

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
ИРКУТСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи



НГУЕН ТХЕ ТХАНГ

**НОВЫЕ ПРИБОРЫ КОРПУСКУЛЯРНОЙ
ДИАГНОСТИКИ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ
РАЗРЯДА В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ
И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ**

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 – 2020

Оглавление

| | |
|--|-----|
| Введение..... | 3 |
| Глава 1. Новый анализатор «ТАНДЕМ» ионов по энергиям, массам и зарядам как комбинация линейного фильтра Вина и энерго-анализатора с задерживающим потенциалом..... | 18 |
| § 1.1. Обзор существующих последовательных расположенных энерго- и масс-анализаторов..... | 18 |
| § 1.2. Идея прибора и результаты моделирования процесса диагностики ... | 23 |
| § 1.3. Программа регистрации и обработки сигнала с анализатора «ТАНДЕМ» | 28 |
| § 1.4. Результаты экспериментов в потоке многокомпонентной плазмы с использованием анализатора ТАНДЕМ | 33 |
| Глава 2. Совмещенные секторные анализаторы для анализа пучка ионов по массам и энергиям..... | 39 |
| § 2.1. Существующие секторные анализаторы по энергиям и массам..... | 39 |
| § 2.2. Анализатор «Вина-Юза-Рожанского» – цилиндрический дефлектор с наложенными магнитным и электрическими полями (ВЮР) | 45 |
| § 2.3. Гибридный анализатор | 49 |
| Глава 3. Экспериментальные результаты исследования разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях..... | 59 |
| § 3.1. Плазмооптический масс-сепаратор ПОМС-Е-3..... | 59 |
| § 3.2. Особенности разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях | 62 |
| § 3.3. Формирование потенциала потоком плазмы в магнитном барьере | 80 |
| Заключение | 94 |
| Приложение | 98 |
| Список литературы | 108 |

Введение

Актуальность темы

Исследования по тематике диссертационной работы отражают, в определенной мере, состояние исследований по разработке одного из плазменных методов [1,2] разделения многокомпонентных смесей, не имеющих газообразных соединений, пригодных для разделения кинетическим методом в центрифугах, на элементы или группы элементов – плазмооптического (ПОМС-Е) [3,4]. Инициированы исследования проблемами, возникающими при выделении из многокомпонентных смесей элементов, которые востребованы обществом или опасны для людей при хранении. Наиболее известными примерами смесей, требующих переработки, является отработавшее ядерное топливо (ОЯТ), литий-графитовые электроды и литий-содержащий электролит аккумуляторов, комплексы, содержащие редкоземельные элементы.

Обращение к плазменным методам масс-сепарации (ПММС) связано с возможностью создания компенсированных по заряду ионных потоков и, следовательно, значительного увеличения наработки разделяемых элементов по сравнению с электромагнитным методом разделения (ЭММС) [5]. Конечно, строгого сравнения производительности ЭММС и ПММС проводить нельзя, во всяком случае, по двум причинам. Во-первых, задачи ЭММС – разделение изотопов; ПММС, уже сложилось убеждение, что основное – это разделение на элементы, группы элементов или предварительное обогащение смеси по какому-либо элементу для последующей работы ЭММС. Второе, производительность ЭММС – это уже более 75 лет контролируемый производственный показатель. Например, для промышленного ЭММС СУ-20 при обогащении изотопом кальций-48 от 0,187 % до 87 % накопление составляет 22000 мА·час [6], что при энергии ионов кальция 30 кэВ, соответствует потоку отбора $\Phi_{ЭММС} \sim 7 \cdot 10^{-12}$ г/с. Единственная эмпирическая оценка производительности ПММС получена на прошедшем стадию опытных испытаний плазменном фильтре масс «Archimedes

Demonstration Unit», где во вращающейся плазме металлического натрия для легкой фракции радиоактивных отходов, инжестируемых в плазму, получена скорость отбора массы $\Phi_{Arch} \sim 0,25$ г/с [7]. Теоретическая оценка скорости отбора бинарной смеси 120 и 240 а.е.м. в новом варианте прямоточной плазменной центрифуги (ППЦ) из расширяющейся под действием вращающегося поперечного магнитного поля дипольной конфигурации плазменной струи дает $\Phi_{ППЦ} \sim 2 \cdot 10^{-3}$ г/с [8]. Оценка производительности ПОМС-Е-сепаратора, приведенная в [3], сделана для плазменного ускорителя с суммарным ионным током 700 А ($M = 100$ а.е.м.) и составляет $\Phi_{ПОМС} \sim 5$ г/с.

В ОЯТ входят две группы продуктов деления урана-235 (массы $85 \div 106$; $134 \div 155$) и группа трансурановых элементов ($235 \div 247$). Ориентировочная стоимость делящихся материалов и вторичных металлов, содержащихся в ОЯТ, составляет ~ 250 тысяч \$/тонну. Основное количество элементов в ОЯТ – стабильные, часть – изотопы минорных актиноидов (америция, кюрия, нептуния), плутония, урана, цезия, бария, церия, стронция, иттрия, рутения, родия, прометия – высокоактивные. Первым шагом в переработке ОЯТ, обеспечивающим значительное уменьшение объема ОЯТ, подлежащего геологическому захоронению, является отделение высокоактивных изотопов от стабильных элементов – разделение на 2-3 группы. Для этого могла бы подойти установка плазмооптической масс-сепарации (ПОМС), которая может быть создана на основе макета ПОМС-Е-3 [9], разрабатываемого в Иркутском национальном исследовательском техническом университете, где заложена возможность разделения многокомпонентной смеси на 3 группы элементов.

Принципиально при переработке ОЯТ обеспечить отделение минорных актиноидов от стабильных лантаноидов (15 элементов III группы 6-го периода таблицы Д.И. Менделеева). Вследствие схожести химических свойств этих элементов, отделение лантаноидов от актиноидов химическими методами требует нескольких сложных химических стадий, в процессе которых образуются радиоактивные отходы. Здесь желателен одностадийный процесс, который может

быть реализован в плазме [10] в установке ПОМС-Е на втором, после разделения на 3 группы, шаге.

Планируемый спрос на литий, который является важной составляющей аккумуляторов (компонент анодов, электролита) в 2020 году составляет 500 тысяч тонн. В настоящее время химическая переработка аккумуляторов с целью выделения лития обходится дороже, чем его добыча, что делает переработку нерентабельной. Разделение смеси веществ, находящихся в состоянии плазмы, – универсальный метод, применимый, в том числе, и для регенерации литиевых аккумуляторов.

Еще одним примером может быть рециркуляция редкоземельных элементов, существующие способы переработки гидрометаллургического сырья которых также являются многостадийными процессами, создающими значительное негативное воздействия на окружающую среду. Здесь также подойдет «чистый» одностадийный процесс – выделение из многокомпонентной плазмы.

Идея плазмооптической масс-сепарации была высказана в работе [11] (РНИЦ «Курчатовский институт», Москва). На рис. 1 приведен фрагмент полной схемы плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е – область пространственного разделения и сбора ионов разных масс на приемники [11].

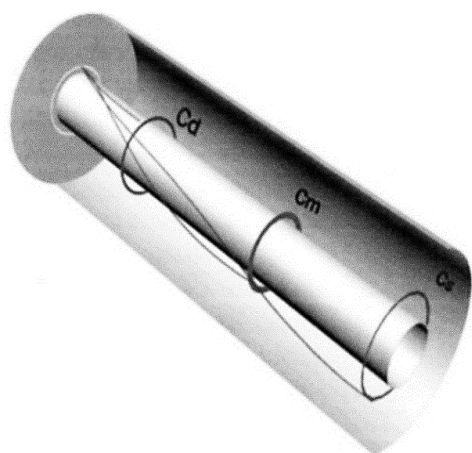


Рисунок 1. Схема осесимметричного сепаратора: показаны 2 цилиндра, формирующие фокусирующее пространство и создающие радиальное электрическое поле; в торце – кольцевой поток плазмы из плазменного ускорителя, входящий в фокусирующее пространство; показаны 3 приемника разделенных ионов кадмия, кюрия и цезия.

Электрическое и магнитное поля в фокусирующем пространстве – пространстве сбора ионов полоидальные; дрейф электронов в плазменном

ускорителе и в пространстве сбора ионов – азимутальный замкнутый. Источник потока ионов – кольцевой. На входе в фокусирующее пространство находится азимутатор с достаточно сильным магнитным полем, после которого ион приобретет азимутальную скорость: $\vec{v}_1 = (v_{0r}, v_{0\theta}, v_z)$. На два коаксиальных цилиндра поданы разные потенциалы (движение электронов по радиусу – «закорачивание» потенциала запрещено продольным магнитным полем, замагничивающим электроны). Радиальное поле, как в энергоанализаторе Юза-Рожанского, фокусирует частицы после их поворота в поле на азимутальный угол $\delta\theta = \pi / \sqrt{2}$ в конкретной точке (r, z) по радиусу и длине фокусирующего пространства. Кольцевой фокус находится на длине $L = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{v_{1z}}{v_{1\theta}}$. Смещение фокуса по радиусу $\delta r = -R_0 \cdot \delta M / M_0$, где M_0 – центральная масса, для которой выполняется условие равновесия на траектории радиуса R_0 – радиуса выходной щели азимутатора.

Сепаратор РНЦ «Курчатовский институт» ПОМС-Е предполагает работу с моноэнергетичными пучками ионов. Использование надежных плазменных ускорителей с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) в качестве источника ионов в таком сепараторе невозможно, так как ионы в УЗДП, это принципиально, имеют широкий спектр по энергии. Поэтому на приемники ионов будет приходиться смесь частиц разных масс.

Путь практической реализации найден в [9] (ИРНИТУ, Иркутск); современное состояние работ отражено в статьях [11-13]. Схема установки ПОМС-Е-3 приведена на рисунке 5 где позиции 1-5 – источник многокомпонентного пучка ионов, в качестве которого применен УЗДП с анодным слоем (УАС), работающий на смеси газов.

Плазмооптический способ масс-сепарации включает этапы получения компенсированного по заряду аксиально-симметричного пучка ионов в плазменном ускорителе с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) и проведение его через область – азимутатор – с поперечным к потоку ионов радиальным магнитным полем, где ионы приобретают азимутальную компоненту скорости

$V_{\varphi A0} = eB_R \Delta / cM_0$; здесь Δ – длина области вдоль продольной оси с поперечным к направлению движения ионов магнитным полем B_R ; c – скорость света, e – заряд электрона. Далее в сепарирующем объеме, в котором создается стационарное радиальное электрическое поле E_r и однородное постоянное продольное магнитное поле, замагничивающее электроны, но практически не влияющее на динамику ионов смеси, происходит разделение ионов в пространстве и собиание их на различные приемники. Ионы, имеющие массы $M_1 < M_0 < M_2$, собираются под действием поля E_r в сепарирующем пространстве каждый на свои приемники. Коллекторы ионов не точечные; их максимальная длина определяется скоростью иона V_0 и радиусом центральной траектории ионного потока R : $L_{\max} = \sqrt{V_0^2 - V_{\varphi A0}^2} \cdot T_0 / 2$, где $T_0 = 2V_{\varphi A0}^2 / R^2$. Азимутатор в ПОМС-Е-3 совмещен с катодом УАС [9]. Продольное магнитное поле B_0 , подавляя радиальное движение электронов, позволяет создавать E_r (система электродов 8, 7, 11).

Для плазмооптической масс-сепарации эффективность метода, как и любого другого способа разделения, определяется степенью разделения и током ионов перерабатываемого пучка. При трехкомпонентном разделении в ПОМС-Е-3 степень разделения определяется, в основном, геометрией объема сепарации. Ионы центральной массы M_0 , стартующие в точке R по радиусу, собираемые на торцевой приемник, не будут попадать на приемники ионов меньшей M_2 и большей M_1 масс, если они расположены на радиусах r_1 и r_2 , таких, что $r_1 = R - R \cdot \delta M / M_0$, $r_2 = R + R \cdot \delta M / M_0$, где $\delta M = (M_1 - M_2)/2$. Соответственно, $\delta M / M_0 = (r_2 - R) / R = (R - r_1) / R$ [9].

В настоящее время авторами работ [4, 14-16] в ИРНИТУ разрабатывается вариант ПОМС-Е-3 плазмооптического масс-сепаратора, схема которого приведена на рисунке 5. В качестве плазменного ускорителя здесь, в отличие от [3], используется УЗДП с анодным слоем (УАС) с проводящими удаленными стенками канала [17,18]. Кроме того, азимутатор, являющийся частью магнитопровода, в ПОМС-Е-3 совмещен с катодом УАС, а приемники ионов выполнены протяженными, расположенными на определенных радиусах в

сепарирующем пространстве и торце установки. Названная совокупность отличий обеспечила возможность использования в качестве источника компенсированного потока ионов УЗДП, в котором, нужно отметить, ионы имеют широкий спектр по энергии, что исключает возможность использования идеализированной схемы ПОМС-Е [3].

Для обеспечения следующего шага в разработке ПОМС-Е необходимо с помощью приборов диагностики параметров ионных потоков, способных измерять энергию, массу и заряд, выявить особенности работы всех узлов масс-сепаратора: УАС, азимутатора, сепарирующего пространства и определиться с выбором оптимальных, с точки зрения эффективности масс-сепарации, режимов работы компонентов ПОМС-Е.

Расчетные траектории ионов в сепарирующем пространстве трехмерные. Необходимо при проведении экспериментов определить траектории ионов разных масс, проследить эволюцию функции распределения ионов в процессе ее формирования – в УАС, после прохождения азимутатора и в сепарирующем пространстве. Известно, что характеристики потока ионов, макроскопически, определяются режимом горения разряда в УАС, который зависит, в свою очередь, от разрядного напряжения U_d , величины и распределения магнитного поля в промежутке анод-катод, рода и давления плазмообразующего газа. Но зависимости от названных параметров не однозначные и, кроме того, для поведения плазмы важны и другие, часто не контролируемые в эксперименте, параметры, например, величина продольной компоненты магнитного поля, немонотонность распределения потенциала в разрядном промежутке.

Основным методом измерений параметров ионного потока в ПОМС-Е на исследовательской стадии становится локальная корпускулярная диагностика плазмы. Приборы, используемые при этом, – энерго- и масс-анализаторы. Энергоанализаторы промышленностью не выпускаются, а разрабатываются экспериментаторами «под задачу». Масс-спектрометрия в промышленном масштабе развита для определения элементного состава остаточных газов в вакуумных объемах или элементов в пробном ионном пучке, который создается, в

обоих случаях, при ионизации электронами остаточных газов или испаренной пробы исследуемого вещества на входе в масс-анализатор. С потоками ионов на входе анализатора данные приборы «штатно» не работают.

Перечень известных типов исследовательских масс-анализаторов приведен в таблице 1 (M – масса частицы, z – заряд частицы) [19].

Таблица 1. Перечень известных типов исследовательских масс-анализаторов.

| № | Тип анализатора | Принцип действия |
|---|---|--|
| 1 | Секторное электрическое поле | Анализ по кинетической энергии |
| 2 | Секторное магнитное поле | Анализ по моменту |
| 3 | Квадруполь | Анализ по M/z на основной траектории |
| 4 | Ионная ловушка | Анализ по M/z на резонансной частоте |
| 5 | Время-пролетный | Анализ по скорости (времени пролета) |
| 6 | Анализатор на ионном циклотронном резонансе с преобразованием Фурье | Анализ по M/z на резонансной частоте |
| 7 | Орбитальная ловушка с преобразованием Фурье | Анализ по M/z на резонансной частоте |

При работе с анализаторами типа 1, 2 полагают известным заряд ионов; остальные – 3-7 дают результат, пропорциональный отношению M/z . А при плазменной масс-сепарации зарядовый состав ионов существенно влияет на траектории частиц, поэтому его знание – обязательное условие работы. Следовательно, анализаторы 1-7 для проведения «идеальной» корпускулярной диагностики в ПОМС-Е не подходят. Отметим, что разрешение анализаторов по массам $R = M/\Delta M$, где ΔM – наименьшее измеряемое на масс-спектре расстояние между двумя близкими по массе ионами, при разделении на элементы или группы элементов в процессе плазменной масс-сепарации не является критическим параметром.

В масс-спектрометре с секторным магнитным полем ионы ускоряются в источнике ионов до высокой скорости. Затем они проходят через магнитный сектор, в котором магнитное поле создается в направлении, перпендикулярном

направлению движения ионов. Известно, что когда сила действует перпендикулярно направлению движения объекта, скорость объекта не меняется по величине, но объект движется по круговой траектории. Следовательно, если ион массы m движется с скоростью v перпендикулярно магнитному полю B , то на него действует сила, равная центростремительной силе: $qBv = mv^2 / R$ или $qB = mv / R$, где q – заряд иона, R – радиус круговой траектории. Эти соотношения отражают принцип работы магнитного анализатора. Начиная с первого магнитного анализатора Томсона, многие другие анализаторы с использованием только магнитного сектора были разработаны для применения в обработке продуктов ядерных реакций [20], для контроля состава отходящих газов в сублиматном производстве гексафторида урана в ядерно-топливном цикле [21]. Магнитный сектор разделяет ионы в соответствии с отношением их массы к заряду. Разрешение по массам ограничено из-за того, что ионы массы m , летящие от источника, имеют разную энергию и, следовательно, и разную скорость.

Для повышения разрешения по массам анализаторы 1-7 используют в виде сочетаний – размещения двух приборов друг за другом с целью объединить сильные стороны каждого анализатора, избегая сочетания их слабых сторон. Например, последовательное прохождение заряженной частицей областей секторных магнитного и электрического полей или секторного магнитного поля и квадруполя.

Теоретически найдены возможности в масс-анализаторах совмещать в пространстве однородные или неоднородные постоянные электрические и магнитные поля [22]. В работе [23] авторы представили два новых совмещенных цилиндрических масс-анализатора – гибридный и Вина-Юза-Рожанского (ВЮР). Результаты теоретического и численного расчета показывают возможность применения таких приборов для анализа по массам плазменного немонотонного потока.

В гибридном анализаторе сначала с помощью энергоанализатора Юза-Рожанского в потоке ионов выделяются частицы с заданной энергией из условия движения иона массы m по центральной траектории. Поток ионов с заданной

энергией далее входит в секторный фильтр Вина, расположенный на выходе энергоанализатора Юза-Рожанского. В нем создается взаимно ортогональные неоднородное радиальное электрическое поле и однородное магнитное поле. Условие движения иона массы m по центральной траектории дает возможность анализа потока ионов по массам.

Второй прибор – цилиндрический дефлектор с радиальным электрическим полем $E_r(r) = -E_0 R / r$, продольным однородным электрическим полем E_z и радиальным магнитным полем B (ВЮР). Ион, приходящий на вход прибора со скоростью $V_{\varphi 0}$, остается на центральной траектории радиуса R_0 , если выполняется условие $mV_{\varphi 0}^2 / R_0 = qE_0$, $V_{\varphi 0} = E_z / B$. В противном случае – ионы уходят из апертуры анализатора. Таким образом реализуется возможность анализа потока ионов и по энергии и по массе.

Наиболее известным, из реализованных в виде прибора, «совмещенным» анализатором является фильтр Вина – анализатор по скоростям частиц, в котором создаются симметричные скрещенные электрическое и магнитное поля [24]. Если ион вводится в область действия полей со скоростью V_0 перпендикулярно полям E и B и выполняется условие $V_0 = E / B$, то ион проходит в фильтре без отклонения от первоначального направления.

Энергоанализатор с задерживающим потенциалом (ЭЗП) – инструмент диагностики плазмы, который использует набор электростатических сеток, расположенных вдоль траектории пучка ионов. Применяется для определения распределения ионов по энергии [25,26]. Использование ЭЗП, по сравнению с обычными цилиндрическими секторными и электрическими анализаторами, имеет ряд преимуществ, таких как простота изготовления, малый габаритный размер, который допускает большой телесный угол входного потока плазмы, т.е. более сильный входной сигнал, ослабление технических требований по точности установки и рассеянию магнитного поля.

Таким образом, для развития работ по плазмооптической масс-сепарации, совершенствования модели масс-сепаратора ПОМС-Е-3 необходимы новые

анализаторы характеристик ионных потоков, обеспечивающие локальные измерения спектров ионов по энергиям, массам и зарядам, и знания о базовых режимах и особенностях работы системы «УАС – азимутатор».

Цель работы состояла в нахождении способов создания анализаторов многокомпонентного пучка ионов по энергиям, массам, зарядам и их испытанию в потоке ионов; определении условий реализации оптимальных стабильных режимов горения разряда в плазменном ускорителе с анодным слоем, когда достигаются максимальные значения плотности ионов n .

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

1. Создание спектрометра для анализа ионов по массам и зарядам в случае немоноэнергетичного потока ионов, имеющих и значительный начальный угловой разброс.

2. Расширение функциональных возможностей совмещенных приборов корпускулярной диагностики плазмы для обеспечения в одном цикле измерений получения информации об энергетическом спектре и массовом содержании многокомпонентного потока ионов.

3. Нахождение для самостоятельного аномального тлеющего разряда в плазме ускорителя с анодным слоем зависимостей плотности ионов n от величины и направления вектора индукции магнитного поля $n = f(B)$ с минимумом и максимумом значений n и связи их с трансформацией функции распределения ионов по энергиям и положением зоны горения $E \times B$ разряда. Выявление возможных «прыжков» анодного слоя разряда из прианодной области в прикатодную и наоборот, скачков плотности ионов и изомагнитных скачков потенциала.

4. Определение степени ослабления пучка ионов при его прохождении через магнитный барьер (МБ) азимутатора ПОМС-Е-3.

Методы исследования

В процессе выполнения диссертации проводились экспериментальные, теоретические исследования, численное моделирование и инженерные расчеты, проектирование и испытания. Спектры ионов по энергии измерялись энергоанализатором с задерживающим потенциалом; распределения по массам и зарядам – спектрометром корпускулярной диагностики по массам и зарядам. Теоретическое описание создавалось для интерпретации экспериментальных результатов и расчетов траекторий ионов в анализаторах заряженных частиц. Параметрическое численное моделирование расширяло возможности аналитического описания. Регистрация токовых сигналов и предварительная обработка данных осуществлялись под управлением оригинальных программ, написанных на языке LabVIEW; инженерные расчеты и проектирование проводились в средах ANSYS и AutoCAD. Испытание анализаторов проводилось «под пучком» ионов, генерируемых дуоплазмотронным источником ионов и выделяемых, при необходимости, масс-сепаратором, входящими в специальную электрофизическую «Калибровочную» установку.

Положения, выносимые на защиту

1. Создан новый анализатор «ТАНДЕМ» многокомпонентного пучка ионов по энергиям, массам и зарядам, представляющий собой последовательное соединение линейного фильтра Вина и энергоанализатора с задерживающим потенциалом.

2. Результаты численного моделирования совмещенных анализаторов типа «Вина-Юза-Рожанского» и «Гибридный», позволившие провести инженерные расчеты анализаторов, их изготовление и испытание под пучком ионов.

3. Разработаны методы и программы численной обработки экспериментальных данных анализаторов типа фильтр Вина, «Вина-Юза-Рожанского», «Гибридный» и ТАНДЕМ.

4. Минимум и максимум плотности ионов при росте радиального магнитного поля связаны с трансформацией функций распределения ионов по энергии, положением зоны горения $E \times V$ разряда в промежутке анод-катод

ускорителя с анодным слоем и появлением заметной продольной компоненты магнитного поля.

5. Резкие изменения параметров $E \times B$ разряда в плазменном ускорителе, происходящие при росте плотности нейтралов, связываются с прыжками анодного слоя из прианодной области в прикатодную и наоборот и сопровождаются скачкообразным (до 16 раз) увеличением плотности ионов.

6. Обнаружены быстрые скачки ионного тока, которые являются следствием генерации в разрядном промежутке плазменного ускорителя изомагнитных скачков потенциала – зон повышенной напряженности электрического поля, порождающих скачки плотности ионов.

7. Найдена формула для максимальной плотности ионов, преодолевающих МБ азимутатора ПОМС-Е-3 в режиме диффузионного проникновения электронов в магнитный барьер азимутатора.

Научная новизна

1. Для корпускулярной диагностики плазмы предложен новый анализатор «ТАНДЕМ» ионов по энергиям, массам и зарядам, построенный на основе дисперсионного и бездисперсионного анализаторов с оригинальной совокупностью последовательно работающих анализирующих магнитного и электрических полей.

2. В плазме аномального тлеющего разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях обнаружен режим горения, когда зависимость плотности ионов от величины магнитного поля имеет максимум, что позволило ввести понятие оптимального магнитного поля – как поля, при котором достигаются максимальные значения плотности и средней энергии ионов.

3. Найдено, что монотонный рост плотности n ионов в $E \times B$ разряде при увеличении плотности плазмообразующего газа может прерваться скачком n величиной до 16 раз. Энергетические спектры ионов при скачке резко сдвигаются в сторону низких энергий.

4. На спектрах ионов по энергии обнаружены всплески функции распределения в узких энергетических диапазонах, что является следствием формирования в зоне $E \times B$ разряда тонкой структуры потенциала – изомагнитных скачков с относительной амплитудой от 30 до 80% от полного тока на выделенной энергии.

5. Найдена максимально возможная плотность ионов, проходящих через азимутатор, когда электроны продвигаются через МБ азимутатора за счет столкновений с нейтралами, с учетом нагрева электронов в электрическом поле, сформированном в МБ потоком ионов, и ухода электронов на стенки канала азимутатора, между которыми и потоком есть потенциальный барьер. Для условий эксперимента потери ионов в области МБ азимутатора оказались незначительными.

Личный вклад автора

Все выносимые на защиту результаты получены при непосредственном участии автора или лично автором. Автором лично проведены расчеты полей в анализаторах заряженных частиц, написаны и протестированы программы для ЭВМ для всех анализаторов, проведено численное моделирование процесса прохождения потоком плазмы через магнитный барьер азимутатора.

Постановка задач на проведение экспериментальных исследований, проведение измерений, методы решения поставленных задач, анализ экспериментальных данных и обобщение результатов диссертации выполнены совместно с научным руководителем д.ф.-м.н. Н. А. Строкиным.

В теоретических исследованиях особенностей горения $E \times B$ разряда в УАС и прохождения потоком плазмы через магнитный барьер азимутатора личный вклад состоял в совместном с д.ф.-м.н. В. М. Бардаковым анализе и обсуждении вариантов аналитических решений.

Практическая значимость работы

Новый анализатор потока ионов ТАНДЕМ в режиме измерения спектров масс и зарядов применяется в экспериментах на ПОМС-Е-3, обеспечивая основную диагностику для плазмооптического масс-сепаратора, – определение закономерностей пространственного разделения многокомпонентного потока ионов.

Совмещенные анализаторы ионов по энергии и массе – Вина-Юза-Рожанского и гибридный – разработаны, испытаны и подготовлены к использованию в качестве диагностических устройств на ПОМС-Е-3.

Выделены оптимальные области параметров $E \times B$ разряда в УАС по величине магнитного поля и рабочего давления плазмообразующего газа, в которых генерируются максимальные плотности ионов, отсутствуют срывы или скачки плотности ионов, что обеспечивает эффективный режим работы масс-сепаратора.

Разработанные программы для ЭВМ применяются для обработки экспериментальных данных, существенно улучшая качество и «производительность» экспериментов.

Апробация результатов работы

Материалы, представленные в диссертации, были доложены на XV Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Современные проблемы радиоэлектроники и связи» (Иркутск, 2018 г.), XLVI и XLVII Международных Звенигородских конференциях по физике плазмы и УТС (г. Звенигород, 2019, 2020 годы), 14th International Conference Gas Discharge Plasmas and Their Applications (Томск, 2019), XVII International Scientific Conference and School of Young Scholars “Physical and Chemical Processes in Atomic Systems”. Technical Program and Abstracts (Москва, 2019), Всероссийской научно-практической конференции «Прикладные исследования в области физики» (Иркутск, 2019 г.).

По теме диссертационной работы опубликованы 18 работ, из них 5 статьи опубликованы в российских и международных реферируемых журналах,

индексируемых в базе данных Web of Science; 1 патент на изобретение и 4 свидетельства о государственной регистрации программы для ЭВМ.

Объем и структура работы

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения, приложения и списка литературы. Работа представлена на 116 страницах машинописного текста, включает 52 рисунка. Список литературы содержит 80 наименований.

В первой главе излагаются сведения о результатах разработки нового анализатора ионов ТАНДЕМ, который обеспечивает в одном цикле измерений получение информации об энергетическом, массовом и зарядовом содержании многокомпонентного немоноэнергетического потока ионов, имеющих и большой начальный угловой разброс, что расширяет функциональные возможности приборов корпускулярной диагностики плазмы.

Вторая глава содержит результаты доработки совмещенных секторных анализаторов, демонстрации возможности анализа с их помощью многокомпонентного пучка ионов по массам и энергиям. Разработаны методы математической обработки и программы обработки экспериментальных результатов для этих анализаторов.

В третьей главе излагаются результаты, полученные в эксперименте, теоретическом рассмотрении и численном моделировании, при определении оптимальных по плотности ионов режимов работы системы УАС – азимутатор формирования потока ионов на ПОМС-Е-3, которые необходимо знать и использовать для дальнейшей разработки масс-сепаратора.

В заключении приведены основные результаты диссертационной работы.

Глава 1. Новый анализатор «ТАНДЕМ» ионов по энергиям, массам и зарядам как комбинация линейного фильтра Вина и энерго-анализатора с задерживающим потенциалом

§ 1.1. Обзор существующих последовательных расположенных энерго- и масс-анализаторов

Анализаторы потока ионов по энергиям, массам и зарядам широко применяются для: изучения поверхности твердых тел, исследования структуры вещества и процессов взаимодействия при столкновениях частиц в газах и плазме, разделения смесей на элементы или группы элементов, при решении плазменных задач геофизики и физики космического пространства, в частности, с локализацией анализатора в области, занимаемой плазмой [19].

Для анализа потока ионов по нескольким параметрам, например, массам и энергиям используют последовательно расположенные энерго- и масс-анализаторы. Способ анализа при этом называют тандемной спектрометрией.

Впервые двойной фокусирующий спектрометр был разработан Бартки и Демпстером в 1929 году [27]. Авторы рассчитали траекторию движения заряженных частиц в радиальном электрическом и поперечном магнитном полях и показали, что поток ионов с различными скоростями, расходящийся в пространстве при движении от источника до анализатора, может фокусироваться. Это дает возможность точного определения отношения массы иона к его заряду M/z . Данное открытие заложило основы для развития ряда различных типов спектрометров с двойной фокусировкой.

Полная теория для двойного фокусирующего спектрометра была разработана Маттаухом и Герцогом в 1934 году [28]. Поток ионов проходит вначале через входную и выходную щели электростатического секторного анализатора (ЭСА) и далее через промежуточную (энергетическую) щель попадает в магнитный секторный анализатор. Схема которого показана на рисунке 2. Основные параметры электрического и магнитного секторов следующие: $\Phi_m = 90^\circ$; $\Phi_s = 31,8^\circ$; $\psi = 45^\circ$, где Φ_m – угол отклонения магнитного

сектора, Φ_s – угол отклонения электрического сектора, ψ – угол между фокальной плоскостью и направлением движения входного потока ионов. Расстояние между секторами не фиксированное; разрешение по массам при радиусе отклонения 28 см в электрическом поле составило около 900.

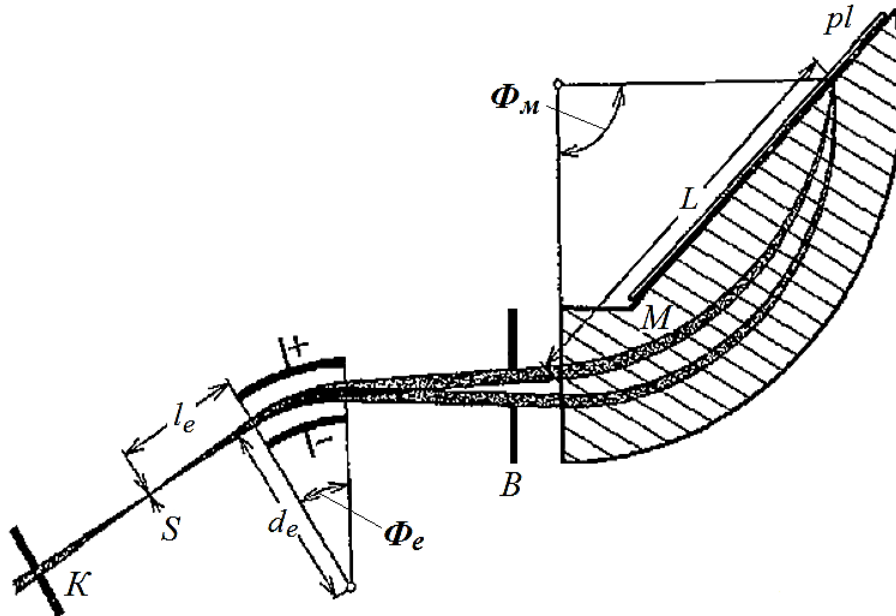


Рисунок 2. Спектрометр с двойной фокусировкой Маттауха-Герцора

В 1968 году, в университете Мацуда с соавторами разработали спектрометр с двойной фокусировкой и тремя полями с высоким разрешением по массам [29]. Схема прибора показана на рисунке 3. В приборе используется тороидальное электрическое поле для создания параллельного пучка ионов. Секторное магнитное поле выполняет импульсное дисперсионное воздействие на пучок ионов. Однородное магнитное поле используется для фокусировки параллельных ионных пучков снова в одну точку, в которую помещается щель детектора. Основные параметры данного устройства: $\Phi_e = 118,7^\circ$; $a_e = 30$ см, $\Phi_{m2} = 198,1^\circ$; $a_{m2} = 30$ см; $\Phi_{m3} = 30^\circ$; $a_{m3} = 12$ см; $\Delta_1 = 22$ см; $\Delta_2 = 24$ см. При использовании этого спектрометра для измерения разницы атомных масс ^{40}Ca и ^{40}Ar Мацуда и его коллеги получили разрешение от $7 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^6$.

