{10} раз точнее базового расчета по формуле средних.

Анализ показывает, что рекуррентный метод на базе метода средних является эффективным способом вычисления несобственных интегралов с высокой точностью.

Список литературы

1. Zweben S. J., Gueroult R., Fisch N. J. Plasma mass separation // *Physics of Plasmas*. – 2018. – V. 25. – N 9.
2. Долголенко Д. А., Муромкин Ю. А. О разделении химических элементов в плазме // *УФН*. – 2017. – Т. 187. – №10. – С. 1072-1096.
3. Gilleland J. R. Plasma Torch Development Activities at Archimedes // *Academia.edu*. URL: https://www.academia.edu/7222828/Plasma_Torch_Development_Activities_at_Archimedes (дата обращения: 28.11.2018).
4. Ohkawa T., Miller R. L. Band gap ion mass filter // *Physics of Plasmas*. – 2002. – V. 9. – N 12. – P. 5116-5120.
5. Юферов В. Б., Свичкарь А. С., Шарый С. В., Ткачева Т. И., Ильичева В.О., Катречко, В. В., Шаповал А. И., Хижняк С.Н. О перераспределении ионных потоков в имитационных экспериментах по магнитоплазменной сепарации // *Вопросы атомной науки и техники*. – 2013. – №5. – С. 100-103.
6. Юферов В. Б., Катречко В. В., Ильичева В. О., Шарый С. В., Свичкарь А. С., Швец М. О., Муфель Е. В., Бобров А. Г. Развитие концепции многостадийной очистки отработавшего ядерного топлива от продуктов деления физическими методами // *Вопросы атомной науки и техники*. – 2018. – №1. – С. 118-126.
7. Жильцов В.А., Кулыгин В.М., Семашко Н.Н., Сковорода А.А., Смирнов В.П., Тимофеев А.В., Кудрявцев Е.Г., Рачков В.И., Орлов В.В. Применение методов плазменной сепарации элементов к обращению с ядерными материалами // *Атомная энергия*. – 2006. – Т. 101, №4. – С. 302-306.
8. Смирнов В. П., Самохин А. А., Ворона Н. А., Гавриков А. В. Исследование движения заряженных частиц в различных конфигурациях полей для развития концепции плазменной сепарации отработавшего ядерного топлива // *Физика плазмы*. – 2013. – Т. 39. – №6. – С. 523–533.
9. Vorona N. A., Gavrikov A. V., Samokhin A. A., Smirnov V. P., Khomyakov Yu. S. On the possibility of reprocessing spent nuclear fuel and radioactive waste by

plasma methods // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2015. – V. 78. – N 14. – P. 1624-1630.

10. 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.

11. Fetterman A. J., Fisch N. J. The magnetic centrifugal mass filter // *Physics of Plasmas*. – 2011. – V. 18. – N 9. – 094503.

12. Volosov V. I. Asymmetric Centrifugal Magnetic Confinement Device // *Plasma Physics Reports*. – 1997. – V. 23. – N 9. – P. 751-755.

13. Морозов А. И., Савельев В. В. Осесимметричные плазмооптические масс-сепараторы // *Физика плазмы*. – 2005. – Т. 31. – №5. – С. 458-465.

14. Zhurin V. V., Kaufman H. R., Robinson R. S. Physics of closed drift thrusters // *Plasma Sources Science and Technology*. – 1999. – V.8. – N 1. – R1-R20.

15. Hagelaar G. J. M., Bareilles J., Garrigues L., Boeuf J.-P. Modelling of Stationary Plasma Thrusters // *Contributions to Plasma Physics*. – 2004. – V.44. – N 5-6. – P. 529-535.

16. Zhao H., Wang C., Yan Y., Liu H., Jiang B. Improvement of azimuthator based on particle simulation // *Plasma Science and Technology*. – 2015. – V.17. – N 1. – P. 71-74.

17. Бардаков В. М., Кичигин Г. Н., Строкин Н. А. Масс-сепарация ионов кольцевого плазменного потока // *Письма в ЖТФ*. – 2010. – Т. 36. – №4. – С. 75-80.