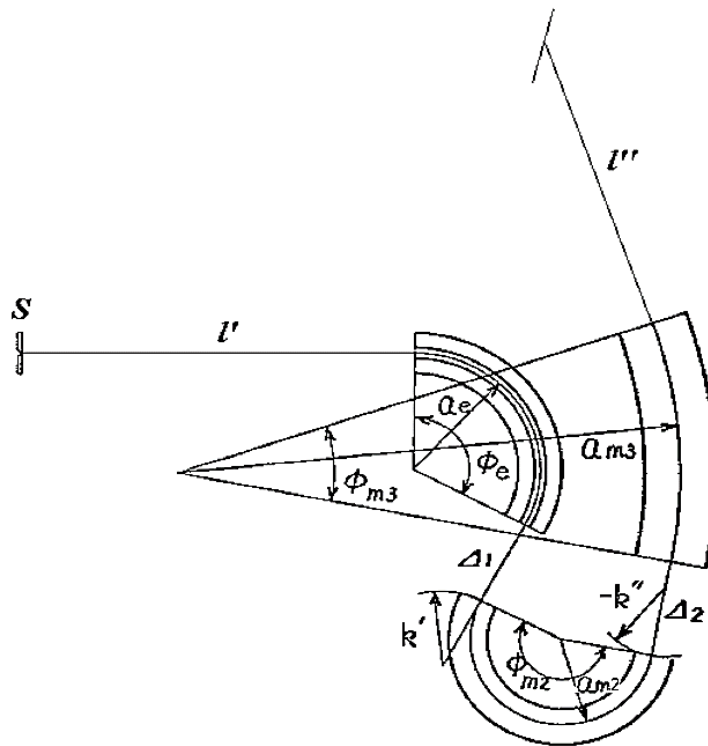


Рисунок 3. Схема спектрометра Мацуды

В статье [26] авторы представляют анализатор с возможностью измерения распределения по энергии и определения массового состава пучка ионов в плазме. Прибор объединяет энергоанализатор с задерживающим потенциалом (ЭЗП) с шестью сетками и квадрупольный масс-спектрометр (КМС), как показано на рисунке 4.

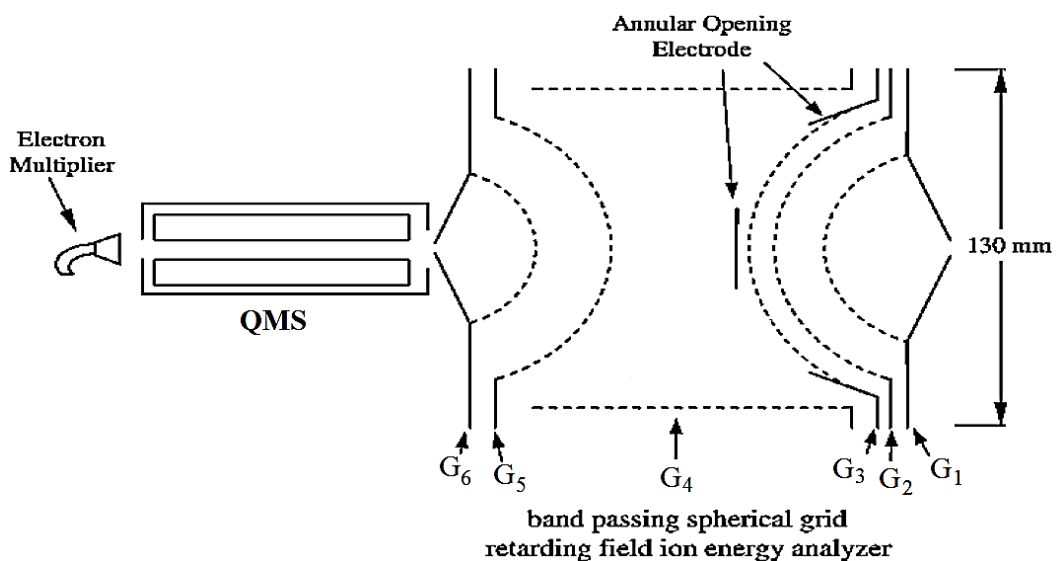


Рисунок 4. Схема комбинирования анализатора энергии со сферическими задерживающими сетками и квадрупольного масс-спектрометра.

Один набор из трех концентрических сеток G1, G2 и G3 генерирует задерживающее поле и действует как обычный ЭЗП. Другой набор сеток G5 и G6 включает также концентрические сферические сетки с кривизной, противоположной кривизне первого набора. Цилиндрическая сетка G4 имеет потенциал, немного, на 1-2 В, превышающий потенциал G3. Она сжимает ионы, прошедшие через G3, к цилиндрической оси для предварительной фокусировки и обеспечивает прохождение всех ионов к сетке G5. Электрическое поле между G5 и G6 ускоряет ионы.

Анализатор работает в двух режимах: режим с заданной постоянной энергией и режим с заданной постоянной массой. В режиме с постоянной энергией (то есть фиксируется тормозящий потенциал) масс-спектр получается путем сканирования пучка в поле масс-спектрометра КМС. В режиме с постоянной массой распределение энергии ионов измеряется путем сканирования энергии ионов (сканирования тормозящего потенциала).

В работе [30] описан способ энерго-масс-спектрального анализа состава веществ и устройство для его осуществления по схеме Маттауха-Герцога. Устройство содержит последовательно расположенные источник ионов, электронно-оптическую линзу вертикальной фокусировки, щелевую диафрагму, расположенную в фокусе электронно-оптической линзы вертикальной фокусировки, электронно-оптическую линзу горизонтальной фокусировки, выходную щель источника ионов, установленную в переднем горизонтальном фокусе электростатического тороидального анализатора, электро-статический тороидальный анализатор, магнитный анализатор с однородным полем и пространственно-протяженный детектор частиц с устройством считывания информации. Пространственное разделение траекторий ионов по энергиям выполняется в вертикальном направлении и производится преобразование расходящегося в обоих направлениях пучка ионов в параллельные моноэнергетичные группы ионов в тороидальном электростатическом анализаторе. В горизонтальном направлении осуществляется разделение ионов по

массам в магнитном поле. Параллельные пучки ионов фокусируются в точки фокальной поверхности, совпадающей с детектором. Регистрация энерго-масс-спектра осуществляется пространственно-протяженным детектором во взаимно ортогональных направлениях.

Недостатки данного способа: анализ по массам выполняется только с моноэнергичным потоком ионов; увеличение ширины спектра по энергии в исходных группах ионов приводит к необходимости увеличения области создания однородного магнитного поля магнитного анализатора, что ведет к росту его габаритов. Пространственно-протяженный детектор находится в зоне краевого магнитного поля магнитного анализатора, что приводит к ухудшению разрешения устройства по массам и усложняет систему считывания информации. Анализ потока ионов по зарядам отсутствует.

Способ анализа ионов по энергиям и массам и устройство для его осуществления по патенту RU №2459310 [31] обеспечивает возможность анализа потока ионов по массам и энергиям в совмещенных радиальных электрическом поле энергоанализатора Юза-Рожанского (ЮР) и магнитном поле секторного фильтра Вина (СФВ) и поперечном к ним продольном электрическом поле секторного СФВ. На энергоанализаторе ЮР обеспечивают напряженность радиального электрического поля E_0 . Ионы разных масс с энергией $W_0 = 0,5 \cdot mV_{\varphi 0}^2 = 0,5 \cdot eE_0R$ проходят по равновесной (осевой) окружности радиуса R . Анализ ионов по массе осуществляется при фиксированных E_0 и B и изменении напряженности E_z электрического поля СФВ так, что $V_{\varphi 0} = E_z / B$. При этом масса прошедшего иона определяется по формуле: $m = eE_0RB^2 / E_z^2$. Такой прибор также дает возможность измерения распределения ионов по энергии для потока ионов одной массы. Недостатками этого способа являются: анализ по массам ведут для моноэнергетичного пучка ионов; отсутствует возможность определения зарядового состава пучка ионов; малая входная апертура устройства, которая определяет малый допустимый угловой разброс $\theta \ll \frac{1}{10} \frac{|\delta m|}{m_0}$.

Другой способ анализа ионов по массам и устройство для его осуществления по патенту RU № 2431214 [32], включает энергоанализатор Юза-Рожанского, секторный ФВ, размещенный последовательно за энергоанализатором ЮР, пластины конденсатора в СФВ выполнены в виде цилиндрических секторов, радиус которых равен радиусу оптической оси энергоанализатора ЮР, детектор ионов, размещен на угловом расстоянии φ_0 от входного окна секторного ФВ, которое определяется следующим выражением: $\varphi_0 = \pi / \sqrt{2 - 2\beta + \beta^2}$, где $\beta = V/B_0$, V – напряженность анализирующего магнитного поля, B_0 – напряженность такого магнитного поля, при которой, в отсутствии электрического поля, ион заданной массы движется вдоль оптической оси секторного ФВ. Такой способ реализуется следующим образом:

- осуществляют выделение ионов заданной энергии с помощью энергоанализатора ЮР,
- в секторном ФВ создают взаимно-ортогональные неоднородное, изменяющееся обратно пропорционально радиусу, радиальное электрическое поле и однородное магнитное поле, направленное вдоль пластин, создающих электрическое поле,
- вводят ионы в секторный ФВ в точке фокуса энергоанализатора ЮР,
- регистрируют ионы на детекторе, расположенном в точке фокуса секторного ФВ.

Недостатки данного способа: анализ по массам ведут для моноэнергетичного пучка ионов, отсутствует возможность определения зарядового состава пучка ионов, малый допустимый угловой разброс потока ионов, что определяет малую входную рабочую апертуру устройства.

§ 1.2. Идея прибора и результаты моделирования процесса диагностики

Нахождение распределения многокомпонентного потока ионов по пространству является одной из ключевых задач в процессе разделения на элементы или группы элементов вещества, находящегося в плазменном

состоянии. При плазмооптической масс-сепарации [3,4] в качестве источника многокомпонентного потока ионов используется плазменный ускоритель. В установке масс-сепарации ПОМС-Е-3 (рисунок 5) [4,14], на которой проводились эксперименты, – это ускоритель с анодным слоем (УАС). Ионы, генерируемые УАС, принципиально, имеют широкий спектр по энергиям.

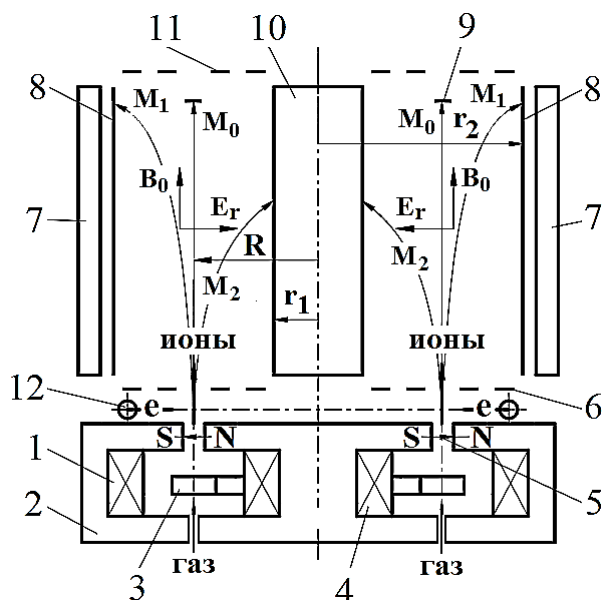


Рисунок 5. Схема макета плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3: 1 – внешняя катушка магнитного поля УАС; 2 – магнитопровод; 3 – анод; 4 – внутренняя катушка; 5 – катод-азимутатор (1-5 – УАС); 6, 8, 10, 11 – система создания радиального электрического поля E_r в сепарирующем пространстве; 7 – катушка для создания

продольного магнитного поля B_0 в сепарирующем пространстве; 8, 9, 10 – выполняют роль и приемников разделенных ионных компонент; 12 – источник электронов компенсации пространственного заряда ионов.

Поэтому в диссертационной работе нами была поставлена задача обеспечить в приборе, назван он «ТАНДЕМ», анализ пучков ионов как по энергиям и массам, так и по зарядам; при анализе по массам и зарядам – необходимо добиться возможности работы с немонотонными потоками ионов, имеющими большой начальный угловой разброс. Создание такого анализатора инициировано необходимостью измерения пространственного распределения продуктов плазмооптического разделения многокомпонентной смеси на элементы или элементов. В работе [33-35] представлены описание структуры ТАНДЕМа, способ измерений и основные результаты экспериментов в потоке многокомпонентной плазмы с его использованием.

Идея прибора состоит в реализации схемы последовательной работы линейного фильтра Вина (ФВ) [36, 37] и энергоанализатора с задерживающим потенциалом (ЭЗП) [38-40] при регистрации ионов на детекторе, расположенном на выходе ТАНДЕМа.

С точки зрения выполнения поставленной задачи, результат не изменится, если последовательность расположения анализаторов в ТАНДЕМе будет изменена на обратную: ЭЗП–ФВ.

Проведенные испытания разработанного ФВ–ЭЗП в потоке многокомпонентной плазмы, показали работоспособность прибора при решении поставленной задачи.

Дадим, вначале, описание способа измерений и ТАНДЕМа при анализе по массам по варианту ФВ–ЭЗП. Схема прибора приведена на рисунке 6

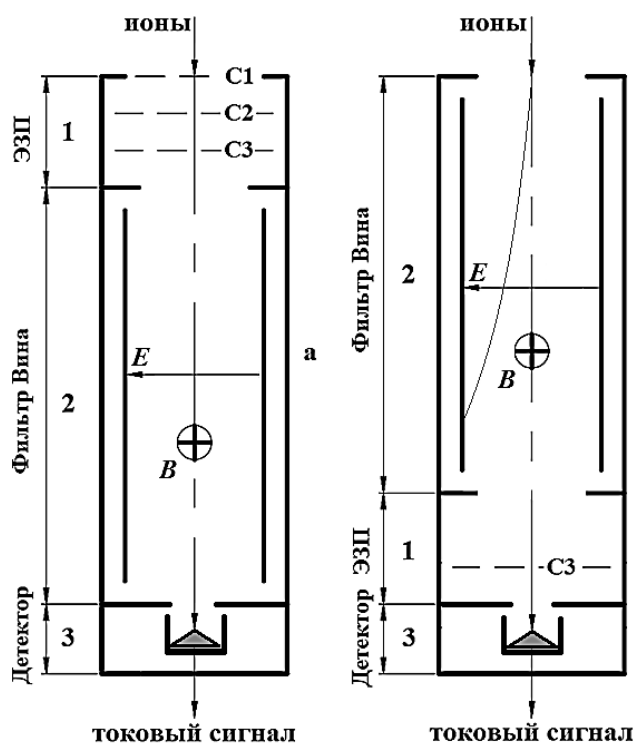


Рисунок 6. Схема анализатора ТАНДЕМ: а – вариант ЭЗП–ФВ; б – вариант ФВ–ЭЗП; E – напряженность электрического поля между пластинами конденсатора в области движения потока анализируемых ионов ФВ; B – индукция магнитного поля между пластинами конденсатора ФВ; $C1$ – входная сетка ЭЗП; $C2$ – разделительная сетка ЭЗП; $C3$ – анализирующая сетка ЭЗП.

Фильтр Вина выполняется «коротким»: его длина выполняется минимально возможной и входная щель ЭЗП располагается не в фокусе ФВ, который располагается далеко за зоной скрещенных электрического с напряженностью E и магнитного с магнитной индукцией B полей ФВ, а непосредственно на его выходе. Это объясняется необходимостью иметь большую апертуру ($\gamma \geq 105^\circ$)

прибора. Такое свойство анализатора является обязательным при регистрации ионов в плазмооптическом масс-сепараторе, которые имеют не прямолинейные, а трехмерные траектории движения.

Детектор выбирается также широкоапертурным с входным окном, площадь которого перекрывает выходную щель ЭЗП, это цилиндр Фарадея, вторично-эмиссионный множитель или микроканальная пластина. ФВ и ЭЗП разделены стенкой-магнитопроводом, имеющим входную щель для ввода потока ионов (только ионов) в ЭЗП. Поэтому разделительная сетка С2 в ЭЗП не нужна; нами в конфигурации ФВ-ЭЗП оставлена лишь анализирующая сетка С3.

Если ФВ настроен на дрейфовую скорость $v_0 = E / B$ (для иона, имеющего массу m_1 – на определенную энергию $W_1 = \frac{m_1 v_0^2}{2}$), когда нет задерживающего потенциала U_{an} на анализирующей сетке С3 ЭЗП, на детектор проходят все ионы $m_1 \dots m_k$, скорость которых v_k удовлетворяет условию прохождения

$$\frac{W_k}{m_k} = \frac{v_0^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{E^2}{B^2}. \quad (1)$$

Ток с детектора при этом будет максимальным. При подаче U_{an} ток детектора будет ступенчато уменьшаться. Из суммарного тока будут последовательно вычитаться токи отраженных в ЭЗП ионов, начиная с самых легких. Число ступеней будет равно числу разных масс ионов, скорости которых равны скорости настройки ФВ. Кривая задержки и спектры ионов по энергиям будут иметь вид, подобный приведенным на рисунке 7.

При известных величинах E , B и наиболее вероятной энергии W_k из условия прохождения (1) вычисляются массы ионов, попавших на детектор: $m_k = 2W_k \frac{B^2}{E^2}$.

Интегрирование функций распределения ионов, выделенных анализатором, дает плотности частиц той или иной массы:

$$n = \int_{W_1}^{W_2} \sqrt{\frac{qM}{2}} \cdot \frac{1}{qA} \cdot \frac{dI}{dW} \cdot \frac{1}{\sqrt{W}} dW. \quad (2)$$

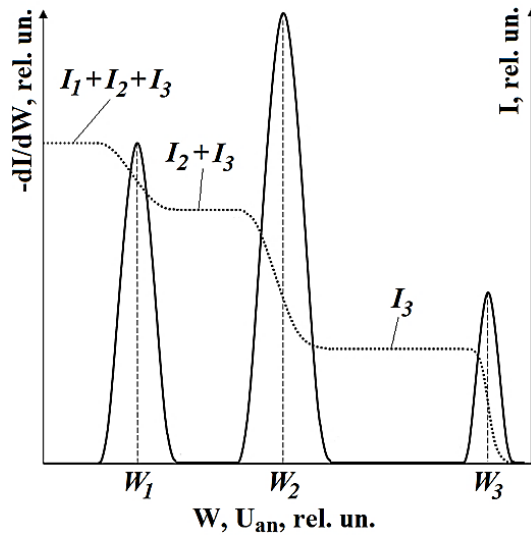


Рисунок 7. Построенные аналитически кривая задержки ЭЗП $I = f(U_{an})$ и спектры ионов трехкомпонентного потока ионов $-dI/dW = \varphi(W)$.

При регистрации по схеме ФВ-ЭЗП потока ионов, имеющих широкий спектр по энергиям и разные заряды, когда нет задерживающего потенциала U_{an} на анализирующей сетке СЗ ЭЗП, а ФВ настроен на энергию W_1 однократно заряженного иона, на детектор проходят ионы со всеми кратностями заряда, энергии которых удовлетворяют условию прохождения (1); ток детектора при этом максимальный. При увеличении U_{an} ион с большим зарядом в электрическом поле ЭЗП будет тормозиться сильнее, так как сила, действующая на ион, $F = qE_{an}$ прямо пропорциональна его заряду q и напряженности электрического поля E_{an} , определяемой потенциалом анализирующей сетки СЗ ЭЗП. При $eU_{an} \approx W_1/3 + \Delta W$ из апертуры ФВ уйдут ионы с $q = 3$; когда $eU_{an} \approx W_1/2 + \Delta W$ – уйдут ионы с зарядом $q = 2$; если будет достигнуто значение $eU_{an} \approx W_1 + \Delta W$ – и ионы с $q = 1$ выйдут из апертуры ФВ (ΔW – разрешение анализатора по энергиям). Таким образом, ток детектора при наличии ионов с разной кратностью заряда при росте U_{an} будет ступенчато уменьшаться; кривая задержки ЭЗП будет подобна кривой, приведенной на рисунке 7. Максимальная кратность заряда будет равна числу ступеней на кривой задержки. Амплитуда ступенек тока будет пропорциональна содержанию в потоке ионов с разной кратностью заряда.

Дифференцирование кривой задержки даст количественную характеристику – плотность ионов с разной кратностью заряда. Тандем ЭЗП плюс ФВ в данном случае становится анализатором «кратности заряда» ионов плазменного потока.

§ 1.3. Программа регистрации и обработки сигнала с анализатора «ТАНДЕМ»

Применение нового анализатора ТАНДЕМ, включающего последовательно соединенные линейный фильтр Вина и энергоанализатор с задерживающим потенциалом, позволяет измерять спектры многокомпонентного плазменного потока ионов и по энергиям и по массам, так и спектры потока ионов одной массы по зарядам. Основным преимуществом этого устройства является возможность работы с немонотонными плазменными потоками, имеющими большой начальной угловой разброс. Самой важной характеристикой плазменного потока ионов является функция распределения ионов по энергии, которая получается дифференцированием кривой задержки $f(W) = -dI_i / dU_i$, где I_i , U_i – значения измеряемых токов с коллектора и управляющий напряжений. Измерения сигнала с анализатора «ТАНДЕМ» для определения параметров потока ионов выполняются при проведении большого числа экспериментов. Для работы с данными требуется использование автоматической программы регистрации и обработки сигналов. Такая программа была разработана [41] с графическим пользовательским интерфейсом в среде программы LABVIEW 2013. Эта среда имеет ряд преимуществ в применении для автоматического сбора и обработки данных: способность быстрого, простого проведения измерений; визуализация и табличное представление данных измерений; возможность параллельной обработки данных и выполнения одновременно нескольких задач, полные и мощные функции математического вычисления. Для управления и сбора данных использован высокоэффективный многофункциональный комплексный прибор NI PXIe-6361, который содержит персональный компьютер NI PXIe-8115, цифро-аналоговый (ЦАП) и аналого-цифровой (АЦП) преобразователи [42]. В качестве

источника напряжения использовался программно-регулируемый модернизированный источник питания БНВ-30. Структурная схема аппаратного обеспечения программы показана на рисунке 8.

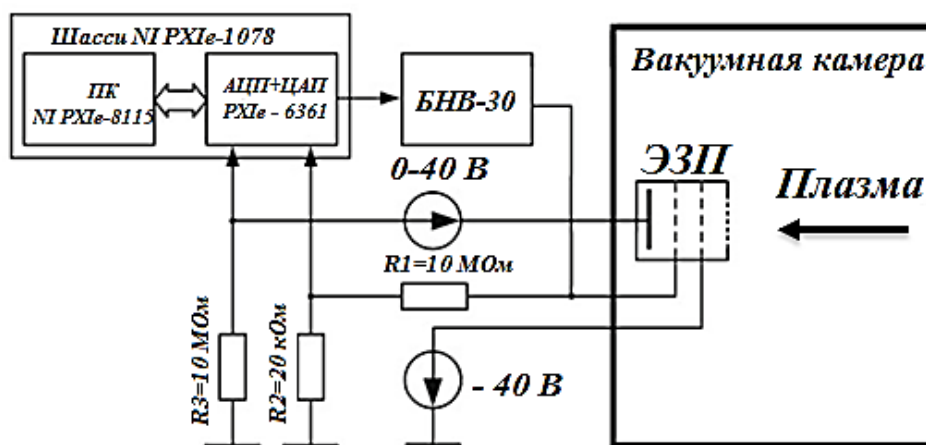


Рисунок 8. Структурная схема аппаратного обеспечения

Для анализатора ТАНДЕМ программное обеспечение выполняет задачу определения расчетным путём энергетического, массового и зарядового состава многокомпонентного плазменного потока с использованием файла данных, полученного в процессе измерения ионных вольт-амперных характеристик ионного пучка. В целом, программа «ТАНДЕМ» позволяет выполнять следующие функции:

- вводить все параметры установки анализатора;
- управлять напряжением на ЭЗП и на пластинах ФВ;
- измерять ионный ток с коллектора;
- вычислять функцию распределения ионов по энергии;
- аппроксимировать кривую задержки и функцию распределения ионов по энергии с выбором разных методов аппроксимации: полиномами и B-сплайнами;
- вычислять массовый и зарядовый спектры ионов, их плотности по заданному алгоритму и осуществлять идентификацию, визуализацию массы иона и его заряда с использованием встроенной в программу библиотеки масс и зарядов ионов;

- построить графики для кривой задержки, спектров по энергиям в нужном задаваемом диапазоне энергий и построить графики спектров по массам и зарядам;
- выводить все численные результаты обработки данных в виде таблиц;
- скопировать и сохранить графики и результаты обработки данных в буфер обмена.

Интерфейс программы обработки экспериментальных данных для анализатора ТАНДЕМ приведен на рисунках 9 и 10.

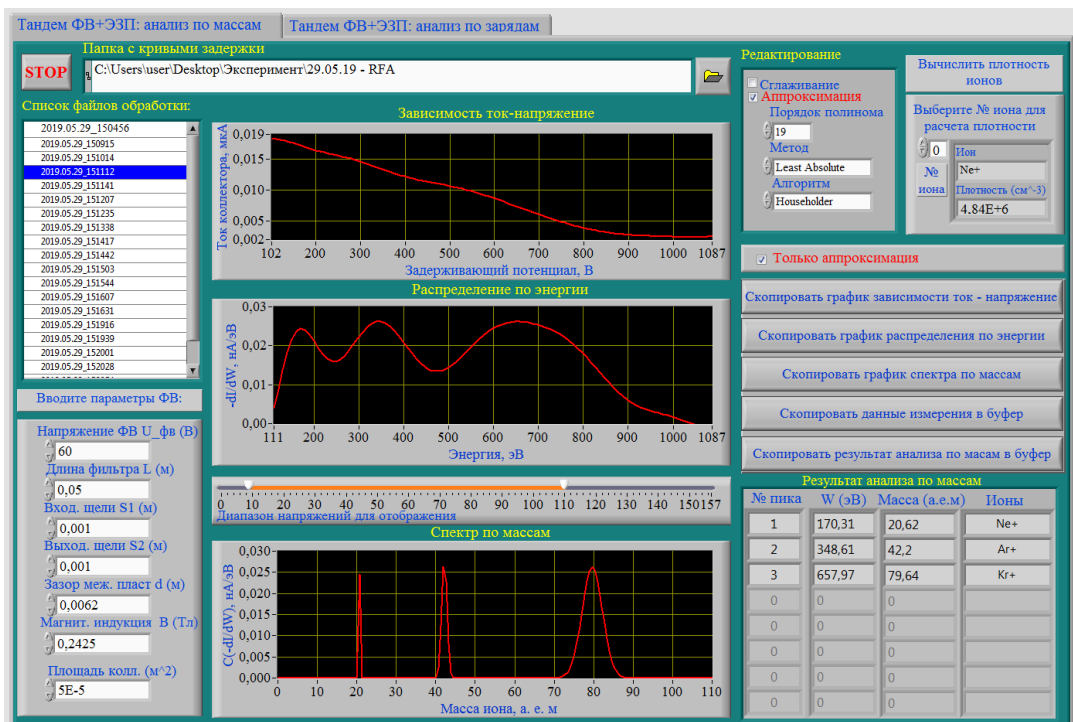


Рисунок 9. Интерфейс программы обработки данных для анализатора ТАНДЕМ в режиме анализа по массам

В программе входными данными для обработки являются массивы измеренных напряжений и токов. Для снижения уровня помех при регистрации и построении кривой задержки и спектров по энергии, реализована возможность фильтрации входных данных: устранение пробоев, роста, сглаживание, когда исключенные значения токов заменяются на полученные методами аппроксимации (полиномиальной и B-сплайнами). При идентификации массы и заряда ионов программа позволяет пользователю создать полные встроенные

библиотеки масс (при идентификации массы) или диапазон энергии (при идентификации заряда).



Рисунок 10. Интерфейс программы обработки данных для анализатора ТАНДЕМ в режиме анализа по зарядам

Рассмотрим алгоритм идентификации массы и заряда иона. В программе из данных кривой задержки $I = f(U_{ан})$ и параметров установки по заложенному алгоритму рассчитываются массовый и зарядовый состав потока ионов. При этом важной характеристикой ионов является их энергия, которую можно определить из пиков распределения по энергии $-(dI/dW) = f(W)$. На спектре по энергии значение $-(dI/dW)_i$ считается пиком, если выполняются следующие условия:

$$\begin{cases} -(dI/dW)_i > -(dI/dW)_{i-1} > -(dI/dW)_{i-2}; \\ -(dI/dW)_i > -(dI/dW)_{i+1} > -(dI/dW)_{i+2}; \\ -(dI/dW)_{i-1} > 0. \end{cases} \quad (3)$$

Идентификация иона по массам

Для каждого обнаруженного пика в спектре по энергии W_{nuki} вычисляется масса иона по формуле: $m_i = 2W_{nuki} B^2 d^2 / U_{\phi B}^2$. Программа осуществляет сравнение этого расчетного значения с значениями масс во встроенной библиотеке M_{0j} .

Обнаруженный ион с расчетной массой m_i идентифицируется как ион массы M_{0j} если m_i ближе всего к M_{0j} : $|m_i - M_{0j}|_{\min}$ и m_i находится в области разрешения для иона массы M_{0j} :

$$\begin{cases} |m_i - M_{0j}| \rightarrow \min; \\ |m_i - M_{0j}| < \Delta M_{0j}. \end{cases} \quad (4)$$

Разрешение по массам ΔM_{0j} для иона массы M_{0j} рассчитывается по формуле:

$$\Delta M_{0j} = \frac{1}{R_{M_{0j}}} \cdot M_{0j} = \frac{1 - \left(1 - \frac{(s_1 + s_2) \sqrt{2W_0 M_{0j}}}{qL^2 B} \right)^2}{\left(1 - \frac{(s_1 + s_2) \sqrt{2W_0 M_{0j}}}{qL^2 B} \right)^2} \cdot M_{0j}.$$

(5)

В таблице результата анализа по массам показываются идентифицируемые ионы, а если условие (4) не выполняется, то выводится сообщение «undefined» – не определено.

Идентификация заряда иона

Каждый обнаруженный пик в спектре по энергии дает энергию иона W_{nuki} . Во встроенной библиотеке для каждого выбранного иона рассчитывается дрейфовая энергия $W_{dp} = 0,5M \cdot U_{\Phi B}^2 / (B \cdot d)^2$. Далее выполняется сравнение энергии W_{nuki} с значениями W_{dp}/n , где $n = [1-3]$. Программа сообщает, что обнаруженный пик с энергией W_{nuki} соответствует выбранному иону n кратности заряда, если энергия W_{nuki} ближе всего к значению W_{dp}/n и W_{nuki} находится в области разрешения по энергии ΔW_n для выбранного иона с кратностью заряда n , т.е. выполняются условия:

$$\begin{cases} \left| W_{nuki} - \frac{W_{dp}}{n} \right| \rightarrow \min; \\ \left| W_{nuki} - \frac{W_{dp}}{n} \right| < \Delta W_n. \end{cases} \quad (6)$$

Разрешения по энергии ΔW_n для выбранного иона n кратности заряда рассчитывается по формуле:

$$\Delta W_n = \frac{1}{R_{W_n}} \cdot W_n = \frac{1 - \left(1 - \frac{(s_1 + s_2) \sqrt{2W_n M_0}}{q_n L^2 B} \right)^2}{\left(1 - \frac{(s_1 + s_2) \sqrt{2W_0 M_0}}{q_n L^2 B} \right)^2} \cdot W_n. \quad (7)$$

В таблице результатов анализа по зарядам показываются идентифицируемые кратности выбранного иона.

§ 1.4. Результаты экспериментов в потоке многокомпонентной плазмы с использованием анализатора ТАНДЕМ

Испытание анализатора проводились на трехкомпонентном (неон, аргон, криптон) потоке из плазменного ускорителя УАС. Линейный фильтр Вина имел следующие характерные размеры: расстояние между пластинами конденсатора $d = 6$ мм; расстояние между полюсными наконечниками магнитов 16 мм; длина постоянных NeFeB-магнитов $L = 50$ мм. Магниты снабжены полюсными наконечниками, выполненными из магнито-мягкой стали, которые нужны для выравнивания амплитуды индукции магнитного поля по всей площади NeFeB-магнитов. ФВ имеет броневой магнитопровод. Средняя по длине ФВ величина индукции магнитного поля составляет $B \approx 0,26$ Тл. Ширины входной и выходной щелей $s_1 = s_2 = 1$ мм. Диаметр входного окна аксиально-симметричного ЭЗП равен 10 мм при его полной длине до детектора 15 мм. В качестве детектора использовался вторично-эмиссионный умножитель ВЭУ-6 или микроканальная пластина (МКП). Разрешение анализатора по массам R_M и энергиям R_W определяется ФВ и составляет, например, при $W_1 = 500$ эВ для Ne^+ $R_M = R_W = 10,1$; Ar^+ – 6,93; Kr^+ – 4,56. Внешний вид энерго-масс-заряд-анализатора ТАНДЕМ приведен на рисунке 11.

Регистрация кривой задержки, определение расчетным путём энергетического, массового и зарядового состава многокомпонентного

плазменного потока выполняются программой [41]. На рисунке 12 показаны типичные энергетические распределения ионов смеси из трех плазмообразующих газов Ne + Ar + Kr, измеренные на выходе ТАНДЕМа. Для сравнения также дано распределение ионов по энергии на его входе.

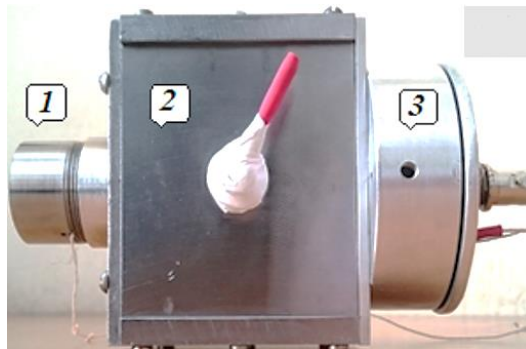


Рисунок 11. Внешний вид энерго-масс-анализатора ТАНДЕМ: 1 – энергоанализатор с задерживающим потенциалом; 2 – короткий линейный фильтр Вина; 3 – корпус МКП.

Приборы располагались на расстоянии 5 см от выхода УАС. Видно, что в данном примере суммарный спектр (кривая 3 – RFA TOTAL) сформирован ионами с энергиями $500 \leq W \leq 1200$ эВ, поэтому оказалось возможным при одной настройке ФВ регистрировать ионы трех газов. При выделении узкого энергетического интервала (настройке ФВ – установке определенного напряжения $U_{ФВ}$ на конденсаторе ФВ) ток пучка ионов падает. Поэтому на рисунке 12 мгновенные амплитуды спектров ионов аргона и неона умножены на 100, а суммарный спектр (RFA TOTAL) умножен на 2, чтобы вписаться в принятую систему координат.

Программа обработки спектров 1 и 2 выдала данные, приведенные на рисунке 13 и в таблице 2. При $U_{ФВ} = 70$ В, что соответствует дрейфовой скорости $v_{0,70} \approx 4,7 \cdot 10^4$ м/с, идентифицировано 5 пиков на распределении ионов по энергии, которым сопоставлены ионы Ne^+ , Ar^+ , Fe^+ , Kr^+ . Первый, самый низкоэнергетический пик, не отнесен ни к одной из масс, имеющих в библиотеке программы. В определенном смысле неожиданно, проявился пик ионов железа Fe^+ . При $U_{ФВ} = 60$ В и $v_{0,60} \approx 4 \cdot 10^4$ м/с определились (соответственно,

на других энергиях по сравнению с предыдущим случаем) 3 пика ионов плазмообразующих газов Ne^+ , Ar^+ и Kr^+ .