18. Бардаков В. М., Кичигин Г. Н., Строкин Н. А., Царегородцев Е. О. Плазмооптическая масс-сепарация изотопов из плазменного потока // *Вопросы атомной науки и техники*. – 2010. – №4. – С. 304-309.

19. Bardakov V. M., Ivanov S. D., Kazantsev A. V., Strokin N. A. Results of the Main Phase of Ion Separation in the Process of Plasma-Optical Mass Separation // *Plasma Science and Technology*. – 2015. – V. 17. – N 10. – P. 34-41.

20. Астраханцев Н. В., Бардаков В. М., Во Ньы Зан, Кичигин Г. Н., Лебедев Н.В., Строкин Н. А. Плазмооптическая сепарация и диагностика результатов разделения отработанного ядерного топлива // Вопросы атомной науки и техники. – 2010. – №4. – С. 310-315.

21. Буль О. Б. Методы расчета магнитных систем электрических аппаратов: Магнитные цепи, поля и программа FEMM. – М.: Издательский центр «Академия», 2005. – 336 с.

22. Перель В. И., Коган Ю. М. Зондовые методы исследования плазмы // УФН. – 1963. – Т. 81. – №11. – С. 409-452.

23. Горбунов Н. А., Копытов А. Н., Латышев Ф. Е. Нахождение энергетического распределения электронов в плазме по измерениям первой и второй производных зондового тока // ЖТФ. – 2002. – Т. 72. – №8. – С. 7-12.

24. Казанцев А. В., Строкин Н. А., Ступин А. Н. Система регистрации и обработки вольт-амперных характеристик зондов, помещенных в плазму // Сборник трудов XIV Международной научно-практической конференции «Инженерные и научные приложения на базе технологий NI NIDays – 2015», Москва, 27 ноября 2015 г. – М.: ДМК-Пресс, 2015. – С. 303-305.

25. Бардаков В. М., Иванов С. Д., Казанцев А. В., Строкин Н. А. Помехозащищенный аппаратно-программный комплекс сбора и первичной обработки информации в экспериментах по плазмооптической масс-сепарации // ПТЭ. – 2015. – №3. – С. 48-52.

26. Bardakov V. M., S. D. Ivanov, A. V. Kazantsev, N. A. Strokin. Peculiarities of measuring ion energy distribution in plasma with a retarding field analyzer // Review of Scientific Instruments. – 2015. – V. 86. – N 5.

27. Казанцев А. В. Аппаратно-программный комплекс сбора и первичной обработки информации в экспериментах по плазмооптической масс-сепарации. Оптимизация алгоритма и расширение функциональности // XIV Всероссийская научно-техническая конференция «Современные проблемы радиоэлектроники и связи», 19 мая 2016, Иркутск: ИРНТУ, 2016. – С. 3-8.

28. Строкин Н. А., Ступин А. Н. Программа обработки сигнала энергоанализатора с задерживающим потенциалом // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2018660396 Рос. Федерация; правообладатель: ФГБОУ ВО «ИРНИТУ»; заявл. 03.07.2018; опубл. 22.08.2018.

29. Brown D. L., Gallimore A. D. Investigation of low discharge voltage hall thruster operating modes and ionization processes // The 31st International Electric Propulsion Conference, 20 – 24 September 2009, University of Michigan, USA.

30. Баркалов Е. Е., Веселовзоров А. Н., Погорелов А. А., Свирский Э. Б., Смирнов В. А. Компонентный состав пучка стационарного плазменного двигателя СПД-100 // ПТЭ. – 2008. – №2. – С. 113-117.

31. Garrigues L., Pérez-Luna J., Lo J., Hagelaar G. J. M., Boeuf J. P., Mazouffre S. Empirical electron cross-field mobility in a Hall effect thruster // Applied Physics Letters. – 2009. – V. 95. – N 14. – 141501.