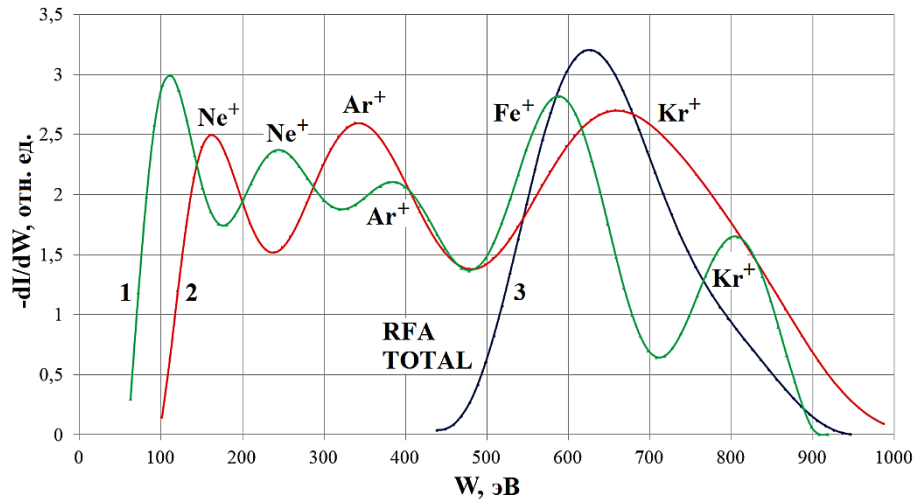


Рисунок 12. Энергетические распределения ионов смеси $\text{Ne} + \text{Ar} + \text{Kr}$. Параметры разряда УАС: $U_d = 900$ В; $B_{an} \approx 0,072$ Тл; $P = 12 \cdot 10^{-5}$ Торр; скорость напуска $10 \text{ см}^3/\text{с}$ для Ne , $5 \text{ см}^3/\text{с}$ – Ar и $12 \text{ см}^3/\text{с}$ – Kr . Кривая 1: $U_{\phi e} = 70$ В; 2 – $U_{\phi B} = 60$ В. Кривая 3: исходный (RFA TOTAL), поступающий на вход анализатора, спектр ионов смеси $\text{Ne} + \text{Ar} + \text{Kr}$.

Ионы Fe^+ , которые при $v_{0.60} \approx 4 \cdot 10^4$ м/с имеют энергию $W_{\text{Fe}^+} \approx 489$ эВ, не проявились на кривой задержке и спектре ионов 2 (Рисунок 12), возможно, из-за сравнительно грубой степени (25) полиномиальной аппроксимации. В данном случае требуется аппроксимация сплайнами.

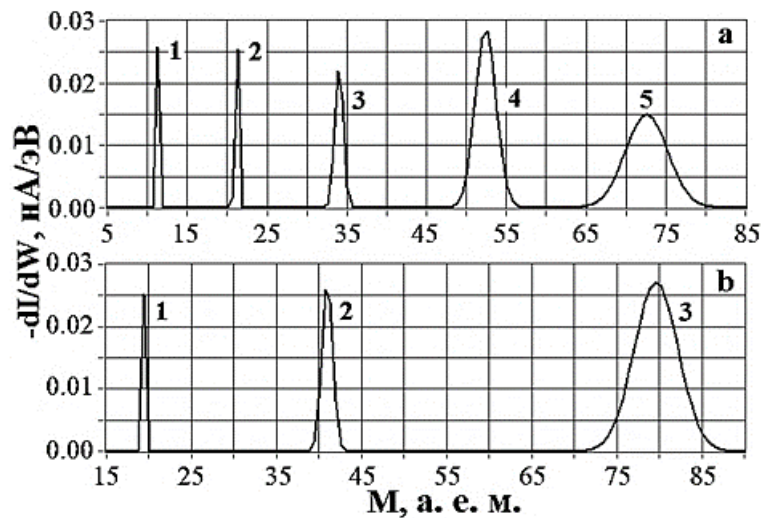


Рисунок 13. Распределение ионов по массам для спектров 1 (панель “а”) и 2 (“b”), приведенных на рисунке 12.

Таблица 2. Энергии и массы атомов для спектров, приведенных на рисунке 13

| № пика | Спектр “а” рисунка 13 | | | Спектр “b” рисунка 13 | | |
|--------|-----------------------|----------------|-----------|-----------------------|----------------|------|
| | W, эВ | Масса, а. е. м | Атом | W, эВ | Масса, а. е. м | Атом |
| 1 | 121,54 | 11,03 | undefined | 160,42 | 19,92 | Ne |
| 2 | 240,01 | 21,79 | Ne | 338,63 | 41,84 | Ar |
| 3 | 388,82 | 35,29 | Ar | 657,97 | 81,29 | Kr |
| 4 | 598,24 | 54,30 | Fe | | | |
| 5 | 827,67 | 75,13 | Kr | | | |

Измерение-идентификация зарядового состояния многокомпонентного пучка ионов осуществляется в программе обработки данных последовательно для каждого из ионов, определенных при измерении спектра по массам. Скорость (энергия W_0) настройки ФВ выбирается такой, чтобы в спектрах всех ионов плазмообразующего газа были энергии вблизи W_0 . В дальнейшем, производится совместный анализ полученных массового и зарядового спектров и уточнение – идентификация, в том числе, ионов, неопределенных на каком-либо шаге обработки данных. В таблице 3 (часть «Анализ по зарядам») указаны энергии или диапазоны энергий ионов, когда программа обработки, учитывая энергетическое разрешение ФВ, идентифицировала ион с указанным зарядом.

Таблица 3. Энергии, массы и заряды атомов и ионов для спектров, приведенных на рисунке 13.

| Спектр “а” Рис.13 Анализ по массам | | | Спектр “а” Рис. 13. Анализ по зарядам | | |
|---------------------------------------|----------------|-----------|--|----------|------------------|
| W, эВ | Mass, а. е. м. | Атом | W, эВ | Заряд, e | Ион |
| 121,54 | 11,03 | undefined | | | |
| 240,01 | 21,79 | Ne | 220,33 ÷ 230,23 | 1 | Ne ⁺ |
| 388,82 | 35,29 | Ar | 438,62 | 1 | Ar ⁺ |
| 598,24 | 54,30 | Fe | 568,48 ÷ 598,24 | 1 | Fe ⁺ |
| 827,67 | 75,13 | Kr | 309,37 | 2 | Fe ²⁺ |
| | | | 200,5 | 3 | Fe ³⁺ |

| | | | | | |
|--|--|--|-----------------|---|------------------|
| | | | 797,71 ÷ 817,71 | 1 | Kr ⁺ |
| | | | 438,62 | 2 | Kr ²⁺ |
| | | | 289,53 ÷ 338,99 | 3 | Kr ³⁺ |

Неопределенным оказался лишь атом с массой 11,03 а. е. м., что может быть связано с нестабильностью электротехнических параметров разряда или питающих систем при измерении кривой задержки ЭЗП ТАНДЕМа. Неоднозначность по энергии может быть обусловлена усреднением по траектории движения иона в ФВ величины индукции анализирующего магнитного поля, её неоднородностью на границах ФВ.

В таблице 4 приведены данные, когда идентификация показывала ионы с разными кратностями заряда при одной энергии.

Таблица 4. Энергии, массы и заряды атомов и ионов для спектров, приведенных на рисунке 13.

| Спектр “b” Рис. 13. Анализ по массам | | | Спектр “b” Рис. 13. Анализ по зарядам | | |
|---|--------------------|------|--|----------|------------------|
| W, эВ | Масса, а. е. м. | Атом | W, эВ | Заряд, e | Ион |
| 160,42 | 19,92 | Ne | 170,31 | 1 | Ne ⁺ |
| 338,63 | 41,84 | Ar | 348,61 | 1 | Ar ⁺ |
| 657,97 | 81,29 | Kr | 488,63 | 1 | Fe ⁺ |
| | | | 229,66 | 2 | Fe ²⁺ |
| | | | 150,37 | 3 | Fe ³⁺ |
| | | | 618,12 | 1 | Kr ⁺ |

На рисунке 14 приведена схема обработки-интерпретации сигнала. При проведении анализа по массам были выделены Ne ($M = 20,55$; $W = 231$ эВ), Ar (39,95; 449,2), Fe (59,3; 666,4) и Kr (88,74; 997,8). Анализ по зарядам дал следующие результаты: Ne – undefined; Ar⁺ – $W = 617$ эВ; Ar³⁺ – 201,5; Fe⁺ – $W = 785,1$ эВ; Fe²⁺ – 429,3; Kr⁺ – $W = 990$ эВ; Kr²⁺ – 634,9 эВ. Приведенные энергии ионов находятся внутри диапазона энергий спектра, приведенного на рисунке. 14.

Как и ожидалось, в зарядовом спектре потока ионов присутствуют ионы трех плазмообразующих газов и железа. Наибольшая степень ионизации

наблюдается у железа (Fe^{3+}) и криптона (Kr^{3+}), как у атомов с наименьшими потенциалами третьей ионизации, соответственно, 30,65 и 36,95 эВ.

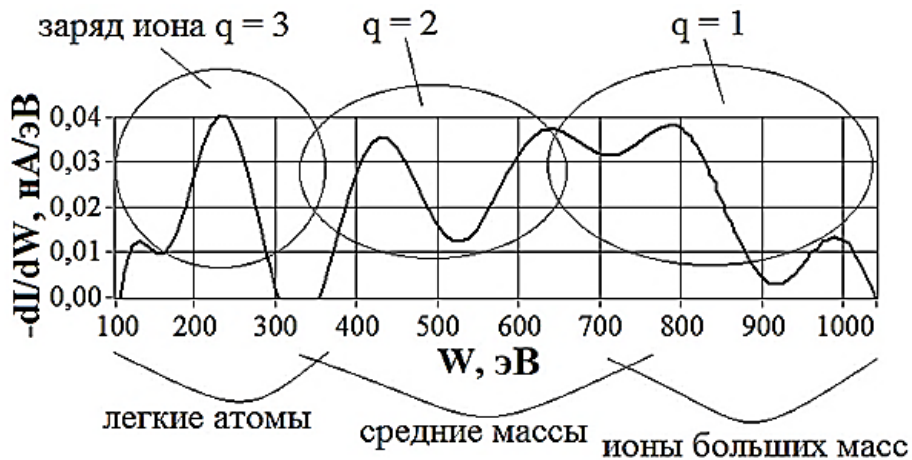


Рисунок 14. Распределение ионов по энергии на выходе ТАНДЕМа. Параметры разряда УАС: $U_d = 900$ В; $B_{an} \approx 0,072$ Тл; $P = 12 \cdot 10^{-5}$ Торр; скорость напуска $20 \text{ см}^3/\text{с}$ для Ne, $7 \text{ см}^3/\text{с}$ – Ar и $4 \text{ см}^3/\text{с}$ – Kr; $U_{\phi B} = 80$ В.

Результаты, суммированные на рисунке 14 и таблицах 2-4, позволяют утверждать, что идея использования последовательно включенных линейного фильтра Вина и энергоанализатора с задерживающим потенциалом оказалась плодотворной, а выполненный анализатор – работоспособным для определения массового и зарядового состава многокомпонентного потока ионов элементов, имеющих широкий спектр по энергиям.

Глава 2. Совмещенные секторные анализаторы для анализа пучка ионов по массам и энергиям

§ 2.1. Существующие секторные анализаторы по энергиям и массам

При изучении физики плазмы в разных электрофизических плазменных установках важно иметь как можно больше информации о компонентном составе, изменении энергии частиц плазмы и о взаимодействии между ними при изменении электромагнитных полей. Основным методом измерений параметров заряженных частиц плазменного потока на исследовательской стадии становится локальная корпускулярная диагностика плазмы. Приборы, используемые при этом, – энерго- и масс-анализаторы. Энергоанализаторы промышленностью не выпускаются, а разрабатываются экспериментаторами «под задачу». Масс-спектрометрия в промышленном масштабе развита для определения элементного состава остаточных газов в вакуумных объемах или элементов в пробном ионном пучке, который создается, в обоих случаях, при ионизации электронами остаточных газов или испаренной пробы исследуемого вещества на входе в масс-анализатор.

На сегодняшний день для анализа потока ионов по энергиям чаще всего используют электростатические приборы с разной геометрией электрического поля, в том числе электростатические энергоанализаторы цилиндрического типа. В работе [43] предположен электростатический анализатор с парой цилиндрических пластин, между которыми приложена разность потенциалов V . Изучая траектории пучка электронов, проходящего на вход прибора в точке центрального радиуса Хьюз и Рожанский показали, что фокусировка пучка происходит после поворота на угол $\pi/\sqrt{2} = 127^\circ 17'$ от входной щели. С тех пор цилиндрические электростатические анализаторы подробно исследованы, разработаны и применяются. Влияние отклоняющего напряжения на оптические свойства цилиндрического анализатора «127°» подробнее изучено в [44] при анализе рассеяния пучка низкоэнергетических ионов. Показано, что энергетическое разрешение уменьшается, а прозрачность увеличивается, когда

вместо режима симметричного отклоняющего напряжения используется режим отрицательного напряжения отклонения. Схема данного прибора приведена на рисунке 15. Угол приема $\alpha(x,y)$ в плоскости мишени вычислен в результате расчета траектории движения ионов.

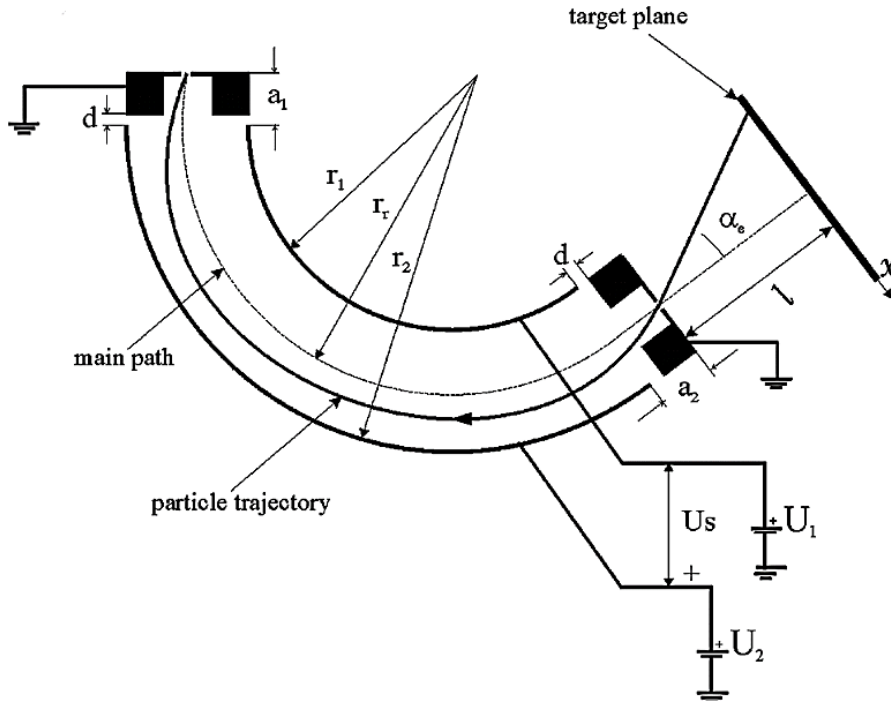


Рисунок 15. Схема цилиндрического электростатического анализатора с углом поворота 127° .

Цилиндрический электростатический анализатор с углом поворота в анализирующем поле 210° построен в работе [45]; его схема показана на рисунке 16. Результат эксперимента показал, что этот анализатор имеет свойство фокусировки второго порядка, но оно сильно зависит от краевого электрического поля на входе и выходе цилиндров.

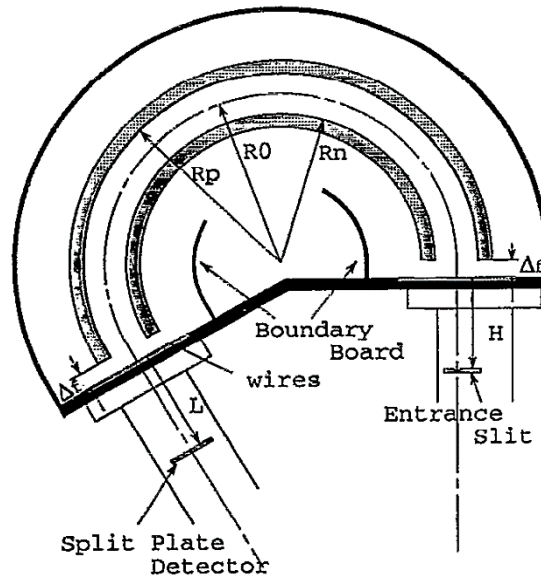


Рисунок 16. Схема цилиндрического электростатического анализатора 210°

В работе [46] были исследованы характеристики цилиндрического энергоанализатора с поворотом на $63,6^\circ$ при использовании водородного пучка с энергиями от 0,5 до 5 кэВ. Частицы, перпендикулярно введенные в анализатор на большой площади (рисунок 17), можно сфокусировать в выходной плоскости анализатора.

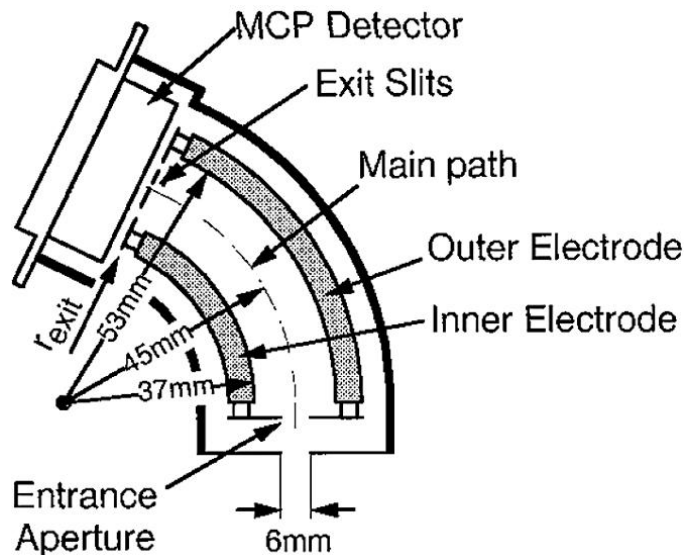


Рисунок 17. Схема цилиндрического энергоанализатора с поворотом на $63,6^\circ$

В статье [47] сообщается о цилиндрическом секторном энергоанализаторе с высоким напряжением для анализа потока электронов с кинетической энергией от

нескольких эВ до 15 кэВ. Анализатор основан на цилиндрическом зеркальном анализаторе, работающем с предварительной линзой. Он обеспечивает увеличение светимости анализатора без ухудшения энергетического разрешения, позволяя измерять электроны с высокой кинетической энергией с помощью одноканального детектора. Полученное собственное энергетическое разрешение анализатора составило 55 мэВ. Анализатор хорошо подходит для электронной оже-спектроскопии, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и электронной спектроскопии высоких энергий на отражение.

При анализе ионов по массам применяются магнитные анализаторы или масс-спектрометры с двойной фокусировкой. Масс-анализатор использует магнитное поле для разделения ионов с различными значениями m/z . В секторном магнитном поле движущиеся ионы отклоняются в соответствии с действием силы Лоренца. Углы отклонения ионов различаются в зависимости от отношения m/z ; при одинаковом заряде наибольшее отклонение испытывают наиболее легкие ионы.

Первый магнитный масс-спектрометр был построен Томпсоном в 1897 году для измерения значения m/z электрона. Позднее на основе этого прототипа разработаны и другие секторные магнитные анализаторы. В [20] предложен магнитный анализатор для обработки продуктов ядерных реакций с использованием однородного секторного магнитного поля, созданного С-образными магнитами. Границы сектора, положение объекта и изображения были скорректированы с учетом влияния поля окаймления. Преимуществами этого магнита являются простота конструкции и простота адаптации к другим параметрам сектора. В работе [21] представлен масс-спектрометр МТИ-350ГС для контроля состава отходящих газов в сублиматном производстве гексафторида урана в ядерно-топливном цикле. С применением магнитного секторного масс-анализатора на основе постоянного магнита, данный прибор дает разрешающую способность по массе не менее 200 при выполнении разделения и одновременной регистрации продукта и сопровождающих отходящих газов, различающихся по

массе более чем в 15 раз. Схема такого масс-анализатора приведена на рисунке 18.

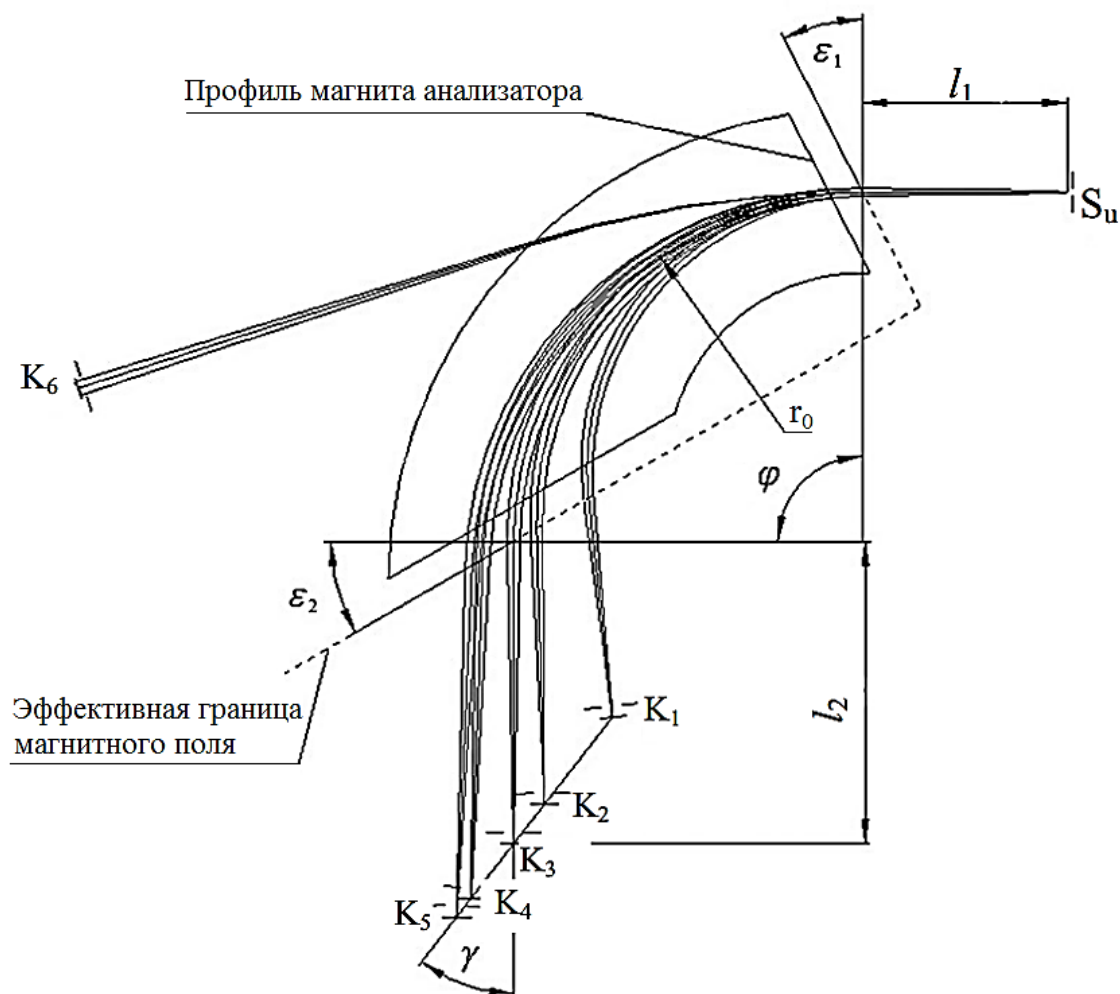


Рисунок 18. Схема масс-анализатора МТИ-350ГС

Анализируемые ионы массы m имеют разные энергии и, следовательно, разные скорости. При этом некоторые ионы отклоняются от центральной траектории, что ухудшает разрешающую способность прибора. Для улучшения разрешающей способности, добавили электростатический секторный анализатор, который фокусирует ионы по энергии. Электрический сектор может располагаться до или после магнитного сектора, при этом говорят о прямой и обратной геометрии прибора, соответственно. Наряду с независимостью ширины изображения от величины разброса по скоростям, в такой комбинации анализирующих полей возможна и фокусировка по направлению – двойная фокусировка. В 1919 году английский физик Вильям Астон построил первый

масс-спектрограф [48] для изучения изотопов элементов с высокой – до 0,1% точностью измерения массы отдельных ионов. В приборе применяются последовательные электростатическое и магнитное поля. Поток ионов из разрядной трубки проходит через 2 щели и отклоняется на небольшой угол электрическим полем между двумя параллельными пластинами, позволяя выбирать ионы с определенным диапазоном энергии. Потом ионы попадают в магнитное поле, где они отклоняются в соответствии с их массой. Путем изменения электрического поля, ионы различных масс могут быть сфокусированы на фотопластинке. В работе [49] предположен масс-анализатор для определения газов и летучих соединений в воздухе в процессе дыхания с высокой разрешающей способностью, чувствительностью и малогабаритной конструкцией. Ионно-оптическая схема масс-спектрометра показана на рисунке 19. В этом приборе применяются электростатический конденсатор с секторным углом 42° и секторный магнит с углом поворота траекторий ионов наибольшей массы 52° .

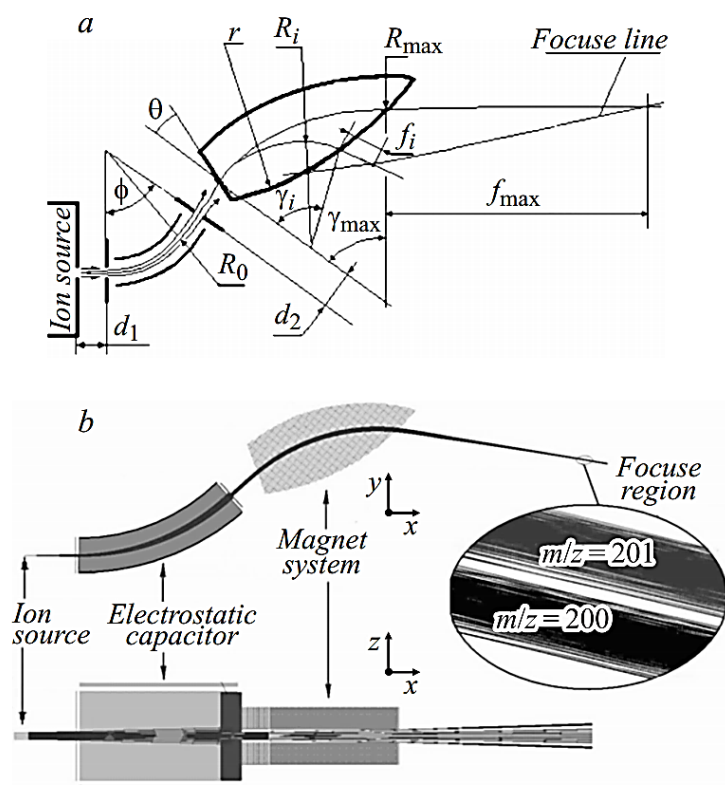
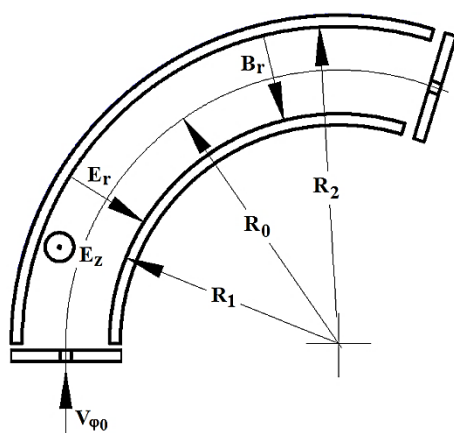


Рисунок 19. Ионно-оптическая схема масс-спектрометра [9]: *a* – основные параметры, *b* – проекции траектории ионов на плоскости YX , ZX .

Скрещенные однородные $E \times B$ поля могут быть и совмещены в пространстве [22, 50]. В развитие идей [10, 11] с целью обеспечения возможности анализа с помощью одного прибора спектров ионов как по энергиям, так и по массам и уменьшения габаритов анализаторов, были разработаны два совмещенных секторных анализатора с неоднородными анализирующими полями [23]. В данной главе, рассматривается возможность использования таких приборов для измерения спектров многокомпонентных компенсированных ионных пучков по массам и энергиям на макете плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3.

§ 2.2. Анализатор «Вина-Юза-Рожанского» – цилиндрический дефлектор с наложенными магнитным и электрическими полями (ВЮР)

Анализатор ВЮР совмещает конструкции и свойства анализатора Юза-Рожанского (ЮР) и секторного фильтра Вина (СФВ). В области анализа частиц



(рисунок 20) действуют 3 поля: однородное электрическое поле E_z , радиальное магнитное B_r и электрическое E_r поля.

Рисунок. 20. Схема анализатора «Вина-Юза-Рожанского».

В приборе поле E_z и радиальное магнитное B_r выполняет роль цилиндрического фильтра Вина с секторным углом 69° . Если ион вводится в устройство через входную диафрагму со скоростью $V = E_z/B$ перпендикулярно к их направлению, то он проходит без отклонения по направлению Z . По радиальному направлению ион отклоняется радиальным электрическим полем E_r .

Рассмотрим возможность использования этого прибора для измерения спектров многокомпонентных компенсированных ионных пучков по массам и энергиям. Поток ионов разных масс, имеющих одинаковую наиболее вероятную

энергию W_0 , проходит входную диафрагму анализатора и остается на центральной траектории радиуса R в ВЮР, если

$$mV_{\varphi 0}^2 / R_0 = qE_0; W_0 = 0,5qR_0E_0, \quad (8)$$

где $V_{\varphi 0}$ – азимутальная скорость иона на центральной траектории, q – заряд иона, $E_0 = U_0 / R_0 \ln(R_2 / R_1)$ – напряженность электрического поля на центральной траектории; U_0 – разность потенциалов на цилиндрическом конденсаторе.

При фиксировании E_0 ионы разных масс с энергией W_0 движутся по траектории радиуса R_0 . Ион массы m_0 с азимутальной скоростью $V_{\varphi 0}$ не отклоняется по направлению Z , если: $V_{\varphi 0} = E_z / B = \sqrt{2W_0 / m_0}$, где E_z – напряженность однородного электрического поля вдоль оси Z ; $B_r(r) = BR_0 / r$. Из этого условия можно получить величину массы m_0 :

$$m_0 = 2W_0B^2 / E_z^2 = 2qR_0E_0B^2d^2 / U_z^2; \quad (9)$$

$$m_0 = qU_0B^2d^2 / U_z^2 \ln(R_2 / R_1), \quad (10)$$

где d – расстояние между пластинами «вертикального» плоского конденсатора, R_1, R_2 – радиусы пластин цилиндрического конденсатора.

Из выражения (10) следует что, если U_0, B, d, R_0, R_1, R_2 заданы, то m_0 определяется величиной U_z . Для получения спектра ионов по массам $I(m) = f(m)$ при проведении измерений фиксируется U_0 , изменяется напряжение U_z и регистрируется ток ионов на детектор $I(U_z)$, размещенный на радиусе R_0 на выходе анализатора. Далее определяется напряжение U_z для каждого обнаруженного «пика» ионного тока и, пользуясь выражением (10), рассчитывается масса m_0 . При заданных параметрах макета анализатора: $R_1 = 0,021$ м, $R_2 = 0,029$ м, $B = 0,17$ Тл, $d = 0,042$ м (рисунки 21, 22) для ионов He^+ , N^+ , N_2^+ и Ar^+ найдены (таблицы 5, 6) значения разности потенциалов между пластинами плоского конденсатора U_z .

Таблица 5. Результат расчета U_z при $W = 1$ кэВ ($U_0 = 645$ В)

| Ион | He^+ | N^+ | N_2^+ | Ar^+ |
|-----------|---------------|--------------|----------------|---------------|
| U_z (В) | 1120 | 598 | 423 | 354 |

Таблица 6. Результат расчета U_z при $W = 1,5$ кэВ ($U_0 = 968$ В)

| Ион | He ⁺ | N ⁺ | N ₂ ⁺ | Ar ⁺ |
|-----------|-----------------|----------------|-----------------------------|-----------------|
| U_z (В) | 1371 | 733 | 613 | 518 |

При получения спектра ионов по энергиям изменяется напряженность электрического поля E_0 , получается характеристика $I(m) = f(E_0)$, на которой выделяются максимумы (пики) тока, по которым определяется E_0 . Далее рассчитывается энергия иона на центральной траектории по формуле $W_0 = 0,5qRE_0$ – получается спектр ионов по энергии: $I_i = f(W_0)$. Но при этом для известных q, R_0, R_1, R_2, B и m_0 , чтобы сохранялась траектория иона m_0 на радиусе R (ион не отклоняется по оси Z), нужно синхронно с каждым новым значением U_0 устанавливать соответствующее $U_z = Bd\sqrt{qU_0 / (m_0 \ln(R_2 / R_1))}$.

По приведенному выше алгоритму была разработана программа регистрации и обработки сигнала анализатора многокомпонентного пучка ионов типа «Вина-Юза-Рожанского» в среде LabVIEW 2013 [51]. Пример окна интерфейса программы приведен на рисунке 23. Программа обеспечивает генерацию анализирующих напряжений и регистрацию тока ионов на коллектор анализатора с использованием многофункционального прибора NI PXIe-6361 либо чтение из файла данных ранее сделанных измерений. Далее осуществляется вычисление распределений ионов разных масс по энергиям и массовый состав пучка ионов с использованием результатов измерений и входных данных о параметрах ВЮР (размеры входной и выходной щели, длина, расстояние между электродами, величины индукции магнитного и напряженностей электрических полей), задаваемых пользователем. Для каждого обнаруженного в массовом спектре «пика» ионного тока осуществляется идентификация имени иона с использованием встроенной в программу библиотеки, построение и визуализация его энергетического и массового спектров.

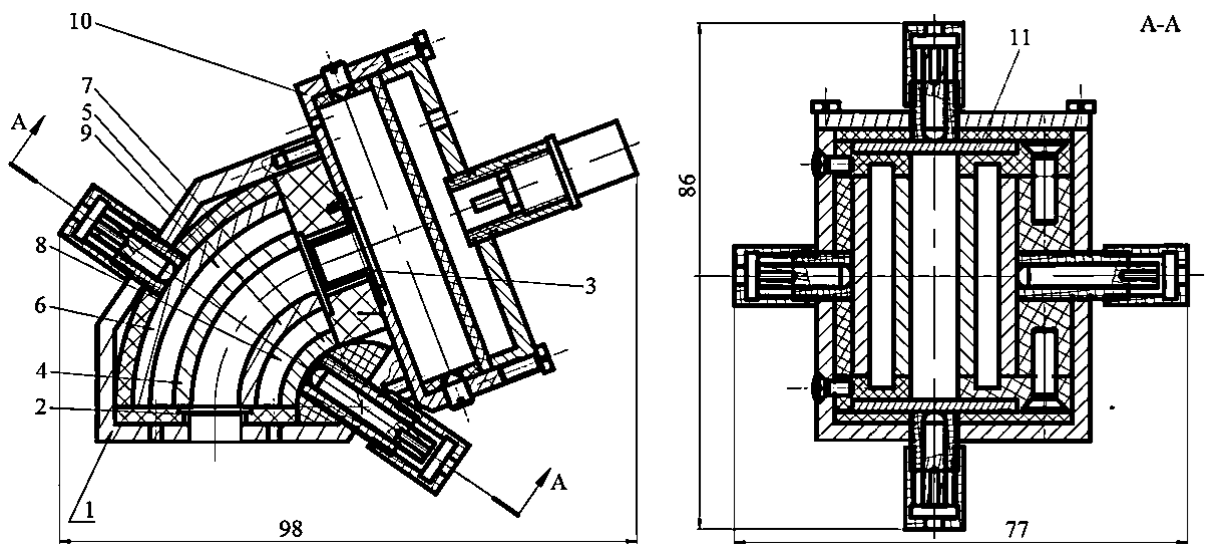


Рисунок 21. Эскиз сборочного чертежа ВЮР: 1 – корпус; 2, 3 – входная и выходная диафрагмы; 4, 5 – полюсы магнитов; 6, 7 – магнитопровод; 8, 9 – магниты; 10 – корпус МКП-регистратора; 11 – пластина конденсатора.

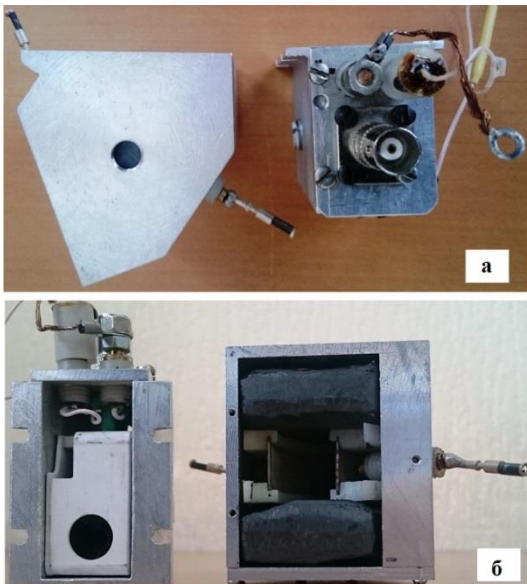


Рисунок 22. Изготовленный анализатор «Вина-Юза-Рожанского»: а – внешний вид (сверху); б – внешний вид; регистратор – вторично-эмиссионный умножитель ВЭУ-6.

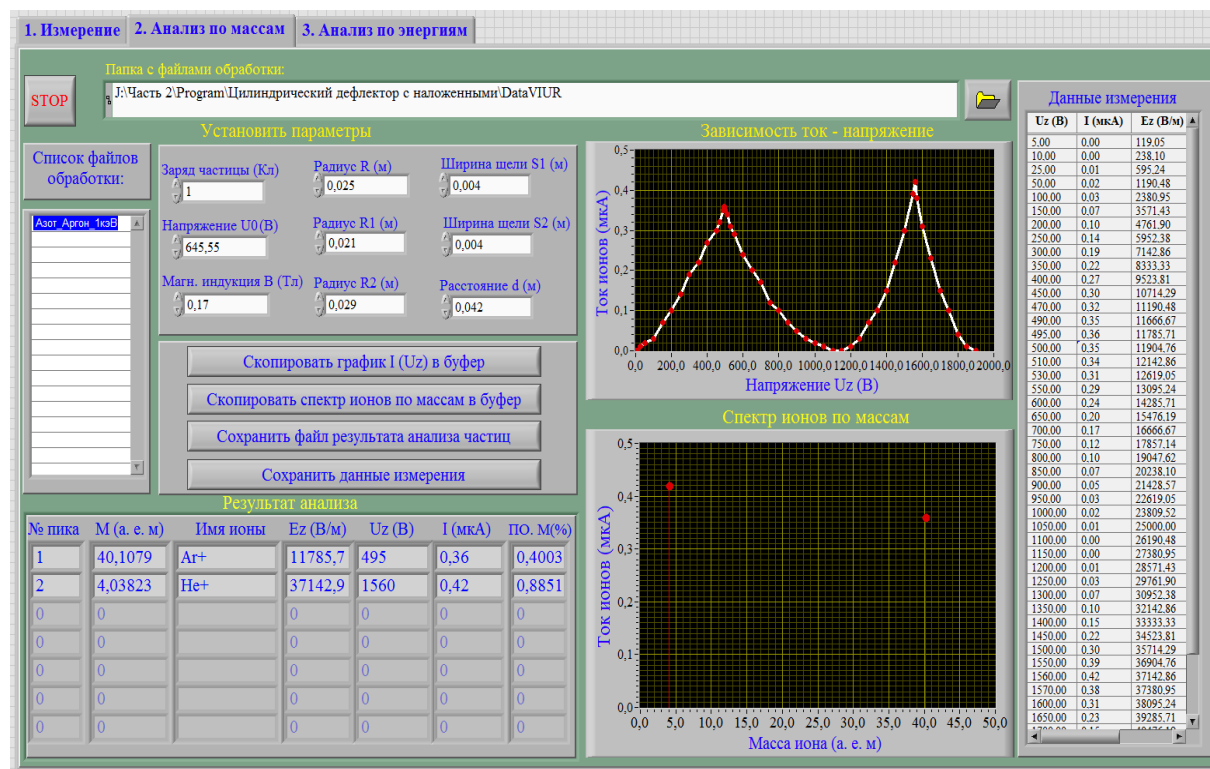


Рисунок 23. Интерфейс программы для ЭВМ регистрации и обработки сигнала анализатора «Вина-Юза-Рожанского»

§ 2.3. Гибридный анализатор

Секторный фильтр Вина работает с моноэнергетичными пучками заряженных частиц при анализе по массе. Это условие может быть обеспечено с помощью энергоанализатора Юза-Рожанского. Комбинация двух этих приборов представляет собой новый диагностический прибор «гибридный» анализатор, который может работать с немонаэнергетичными ионными потоками. Схема анализатора приведена на рисунке 24. В отличие от [23] анализатор выполнен «развернутым». В этом устройстве, анализатор ЮР с радиальным электрическим полем E_1 выделяет ионный поток с заданной энергией на центральной траектории. Входная диафрагма СФВ находится в фокусе анализатора ЮР. Далее моноэнергетический поток ионов разделяется по массам в СФВ с радиальным электрическим полем E_2 и однородным магнитным полем B , направленным по вертикальной оси Z .

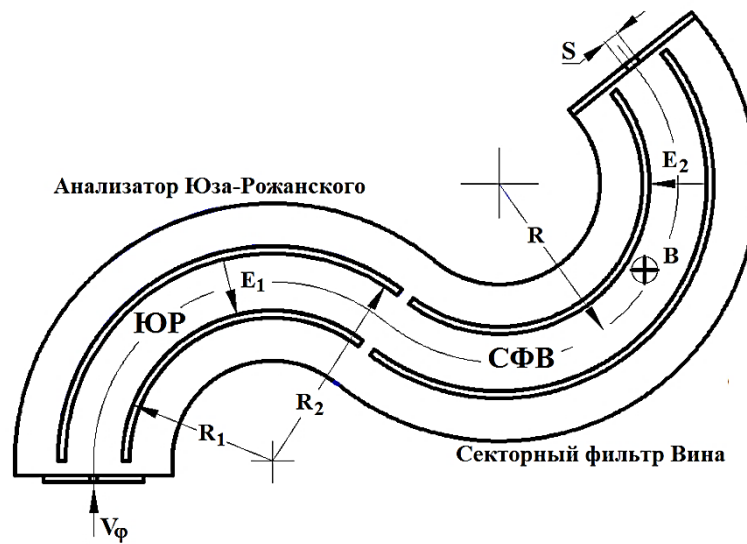


Рисунок 24. Схема гибридного анализатора: угол поворота в анализаторе ЮОР $127^{\circ}30'$, в СФВ – 166° .

Между анализатором Юза-Рожанского и сферическим фильтром Вина можно ставить диафрагму, разделяющую области с различными электрическими радиальными электрическими полями. На диафрагму можно подавать потенциал, корректирующий электрическое поле переходной зоны. Для выбора оптимального варианта сочленения ЮОР и СФВ, с точки зрения минимального искажения электрического поля, с помощью программы QuickField были рассчитаны радиальная и азимутальная компоненты электрического поля в переходной зоне.

При проведении моделировании электрического поля в гибридном анализаторе (ГА) были рассмотрены различные варианты с изменением следующих параметров: расстояние между ЮОР и СФВ; без диафрагмы; с диафрагмой разной ширины и потенциала. Результаты моделирования и расчета электрического поля приведены на рисунках 25, 26.

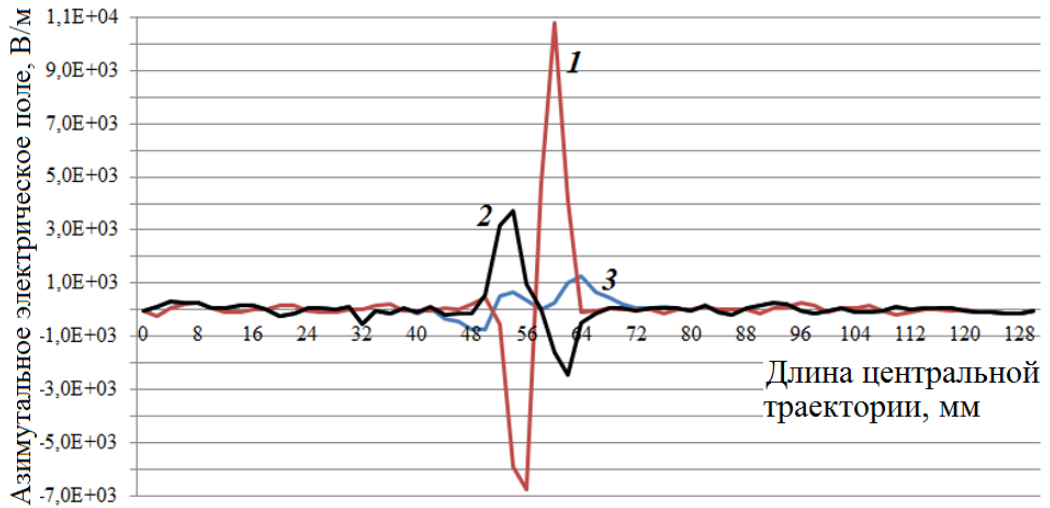


Рисунок 25. Распределение азимутальной составляющей электрического поля вдоль центральной траектории ионов в переходной зоне между анализаторами ЮР и СФВ в ГА: расстояние между ЮР и СФВ 4 мм; кривая 1 – без диафрагмы; 2 – с диафрагмой нулевого потенциала; 3 – с диафрагмой шириной 3 мм, имеющей потенциал +20 В.

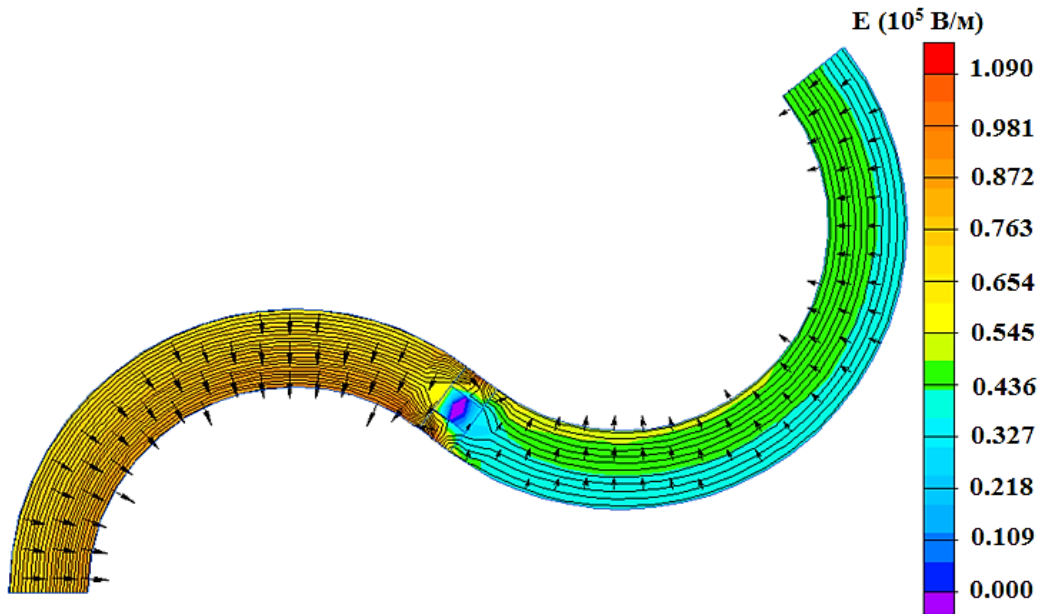


Рисунок 26. Распределение радиальной составляющей электрического поля в гибридном анализаторе: расстояние между ЮР и СФВ 4 мм; с диафрагмой шириной 3 мм, имеющей потенциал +20 В.

Паразитная азимутальная составляющая напряженности электрического поля, когда нет диафрагмы, достигает максимального значения $E_{\varphi, max} = 10800 \text{ В/м} \approx 13,8\%$ от величины радиальной составляющей напряженности в анализаторе

ЮР и около 25% от напряженности в СФВ. Траектории ионов будут значительно отклоняться от расчетных. Диафрагма с нулевым потенциалом уменьшает $E_{\varphi,max}$ в 2,9 раза ($E_{\varphi,max} = 3706$ В/м). При оптимальном потенциале диафрагмы 20 В максимальная азимутальная напряженность электрического поля в области между анализаторами ЮР и СФВ $E_{\varphi,max} = 1245$ В/м $\approx 1,6\%$ от величины радиальной составляющей напряженности в анализаторе ЮР ($E_{r1,max} = 8 \cdot 10^4$ В/м) и $E_{\varphi,max} \approx 2,8\%$ от радиальной составляющей напряженности в СФВ ($E_{r2,max} = 4,4 \cdot 10^4$ В/м), что можно принять для проектирования гибридного анализатора.

Расчет энергоанализатора ЮР, входящего в состав ГА, был проведен по классическим уравнениям, записанным в работе [23]. Секторный фильтр Вина требовал предварительного моделирования. На рисунке 27 приведены траектории моноэнергетичных ионов разных масс при $R = 0,025$ м, $B = 0,953$ Тл (вблизи максимально возможных значений для постоянных NdFeB магнитов), $W = 0,4$ кэВ; $V_r/V = 0$; центральная масса $M = 40$ а. е. м..

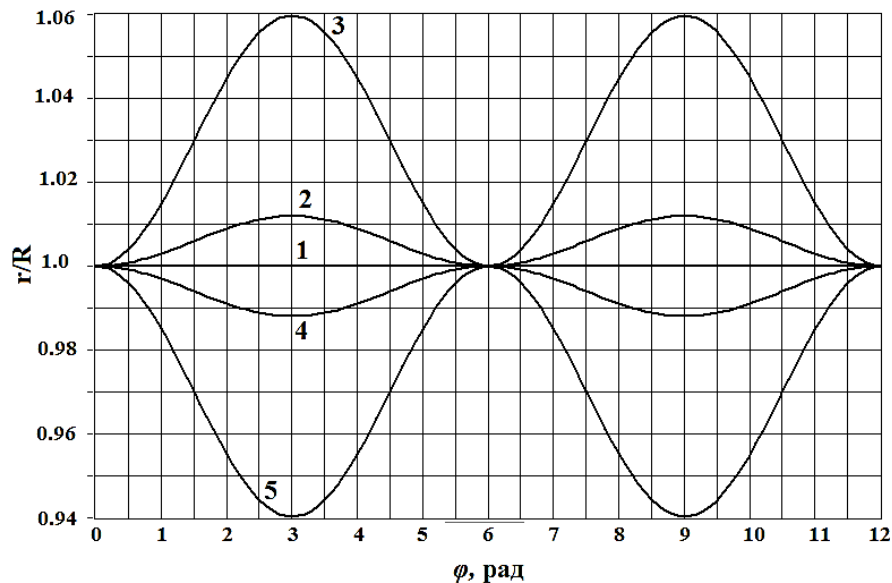


Рисунок 27. Траектории движения ионов разных масс: 1 – $\Delta M/M = 0$; 2 – $\Delta M/M = 0,01$; 3 – $\Delta M/M = 0,05$; 4 – $\Delta M/M = -0,01$; 5 – $\Delta M/M = -0,05$.

Влияние на траекторию движения иона аргона с массой $M = 40$ а. е. м. углового разброса при $R = 0,025$ м, $B = 0,953$ Тл, $W = 0,4$ кэВ демонстрируется на рисунке. 28.

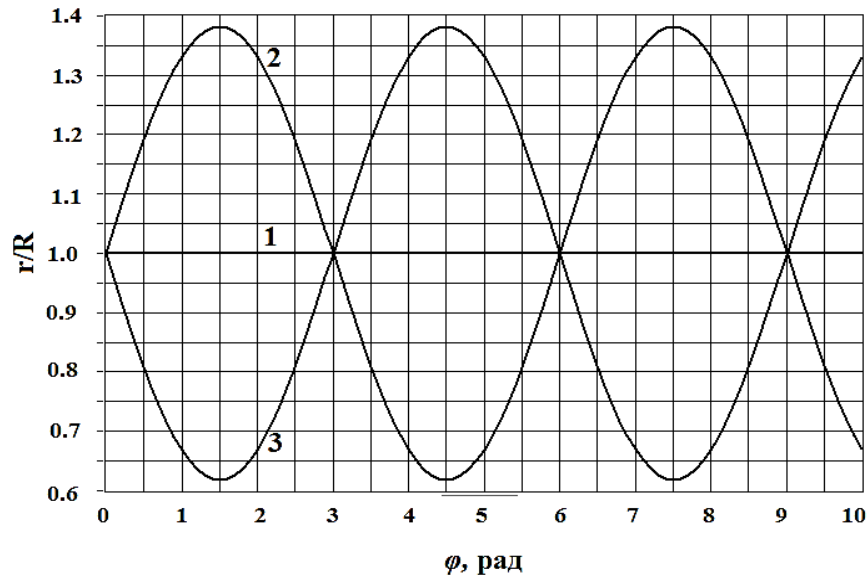


Рисунок 28. Траектории движения иона аргона массы $M = 40$ а. е. м. с разными углами входа при $R = 0,025$ м, $B = 0,953$ Тл, $W = 0,4$ кэВ:
 1 – при $V_r / V = 0$; 2 – $V_r / V = 0,01$; 3 – $V_r / V = -0,01$

На траекториях можно выделить 2 особые точки. На рисунках 27, 28 получено, что максимальное расхождение траекторий вдоль радиуса и фокусировка иона массы M при разных угловых разбросах наблюдаются после поворота на $\varphi \approx 2,9$ рад $\approx 166^\circ$. Следовательно, это оптимальный поворот в полях СФВ с точки зрения максимального разрешения по массам. Кроме того, на рисунке 27 точка, в которой траектории всех ионов разных масс пересекаются (угол ≈ 6 рад) – точка фокусировки, имеющая смысл, если ставится задача (например, в процессе калибровки ГА) транспортировки многокомпонентного потока ионов без разделения по массам.

Была изучена возможность использования гибридного анализатора для измерения спектров многокомпонентных компенсированных ионных пучков по массам и энергиям.

В энергоанализаторе Юза–Рожанского ионы разных масс с наиболее вероятной энергией W_0 движутся по центральной траектории, если

$$W_0 = 0,5qRE_{01}, \quad (11)$$

где q – заряд иона, E_{01} – напряженность электрического поля на центральной траектории; $E_{r_1}(r) = -E_{01}R/r$; $E_{01} = U_1 / R \ln(R_2 / R_1)$, U_1 – разность потенциалов на цилиндрическом конденсаторе анализатора ЮР.

При фиксировании E_{01} ионы разных масс с энергией W_0 приходят по центральной траектории радиуса R на вход СФВ. В СФВ ион m с азимутальной скоростью V_φ будет двигаться по центральной траектории радиус R , если

$$mV_\varphi^2 / R = qE_{02} + qBV_\varphi \text{ или } 2W_0 = Rq(E_{02} + BV_\varphi), \quad (12)$$

где: E_{02} – напряженность электрического поля на центральной траектории в СФВ; $E_{r_2}(r) = -E_{02}R/r$; $E_{02} = U_2 / R \ln(R_2 / R_1)$, U_2 – разность потенциалов на цилиндрическом конденсаторе СФВ.

Подставив W_0 из (11) в (12), получаем

$$E_{01}Rq = Rq(E_{02} + BV_\varphi) \text{ и } V_\varphi = (E_{01} - E_{02}) / B \quad (13)$$

Из этого следует, что ион, вводящий в СФВ с азимутальной скоростью V_φ , для которой выполняется условие (13), будет двигаться по радиусу R , что отражает принцип разделения ионного потока в гибридном анализаторе.

Масса m выделенного иона определяется по формулам

$$m = qE_{01}RB^2 / (E_{01} - E_{02})^2 \quad (14)$$

или

$$m = \frac{qU_1R^2B^2 \ln(R_2 / R_1)}{(U_1 - U_2)^2}. \quad (15)$$

Из выражения (15) следует что при заданных U_1 , B , R , R_1 , R_2 масса m определяется величиной напряжения U_2 .

Для получения спектров ионов по массам фиксируется U_1 (при этом только ионы с определенной энергией $W_0 = 0,5qRE_{01}$ проходят через энергоанализатор ЮР), изменяется разность потенциалов на цилиндрическом конденсаторе СФВ U_2 и регистрируется ток ионов на детекторе $I(U_2)$. Для каждого значения U_2 для обнаруженного «пика» ионного тока рассчитывается масса m иона по выражению (15). Таким образом получается спектр ионов по массам $I(m) = f(m)$.

Анализатор для ПОМС-Е-3 выполнен со следующими параметрами: $B = 0,17$ Тл, $R = 0,025$ м, $R_1 = 0,021$ м, $R_2 = 0,029$ м, угол поворота в анализаторе ЮР $127^{\circ}30'$, в СФВ – 166° ; (как показано на рисунках 29, 30). Результат численного расчета U_2 представлен в таблицах 7, 8.

Таблица 7. Результат расчета U_2 при $W = 1$ кэВ ($U_1 = 645$ В)

| Ион | He ⁺ | N ⁺ | N ₂ ⁺ | Ar ⁺ |
|-----------|-----------------|----------------|-----------------------------|-----------------|
| U_2 (В) | 344 | 485 | 532 | 550 |

Таблица 8. Результат расчета U_2 при $W = 1,5$ кэВ ($U_1 = 968$ В)

| Ион | He ⁺ | N ⁺ | N ₂ ⁺ | Ar ⁺ |
|-----------|-----------------|----------------|-----------------------------|-----------------|
| U_2 (В) | 600 | 771 | 829 | 852 |

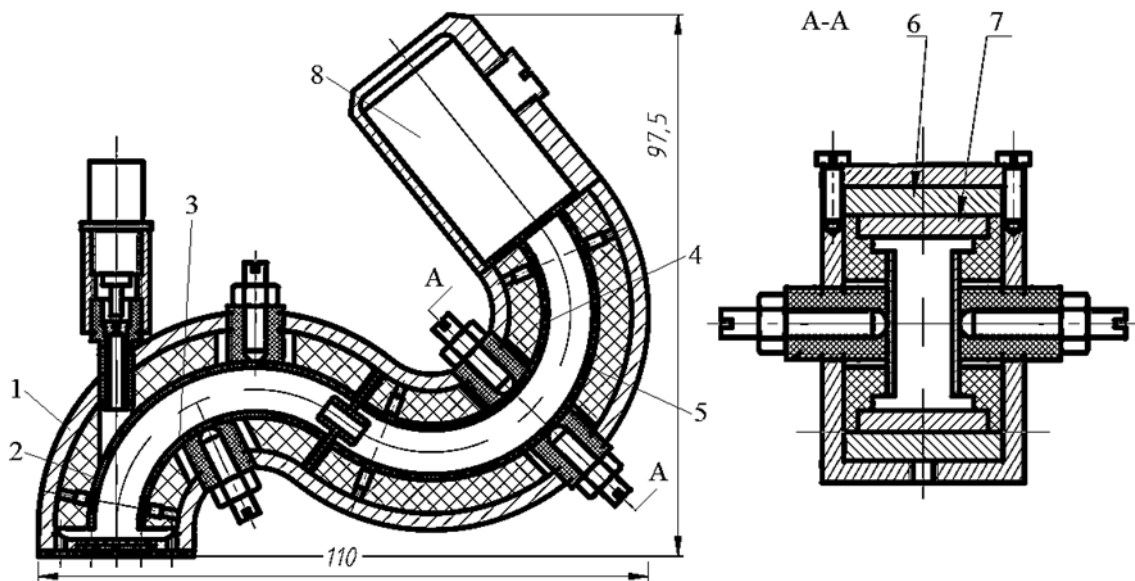


Рисунок. 29. Эскиз сборочного чертежа гибридного анализатора: 1 – корпус; 2-5 – пластины конденсаторов; 6 – магнит; 7 – полюс; 8 – корпус ВЭУ-6-регистратора.

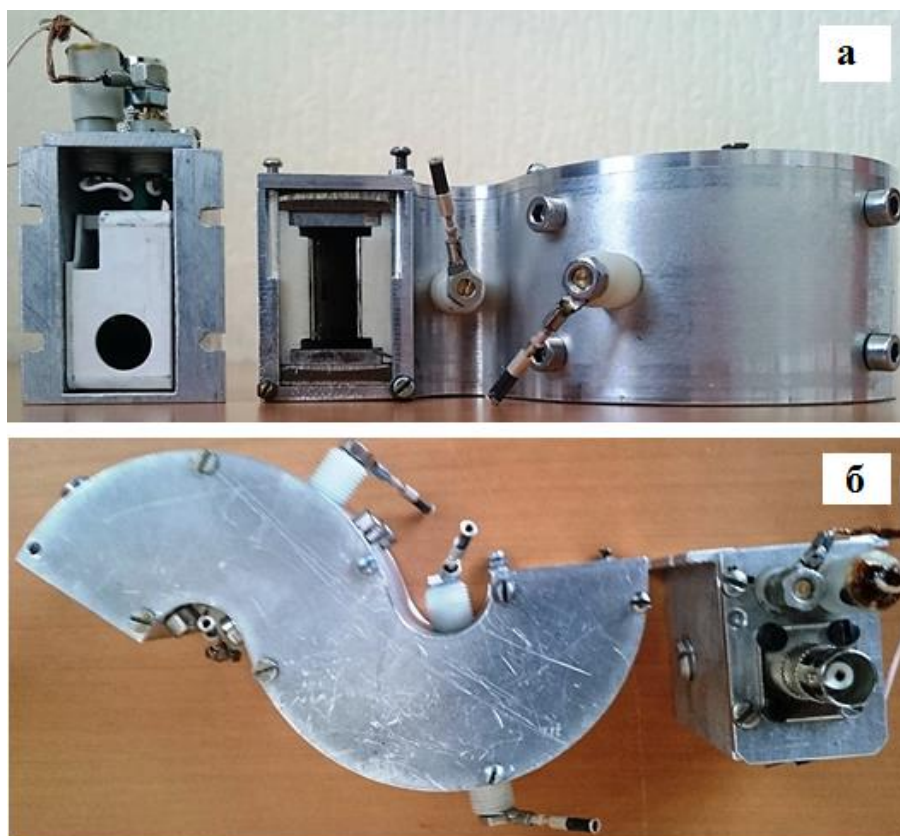


Рисунок 30. Гибридный анализатор: а – внешний вид; б – внешний вид (сверху).

Программа регистрации и первичной обработки сигнала гибридного анализатора многокомпонентного пучка ионов написана в среде программирования LabVIEW 2013 [52]. Пример окна интерфейса программы приведен на рисунке 31.

Программа выполняет задачу регистрации тока ионов с детектора гибридного анализатора и определения расчетным путем массового состава пучка или энергетического спектра ионов. В процессе измерений программа управляет генерацией анализирующих электрических напряжений и регистрацией токов ионов с детектора анализатора с использованием многофункционального прибора NI PXIe-6361. При обработке данных программа может работать в двух режимах: анализ по массам или анализ по энергиям ионов в многокомпонентном пучке.

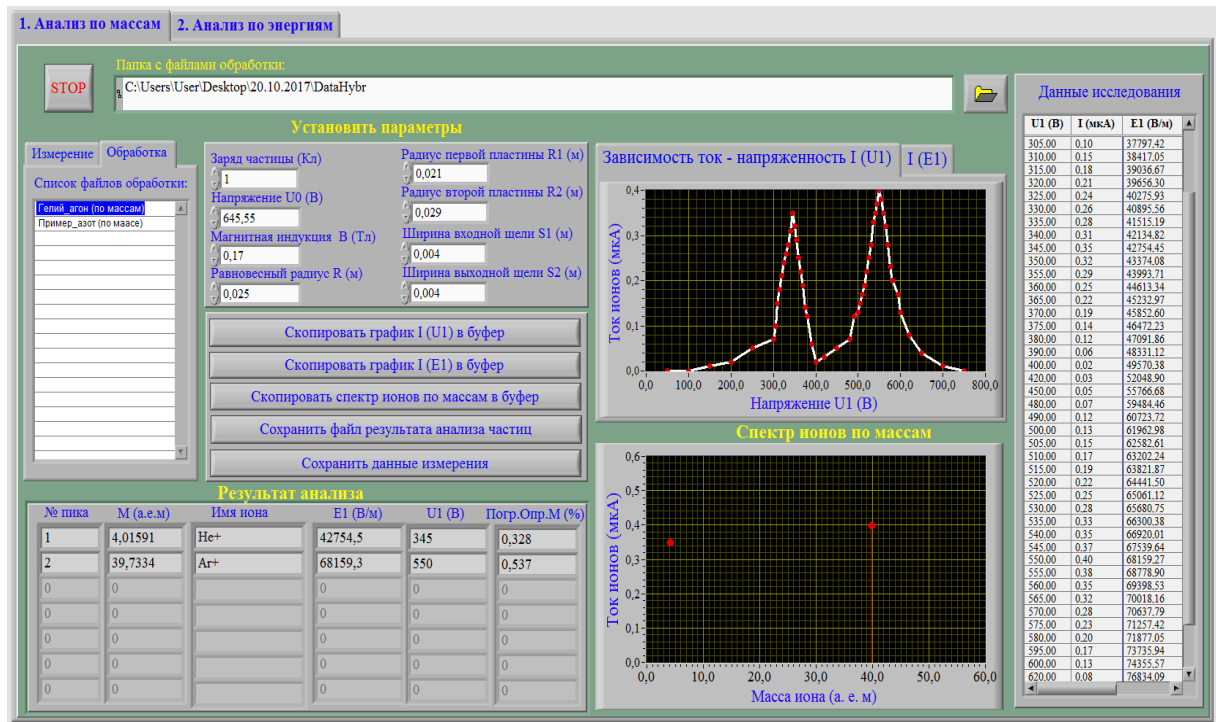


Рисунок 31. Интерфейс программы для ЭВМ регистрации и обработки сигнала гибридного анализатора

В процессе обработки программа выполняет чтение из файла ранее сделанных измерений амплитуд напряжений, определяет напряжение для каждого обнаруженного «пика» ионного тока и рассчитывает массу или энергию иона на основе измерений и входных данных для параметров анализатора и связей (соотношений) между измеряемыми величинами, строит спектр ионов по массам и по энергии. Для спектра по массам программа осуществляет идентификацию сорта иона (элемента таблицы Менделеева) по значениям масс, хранящихся в библиотеке.

Проверка работоспособности анализаторов проводилась на «Калибровочной» установке, которая включает плазменный источник ионов с полым катодом с системой экстракции и фокусировки, магнитный масс-анализатор для выделения, при необходимости, ионов заданной массы и рабочего вакуумного объема, в который «под пучок» помещались испытуемые анализаторы, системы электропитания и регистрации. На рисунке 32 приведен пример измерения спектра по массам трех-компонентного (He^+ , N_2^+ , Ar^+) пучка

ионов при регистрации тока вторично-эмиссионным умножителем ВЭУ-6; $U_{\text{ЮР}} = 640$ В; энергия ионов 1 кэВ; $B \approx 0,2$ Тл; ширины щелей 1,5 мм; зазор между пластинами конденсатора 2 мм; $U_{\text{ВЭУ-6}} = 1000$ В.

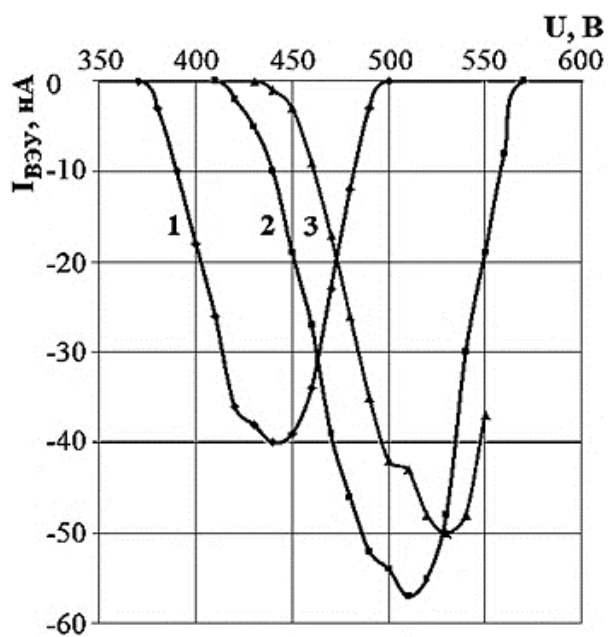


Рисунок 32. Гибридный анализатор. Спектр по массам: 1 – He+, 2 – N₂+,
3 – Ar+.

Глава 3. Экспериментальные результаты исследования разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях

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

Для реализации идеи плазмооптической масс-сепарации в ИРНИТУ была найдена схема сепаратора ПОМС-Е-3 (на рисунке 5), в котором, в принципе, возможно разделение ионов, имеющих любое распределение по энергиям. Он состоит из 3 основных блоков: плазменного ускорителя с анодным слоем (УАС), азимутатора и сепарирующего пространства.