32. Huang W. S., Drenkow B., Gallimore A. D. Laser-induced fluorescence of singly-charged xenon inside a 6-kW Hall thruster // 45th Joint Propulsion Conference & Exhibit, 2 – 5 August 2009, Denver, Colorado.

33. Huang W. S., Gallimore A. D., Smith T. B. Two-axis laser-induced fluorescence of singly-charged xenon inside a 6 kw Hall thruster // 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 4 – 7 January 2011, Orlando, Florida.

34. Bardakov V. M., Ivanov S. D., Kazantsev A. V., Strokin N. A., Stupin A. N. “Super-acceleration” of ions in a stationary plasma discharge // Physics Letters A. – 2016. – V. 380. – N 42. – P. 3497-3499.

35. Бардаков В. М., Иванов С. Д., Казанцев А. В., Строкин Н. А., Ступин А. Н. Аномальное ускорение ионов в плазме $E \times B$ -разряда // XLIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 8-12 февраля 2016, М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2016. – С. 291.

36. Raitses Y., Smirnov A., Staack D, Fisch N. J. Measurements of secondary electron emission effects in the Hall thruster discharge // *Physics of Plasmas*. – 2006. – V. 13. – N 1. – 014502.

37. Raitses Y., Staack D. Electron-wall interaction in Hall thrusters // *Physics of Plasmas*. – 2005. – V. 12. – N 5. – 057104.

38. Bardakov V. M., Ivanov S. D., Kazantsev A. V., Strokin N. A., Stupin A. N., Jiang B., Wang Z. Anomalous acceleration of ions in a plasma accelerator with an anodic layer // *Plasma Science and Technology*. – 2018. – V. 20. – N 3. – 035501.

39. Бардаков В. М., Казанцев А. В., Ступин А. Н. Расчет параметров $E \times B$ -разряда в режиме аномального ускорения ионов // XIV Всероссийская научно-техническая конференция «Современные проблемы радиоэлектроники и связи», 19 мая 2016, Иркутск: ИРННТУ, 2016. – С. 22-29.

40. Власов М. А., Жаринов А. В., Коваленко Ю. А. К теории разряда в скрещенных полях // *ЖТФ*. – 2001. – Т. 71. – №12. – С. 34-42.

41. Bergeron K. D. Two-species flow in relativistic diodes near the critical field for magnetic insulation // *Applied Physics Letters* – 1976. – V. 28. – N 6. – P. 306-308.

42. Wang Z., Jiang B., Strokin N. A., Stupin A. N. Study on plasma sheath and plasma transport properties in the azimuthator // *Plasma Science and Technology*. – 2018. – V. 20. – N 4. – 045501.

43. Бедсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование: учебник / Ч. Бедсел, А. Ленгдон; пер. с англ. под ред. А. А. Рухадзе. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 455 с.

44. Morozov A. I., Savel'ev V. V. Theory of the near-wall conductivity // *Plasma Physics Reports*. – 2001. – V. 27. – N 7. – P. 570-575.

45. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков: учебник / Л. А. Арцимович, Р. З. Сагдеев. – М.: Атомиздат, 1979. – 315 с.

46. Boris J. P. Relativistic plasma simulation – optimization of a hybrid code // Fourth conference on Numerical Simulation of Plasmas, November 2, 3, Naval research laboratory, Washington, D. C. 1970.

47. Vahedi V., Surendra M. A Monte Carlo collision model for the particle-in-cell method: applications to argon and oxygen discharges // *Computer Physics Communications*. – 1995. – V. 87. – N 1-2. – P. 179-198.

48. Riemann K.–U. The Bohm criterion and sheath formation // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1991. – V. 24. – N 4. – P. 493-518.

49. Лонгмайр К. Физика плазмы: Элементарный курс: учебник / К. Лонгмайр; пер. с англ. О. П. Бегучева. – М.: Атомиздат, 1966. – 344 с.

50. Bardakov V. M., Ivanov S. D., Kazantsev A. V., Strokin N. A., Stupin A. N. On performance capacity of plasma optical mass separator // *Physics of Plasmas*. – 2018. – V. 25. – N 8. – 083509.