В УАС исследовался самостоятельный стационарный холловский (электроны замагниченные, ионы – нет) $E \times B$ разряд с плоскими анодом и катодом без внешнего источника электронов поджига и поддержания разряда. Осевая межэлектродная линия УАС имеет радиус $R = 90$ мм; радиусы щели в катод-азимутаторе $R_{min} = 87,5$ мм, $R_{max} = 92,5$ мм; расстояние анод-катод $L = 8$ мм, длина катода-азимутатора $\Delta z = 4$ мм. Анод – немагнитный (нержавеющая сталь) электрически изолирован от магнитопровода. Разрядное напряжение U_d изменялось от 200 до 1800 В, ток разряда $I_d \leq 0,3$ А, как и в режиме самостоятельного разряда с проводящими стенками в работах [53, 54]. Катод выполнен из магнитомягкой стали и совмещен с азимутатором; вместе они является частью магнитопровода и находятся под нулевым потенциалом. Вольтамперная характеристика разряда – монотонная линейно возрастающая, присущая аномальному тлеющему разряду. Плотность нейтралов на характер зависимости влияния не оказывает. Ускоритель пристыковывался к вакуумному рабочему корпусу объемом около 1 м^3 . Откачка до остаточного давления $P \approx 10^{-5}$ Торр производилась криогенным насосом. Давление рабочего газа, измеренное на выходе из УАС, изменялось в диапазоне $4 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-4}$ Торр. В этом диапазоне поджигался и устойчиво горел самостоятельный $E \times B$ разряд. Радиальная компонента индукции магнитного поля на аноде B_{rA} изменялась в диапазоне от

10^{-2} до 0,15 Тл; на катоде при этом $B_{rK} = 0,045 - 0,55$ Тл; $dB_r/dz > 0$. Пример расчет магнитного поля УАС в программе Ansys Maxwell показан на рисунках 33 и 34.

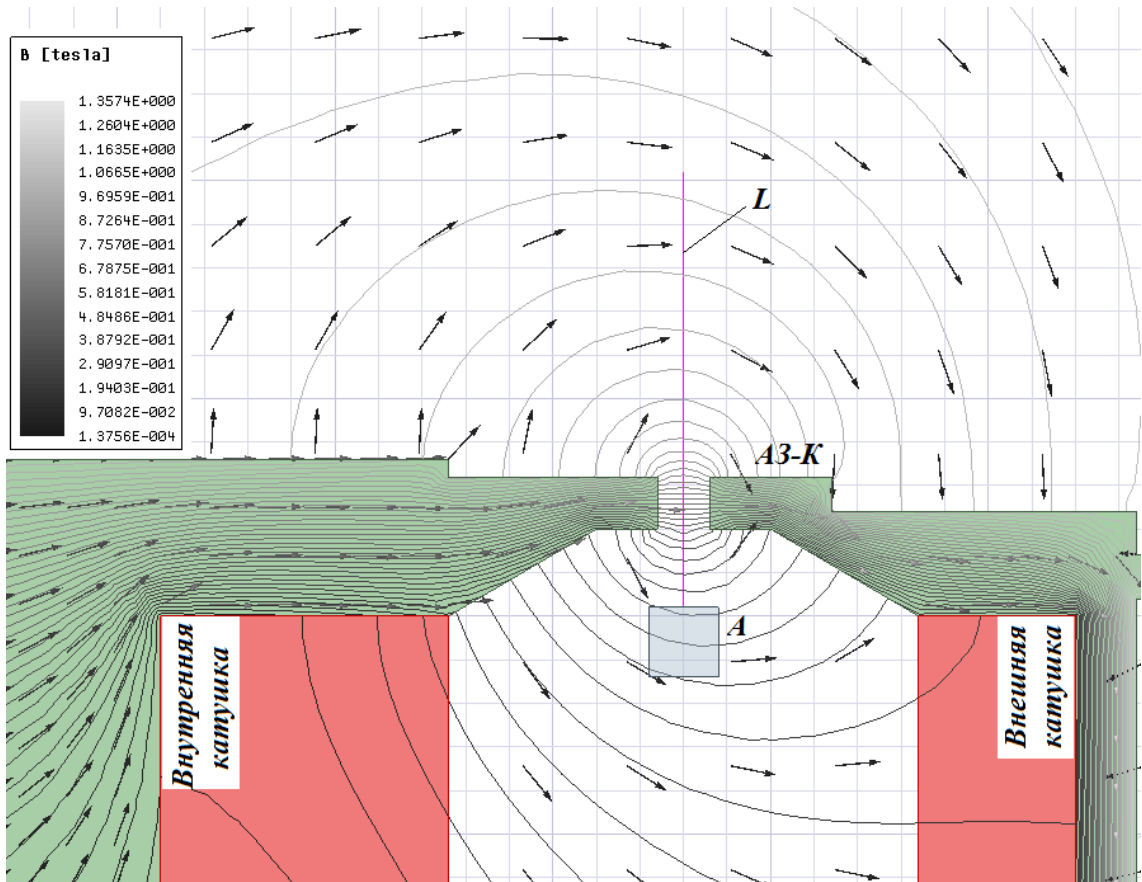


Рисунок 33. Магнитное поле в УАС масс-сепаратора ПОМС-Е-3

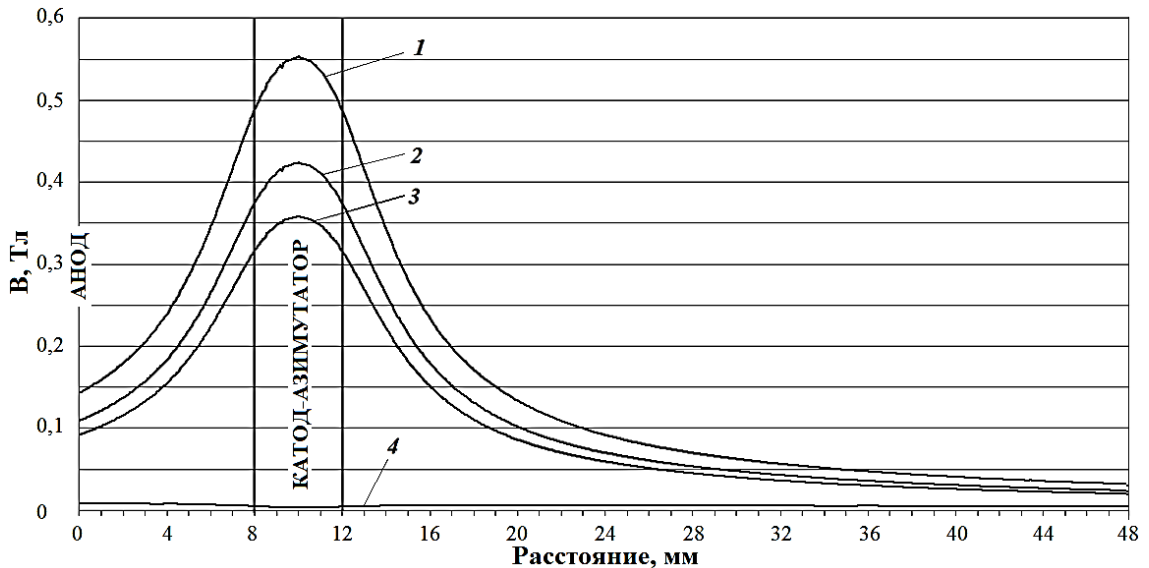


Рисунок 34. Компоненты магнитного поля B_r и B_z на центральной линии L (на рисунке 33) в объёме ПУ при разных токах катушек. 1 – B_r при токах 1,5 и 1,5 А; 2 – B_r – при токах 1 и 1 А; 3 – B_r при токах 1,2 и 0 А; 4 – B_z при токах 1,2 и 0 А

Магнитная индукция по продольному направлению много меньше магнитной индукции по радиальному направлению ($B_z/B_r \ll 1$). В вакуумном сепарирующем пространстве размещены цилиндрические электроды, одновременно выполняющие роль приемников ионов, и охлаждаемая водой катушка длины 630 мм для создания продольного магнитного поля $B_{zСП} = 80 - 120$ Гс. Данное поле ограничивает движение электронов по радиальному направлению, создавая условия для формирования радиального электрического поля, собирающего разделенные ионы на свои приемники. Наряду с цилиндрическими электродами радиусами, соответственно, 46 и 339 мм, в создании радиального электрического поля участвует и система из 13 кольцевых цилиндрических аксиальных электродов, размещенных на торце рабочей камеры и разнесенных на 20 мм друг от друга.

Энергетические распределения ионов в экспериментах измерялись с помощью трехсеточного энергоанализатора с задерживающим потенциалом (ЭЗП) [40], сигналы с которого поступали в систему регистрации, где производилась их первичная обработка аппаратно-программным комплексом [42, 55]. Аппаратное обеспечение комплекса включает комплексный прибор NI PXIe-6361, который содержит персональный компьютер NI PXIe-8115, цифро-аналоговый (ЦАП) и аналого-цифровой (АЦП) преобразователи, позволяет управлять параметрами ЭЗП и регистрировать входные данные и строить кривую задержку ЭЗП. Структурная схема показана на рисунке 8 Программное обеспечение комплекса написано в среде программы LabVIEW. Оно обеспечивает выполнение функции управления задерживающим потенциалом, измерения тока коллектора, из зависимости ток-напряжение (ВАХ) – построение функции

распределения ионов по энергии $f(W) = -\frac{1}{qA} \sqrt{\frac{M}{2W}} \frac{dI}{dW}$ с исключением помех.

Численное интегрирование $f(W)$ давало плотность $n = \int_{W_1}^{W_2} f(W)dW$ и среднюю энергию $W_{av} = \int_{W_1}^{W_2} Wf(W)dW$ ионов (здесь q – заряд иона (полагался 1), M – масса иона, A – относительная масса иона, I – ток с коллектора ЭЗП). Функции

распределения строились по аппроксимированным полиномами или сплайнами кривым задержки ЭЗП. Анализирующее напряжение подавалось от генератора ступенчатого напряжения; длительность ступени $2 \cdot 10^{-2}$ с; на каждой ступени производилось усреднение по 20 измерениям; время измерения полного спектра – около 1 секунды (зависит от величины шага по напряжению и U_d).

Для дальнейшей разработки масс-сепаратора необходимо знать режимы работы системы формирования потока ионов – комплекса УАС-азимутатор ПОМС-Е-3. В третьей главе приводятся результаты исследования разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях, полученные в экспериментах на установке ПОМС-Е-3.

§ 3.2. Особенности разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях

В работе [56] суммированы результаты исследований ускорителя с анодным слоем и компенсированного многокомпонентного пучка ионов первых двух десятилетий работы с ними, когда были выявлены основные закономерности ионизации в анодном слое, прослежена структура и эволюция слоя в зависимости от напряженности магнитного поля, анодного напряжения и плотности нейтралов. Было показано, что при увеличении плотности потока нейтральных атомов j_n и при снижении магнитной индукции B зона ионизации смещается к аноду, а энергия ионов W_i стремится к eU_d . Разрядный ток подавляется возрастающим магнитным полем; есть “критическая” напряженность магнитного поля, которой соответствует максимальная скорость ионов.

Зависимость напряжения зажигания U_i несамостоятельного разряда в скрещенных полях представляла собой «некоторый аналог кривой Пашена» [57]. Падение U_i с ростом индукции магнитного поля B_r наблюдалось с $B_r = 0,005$ Тл до $B_r = 0,018$ Тл, где $U_i = U_{i.min} \approx 220$ В (ксенон, расход газа $Q = 15$ sccm = 1 А). При дальнейшем росте B_r напряжение поджига разряда возрастало.

Аналогичного вида магнитоамперные характеристики наблюдались и для анодного тока [58]. В работе [58] было введено понятие «критического значения

магнитного поля», при превышении которого колебания тока разряда резко увеличивались, и сделано предположение о возможной неустойчивости положения витка холловского тока в разрядном промежутке и его апериодическом движении между анодной и катодной частями разряда.

Вклад в исследование макроскопических характеристик УАС с внешним катодом-компенсатором и металлическими стенками канала внесли японские ученые [59-60]. Измерения проводились вблизи выхода из УАС электростатическими зондами. Показано, что зона ионизации, анодный слой (АС), профили электронной температуры и плотности с ростом индукции магнитного поля сдвигаются в сторону анода. Ток разряда I_d при росте B вначале монотонно падал до критического значения при индукции магнитного поля B_{cr} , после чего начинал возрастать; разряд становился нестабильным [59]. Амплитуда осцилляций I_d вблизи B_{cr} зависела от конфигурации охранных электродов, расположенных на выходе УАС: имеет минимум для параллельной и сходящейся конфигураций и максимум – для расходящейся.

Авторы обзора [61] определяют УАС как ускоритель с замкнутым дрейфом электронов, где генерация ионов и их ускорение (эти две области практически перекрываются) происходит в анодном слое, который может иметь толщину порядка длины разрядного промежутка $L > r_{ce} = (2eU_d/m_e)^{1/2}/\omega_{ce}$ и $L \approx r_{ce} (v_e / v_{ei})^{1/2}$, где r_{ce} , ω_{ce} , e , m_e – электронный циклотронный радиус, электронная циклотронная частота, заряд и масса электрона; v_e – полная частота столкновений электронов; v_{ei} – частота столкновений электронов с ионизацией. Средняя энергия ионов в УАС соответствует 70-90% от eU_d . Плотность тока ионов после их прохождения дрейфовой области с холловским током

$$J_H \approx en_e \int_0^L \frac{E}{B} dz \approx en_e U_d / B \approx j_i (m_i U_d / 2e)^{1/2} / B \quad \text{ограничивается в}$$

квазинейтральном режиме в одномерной МГД-теории только величиной

$$\text{индукции магнитного поля: } j_i = eB_{\max}^2 / 2v_i m_i \mu_0 \quad (m_i - \text{масса иона; } v_i = \left(\frac{2eU_d}{m_i} \right)^{1/2}; \mu_0$$

– магнитная постоянная). В вакуумном режиме в области замкнутого дрейфа, где нет квазинейтральности и $n_e \gg n_i$, $J_{H,\max} \approx \varepsilon_0 e U_d B / 2m_e$. Оптимальной конфигурацией магнитного поля считается случай, когда на центральном диаметре УАС оно почти радиальное. Ему соответствует минимальный ток разряда, состоящий практически только из ионного тока.

Рост индукции магнитного поля в длинном (33 мм) канале УАС приводит к увеличению средней энергии ионов, а рост потока рабочего газа (аргон) приводит к уменьшению средней энергии ионов [62].

Целью наших исследований было изучение возможных режимов работы УАС с использованием наиболее информативных измерений – функций распределения ионов по энергии, что позволило отслеживать за поведением ионного тока, плотности ионов и распределений ионов по энергии непосредственно на выходе из УАС. Основное внимание в работе было уделено выявлению закономерностей и особенностей эволюции функции распределения ионов по энергии и плотности ионов при изменении величины индукции магнитного поля, разрядного напряжения, рабочего давления и рода плазмообразующего газа.

В результате проведения экспериментов с УАС в макете плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3 было найдено, что монотонный рост плотности ионов с $n_{\min} = 1,8 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ при давлении аргона $P_{\min} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$ может изменяться скачком до 16 раз (с 10^{12} до $1,6 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$ – смотри вставку на рисунке 35b) при росте давления лишь в 1,17 раза (с $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ Торр}$ до $1,4 \cdot 10^{-4} \text{ Торр}$). Максимальная плотность в данном кадре $n_{\max} = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$ и полный диапазон изменения плотности $n_{\max} / n_{\min} = 139$. Энергетические спектры ионов при скачке резко сдвигаются в сторону низких энергий: 756 эВ \rightarrow 328 эВ, а наиболее вероятная энергия ионов падает от $W_{m,3} \approx 756 \text{ эВ}$ до $W_{m,4} \approx 328 \text{ эВ}$ (на рисунке 35). Положение АС – зоны ионизации и ускорения, повышенной напряженности электрического поля в УАС при известном разрядном напряжении можно примерно определять в нашем случае по наиболее вероятной энергии в спектре

ионов. Анодный слой в условиях, соответствующих рисунку 35, «прижимается» к аноду с ростом плотности нейтралов на расстояние $D \sim L/3$ (наиболее вероятная энергия $W_{m3} \approx 754$ эВ). Ток ионов мал, так как электроны в данном режиме, в основном, не добираются до прианодной области или их энергия меньше потенциала ϕ ионизации аргона ($\phi_{Ar} \approx 15,5$ эВ). При $P \approx 1,2 \cdot 10^{-4}$ Торр нагрев электронов в плазме обеспечивает им энергию порядка 30 эВ уже в прикатодной зоне, что ведет к экспоненциальному росту сечения ионизации атомов аргона при электронном ударе, перебросу зоны ионизации и ускорения к катоду и скачку плотности ионов.

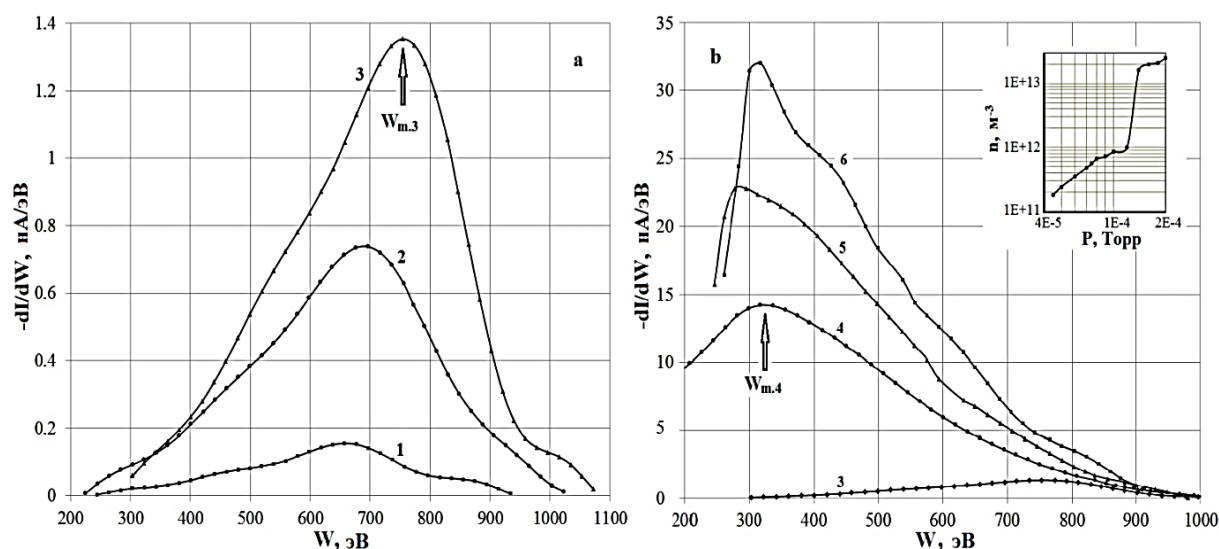


Рисунок 35. Эволюция функции распределения ионов на скачке плотности, показанном во вставке на рисунке 35b: аргон; $B_{rA} = 0,097$ Тл; $U_d = 1100$ В; кривая 1 – $P = 4 \cdot 10^{-5}$ Торр; 2 – $8 \cdot 10^{-5}$; 3 – $1,2 \cdot 10^{-4}$; 4 – $1,4 \cdot 10^{-4}$; 5 – $1,8 \cdot 10^{-4}$; 6 – $2 \cdot 10^{-4}$.

Прыжки АС к катоду наблюдаются и без больших скачков плотности при увеличении давления. Такой случай приведен на рисунке 36, когда плотность изменялась от $3,3 \cdot 10^{11}$ до $7,4 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Анодный слой, соответствующий случаю, проиллюстрированному на рисунке 37, находится изначально вблизи катода (на расстоянии $d \approx L/3$). Энергетические спектры ионов на скачке плотности (вставка на рисунке 37) уходят в сторону низких энергий лишь на 20 эВ: $W_{m.1} \approx 180$ эВ (кривая 1) \rightarrow $W_{m.2} \approx 160$ эВ (кривая 2; АС смещается к катоду) и при дальнейшем

росте давления возвращаются в более высокие энергии ($W_{m.4} \approx 220$ эВ – кривая 4; АС смещается к аноду).

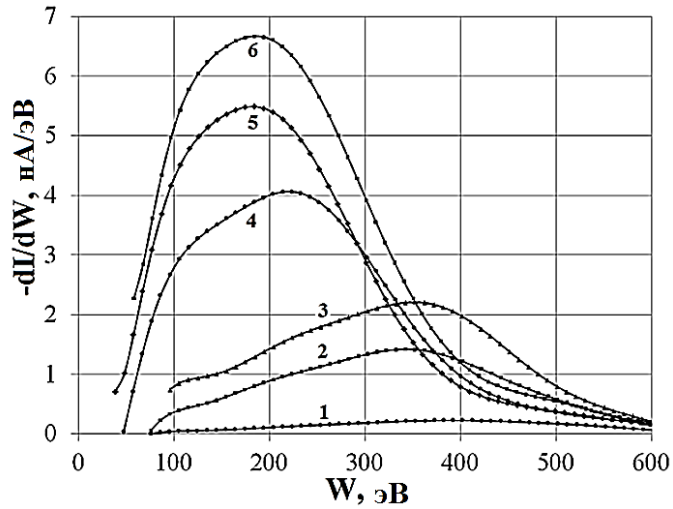


Рисунок 36. Эволюция функции распределения ионов при росте давления: неон; $B_{rA} = 0,03$ Тл; $U_d = 750$ В; кривая 1 – $P = 5 \cdot 10^{-5}$ Торр; 2 – $8 \cdot 10^{-5}$; 3 – $1 \cdot 10^{-4}$; 4 – $1,4 \cdot 10^{-4}$; 5 – $1,8 \cdot 10^{-4}$; 6 – $2 \cdot 10^{-4}$.

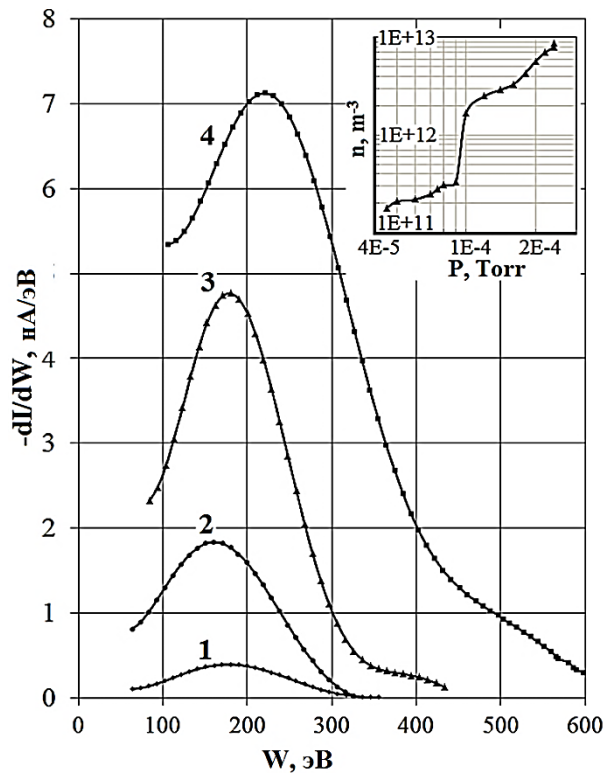


Рисунок 37. Эволюция функции распределения ионов на скачке плотности (вставка на рисунке 37): аргон; $B_{rA} = 0,03$ Тл; $U_d = 590$ В; кривая 1 – $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр; 2 – $1 \cdot 10^{-4}$; 3 – $1,8 \cdot 10^{-4}$; 4 – $2,4 \cdot 10^{-4}$. Вставка: скачок плотности ионов на

выходе УАС в 5,2 раза (с $3,3 \cdot 10^{11}$ до $1,7 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$) при изменении давления от $9 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^{-4}$ Торр: рабочий газ аргон; $U_d = 590 \text{ В}$; $B_{rA} = 0,03 \text{ Тл}$.

Чаще реализуется режим аномального $E \times B$ разряда, когда плотность ионов монотонно, без скачков растет при увеличении давления плазмообразующего газа. Например, в аргоне плотность может изменяться с $n_{min} = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-3}$ до $n_{max} = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ($n_{max}/n_{min} \approx 136$) при росте давления от $2,9 \cdot 10^{-5}$ до $2,2 \cdot 10^{-4}$ Торр, поле $B = 0,097 \text{ Тл}$ и $U_d = 790 \text{ В}$ с небольшими колебаниями наиболее вероятной энергии ионов в АС, расположенном на расстоянии $d \sim L/3$, с уширением спектров до энергий, определяемых разрядным напряжением.

Другим интересным фактом является немонотонная зависимость плотности ионов для трех рабочих газов на выходе УАС от величины индукции магнитного поля при постоянных давлении газа и разрядном напряжении (рисунок 38), наиболее «глубокая» для неона: $n_{max} = 6,3 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$, $n_{min} = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Энергетические спектры неона, измеренные на выходе УАС, по которым вычислена плотность, приведены на рисунке 39.

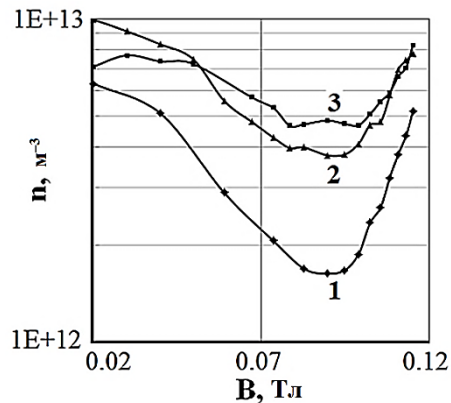


Рисунок 38. Зависимость плотности ионов на выходе УАС от величины индукции магнитного поля на аноде: кривая 1 – неон; 2 – азот; 3 – аргон; $U_d = 1100 \text{ В}$; $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр.

Видно изменение режима горения разряда: происходит уширение анодного слоя на весь разрядный промежуток от низких энергий к энергиям, определяемым разрядным напряжением.

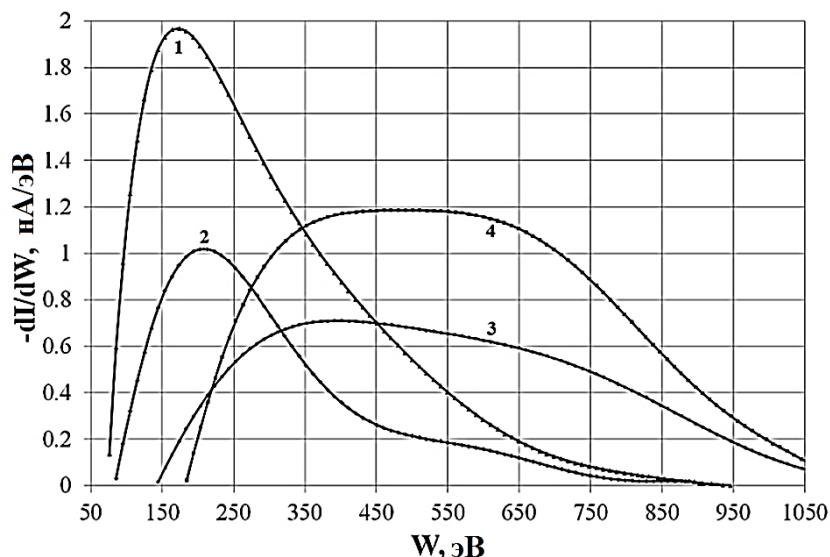


Рисунок 39. Распределения ионов по энергии: кривая 1 – $B_{rA} = 0,02$ Тл; 2 – 0,06; 3 – 0,11; 4 – 0,12; $U_d = 1100$ В; неон; $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр.

Приведенные выше результаты (рисунки 38 и 39) получены при одинаковых токах во внешней и внутренней катушках магнитной системы УАС, когда в промежутке анод-катод магнитное поле было практически радиальным: $B_{zA}/B_{rA} \leq 5\%$. У нас была возможность увеличить это соотношение, последовательно изменяя токи в катушках в одной серии измерений. При этом обнаружился эффект “оптимальной B ”: характер изменения n и W_{av} с ростом индукции магнитного поля становился принципиально другим – при некотором значении B достигался не минимум, а максимум плотности ионов и их средней энергии – рисунки 40, 41. Отношение плотностей ионов в максимуме (“оптимум B ” при $B_{rA} \approx 0,066$ Тл; кривая 2) и минимуме ($B_{rA} \approx 0,083$ Тл; радиальное магнитное поле; кривая 1) $n_{0,083}/n_{0,066} \approx 4,1$.

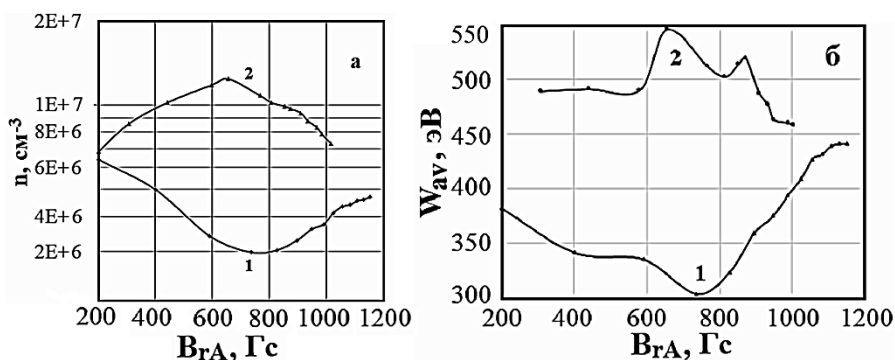


Рисунок 40. Неон; $U_d = 1100$ В; $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр. а: зависимость плотности ионов на выходе УАС от величины индукции магнитного поля на аноде: кривая 1 – $B_z/B_r \leq 0,05$; 2 – $B_z/B_r > 0,05$. б: средняя энергия ионов как функция индукции магнитного поля на аноде: кривая 1 – $B_z/B_r \leq 0,05$; 2 – «оптимальный» режим; также $B_z/B_r > 0,05$.

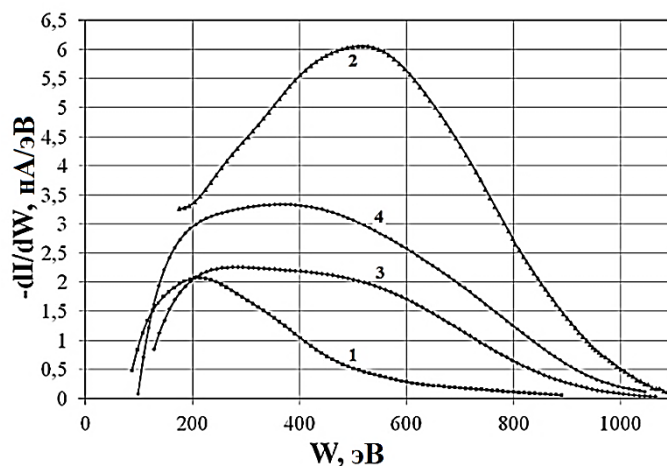


Рисунок 41. Энергетические спектры ионов на выходе УАС, соответствующие данным рисунка 40: кривые 1, 3 – равные токи в катушках, B_{rA} , соответственно, равна 0,083 Тл и 0,115 Тл; кривые 2, 4 – разные токи в катушках, B_{rA} , соответственно, равна 0,066 Тл и 0,102 Тл; неон; $U_d = 1100$ В; $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр.

В подписи к рисунку 40 мы обращаем внимание на соотношение продольной и радиальной компонент магнитного поля в разрядном промежутке. Кроме того, мы вводим понятие «оптимальный» режим. Для нас здесь это означает, что при найденной в процессе подстройки режима разряда величине B_z/B_r ток ионов, приходящих на коллектор ЭЗП, максимальный.

На рисунке 42 показано увеличение плотности ионов в оптимальном режиме (при оптимальной индукции магнитного поля). В максимуме $n_{opt}/n \approx 5,05$. При этом зарегистрированы наибольшие значения $\Delta B = \Delta B_{max} = B_{A0} - B_{A,opt} \approx 0,017$ Тл и $(B_z/B_r)_{max} \approx 0,2$. Видно, что достигаемые «скачки» (на рисунке 42 это в 5,5 раза) значительно превышают показанные на рисунке 40а.

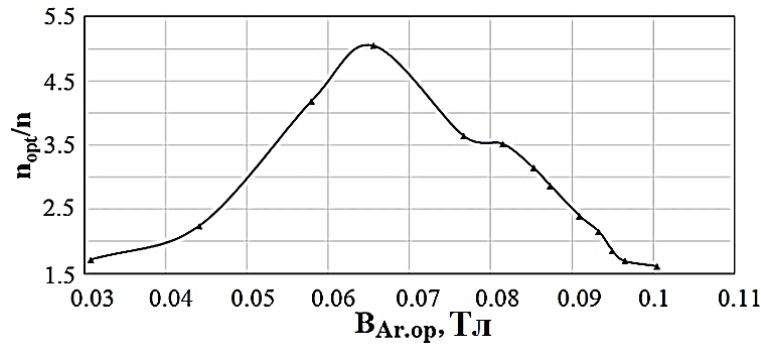


Рисунок 42. Скачки плотности при оптимальном (максимальный ток ионов на коллектор ЭЗП) магнитном поле.

Поведение спектров ионов по энергии в области «оптимального скачка плотности» показано на рисунке 43. Наряду с явным возрастанием плотности, виден и сдвиг функции распределения как целого в область высоких энергий (увеличение W_{av}).

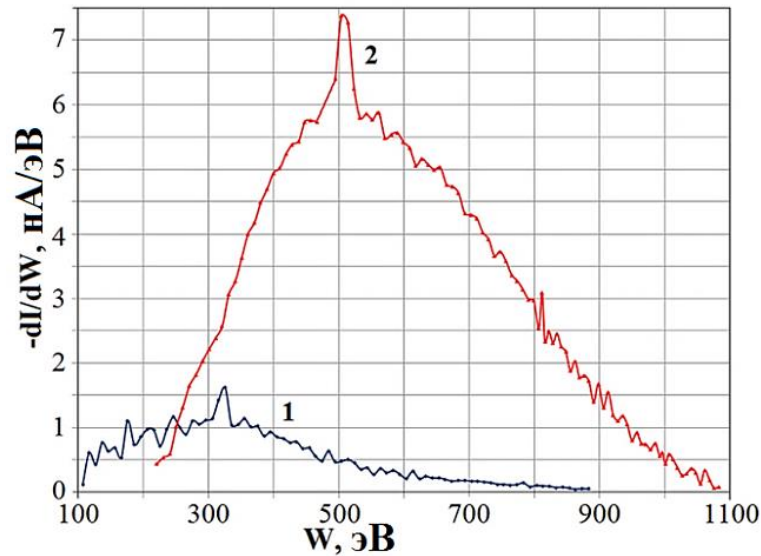


Рисунок 43. Спектры ионов по энергии: кривая 1 – $B_{rA} = 0,083$ Тл; $B_{zA} = 0,0087$ Тл; $B_z/B_r \approx 0,1$; кривая 2 – «оптимальный» режим: $B_{rA} = 0,066$ Тл; $B_{zA} = 0,013$ Тл; $B_z/B_r \approx 0,2$; $n_{opt}/n \approx 5,05$.

Параметры разряда в процессе роста индукции магнитного поля могут изменяться и более драматично. На рисунке 44 демонстрируется такой случай: при радиальном магнитном поле (кривая 1; $I_1 = I_2$) плотность ионов при росте B_{rA} от 0,099 Тл до 0,108 Тл падает в 3,4 раза. Когда «оптимальная B » (кривая 2; $I_1 \neq I_2$)

при росте B_{rA} от 0,085 Тл до 0,087 Тл плотность падает в 4 раза, подчеркивая пороговый характер процессов в плазме УАС.

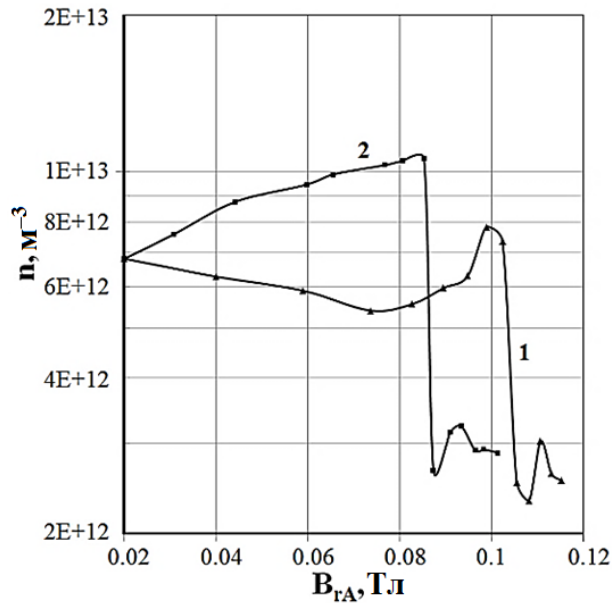


Рисунок 44. Зависимость плотности ионов на выходе УАС от величины индукции магнитного поля на аноде: кривая 1 – равные токи в катушках; 2 – разные токи в катушках; аргон; $U_d = 1100$ В; $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр.

Спектры ионов по энергии меняются для данных двух случаев подобно: АС “прыгает” в прианодную область – смотри рисунок 45.

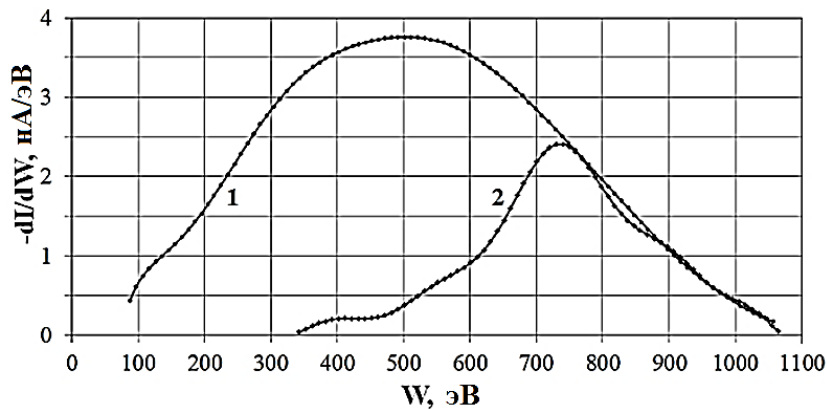


Рисунок 45. Энергетические спектры ионов на выходе УАС (соответствуют данным для кривой 2 рисунка 44 – “оптимальная B ”): кривая 1 – $B_{rA} \approx 0,084$ Тл; кривая 2 – $B_{rA} \approx 0,087$ Тл; аргон; $U_d = 1100$ В; $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр.

Если не делать аппроксимацию кривых задержки ЭЗП, то можно увидеть тонкую энергетическую структуру спектров: пространственно ограниченные, оценка дает аксиальный размер порядка десятых долей мм, стационарные области с большой E_z – один или два изомагнитных скачка потенциала, которые являются генераторами скачков плотности ионов. На энергетических спектрах они проявляются в виде всплесков функции распределения в узких энергетических диапазонах. Изомагнитные скачки «передвигаются» вместе со спектром вверх или вниз по энергии, когда изменяется индукция магнитного поля. Наблюдаются они как при одинаковых токах в катушках магнитной системы УАС (во всем исследованном диапазоне магнитных полей – рисунок 46а; $B_z/B_r \leq 0,05$), так и разных (только при наибольших значениях B_{rA} – рисунок 46б; $B_z/B_r > 0,05$). Относительная амплитуда ионного тока в скачках от $\sim 30\%$ до $\sim 80\%$ от полного тока на выделенной энергии. Примеры спектров с одним изомагнитным скачком приведены на рисунке 47а; на рисунке 47б дан фрагмент спектра с двумя изомагнитными скачками.

Было показано, что разрядный ток, полный ток ионов и плотность ионов ведут себя одинаково при изменении магнитного поля, что совпадает с данными [58, 59]. Можно во всех случаях говорить о наличии B_{cr} (рисунок 38), которая является граничной между падающей и растущей ветвями зависимости $n = f(B_r)$. Объяснить рост плотности ионов после B_{cr} только «включением» колебаний, как мы полагаем, нельзя. Диффузия электронов (электроны определяют плотность ионов) при этом изменится с $\sim 1/B^2$ (классическая) на $\sim 1/B$ (аномальная), что приведет к небольшому скачку n , а затем вновь будет происходить монотонное уменьшение плотности ионов. После B_{cr} изменяется, как мы видим по функциям распределения ионов по энергии, режим, зона горения $E \times B$ разряда – он захватывает практически всю область между анодом и катодом, происходит генерация ионов на всем разрядном промежутке (рисунок 39).

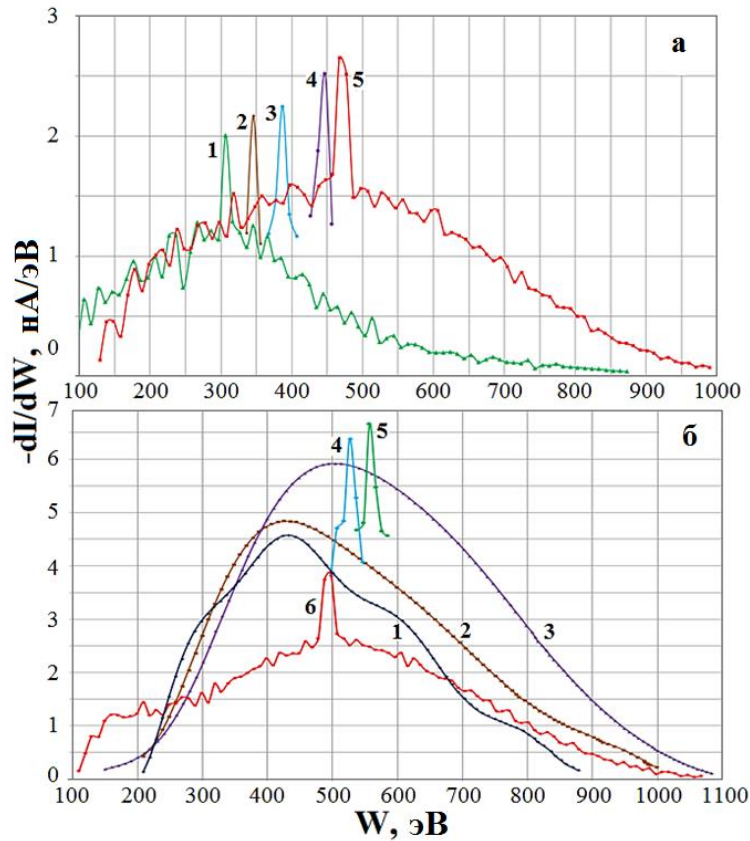


Рисунок 46. Эволюция спектров и изомагнитных скачков при росте индукции магнитного поля. Неон, $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр, $U_d = 1100$ В. **а:** $B_z/B_r \leq 0,05$, кривая 1 – $B_{rA} = 0,074$ Тл; 2 – 0,09 Тл; 3 – 0,099 Тл; 4 – 0,106 Тл; 5 – 0,12 Тл. У спектров 2-4 оставлены только изомагнитные скачки. **б:** $B_z/B_r > 0,05$; кривая 1 – $B_{rA} = 0,038$ Тл; 2 – 0,044; 3 – 0,066; 4 – 0,08; 5 – 0,087; 6 – 0,1. У спектров 4, 5 оставлены только изомагнитные скачки.

Но зависимости, аналогичные приведенным на рисунке 38 и в [58, 59], не единственно возможные. Есть $E \times B$ разряды с кривой $n = f(B_r)$, имеющей максимум (кривая 2 на рисунке 40). Как оказалось, разница между этими двумя принципиально отличающимися случаями обусловлена изменением направления силовых линий магнитного поля: для известных данных и наших результатов, приведенных на рисунке 38, магнитное поле практически радиальное с $B_{zA}/B_{rA} \leq 5\%$; для зависимости с максимумом – $10\% \leq B_{zA}/B_{rA} \leq 15\%$ (кривая 2 на рисунке 40). Выявлена, таким образом, сильная чувствительность $n = f(B_r)$ к величине

продольной компоненты магнитного поля, совпадающей по направлению с разрядным («внешним») электрическим полем.

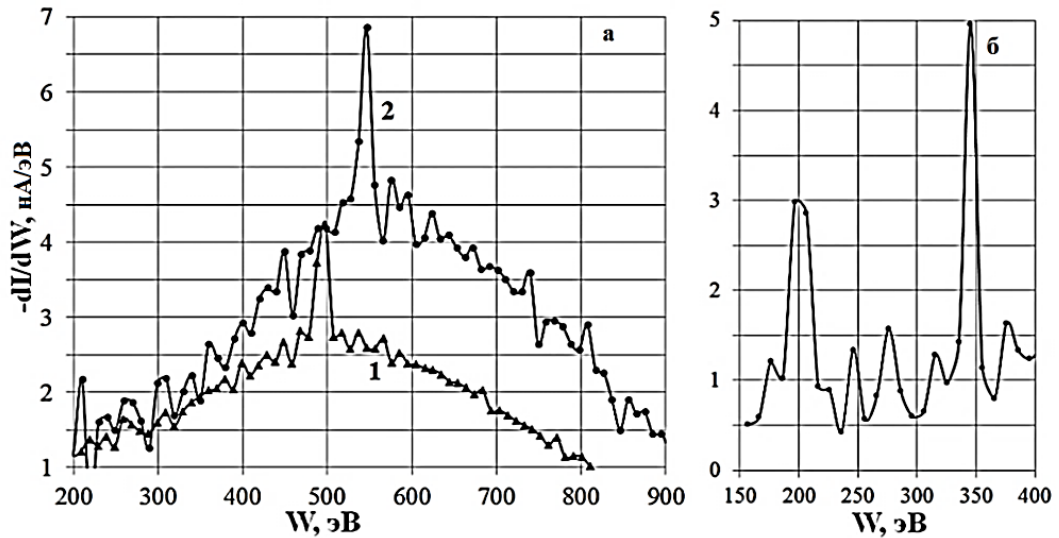


Рисунок 47. Энергетические спектры ионов на выходе TAL. $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр; $U_d = 1100$ В; а – неон; кривая 1: $B_{rA} \approx 0,099$ Тл; кривая 2 – $B_{rA} \approx 0,085$ Тл; $I_1 \neq I_2$; б – аргон; $U_d = 1100$ В; $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр; $B_{rA} \approx 0,099$ Тл; $I_1 = I_2$.

Говоря о причинах генерации изомагнитных скачков, можно назвать предположение о возможном нарушении стационарности витка холловского тока (что не может быть не связано с положением АС) и его аperiodическим движением между катодной и анодной частью разряда высказывалась авторами работы [63]. Причиной нестационарности в [63] называлось дополнительное электрическое поле в анодной плазме, инициируемое ионизационными автоколебаниями.

В холловской плазме с $E \times B$ дрейфом, где дестабилизирующими факторами являются дрейфовый поток электронов, поток ионов поперек магнитного поля и градиенты поперек магнитного поля плотности, электронной температуры и магнитного поля, возможна раскачка многих видов колебаний, из которых основными [64] считаются ионнозвуковые, нижнегибридные, анти-дрейфовые. Электронно-циклотронная дрейфовая неустойчивость (ЭЦДН) представляет интерес с точки зрения нагрева электронов: температура электронов может возрастать от $T_e = 0,001$ эВ до 20 эВ за время нескольких обратных инкрементов γ^-

$^1 \approx \omega_{LH}^{-1}$, где ω_{LH} – нижнергибридная частота [65]. Это, с одной стороны, увеличивает подвижность электронов поперек магнитного поля, с другой, выводит температуру электронов на уровень потенциала ионизации рабочих газов, когда начинается экспоненциальный рост сечения ионизации. Поэтому ЭЦДН – одна из кандидатов на «пороговый» процесс, ответственный за прыжки анодного слоя.

Вариант объяснения резких изменений хода зависимостей $n = f(B)$, приведенных на рисунках 35, 36, 44, вероятно, нужно искать вновь в причине, заставившей АС прыгнуть в прианодную область (например, рисунок 45). Такие изменения, мы полагаем, происходят в зоне с более высоким градиентом потенциала (аксиального электрического поля), где могут локализоваться наиболее неустойчивые собственные моды нелокальных градиентно-дрейфовых неустойчивостей холловских $E \times B$ разрядов [66]. В рамках работы [66] можно попытаться объяснить и спектры, приведенные на рисунке 39 (кривые 3, 4), рисунке 41 (кривые 2-4), когда ионизация и ускорение ионов происходит практически на всей длине разрядного промежутка. В [66] для этого «предлагаются» режимы раскачки градиентно-дрейфовых неустойчивостей с более низкими инкрементами, некоторые моды которых распространяются из локально неустойчивых областей в локально устойчивые.

Широкий спектр возможных неустойчивостей в зоне $E \times B$ разряда предполагает сосуществование нескольких типов колебаний с различными частотами и длинами волн. Кроме того, и в спектре колебаний одной из неустойчивостей – ЭЦДН явно выделяются колебания с высокой напряженностью электрического поля и не слишком различающимися частотами: ω_{LH} , ω_{pi} , $2\omega_{pi}$, $3\omega_{pi}$ [67]. Возможно на этом пути можно найти интерпретацию для природы изомагнитных скачков, приведенных на рисунках 46, 47.

В данной работе была предложена пилотная теоретическая модель, в которой учтено влияние рассеяния и столкновений электронов с нейтралами с ионизацией, диффузия электронов вдоль и поперек магнитного поля для объяснения некоторых экспериментальных результатов.

В рассматриваемых экспериментах плотность n заряженных частиц в $E \times B$ разряде $n \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$, так что можно сказать, что между анодом и катодом будет сохраняться практически линейное распределение электрического потенциала. Действительно, плотность заряженных частиц какого-либо знака n_{cr} , при которой пространственный заряд будет существенно влиять на распределение потенциала, можно оценить так:

$$n_{cr} = \frac{\varepsilon_0 \varphi_A}{e \Delta^2}, \quad (16)$$

где Δ – расстояние между анодом и катодом; φ_A – потенциал анода; ε_0 – электрическая постоянная; e – элементарный заряд. Для условий эксперимента $n_{cr} = 5 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$ при $\Delta = 1 \text{ см}$, $\varphi_A = 1 \text{ кВ}$, а экспериментально измеренная плотность ионов на выходе из разрядного промежутка составляет $n_i \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3} \ll n_{cr}$. Поэтому будем считать, что электрическое поле E_0 между анодом и катодом является вакуумным $E_0 = \varphi_A / \Delta$, а электроны и ионы будут двигаться в заданных постоянных полях $E_x(x) = E_0$ и $B_z(x) = B$ – одномерное рассмотрение; координата x направлена вдоль электрического поля.

Разрядный ток вдоль оси x остается постоянным:

$$j_i + j_e = \text{const}, \quad (17)$$

где $j_e = -en_e u_{ex}$ – электронный ток; $n_e(x)$ – плотность электронов; $u_{ex}(x)$ – компонента направленной скорости электронов вдоль оси x ; j_i – ионный ток. Плотность тока электронов поперек магнитного поля находится как $j_e = \sigma_{\perp} E_0$ где $\sigma_{\perp} = \frac{\sigma_{\parallel}}{\omega_{Be}^2 \tau_a^2}$ – проводимость поперек магнитного поля; $\tau_a = [n_a \sigma_a u_{Te}]^{-1}$ – время между столкновениями электронов; $u_{Te}(x)$ – тепловая скорость электронов; n_a – плотность нейтралов; σ_a – сечение рассеяния электронов на нейтралах; $\sigma_{\parallel} = \frac{e^2 n_e \tau_a}{m}$ – проводимость вдоль магнитного поля; m – масса электрона. Выражение для направленной скорости электронов получается таким:

$$u_{ex}(x) = -\frac{qn_a \sigma_a E_0 u_{Te}(x)}{m \omega_{Be}^2}. \quad (18)$$

Используя (17), получим

$$\frac{1}{e} \frac{dj_i}{dx} = \frac{d(n_e u_{ex})}{dx} = n_e v_i, \quad (19)$$

где $v_i = n_a \sigma_i u_{Te}$ – частота столкновений электронов с ионизацией; $\sigma_i = f(T_e)$ – сечение ионизации, зависящее от температуры электронов. Из (18) и (19) получим:

$$\frac{d}{dx} \ln(n_e u_{Te}) = - \frac{\sigma_i}{\sigma_a} \frac{m \omega_{Be}^2 \Delta}{e \varphi_A}. \quad (20)$$

Рассмотрим процесс образования ионов. Ионы рождаются в некоторой точке с координатой x , имея скорость $u_{ix} = 0$, с функцией распределения $f_i(u_{ix}=0, x)$, а затем ускоряются в электрическом поле E_0 . Поток ионов в точке x можно записать так:

$$Q_i(x) = \int_0^{\sqrt{2e/M(\varphi_A - \varphi)}} f_i(u_{ix}, x) u_{ix} du_{ix}. \quad (21)$$

Перейдем к переменной $\varphi = \varphi(x)$. Тогда функция распределения ионов в точке x при нулевой скорости u_{ix} запишется следующим образом: $f_i(u_{ix}=0, x) = f(e\varphi)$. Для ненулевой скорости ионов $f_i(u_{ix}, x) = f(\xi)$, где

$$\xi = e\varphi + M u_{ix}^2 / 2. \text{ При этом } e\varphi(x) \leq \xi \leq e\varphi_A. \text{ Отметим, что } \frac{\partial f_i(u_{ix}, x)}{\partial x} = \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{de\varphi}{dx}.$$

Пользуясь (21), найдем скорость изменения потока:

$$\frac{dQ_i}{dx} = - \frac{e}{M} \frac{d\varphi}{dx} f_i(u_{ix}=0, x) = - \frac{e}{M} \frac{d\varphi}{dx} f[\varphi(x)]. \quad (22)$$

$$\text{Согласно (19) получим: } f_i(u_{ix}=0, x) = f(e\varphi) = \frac{n_a M n_e(\varphi) \sigma_i(\varphi) u_{Te}(\varphi)}{eE(\varphi)}.$$

В нашем случае $E(\varphi) = E_0$ и $\varphi(x) = \varphi_A - \frac{\varphi_A}{\Delta} x$.

Можно получить выражение для плотности ионов в точке x :

$$n_i(x) = n_a \sqrt{\frac{M\Delta}{2e\varphi_A}} \int_0^x \frac{n_e(\Delta - x + t) u_{Te}(\Delta - x + t) \sigma_i(\Delta - x + t)}{\sqrt{t}} dt. \quad (23)$$

При $x = \Delta$ плотность ионов найдется так:

$$n_i(\Delta) = n_a \sqrt{\frac{M\Delta}{2e\varphi_A}} \int_0^\Delta \frac{n_e(t)u_{Te}(t)\sigma_i(t)}{\sqrt{t}} dt. \quad (24)$$

Соотношения (20), (23) и (24) дают распределения $n_e(x)$ и $n_i(x)$, которые содержат зависимость от температуры электронов, определяющей и сечение ионизации. Не будем рассматривать здесь уравнение баланса энергии для электронов; учтем для них энергетический баланс лишь качественно. Если не учитывать охлаждение электронов из-за выноса их с тепловой скоростью вдоль магнитного поля на стенки разрядного канала, то на расстоянии Δx электроны приобретут энергию $\Delta\xi = e\varphi_A \Delta x / \Delta$. Чтобы набрать энергию ξ_i , достаточную для ионизации, электроны должны пройти расстояние $\Delta x_i = \xi_i \Delta / e\varphi_A$. Время, за которое они пройдут это расстояние, $t_{\Delta xi} = \Delta x_i / u_{ex} = \frac{\xi_i \Delta}{e\varphi_A} \frac{m\omega_{Be}^2}{en_a \sigma_a E_0 u_{Te}}$. Время охлаждения

электронов $t_C \approx \frac{\Delta r}{u_{Te}}$, где Δr – расстояние до стенок разрядного канала. Если $t_C < t_{\Delta xi}$, то электроны не могут приобрести энергию, достаточную для ионизации, и σ_i будет малой величиной. Условие $t_C < t_{\Delta xi}$ выполняется, если

$$\Delta r < \frac{\xi_i \Delta^2 m \omega_{Be}^2}{e^2 \varphi_A^2 n_a \sigma_a}. \quad (25)$$

С помощью неравенства (25) можно объяснить эффект резкого уменьшения плотности ионов на катоде при увеличении магнитного поля, когда плотность нейтралов фиксированная (смотри на рисунке 44). Если разряд горит при таких параметрах, когда условие (25) не выполняется, температура электронов превысит энергию ионизации уже недалеко от катода; везде в разрядном промежутке энергия электронов будет достаточной для ионизации нейтралов. В энергетическом спектре ионов у катода будут присутствовать в большом количестве низкоэнергетичные ионы, рожденные вблизи катода, и плотность ионов у катода будет большой из-за интенсивного процесса ионизации. Далее, если при фиксированной n_a увеличивать магнитное поле или при фиксированном магнитном поле уменьшать концентрацию нейтралов, возникнут условия для выполнения неравенства (25). При этом вблизи катода ионизация прекращается.

Если при приближении к аноду уменьшается магнитное поле (или увеличивается расстояние до стенок Δr), то условие (25) перестает выполняться и ионизация около анода становится возможной. Слой ионизации перемещается к аноду и распределение ионов по энергии смещается в сторону высоких энергий. При этом плотность ионов возле катода заметно падает из-за отсутствия процесса ионизации на основной части разрядного промежутка.

Плотность ионов, согласно (20) и (24), определяется плотностью электронов в прикатодном слое, которую можно оценить следующим образом. Будем считать, что поток электронов образуется за счет эмиссии с катода. Этот поток, несмотря на изменение в широких пределах параметров разряда, будем считать постоянным и равным Q . Считаем, что электроны вылетают с катода с малыми скоростями. Тогда они поворачивают назад на расстоянии магнетронной поверхности от катода:

$$x_c = \frac{2eE_0}{B\omega_{Be}} = \frac{2e\varphi_A}{m\omega_{Be}^2\Delta}. \quad (26)$$

Проходят электроны это расстояние за время $\Delta t \approx 1/\omega_{Be}$. Среднюю плотность электронов $n_{e\Delta}$ в «магнетронном» слое можно найти так:

$$n_{e\Delta} = \frac{Q\Delta t}{x_c} = Q \frac{\omega_{Be}\Delta m}{2e\varphi_A}. \quad (27)$$

Согласно (27), при увеличении B плотность электронов в прикатодном слое растет. С учетом этого, можно объяснить экспериментальную зависимость (см. рисунок 40а) плотности ионов у катода при изменении магнитного поля. Плотность ионов у катода определяется двумя противоположными эффектами. Первый эффект приводит к увеличению плотности ионов $n_i(\Delta)$ за счет увеличения плотности электронов $n_{e\Delta}$ при росте магнитного поля. Второй эффект приводит к уменьшению $n_i(\Delta)$ за счет уменьшения температуры электронов при росте магнитного поля.

Из эксперимента известно, что если в области $E \times B$ разряда есть внешняя продольная (вдоль оси x) компонента магнитного поля, то характер зависимости плотности ионов у катода от магнитного поля меняется (рисунок 40б). Теперь

расстояние «выноса» энергии электронов вдоль магнитного поля увеличивается. Это приводит к тому, что энергия электронов слабо изменяется при увеличении магнитного поля и основным эффектом становится увеличение плотности ионов $n_i(\Delta)$ за счет увеличения плотности электронов $n_{e\Delta}$ согласно (9). При дальнейшем увеличении магнитного поля энергия электронов начинает падать быстрее, что ведет к уменьшению $n_i(\Delta)$.

Если продольная компонента магнитного поля отсутствует, то увеличение магнитного поля ведет к уменьшению энергии электронов и начинает преобладать эффект уменьшения плотности ионов $n_i(\Delta)$. Начиная с какой-то величины B , энергия электронов прекращает уменьшаться и остается на некотором постоянном уровне, а при дальнейшем увеличении B будет наблюдаться рост плотности ионов $n_i(\Delta)$ за счет увеличения плотности электронов $n_{e\Delta}$.

§ 3.3. Формирование потенциала потоком плазмы в магнитном барьере

Для плазмооптической масс-сепарации [3] эффективность метода определяется производительностью источника плазмы и ограничивается потерями в области с поперечным к потоку плазмы магнитным полем азимутатора, являющегося одним из основных элементов масс-сепаратора ПОМС-Е-3 [14-16]. Динамическое давление моноэнергетического плазменного потока $2n_0W_0$, где n_0 и W_0 – плотность и энергия ионов, сравнивается с давлением магнитного поля азимутатора $B^2/8\pi$ при плотности ионов $N_d = B^2/(16W_0)$. Плотность ионов n_0 в наших экспериментах на макете плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3 $n_0 \ll N_d$, и отношение динамического давления к давлению магнитного поля $\beta \ll 1$. Прохождение такого осесимметричного плазменного потока через магнитный барьер (МБ) за счет дрейфа при поляризации плазмы (возникновения электрического поля) в направлении, перпендикулярном магнитному полю и направлению движения [68-70], не реализуется, так как магнитное поле азимутатора радиальное, а поляризация по

замкнутой угловой координате невозможна. Если плотность в плазменном потоке n_0 превышает величину $N_q = B^2/(8\pi mc^2)$, то при поляризации вдоль скорости потока в отсутствие электронных столкновений плазма при движении в магнитном барьере сохраняет квазинейтральность и проникает в МБ на расстояние гибридного ларморовского радиуса $\rho_h = \sqrt{2W_0 mc^2}/(eB)$ [71]; здесь m – масса электрона, c – скорость света. В случае, когда $Q^2 = N_q/n_0 \gg 1$, что соответствует нашим экспериментам, электроны проникают в МБ на расстояние $\rho_e = \max(\rho_h/Q, \rho_e)$, а ионы – на расстояние $\rho_i = \rho_h Q$, здесь $\rho_e = u_{Te0}/\omega_{Be}$; u_{Te0} – тепловая скорость электронов в плазменном потоке; $\omega_{Be} = eB/(mc)$ – электронная циклотронная частота. Для экспериментов $\rho_h \approx 5 \cdot 10^{-2}$ см, $N_q \approx 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $Q \approx 10^2$, а ширина магнитного барьера $\Delta \approx 1$ см. Таким образом, в условиях эксперимента электроны не могут следовать вместе с ионами вглубь МБ; на ионы, можно считать, магнитное поле не влияет. Известно, что моноэнергетический поток ионов с энергией W_0 проходит через промежуток Δ , если $n_0 \leq N_B = (8/9)W_0/(\pi e^2 \Delta^2)$ [72]; в противном случае – он полностью отражается.

Теоретическое рассмотрение задачи о прохождении немоноэнергетических ионов с максимальной энергией W_m через МБ показало [73], что решение с частичным прохождением ионов есть во всем диапазоне изменения индукции B магнитного поля в азимутаторе, плотности n_0 и энергетического разброса в падающем пучке ионов. Плотность прошедших ионов в случае малого энергетического разброса при увеличении n_0 достигает максимума, равного $N_B/2$, и затем уменьшается, стремясь к некоторой конечной величине $n_\infty = N_B/8$ при дальнейшем увеличении плотности.

В работе [74] отмечалась критическая роль стенок канала в процессах переноса в газовых разрядах низкого давления с магнитным полем. В процессе численного моделирования методом частиц в ячейках обнаружены пристеночные слои электростатического потенциала, влияющие на динамику частиц. Найдено, что ток электронов, проходящих МБ, обратно пропорционален величине магнитного поля: $I_e \sim 1/B$; I_e монотонно уменьшался с ростом длины барьера.

В частично ионизованной плазме, погруженной в магнитное поле, электроны поперек поля продвигаются в процессе классической диффузии при столкновениях с нейтралами, что заметно при высоких рабочих давлениях плазмообразующего газа, или из-за аномальной диффузии [75, 76]. В диссертационной работе мы найдем распределение потенциала в плазме, движущейся в поле магнитного барьера, с учетом столкновений электронов с нейтралами. При этом учтем набор энергии электронами в электростатическом поле разделения зарядов и их уход на стенки при наличии потенциального барьера стенка-плазма, а также найдем максимальную плотность ионов в потоке, который преодолевает магнитный барьер.

Прохождение потоком плазмы МБ азимутатора ПОМС-Е-3 сопровождается возрастанием потенциала плазмы φ_{pl} [77, 78]. В области МБ в потоке плазмы из ТАЛ, который применяется на ПОМС-Е-3, на рисунке 48 даны зависимости, однозначно связанного с потенциалом плазмы, плавающего потенциала φ_{fl} ленгмюровского зонда.

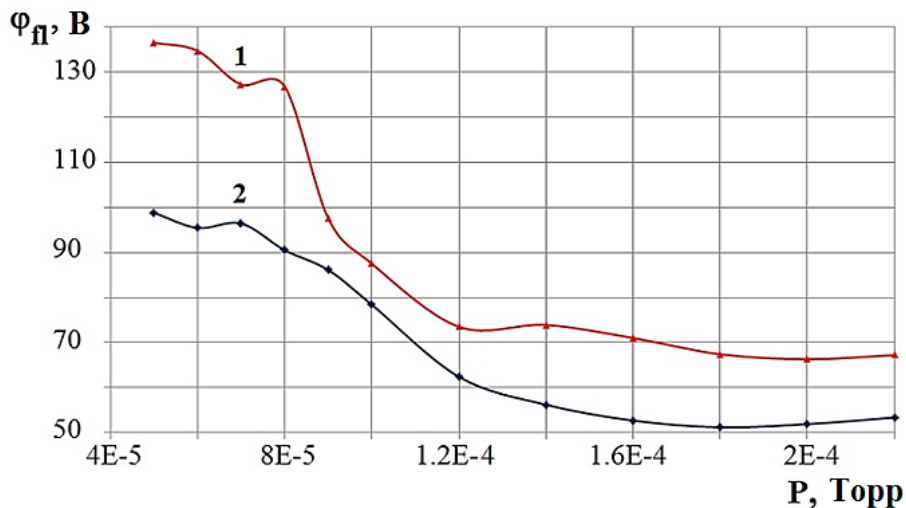


Рисунок 48. Плавающий потенциал: 1 – в середине азимутатора; 2 на входе в МБ азимутатора ПОМС-Е-3; разрядное напряжение УАС $U_d = 680$ В; индукция магнитного поля на аноде $B_{an} = 0,097$ Тл; в МБ азимутатора $B_{az} = 0,427$ Тл.

Для прояснения причин формирования потенциала и влияния его на прохождение потока плазмы рассмотрим стационарный процесс движения плазмы с $\beta \ll 1$ в области с поперечным к потоку однородным магнитным полем,

сосредоточенным на длине Δ вдоль оси x . Направим ось z вдоль магнитного поля (рисунок 49). На рисунке 48 (кривая 1) виден прирост потенциала внутри МБ по сравнению с областью $E \times B$ -разряда в плазменном ускорителе. Величина потенциала определяется степенью компенсации пространственного заряда ионного потока, которая возрастает с увеличением рабочего давления плазмообразующего газа. Величина индукции магнитного поля B такая, что действием магнитного поля на ионы будем пренебрегать. Время t_Δ , за которое ионы проходят расстояние Δ , намного меньше, чем время между столкновениями ионов с нейтралами, с электронами и друг с другом, поэтому процессы столкновений ионов учитывать не будем. На входе в МБ в точке $x = 0$ моноэнергетичный поток ионов имеет скорость u_0 , плотность n_0 ; энергия ионов $W_0 = Mu_0^2 / 2$. Рассматривается задача с замагниченными электронами, которые продвигаются в МБ за счет упругих столкновений с нейтралами. Этот процесс характеризуется средним временем τ_{ea} . Неупругие столкновения электронов – процессы возбуждения, ионизации и рекомбинации в МБ рассматривать не будем. При движении потока в МБ из-за разделения зарядов формируется распределение потенциала $\varphi(x)$ – потенциальный барьер высотой φ_m . Для выявления наиболее сильных эффектов будем рассматривать одномерную симметричную относительно центра МБ задачу при $0 \leq x \leq \Delta/2$, когда все величины зависят только от координаты x . На границах МБ поддерживается нулевой потенциал: $\varphi(x = 0) = \varphi(x = \Delta) = 0$; с обеих границ к центру МБ вдоль оси x движутся одинаковые потоки электронов, обеспечиваемые, с одной стороны, плазменным ускорителем, с другой, плазменным источником электронов компенсации пространственного заряда. В точках $x = 0$ и $x = \Delta$ электроны имеют начальную температуру T_0 , затем при движении в электрическом поле к центру МБ их наиболее вероятная энергия (температура) возрастает.

Перераспределение энергии между электронами происходит при электрон-электронных столкновениях. Будем считать, что время релаксации функции распределения электронов к максвелловской функции $\tau_{eem} \approx \tau_{ee} = \frac{m^2 u_{Te}^3}{\sqrt{12\pi} \Lambda n_e e^4}$ [79],

где τ_{ee} – среднее время между электрон-электронными столкновениями; n_e – плотность электронов; u_{Te} – тепловая скорость электронов; Λ – кулоновский логарифм.

В МБ при $z = \pm\delta$ находятся проводящие стенки канала; примем потенциал стенок равным нулю. Тогда разность потенциалов по оси z между областью потока и стенкой $\Delta\varphi_z = \varphi(x) - \varphi(z = \pm\delta) = \varphi(x)$. Будем учитывать уход на стенки некоторой части n_{fast} электронов: если электроны имеют энергию $W > e\varphi(x) = e\Delta\varphi_z$, то они за среднее время τ уходят вдоль z на стенки. Плотность n_{fast} электронов, энергия которых больше, чем $e\varphi(x)$, определяется так: $n_{fast} = n_e e^{-e\varphi(x)/kT(x)}$, где $T(x)$ – температура электронов в точке траектории с координатой x . Тогда время ухода электронов на стенки можно определить из соотношения $\frac{n_{fast}}{\tau_{eem}} = \frac{n_e}{\tau_{eem} e^{e\varphi(x)/kT(x)}}$ и оно равно $\tau = \tau_{eem} e^{e\varphi(x)/kT(x)}$.

Рассмотрим движение электронов и ионов в поперечном поле. На рисунке 49 приведена схема МБ, используемая при теоретическом анализе задачи.