51. Бардаков В. М., Иванов С. Д., Казанцев А. В., Строкин Н. А., Ступин А. Н. Особенности прохождения плазмы через магнитный барьер азимутатора плазмооптического масс-сепаратора // XLIV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 13-17 февраля 2017, М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2017. – С. 257.

52. Бардаков В. М., Иванов С. Д., Казанцев А. В., Строкин Н. А., Ступин А. Н. Об ограничении производительности плазмооптического масс-сепаратора // XLV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 2-6 апреля 2018, М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2018. – С. 264.

53. Бурсиан В. Р., Павлов В. И. Об одном частном случае влияния объемного заряда на прохождение потока электронов в пустоте // *Журнал русского физико-химического общества*. – 1923. – Т. 55. – №1. – С. 71–80.

54. Бардаков В. М., Строкин Н. А., Ступин А. Н. Анализ прохождения плазменного потока через азимутатор плазмооптического масс-сепаратора // XV Всероссийская научно-техническая конференция «Современные проблемы радиоэлектроники и связи», 17 мая 2018, Иркутск: ИРНИТУ. – С. 3-10.

55. Chapman S., Ferraro V. C. A. A new theory of magnetic storms // *Journal of Geophysical Research* – 1931. – V. 36. – N 2. – P. 77-97.

56. Ferraro V. C. A. On the theory of the first phase of a geomagnetic storm: A new illustrative calculation based on an idealised (plane not cylindrical) model field distribution // *Journal of Geophysical Research* – 1952. – V. 57. – N 1. – P. 15-49.

57. Bostick W. H. Experimental study of ionized matter projected across a magnetic field // *Physical Review*. – 1956. – V. 104. – N 2. – P. 292–299.

58. Harris E. G., Theus R. B., Bostick W. H. Experimental investigations of the motion of plasma projected from a button source across magnetic fields // *Physical Review*. – 1957. – V. 105. – N 1. – P. 46-50.

59. Baker D. A., Hammel J. E. Experimental studies of the penetration of a plasma stream into a transverse magnetic field // *Physics of Fluids*. – 1965. – V. 8. – N 4. – P. 713-722.

60. Schmidt G. Plasma motion across magnetic fields // *Physics of Fluids*. – 1960. – V. 3. – N 6. – P. 961-965.

61. Peter W., Rostoker N. Theory of plasma injection into a magnetic field // *Physics of Fluids*. – 1982. – V. 25. – N 4. – P. 730-735.

62. Kolev St., Hagelaar G. J. M., Fubiani G., Boeuf J. -P. Physics of a magnetic barrier in low temperature bounded plasmas: insight from particle-in-cell simulations // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2012. – V. 21. – N 2. – 025002.

63. Pinheiro M. J. Anomalous diffusion at edge and core of a magnetized cold plasma // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2007. – V. 71. – 012002.

64. Curreli D., Chen F. F. Cross-field diffusion in low-temperature plasma discharges of finite length // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2014. – V. 23. – N 6. – 064001.

65. Бардаков В. М., Иванов С. Д., Казанцев А. В., Строкин Н. А., Ступин А. Н., Шустов Н. П. Способ формирования пучка ионов плазмооптического масс-сепаратора и устройство для его осуществления // Заявка № 2017142656/20(073604); заявл. 06.12.2017.

66. Сорокин В. Г., Волосникова А. В., Вяткин С. А. и др. Марочник сталей и сплавов // Под общ. ред. В. Г. Сорокина. – М.: Машиностроение, 1989. – 640 с.

67. Бардаков В. М., Казанцев А. В., Строкин Н. А., Ступин А. Н. Источник ионов для плазмооптического масс-сепаратора // ПТЭ. – 2018. – №4. – С. 70-74.

68. Калиткин Н. Н., Альшина Е. А. Численные методы: в 2 кн. Кн. 1. Численный анализ: учебник / Н. Н. Калиткин, Е. А. Альшина. – М.: Издательский центр «Академия», 2013. – 304 с.