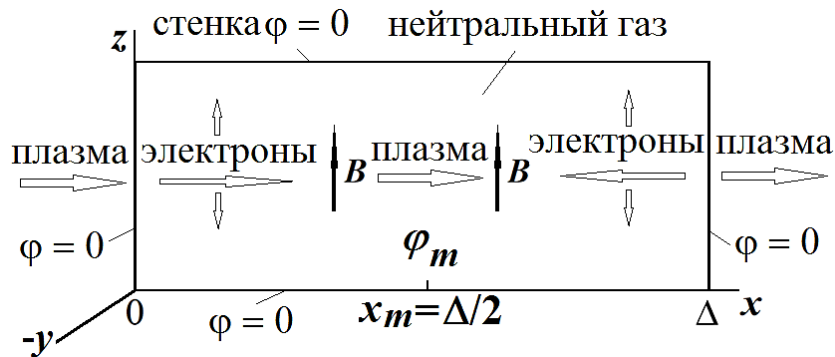


Рисунок 49. Схема задачи

Уравнения динамики электронов имеют вид:

$$mn_e u_x \frac{du_x}{dx} = -en_e E - \frac{en_e u_y B}{c} - \frac{dp}{dx} - \frac{mn_e u_x}{\tau_{ea}}, \quad (28)$$

$$mn_e u_x \frac{du_y}{dx} = \frac{en_e u_x B}{c} - \frac{mn_e u_y}{\tau_{ea}}, \quad (29)$$

где u_x, u_y – направленные скорости электронов вдоль оси x и y соответственно; E – напряженность электрического поля вдоль оси x ; $p = n_e kT$ – электронное тепловое давление.

Изменение энергии электронов при продвижении их в промежутке Δ связано с переносом внутренней энергии, энергии направленного движения, работой сил давления и электрического поля. В стационарном режиме, с учетом ухода электронов на стенки, можно записать следующее уравнение:

$$\frac{d}{dx} \left(u_x \frac{n_e m u^2}{2} + u_x \varepsilon + u_x p \right) + \frac{1}{\tau} \left(\frac{n_e m u^2}{2} + \varepsilon + p \right) = -en_e E u_x, \quad (30)$$

где $\varepsilon = (3n_e kT)/2$ – внутренняя энергия электронов; $u^2 = u_x^2 + u_y^2$.

Уравнение непрерывности потока электронов с учетом ухода электронов вдоль оси z имеет вид:

$$\frac{d(u_x n_e)}{dx} = -\frac{n_e}{\tau}. \quad (31)$$

Из уравнений (30, 31) можно получить следующее уравнение:

$$\frac{d}{dx} \frac{m u^2}{2} = -\frac{d}{dx} \left(\frac{5}{2} kT - e\varphi \right). \quad (32)$$

Пренебрегая инерцией электронов в уравнениях (28), (29), (32) и используя граничное условие $\varphi(x=0) = 0$, получим выражения для скоростей и температуры электронов:

$$u_y = \omega_{Be} u_x \tau_{ea}, \quad (33)$$

$$u_x = -\frac{\tau_{ea}}{m(1 + \omega_{Be}^2 \tau_{ea}^2)} \left(eE + \frac{1}{n_e} \frac{dp}{dx} \right). \quad (34)$$

$$kT(x) = kT_0 + \frac{2}{5} e\varphi(x). \quad (35)$$

Уравнения (33-35) не содержат времени τ и соответствуют одномерной постановке задачи. Но учет потерь электронов из потенциальной ямы на стенки азимутатора заложен в уравнении (31).

Тепловая скорость электронов $u_{Te} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ запишется так:

$$u_{Te}(x) = \sqrt{\frac{2kT_0}{m} + \frac{4e\varphi(x)}{5m}}. \quad (36)$$

Движение ионов в МБ описывается уравнениями сохранения энергии и потока: $MV^2/2 = W_0 - e\varphi$; $n_i = \frac{n_0 u_0}{V}$, где V – скорость ионов вдоль оси x ; M – масса иона; n_i – плотность ионов. Тогда распределение плотности ионов в МБ определяется по формуле:

$$n_i(x) = \frac{n_0}{\sqrt{1 - e\varphi(x)/W_0}}. \quad (37)$$

Решение задачи в квазинейтральном режиме. Рассмотрим случай $n_0 \gg N_B$, при котором электроны, продвигающиеся в МБ за счет столкновений с нейтралами, компенсируют заряд ионной компоненты и на всей длине МБ может осуществляться квазинейтральный режим с $n_e = n_i = n$. Мы полагаем, что для электронов выполняется условие $\omega_{Be} \gg (\tau_{ea})^{-1}$, при котором направленная скорость электронов (34) с учетом соотношений (35) и (37) будет определяться так:

$$u_x = \frac{3e}{5m\omega_{Be}^2 \tau_{ea}} \frac{d\varphi}{dx} \left[1 - \frac{1}{(1 - e\varphi/W_0)} \left(\frac{5kT_0}{6W_0} + \frac{e\varphi}{3W_0} \right) \right], \quad (38)$$

где $\tau_{ea} = 1/(n_a \sigma_{ea} u_{Te})$ – время между упругими столкновениями электронов с нейтралами; n_a – плотность нейтралов; σ_{ea} – сечение упругих столкновений; считаем $\sigma_{ea} = \text{const}$. Из (38) видно, что направленная скорость электронов становится равной нулю в точке, где потенциал становится равным некоторому критическому значению φ_{cr} , определяемому из формулы

$$\frac{e\varphi_{cr}}{W_0} = \frac{3}{4} - \frac{5kT_0}{8W_0}. \quad (39)$$

Введем безразмерные переменные $\psi = e\varphi/W_0$ – безразмерный потенциал; $\xi = x/\Delta$ – координата поперек поля. Объединяя (28), (31), (35), (36), (37) и (38), получим уравнение для определения потенциала в МБ:

$$G \frac{d}{d\xi} \left[f(\psi) \frac{d\psi}{d\xi} \right] = -g(\psi), \quad (40)$$

где $G = \frac{1}{5\Lambda\sqrt{4\pi}} \frac{n_a}{n_0} \frac{\sigma_{ea}}{\Delta^2} \frac{W_0^3}{e^4 \omega_{Be}^2 m}$ – безразмерный критерий, который можно записать

как $G = RN_B/n_0$; здесь введен безразмерный параметр $R = \frac{54\pi\sqrt{2}}{5} \frac{n_a \sigma_{ea} W_0^2 \varepsilon_0}{e^2 m \omega_{Be}^2}$,

который не зависит от плотности входного потока n_0 , длины Δ и в условиях эксперимента $R \gg 1$.

В уравнении (40) функции $g(\psi)$ и $f(\psi)$ определяются так:

$$f(\psi) = \frac{(1 - 4/3\psi - 5/6\alpha)}{(1 - \psi)^{3/2}} \sqrt{\alpha + 2/5\psi}, \quad (41)$$

$$g(\psi) = \frac{1}{(1 - \psi)(\alpha + 2/5\psi)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\psi}{\alpha + 2/5\psi}\right), \quad (42)$$

где $\alpha = kT_0/W_0$.

Вводя обозначение $z(\psi) = d\psi / d\xi$, приведем уравнение (40) к виду:

$$\frac{d(f^2 z^2)}{d\psi} = -\frac{2}{G} g f. \quad (43)$$

Уравнение (43) можно решить относительно $d\psi / d\xi$:

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \sqrt{\frac{2}{G}} \frac{1}{f} \sqrt{\int_{\psi}^{\psi_m} g(p) f(p) dp}. \quad (44)$$

В решении (44) постоянную интегрирования нашли из условия симметрии распределения потенциала. В точке $\xi = 1/2$ потенциал ψ достигает максимума $\psi(\xi$

$= 0,5) = \psi_m$, а производная $\left. \frac{d\psi}{d\xi} \right|_{0,5} = 0$. Интегрируя (44), найдем распределение

потенциала вдоль МБ:

$$\int_0^{\psi} \frac{f(t) dt}{\sqrt{k(\psi_m) - k(t)}} = \sqrt{\frac{2}{G}} \xi, \quad (45)$$

где обозначили

$$k(t) = \int_0^t g(p) f(p) dp = \int_0^t \frac{(1 - 4/3p - 5/6\alpha)}{(1 - p)^{5/2} (\alpha + 2/5p)} e^{-\frac{p}{\alpha + 2/5p}} dp. \quad (46)$$

При $\xi = 1/2$ из (45) получим уравнение для определения значения максимального потенциала ψ_m :

$$\int_0^{\psi_m} \frac{f(t)dt}{\sqrt{k(\psi_m) - k(t)}} = \frac{1}{\sqrt{2G}}. \quad (47)$$

Для решения уравнения (47) на промежутке $0 \leq t < 1$ вычислялась функция $k(t)$. Далее рассчитывалась функция

$$s(\psi_m) = \int_0^{\psi_m} \frac{f(t)dt}{\sqrt{k(\psi_m) - k(t)}}, \quad (48)$$

которая определена в области $0 \leq \psi_m \leq \psi_{cr}$, где функция $k(t)$ возрастает. Потенциал ψ_{cr} определяется в соответствии с соотношением (39).

Подынтегральное выражение в (48) при $t = \psi_m$ стремится к бесконечности, но интеграл сходится и его можно вычислить методом средних прямоугольников с рекуррентным уточнением. Интерполируя найденную функцию $s(\psi_m)$ кубическими сплайнами, из уравнения (47) была определена зависимость величины максимального потенциала ψ_m от критерия G (рисунок 50а). Существует критическое значение критерия G_{cr} , при котором максимум потенциала равен критическому значению ψ_{cr} , – $G_{cr} = 0,5 / [s(\psi_{cr})]^2$. Численно вычисляя интеграл (48) при $\psi_m = \psi_{cr} = 0,74625$, получим $s(\psi_{cr}) = 0,6844$; тогда $G_{cr} \approx 1,067$. С помощью уравнения (45) было получено распределение потенциала в области $0 \leq \xi \leq 1$ (рисунок 50б).

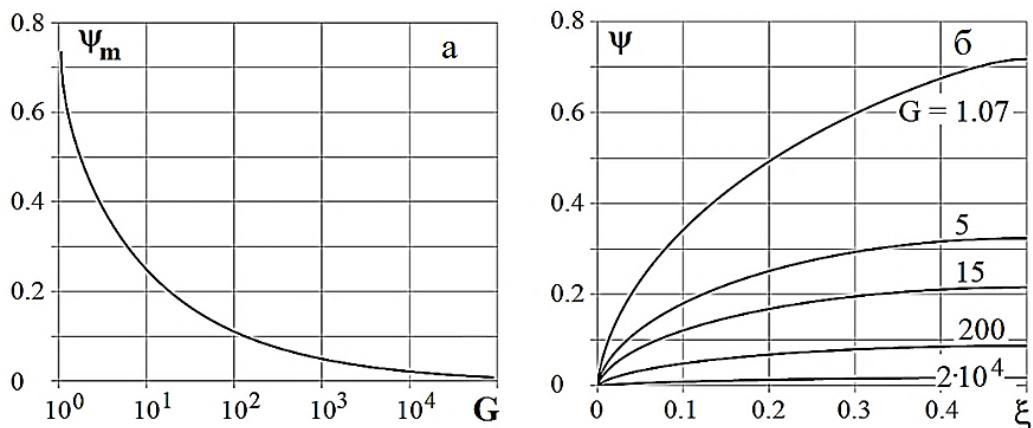


Рисунок 50. а: зависимость величины максимального потенциала ψ_m от критерия G ; б: распределение потенциала ψ для различных значений критерия G .

Максимальная плотность потока, при которой еще реализуется прохождение через МБ в квазинейтральном режиме, равна $n_{cr} = N_B R / G_{cr}$, что в R раз превосходит величину N_B .

При нарушении квазинейтральности, если критерий $G < G_{cr}$, то потенциал в промежутке достигает критического значения в некоторой точке $\xi_s < 0,5$. Согласно (38), в точке ξ_s скорость электронов u_x поперек магнитного поля равна нулю, электроны останавливаются, и в области $\xi_s < \xi \leq 0,5$ будет двигаться только поток ионов. Там, где $0 \leq \xi < \xi_s$, по-прежнему будет сохраняться квазинейтральный режим. Определим положение точки ξ_s . В случае $G < G_{cr}$ в точке ξ_s потенциал $\psi(\xi_s) = \psi_{cr}$, а производная в точке ξ_s слева $\frac{d\psi}{d\xi} = 0$. Потенциал будет сохранять непрерывность, но электрическое поле будет иметь разрыв. С учетом граничных условий точка ξ_s определяется из уравнения

$$\xi_s = s(\psi_{cr}) \sqrt{G/2}. \quad (49)$$

В области $\xi_s < \xi \leq 0,5$ длиной $\Delta(1 - 2\xi_s)$ существует только поток ионов, поэтому распределение потенциала будет определяться так же, как и в известной задаче [72], согласно которой в режиме $G < G_{cr}$ прохождение ионов возможно, если для безразмерного параметра A выполняется условие

$$A = \frac{4\pi e^2 n_s \Delta^2 (1 - 2\xi_s)^2}{W_s} = \frac{4\pi e^2 n_0 \Delta^2 (1 - s(\psi_{cr}) \sqrt{2G})^2}{W_0 (1 - \psi_{cr})^{3/2}} \leq \frac{32}{9}, \quad \text{где } W_s = W_0 (1 - \psi_{cr}),$$

$n_s = \frac{n_0}{(1 - \psi_{cr})^{1/2}}$ — энергия и плотность ионов в точке $\xi = \xi_s$. Для моноэнергетического плазменного потока прохождение МБ возможно до достижения параметром A значения $32/9$. И если $R \gg 1$, то достигаются следующие значения ψ_m , n_0 , G : $\psi_{cr2} = 3/4 + \psi_{cr}/4$, $n_{cr2} = n_{cr}[1 + 2G_{cr}^{1/2}(1 - \psi_{cr})^{3/4}/R^{1/2}]$, $G_{cr2} = G_{cr}[1 - 2G_{cr}^{1/2}(1 - \psi_{cr})^{3/4}/R^{1/2}]$. Видно, что при $R \gg 1$ величины n_{cr2} и G_{cr2} мало отличаются от n_{cr} и G_{cr} .

Для немоноэнергетического плазменного потока возможен режим с частичным прохождением через МБ и при $G \leq G_{cr2}$. При этом положение

максимума потенциала ψ_m смещается к началу МБ и при $G \rightarrow 0$ параметр $\xi_m \rightarrow 0$, а $\psi_m \rightarrow 1$. Пользуясь результатами работы [73], можно показать, что до $n_0 = n_{0max} = n_{cr}[1 + G_{cr}^{1/2}(1 - \psi_{cr})^{3/4} / R^{1/2}]$ плотность прошедших через МБ ионов n_Δ практически совпадает с n_0 . При дальнейшем увеличении n_0 плотность прошедших ионов уменьшается по сравнению с n_{0max} и стремится к величине $n_{\Delta\infty} = n_{0max}/4$.

Для условий экспериментов на ПОМС-Е-3, когда $\Lambda = 10$; $\sigma_{ea} = 2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$; $W_0 = 500 \text{ эВ}$; $\Delta = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $B = 0.3 \text{ Тл}$; $n_a = 1,6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, преодолевающих МБ, может достигать величины $n_{0max} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$.

Получено сравнение теоретических результатов с данными экспериментов. Необходимые для численных расчетов значения средней энергии W_0 и плотности ионов n извлекались из измеренных непосредственно на выходе из катода-азимутатора функций распределения ионов; плотность определялась как интеграл от функции распределения. Плавающий потенциал φ_{fl} в центре МБ находился по ВАХ ленгмюровского зонда. На рисунке 51 сделано сравнение ψ_m и φ_{fl} при изменении магнитного поля и рабочего давления.

Как измеренный экспериментально, так и рассчитанный теоретически ($\Delta = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $W_0 = 500 \text{ эВ}$, $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $\sigma_{ea} = 2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$) потенциалы растут примерно по одинаковому закону с увеличением магнитного поля. При $P \leq 8 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$ в эксперименте φ_{fl} изменяется не более чем на 15%. Если давление продолжает возрастать, φ_{fl} падает значительно быстрее – эффективность компенсации электронами положительного заряда ионного потока возрастает. Поток квазинейтральной плазмы наблюдается при любых разрядных напряжениях U_d , но должно быть $B_{an} \geq 0,04$ и $B_{az} \geq 0,15 \text{ Тл}$; при меньших значениях индукции магнитного поля плавающий потенциал $\varphi_{fl} \approx \text{const}$ при росте P .

Надо отметить, что функция распределения ионов по энергии на входе в МБ в эксперименте с наиболее вероятной энергией W_{0m} изменялись в соответствие с динамикой режима горения разряда в УАС. Это обстоятельство, судя по кривой 2 на рисунке 51а, заметного влияния на зависимость $\varphi_{fl} = f(B)$ не оказывает.

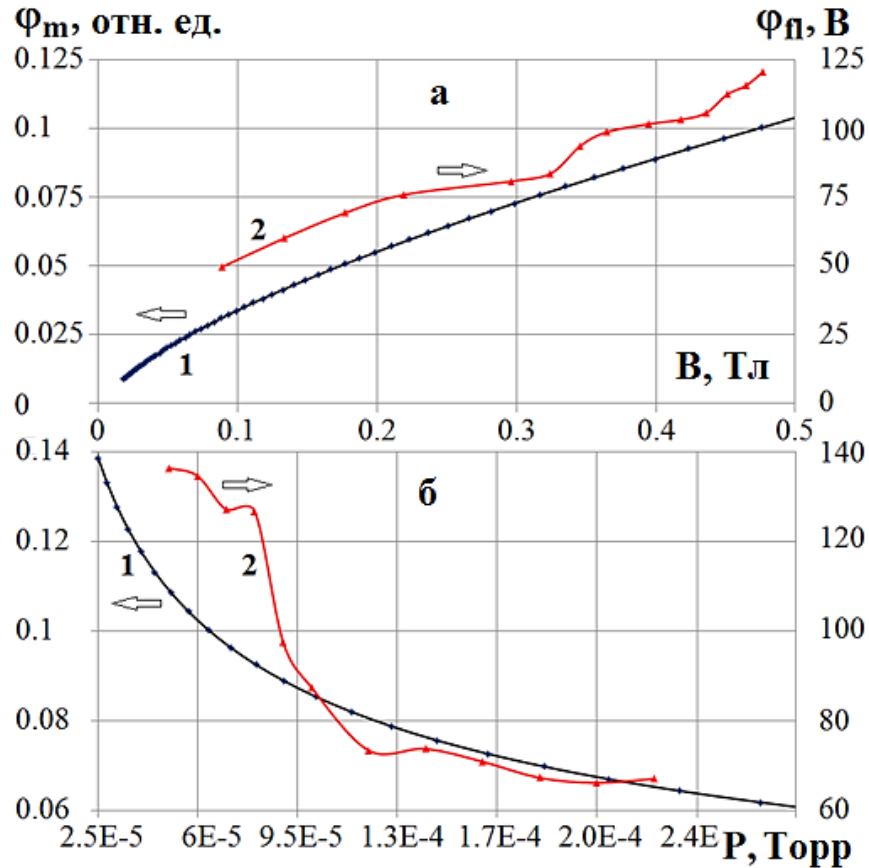


Рисунок 51. Потенциал в МБ азимутатора. а – как функция магнитного поля: кривая 1 – $\psi_m = f(B)$ при $P = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр, $\Delta = 6 \cdot 10^{-3}$ м; $W_0 = 500$ эВ, $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $\sigma_{ea} = 2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$; 2 – экспериментально измеренный плавающий потенциал при $U_d = 1160$ В, $B_{an} = 0,1$ Тл, $B_{az} = 0,427$ Тл; б – зависимость от давления: 1 – $\psi_m = f(P)$ при $B = 0,4$ Тл, $\Delta = 6 \cdot 10^{-3}$ м; $W_0 = 500$ эВ, $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $\sigma_{ea} = 2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$; 2 – Φ_{fl} при $U_d = 680$ В, $B_{an} = 0,1$ Тл, $B_{az} = 0,427$ Тл.

На рисунке 52 представлена максимально возможная плотность ионов как функция магнитного поля. Жирная горизонтальная линия на рисунке 52 отмечает границу бесстолкновительного режима для ионов $N \approx 1,7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ при прохождении пути УАС + МБ ($l \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$ м), что является условием плазмооптической масс-сепарации. Данная граница получена из условия однократности столкновений ионов на пути l с учетом полного транспортного сечения – упругое рассеяние плюс перезарядка, которое, для оценки, взято для ионов аргона с $W_0 = 400$ эВ и равно $\sigma_{tr} \approx 3,9 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ [80]. Наблюдается

монотонный спад N при увеличении B . В экспериментах на ПОМС-Е-3 максимальная плотность на выходе МБ в пока не превышает 10^{14} м^{-3} , что много меньше плотности, «разрешенной» для прохождения через МБ, например, при $B = 0,4 \text{ Тл}$ и $P = 10^{-4} \text{ Торр}$ плотность $N \approx 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Максимальные плотности в прошедшем МБ потоке ионов (рисунок 52) смогут обеспечить высокую производительность ПОМС.

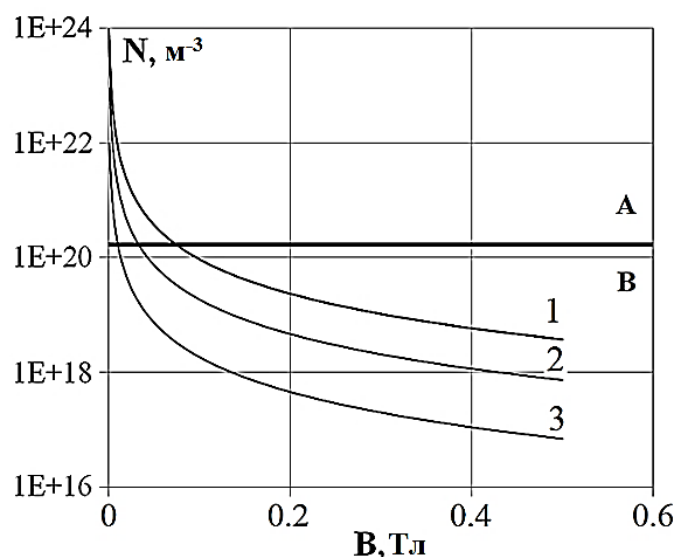


Рисунок 52. Зависимость максимальной плотности от величины магнитного поля в МБ: кривая 1 – $P = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Торр}$; 2 – 10^{-4} Торр ; 3 – $5 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$; в области А – есть столкновения; В – столкновений нет; расчет сделан при $\Delta = 6 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $W_0 = 500 \text{ эВ}$, $\sigma_{ea} = 2 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$.

Характер движения потока плазмы в поперечном магнитном поле при диффузионном продвижении электронов определяется величинами плотностей ионов и нейтралов, индукцией магнитного поля, энергией ионов и длиной МБ. В данной работе сформирован удобный при проведении теоретического анализа безразмерный критерий G , который включает в себя все названные величины и ряд численных коэффициентов. Введен также, связанный с G , безразмерный параметр R , который не зависит от плотности входного потока n_0 и от Δ . Определено критическое значение $G_{cr} \approx 1,067$; если $G \geq G_{cr}$, то и движение плазмы в МБ происходит с сохранением квазинейтральности. Если $G < G_{cr}$, то существует промежуток в МБ, локализованный вблизи максимума потенциала, где движется

только поток ионов. Именно в этом режиме достигается максимально возможная плотность ионов, прошедших через магнитный барьер. Найдена формула для максимальной плотности ионов, преодолевающих МВ: $n_{\Delta m} \approx N_B R / G_{cr}$, где N_B величина максимальной плотности ионов, проходящих через МВ, полученная для случая, когда не учитывалось диффузионное проникновение электронов в МВ. Для условий эксперимента параметр $R \approx 200$ и $n_{\Delta m}$ на два порядка превышает величину N_B , достигая значения $2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$. Фактически, это означает отсутствие реальных ограничений на производительность масс-сепарации, связанных с влиянием МВ азимутатора.

Зависимость $\varphi_{fl} = f(B)$ экспериментально измеренного потенциала в МВ азимутатора ПОМС-Е-3 лежит в области $G \geq G_{cr}$, что говорит о выполнении условия квазинейтральности. В эксперименте для этого нужно, чтобы $B_{az} \geq 0,15$ Тл. Плавающий потенциал, как и ψ_m , растут с увеличением B и уменьшаются с R . Данные факты говорят в пользу правильности основных положений предлагаемой теории прохождения потока плазмы через магнитный барьер масс-сепаратора.

Заключение

В работе получены следующие результаты:

1. Создан новый спектрометр ионов «ТАНДЕМ», преимуществами которого, по сравнению с известными анализаторами, являются возможность анализа пучков ионов как по энергиям и массам, так и по зарядам, при анализе по массам и зарядам – работа с немонотонными потоками ионов, имеющими значительный начальный угловой разброс, что определяет большие апертуру и светосилу анализатора. Результаты испытания ТАНДЕМа, суммированные на рисунках 6, 7 и таблицах 2, 3, позволяют утверждать, что идея использования последовательно включенных дисперсионного линейного фильтра Вина и бездисперсионного энергоанализатора с задерживающим потенциалом оказалась плодотворной, а выполненный анализатор – работоспособным при определении массового и зарядового состава многокомпонентного потока ионов, имеющих широкий спектр по энергиям. Качество работы ТАНДЕМа возрастает при увеличении плотности ионов в многокомпонентном потоке (парциального давления плазмообразующих газов).

2. Выполнено численное параметрическое моделирование совмещенных анализаторов типа «Вина-Юза-Рожанского» и «Гибридный», позволившее определить оптимальные величины электрических и магнитных полей, геометрических конфигураций и размеров спектрометров, провести инженерные расчеты анализаторов, их изготовление и испытание под пучком ионов. Появилась возможность использования данных приборов для измерения спектров многокомпонентных ионных пучков по массам и энергиям на макете плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3.

3. Для анализатора ТАНДЕМ, совмещенных спектрометров «Вина-Юза-Рожанского» и «Гибридного» и фильтра Вина разработаны методы и программы численной обработки экспериментальных данных. Программы выполняют задачу определения расчетным путём энергетического, массового и зарядового состава многокомпонентного плазменного потока с использованием файла данных,

полученного в процессе измерения ионных вольт-амперных характеристик. По измеренным, либо считанным из файла данных ВАХ по заложенному алгоритму рассчитываются характеристики потока ионов. Входные и выходные данные визуализируются с помощью графиков и таблиц. Для каждого обнаруженного пика ионного тока в массовом или зарядовом спектре осуществляется идентификация, визуализация иона и его заряда с использованием встроенных в программы библиотек масс и зарядов ионов.

4. Обнаружен режим горения самостоятельного аномального разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях, когда зависимость плотности ионов от величины магнитного поля имеет максимум, что позволило ввести понятие оптимального магнитного поля – как поля, при котором достигаются максимальные значения плотности и средней энергии ионов. Данному случаю соответствуют повышенные значения продольной B_z компоненты магнитного поля: $10\% \leq B_{zA}/B_{rA} \leq 15\%$. Выявлена, таким образом, сильная чувствительность $n = f(B_r)$ к величине B_z , совпадающей по направлению с разрядным («внешним») электрическим полем. Особенности в поведении плотности ионов связаны с трансформацией функций распределения ионов по энергии, положением зоны горения $E \times B$ разряда в промежутке анод-катод ускорителя с анодным слоем и появлением заметной продольной компоненты магнитного поля.

5. Зарегистрированы резкие изменения параметров $E \times B$ разряда, происходящие при росте плотности нейтралов, связанные с прыжками анодного слоя из прианодной области в прикатодную и наоборот. Энергетические спектры ионов при этом перебрасывались из высокоэнергетичной части в низкоэнергетичную и наоборот. Перемещения анодного слоя могут сопровождаться скачкообразным увеличением плотности ионов, например, прыжок из прианодной области в прикатодную (на рисунке 35) – в 16 раз. Причина подобной перестройки должна иметь пороговую зависимость от локальной – в области разряда, где происходит перестройка, плотности и / или энергии электронов, обеспечивающих ионизацию нейтралов.

6. Выделенным является набор данных, в котором отражена нестационарность разряда при изменении магнитного поля: «срывы» плотности при изменении магнитного поля и эволюция изомагнитных скачков плотности ионов (рисунки 46, 47). На спектрах ионов по энергии обнаружены всплески функции распределения в узких энергетических диапазонах с относительной амплитудой от 30 до 80% от полного тока на выделенной энергии, что является следствием формирования в зоне $E \times B$ разряда тонкой структуры потенциала – изомагнитных скачков. Такие эффекты могут быть как следствием быстрого изменения макроскопических параметров разряда, так и генерацией электростатических колебаний, к которым чувствительны ионы, в процессе раскачки неустойчивостей в плазме $E \times B$ разряда. Для объяснения некоторых экспериментальных результатов разработана пилотная теоретическая модель, в которой учтено влияние рассеяния и столкновений электронов с нейтралами с ионизацией, диффузия электронов вдоль и поперек магнитного поля. Предложенные пути набора и потери энергии электронами позволили определить механизм формирования функции распределения ионов по энергии и их плотность в разрядном промежутке. А это, в свою очередь, позволило объяснить различные зависимости плотности ионов при росте магнитного поля и эффект срыва плотности ионов.

7. Характер движения потока плазмы в поперечном магнитном поле азимутатора ПОМС-Е-3 при диффузионном продвижении электронов в магнитном барьере определяется величинами плотностей ионов и нейтралов, индукцией магнитного поля, энергией ионов и длиной магнитного барьера азимутатора. В работе сформирован информативный для проведения многопараметрического теоретического анализа безразмерный критерий G , который включает в себя все основные величины плазмы и внешних полей и ряд численных коэффициентов. Введен связанный с G безразмерный параметр R , который не зависит от плотности входного потока n_0 и от длины азимутатора Δ , позволяющий выявить влияние на движение потока плазмы величины магнитного поля и энергии ионов в потоке. Определено критическое значение $G_{cr} \approx 1,067$;

если $G \geq G_{cr}$, то движение плазмы в магнитном барьере происходит с сохранением квазинейтральности. Если $G < G_{cr}$, то существует промежуток в азимутаторе, локализованный вблизи максимума потенциала, где движется только поток ионов. Именно в этом режиме достигается максимально возможная плотность ионов, прошедших через магнитный барьер азимутатора. Найдена формула для максимальной плотности ионов, преодолевающих магнитный барьер, $n_{\Delta m} \approx N_B R / G_{cr}$, где N_B величина максимальной плотности ионов, проходящих через магнитный барьер, полученная для случая, когда не учитывалось диффузионное проникновение электронов в магнитный барьер. Для условий эксперимента параметр $R \approx 200$ и $n_{\Delta m}$ на два порядка превышает величину N_B , достигая значения $2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$. Это означает, что для условий эксперимента значительных ограничений на производительность масс-сепарации, связанных с влиянием магнитного поля барьера, нет. Максимальные плотности в прошедшем магнитный барьер потоке ионов смогут обеспечить высокую производительность ПОМС-Е-3.

В заключение я благодарю своего научного руководителя Николая Александровича Строкина за ценные советы и консультации, помощь мне в подготовке и написании диссертационной работы. Выражаю благодарность Казанцеву Александру Владимировичу за помощь в постановке и проведении экспериментов, Бардакову Владимиру Михайловичу и Ступину Алексею Николаевичу за помощь в построении и анализе теории.

Приложение

Приложение 1. Инструкция использования программы «Tandem (Mass + Charge)»

I. Запуск программы

Дважды щелкнуть значок «Tandem (Mass + Charge)».

Если в компьютере не установлена программа Labview 2013, то перед запуском программы «Tandem (Mass + Charge)» нужно установить бесплатно распространяемый компонент «LabVIEW Runtime Engine», который можно скачать на сайте <http://www.ni.com>.

II. При анализе по массам

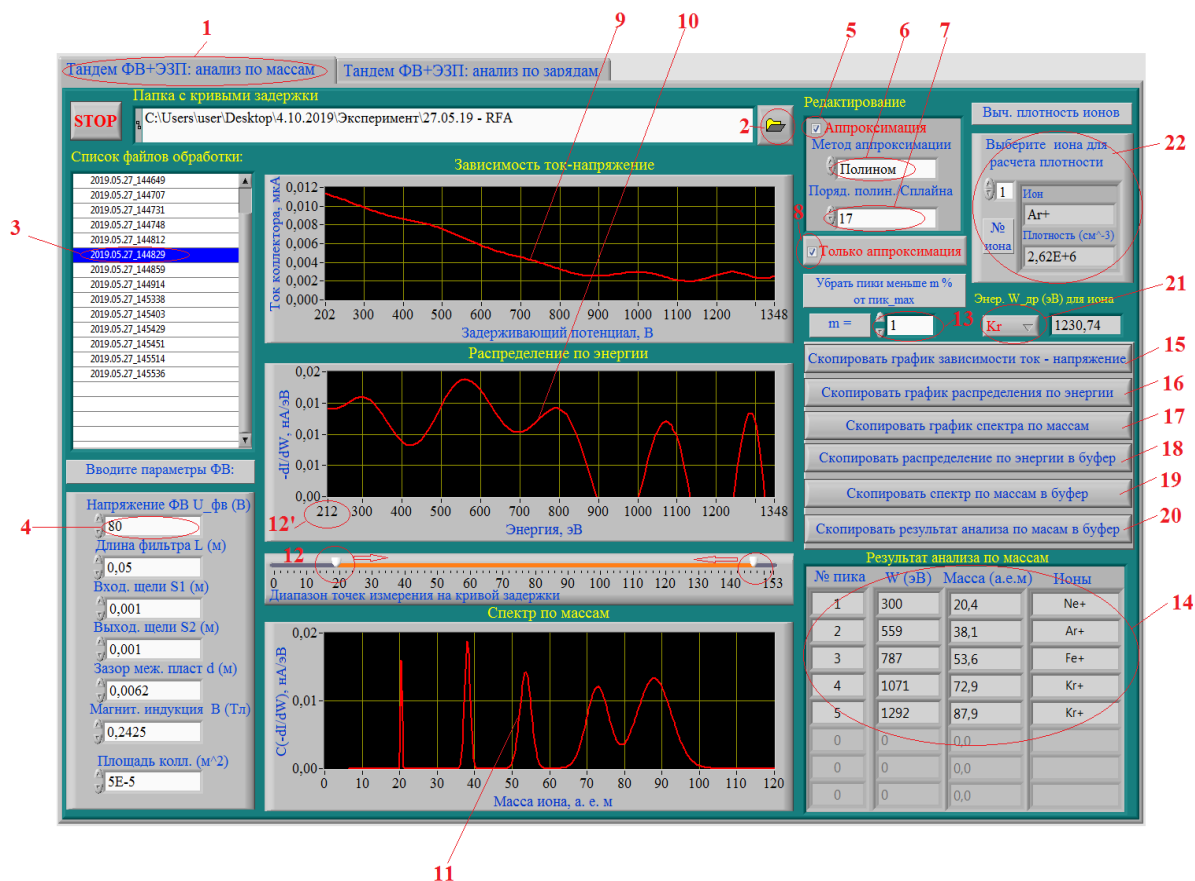


Рисунок 1. Интерфейс программы при анализе по массам

1. **Выбрать режим работы:** щелкнуть на кнопку «Тандем ФВ + ЭЗП анализ по массам» – 1

2. Выбрать папку, в которой содержатся файлы данных измерения (кривые задержки) – щелкнуть на кнопку **2** и выбрать паку данных.

3. Выбрать серию данных для обработки – **3**

4. Вводить параметры фильтра Вина по условию выполнения эксперимента. В нашем случае это следующие параметры: длина фильтра, ширины входной и выходной щелей, значение напряжения на пластинах конденсатора фильтра Вина; зазор между пластинами и магнитная индукция устанавливаются по умолчанию – **4**

5. Пометить галочкой «аппроксимация» – **5** для выполнения аппроксимации кривой задержки. При этом можно **выбрать метод аппроксимации** (метод «полинома» или «В-сплайн» – **6** и **порядок полинома/В-сплайн** – **7** выбранного метода). Порядок полинома может меняться от **2** до **25**; если порядок полинома $n = 1$, обработка будет с оригинальными данными измерений.

6. Пометить галочкой «только аппроксимация» – **8** чтобы видеть только графики после аппроксимации.

Вычисления программа выполняет с данными после аппроксимации.

Результаты обработки выражаются в виде графиков **9, 10, 11** (зависимость ток – напряжение – **9**, распределение по энергиям – **10**, спектр по массам – **11**) и выводятся в таблицу – **14**.

7. Редактирование результата обработки:

Мы можем **поменять метод и порядок аппроксимации**; потом смотреть изменение результатов обработки для каждой серии экспериментальных данных и выбрать наиболее подходящие результаты.

Изменять диапазон точек измерения на кривой задержки и на спектре по энергиям можно 2 методами:

- нажать и перетащить мышь на кнопку **12** до нужного значения;
- непосредственно изменить значения максимума и минимума на оси графика – **12'** (щелкнуть правой кнопкой мыши, отменить выбор «Autoscale X» потом вводить желаемые значения минимума и максимума).

Изменение значения минимума и максимума по вертикальной оси на графиках: щелкнуть правой кнопкой мыши, отменить выбор «Autoscale Y» потом вводить желаемые значения минимума и максимума.

На спектре по энергии можно убрать пики, амплитуда которых меньше m % относительно амплитуды максимального пика – **13**. Значение m можно меняться от 0 до 100. При $n = 0$ все пики будут видны.

8. Скопировать и сохранить результаты обработки по массам

Для результатов анализа по массам программа обеспечивает возможность копирования графиков (щелкнуть на кнопку: **15** чтобы скопировать график зависимости ток-напряжение; **16** – график распределения по энергии; **17** – график спектра по энергии); потом каждый график можно сохранить в “Paint”, “Word” или “Excel”.

Так же можно скопировать данные обработки в буфер (щелкнуть на кнопку: **18**, чтобы скопировать данные распределения по энергиям; **19** – данные спектра по массам; **20** – данные результата обработки по массам (таблица 14)) и сохранить в “Notepad”, “Word” или “Excel”.

Данные обработки лучше сохранять в “Excel”; если сохранение в “Word”, то данные результата анализа по массам хорошо отображаются в шрифте «Times New Roman» с размером 10.

9. Вычисление дрейфовой энергии иона: выбрав ион из меню **21**, мы получаем его дрейфовую энергию, соответствующую параметрам фильтра Вина (окно рядом).

10. Приблизительное вычисление плотности ионов

Для каждого идентифицированного иона в таблице **14** можно примерно вычислить плотность: выбрать ионы, плотность которых нужно вычислить; нажать и перетащить кнопки на обоих концах линейки **12** до момента, когда на спектре по энергии останется только пик этого иона (показано в пункте 22 на рис. 1). Написано «приблизительно вычислить» потому, что на спектре по энергии пики ионов могут пересекаться (накладываться частично друг на друга), поэтому точно выбрать начальное и конечное положения пика каждого иона сложно.

III. При анализе по зарядам

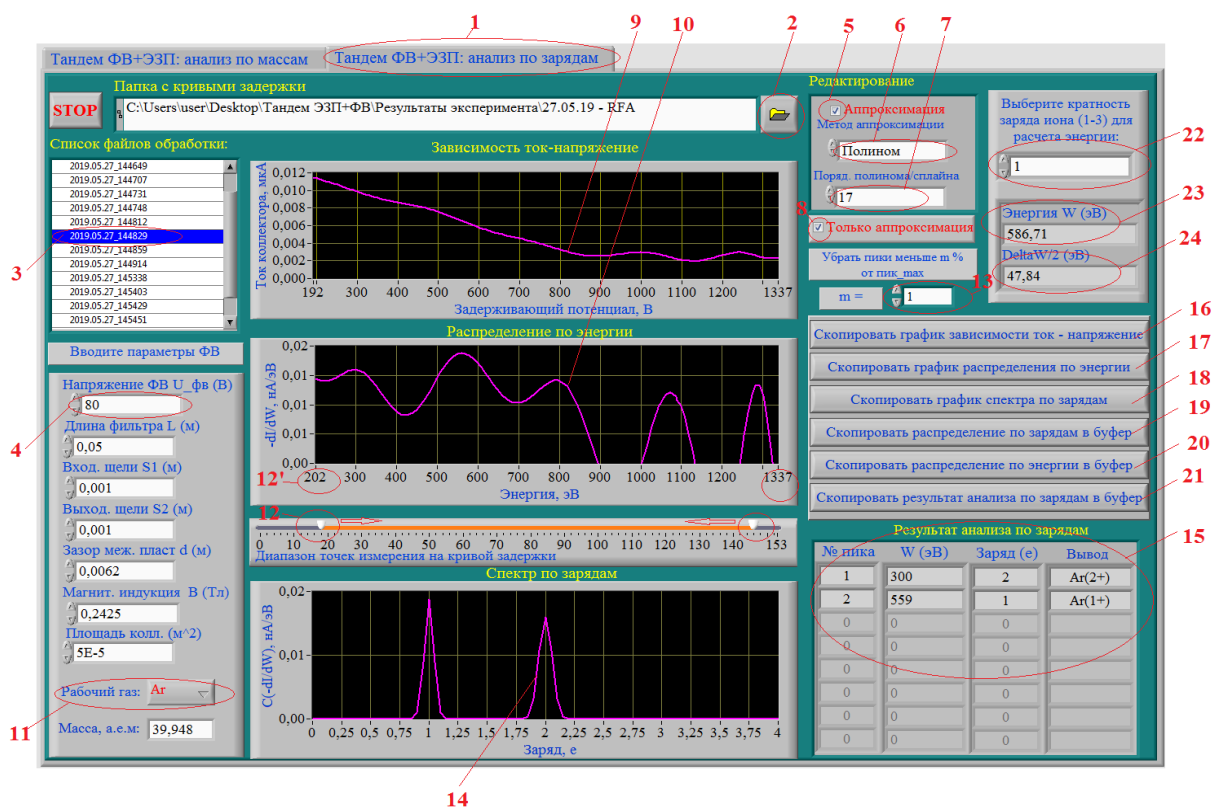


Рисунок 2. Интерфейс программы при анализе по зарядам

1. **Выбрать режим работы:** щелкнуть на кнопку «Тандем ФВ + ЭЗП анализ по зарядам» – 1.
2. **Выбрать папку,** в которой содержатся файлы данных измерения (кривые задержки), – щелкнуть на кнопку 2 и выбрать паку данных.
3. **Выбрать серию данных** для обработки – 3.
4. **Вводить параметры фильтра Вина** по условию выполнения эксперимента. В нашем случае параметры: длина фильтра, ширины входной и выходной щелей, значение напряжения фильтра Вина – 4; зазор между пластинами, магнитная индукция устанавливаются по умолчанию.
5. **Пометить галочкой «аппроксимация»** – 5 для выполнения аппроксимации кривой задержки. При этом можно **выбрать метод аппроксимации** (метод «полинома» или «В-сплайн» – 6 и **порядок полинома/В-сплайн** – 7 выбранного метода). Порядок полинома может меняться от 2 до 25; если порядок полинома $n = 1$, обработка будет с оригинальными данными измерений.

6. Пометить галочкой «только аппроксимация» – 8 чтобы видеть только графики после аппроксимации.

7. Выбрать рабочий газ из меню – **11** для построения спектра по зарядам.

8. Редактирование результата обработки

Режим анализа по зарядам может работать отдельно, но в нашей работе мы делаем анализ потока ионов и по массам, и по зарядам, поэтому все параметры «Редактирование»: метод и порядок аппроксимации, коэффициент m должны совпадать с такими же параметрами при анализе по массам.

Вычисления выполняются с данными после аппроксимации и выбора рабочего газа.

Для каждого выбранного рабочего газа, результаты обработки выражаются в виде графиков **9, 10, 14** (зависимость ток-напряжение – **9**, распределение по энергиям – **10**, спектр по зарядам – **14**) и выводятся в таблицу – **15**.

Все функции редактирования результата обработки при анализе по зарядам выполняются как при анализе по массам (описано в пункте 7, часть II).

9. Скопировать и сохранить результаты обработки

Так же как при анализе по массам, можно скопировать графики и данные обработки при анализе по зарядам.

Графики и данные обработки зависимости ток-напряжение и распределения по энергии при анализе по массам и по зарядам одинаковы.

Для каждого рабочего газа можно скопировать данные спектра по зарядам и результата анализа по зарядам. Данные обработки лучше сохранять в “Excel”; при сохранении в “Word” данные результата анализа по зарядам хорошо отображаются в шрифте «Times New Roman» с размером 10.

10. Расчет дрейфовой энергии для каждой кратности заряда каждого рабочего газа

Для каждого выбранного рабочего газа **11**, программа может вычислить дрейфовую энергию и разрешение по энергии для каждой его кратности заряда: выбрав кратность заряда **22** (от 1 до 3), получим дрейфовую энергию **23** и

половину разрешения по энергии **24**, соответственно. Получим дрейфовую энергию и половину разрешения по энергии.

Листинг программы «Tandem (Mass + Charge)»

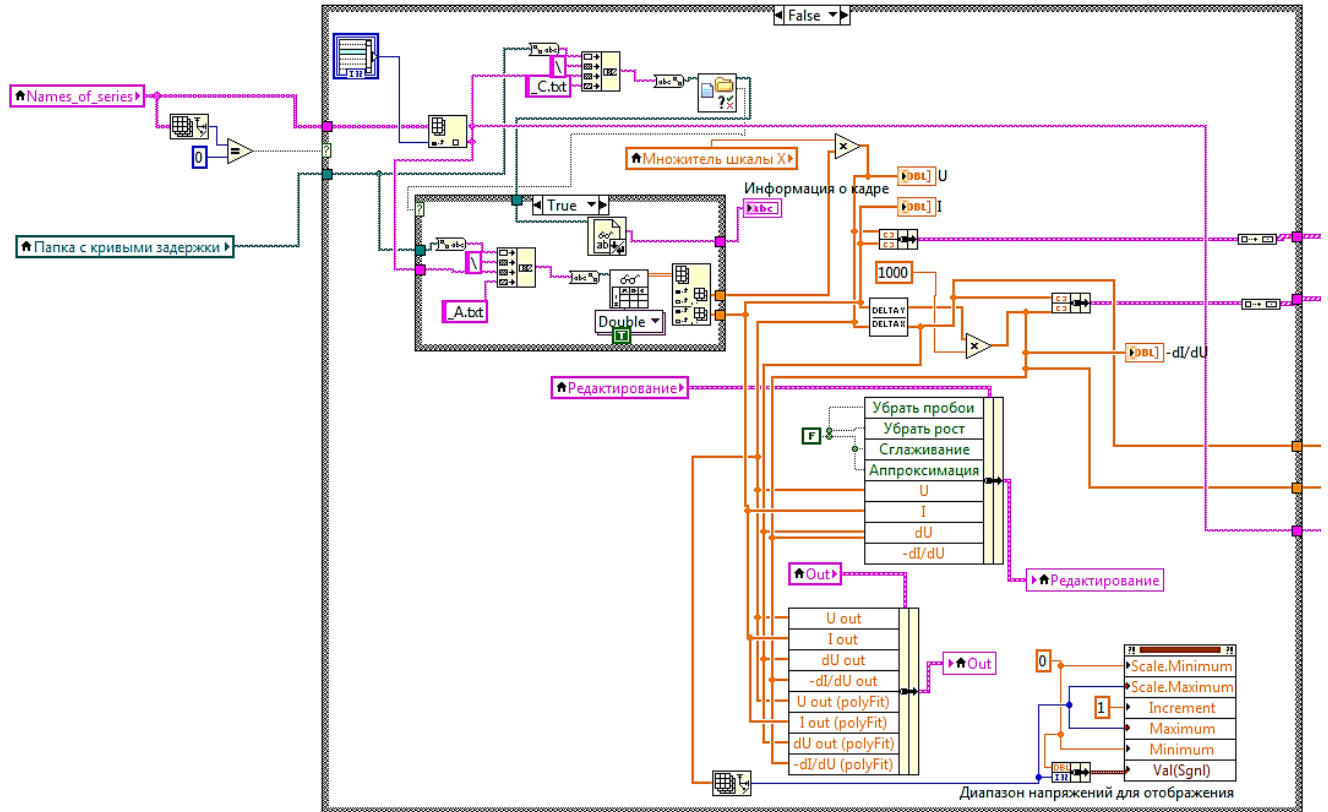


Рисунок 3. Функция чтения ранее произведённых измерений

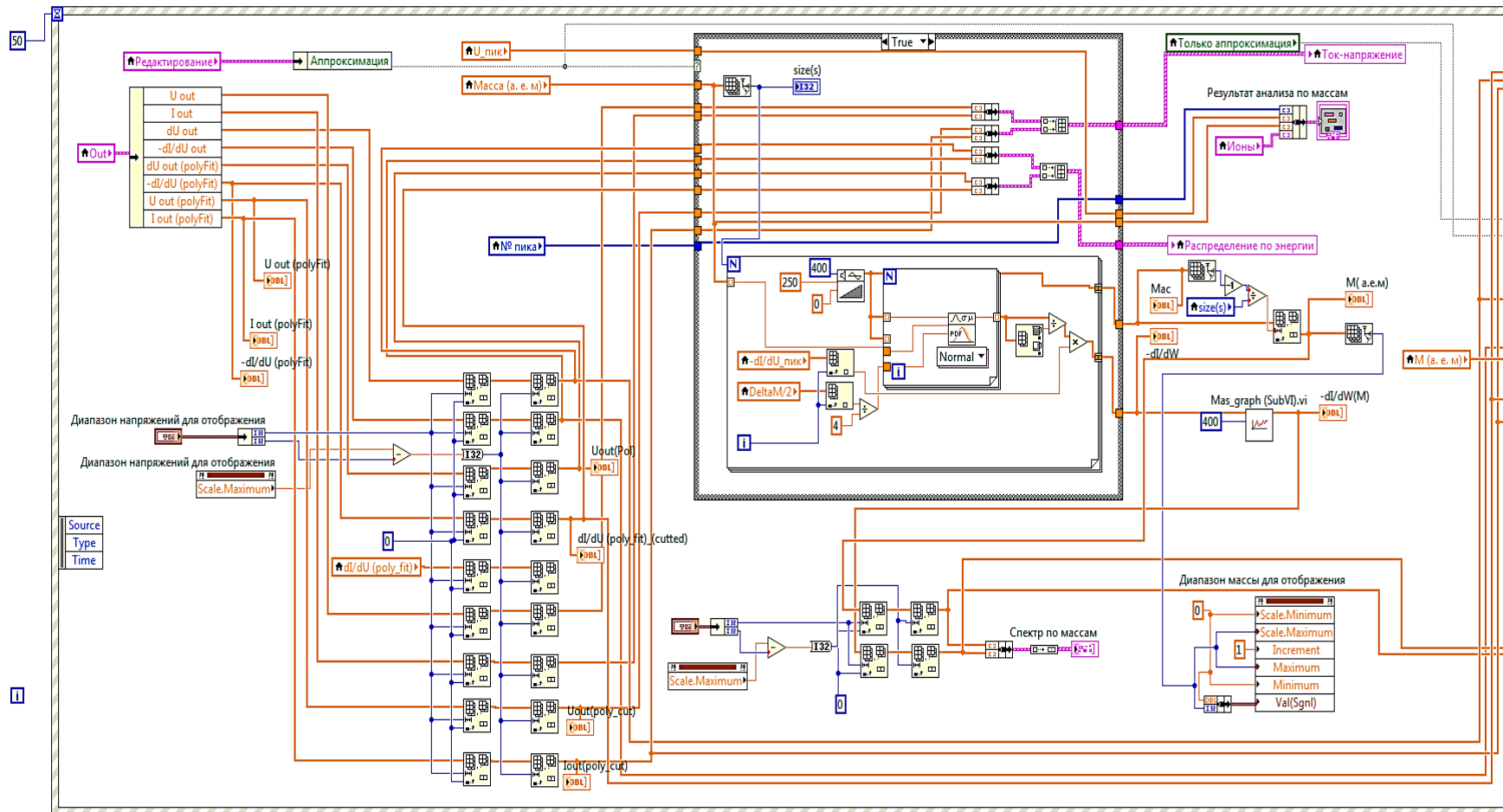


Рисунок 4. Математическое преобразование измерений и вывод графиков (при анализе по массам)

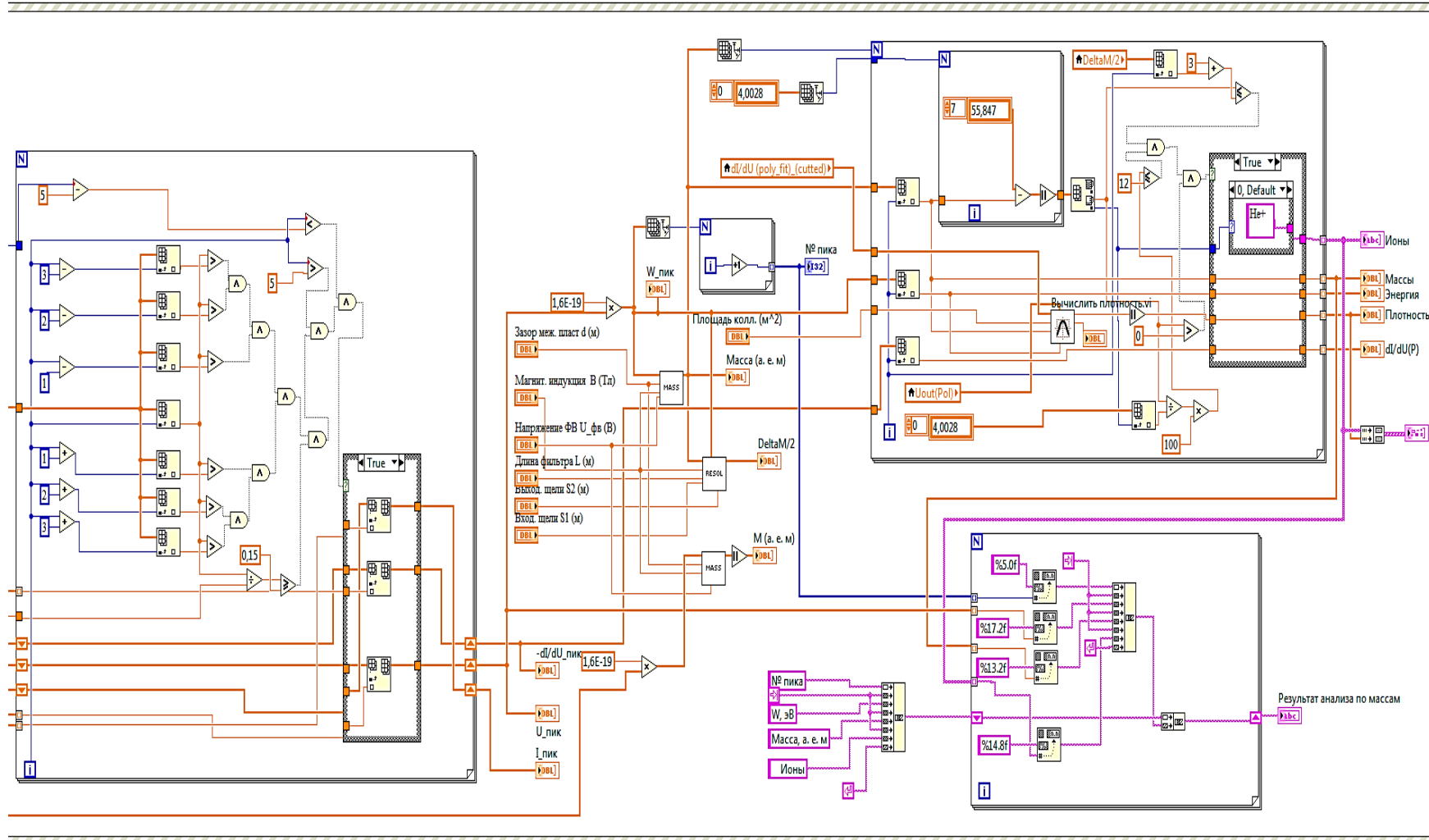


Рисунок 5. Поиск пиков на ВАХ и сопоставление обнаруженных в измерениях масс реальным ионом
(при анализе по массам)

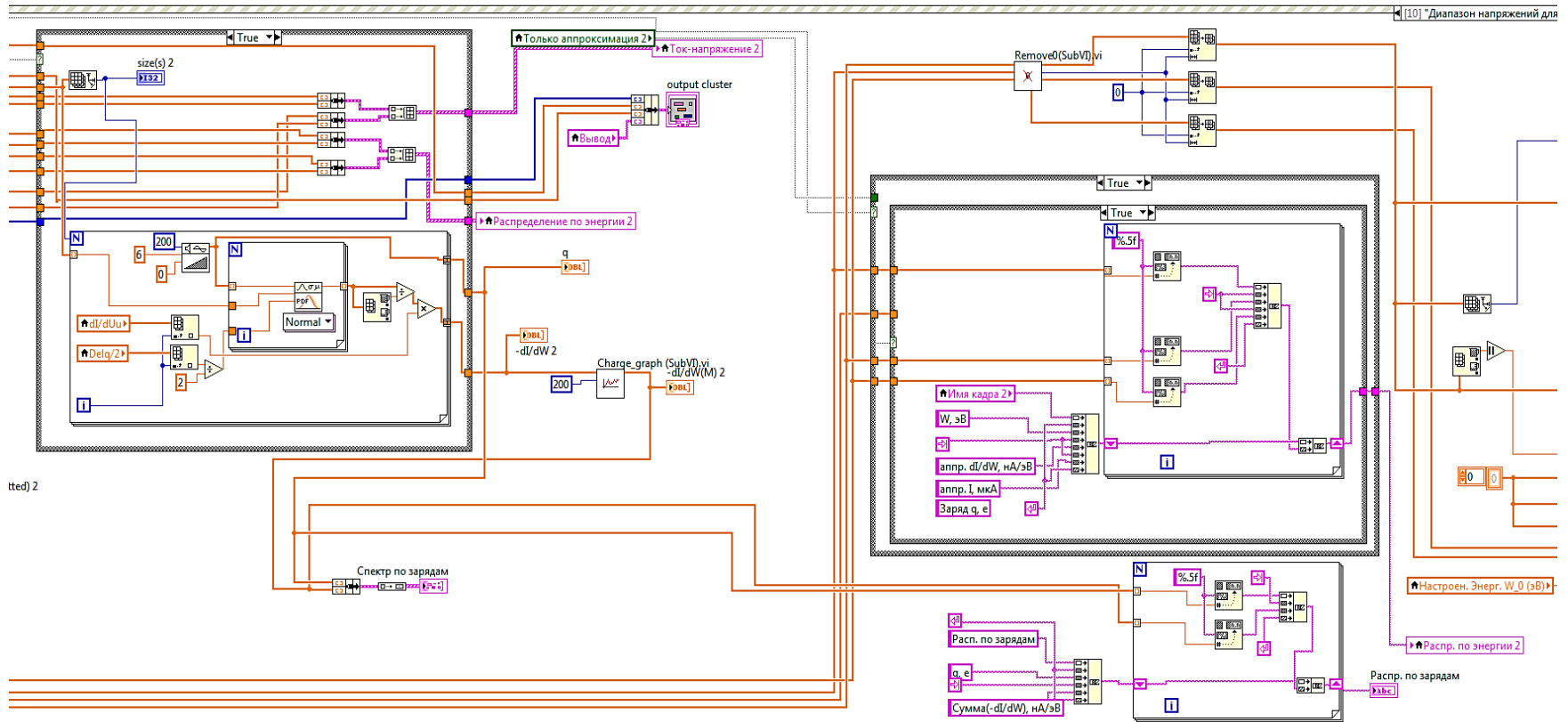


Рисунок 6. Математическое преобразование измерений и вывод графиков (при анализе по зарядам)

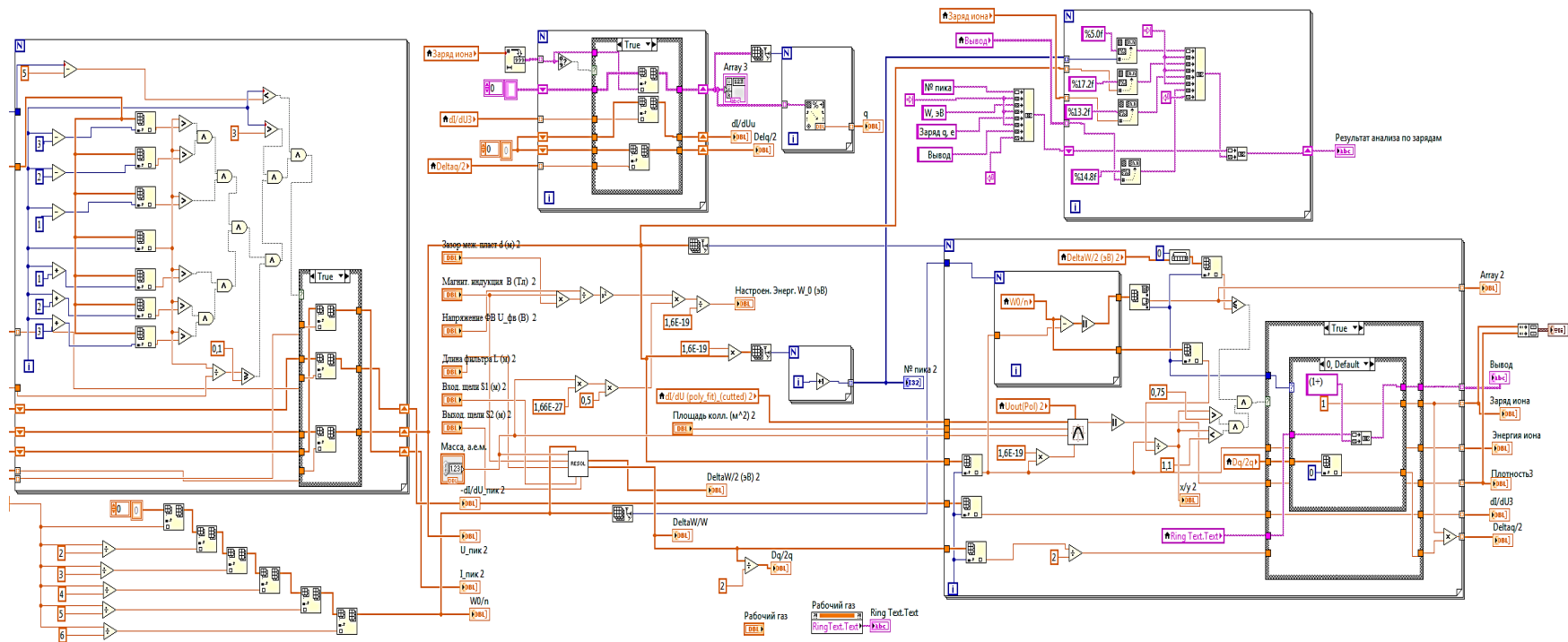


Рисунок 7. Поиск пиков на ВАХ и сопоставление обнаруженных в измерениях зарядов (при анализе по зарядам)

Список литературы

1. Dolgolenko D. A., Muromkin Y. A. Separation of mixtures of chemical elements in plasma // *Physics–Uspekhi*. – 2017. – V. 60. – N 10. – P. 994-1017.
2. Gueroult R., Zweben S. J., Fisch N. J., and Rax J. M. E×B configurations for high-throughput plasma mass separation: An outlook on possibilities and challenges // *Physics of Plasmas*. – 2019. – V. 26. – N 4. 043511.
3. Morozov A. I., Semashko N. N. On the mass separation of quasineutral beams // *Technical Physics Letters*. – 2002. – V. 28. – P. 1052-1053.
4. Strokin N. A., and Bardakov V. M. Development of idea of plasma-optical mass separation // *Plasma Physics Reports*. – 2019. – V. 45. – N 1. – P. 46-56.
5. Martynenko Y. V. Electromagnetic isotope separation method and its heritage // *Physics-Uspekhi*. – 2009. – V. 52. – N 12. – P. 1266-1272.
6. Кабанов И. А. Производство электромагнитным методом разделения высокообогащенных стабильных изотопов, имеющих низкую концентрацию в природной смеси // *Перспективные материалы*. – 2011. – № 10. – С. 86-92.
7. Winslow D. L. Mass Separation of Nuclear Waste Surrogates in the Archimedes Demonstration Unit // *American Physical Society, 47th Annual DPP Meeting, October 24-28*. – 2005. – Abstract #KP1.074.
8. Горшунов Н. М., Потанин Е. П. Магнитогидродинамическая модель прямоточной ВЧ плазменной центрифуги // *Физика плазмы*. – 2020. – Т. 46. – № 2. – С. 110-120.
9. Бардаков В. М., Кичигин Г. Н., Строкин Н. А. Масс-сепарация ионов кольцевого плазменного потока // *Письма в ЖТФ*. – 2010. – Т. 36, вып. 4. – С. 75-80.
10. Gueroult R., Fisch N. J. Plasma mass filtering for separation of actinides from lanthanides // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2014. – V. 23. – N 3. – 035002.

11. Строкин Н. А., Бардаков В. М. Плазмооптическая масс-сепарация. Развитие идеи // Физика плазмы. – 2019. – Т. 45. – № 1. – С. 51-62.

12. Строкин Н. А., Бардаков В. М., Нгуен Тхе Тханг, Казанцев А. В. Новый анализатор ионов по энергии, массе и заряду как комбинация линейного фильтра Вина и энергоанализатора с задерживающим потенциалом // Письма в журнал технической физики. – 2020. – Т. 46, вып. 10. – С. 7-9.

13. Строкин Н. А., Нгуен Тхе Тханг, Казанцев А. В., Бардаков В. М. Способ анализа ионов по энергиям, массам и зарядам и устройство для его осуществления // Патент на изобретение № RU 2708637. – Оpubл. 10.12.2019 г. – Бюллетень №34.

14. Bardakov V. M., Kichigin G. N. and Strokin N. A. Mass separation of ions in a circular plasma flow // Technical Physics Letters. – 2010. – V. 36. – N 2. – P. 185-188.

15. Bardakov V. M., Ivanov S. D., Strokin N. A. Advances and problems in plasma-optical mass-separation // Physics of Plasmas. – 2014. – V. 21. – N 3. 033505.

16. Bardakov V. M., Ivanov S. D., Kazantsev A. B., 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. 862-868.

17. Гришин С. Д., Лесков Л. В. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов. – М.: Машиностроение, 1989. – 216 с.

18. Goebel D.M., Katz I. Fundamentals of electric propulsion: ion and Hall thrusters. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2008. – 493 p.

19. E. de Hoffmann, V. Stroobant. Mass Spectrometry. Principles and Applications. – The Atrium, Southern Gate, Chichester, West Sussex: John Wiley & Sons Ltd. – 2007. – 489 p.

20. Otto Meier Jr., Fletcher. N. R., Wisseman W. R., and Williamson R. M. Magnetic Analyzer for Nuclear Reaction Products // Review of Scientific Instruments. – 1958. – V. 29 – P. 1004-1008.

21. Галль Л.Н., Саченко В.Д., Андреева А.Д., Клашников В.А., Малеев А.Б., Швецов, С.И., Кузьмин Д.Н. Специализированный масс-спектрометр МТИ-350ГС для технологического контроля сублиматного производства гексафторида урана. Ч. 1. Ионно-оптическая система масс-спектрометра МТИ-350ГС // Научное приборостроение. – 2011. – Т. 21. – № 2. – С. 11-19.
22. Кельман В. М., Родникова И. В., Секунова Л. М. Статические масс-спектро-метры. – Алма-Ата: Наука, 1985. – 264 с.
23. Астраханцев Н.В., Бардаков В.М., Во Ньы Зан, Кичигин Г.Н., Лебедев Н.В., Строкин Н.А. Совмещенные цилиндрические масс-анализаторы // ЖТФ. – 2011. – Т. 81. – № 9. – С. 105-112.
24. Münzenberg G. Development of mass spectrometers from Thomson and Aston to present // International Journal Mass Spectrometry. – 2013. – V. 349-350. – P. 9-18.
25. Rovey J. L., Gallimore A. D. Ion energy measurements near a dormant cathode in a multiple-cathode gridded ion thruster // Physics of Plasmas. – 2007. – V. 14. – N 3. – 033505.
26. Nan Jiang, Ning Zhao, Hongfei Liu, Tongzhen Fang. Mass-resolved retarding field energy analyzer and its measurement of ion energy distribution in helicon plasma // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2005. – V. 229. – N 3-4. – P. 508 – 518.
27. Bartky W and Dempster A. J. Paths of charged particles in electric and magnetic fields // Physical Review. – 1929. – V. 33. – N 6. – P. 1019-1022.
28. Mattauach J., Herzog R. Über einen neuen Massenspektrographen // Zeitschrift für Physik. – 1934. – V. 89. – P. 786-795.
29. Sadayoshi Fukumoto, Takekiyo Matsuo and Hisashi Matsuda. ^{40}Ca - ^{40}Ar mass difference Measurement by high resolution mass spectrometer // Journal of the physical society of Japan. – 1968. – V. 25. – N 4. – P. 946-950.

30. Александров М. Л., Галль Л. Н., Саченко В. Д. Способ энергомасс-спектрального анализа состава веществ и устройство для его осуществления // Патент SU №1178257. – МПК H01J 49/30. – Оpubл. 27.01.1996].

31. Строкин Н. А., Астраханцев Н. В., Бардаков В. М., Во Ньы Зан, Кичигин Г. Н., Лебедев Н. В. Способ анализа ионов по энергиям и массам и устройство для его осуществления // Патент RU №2459310. – МПК H01J 49/00. – Оpubл. 10.02.2012. – Бюлл. №23.

32. Строкин Н. А., Астраханцев Н. В., Бардаков В. М., Кичигин Г. Н., Лебедев Н. В. Способ анализа ионов по массам и устройство для его осуществления // Патент RU № 2431214. – МПК H01J 49/48. – Оpubл. 10.10.2011. – Бюлл. № 28.

33. Strokin N. A., Kazantsev A. V., Bardakov V. M., The Thang Nguyen and Kuz'mina A. S. Tandem analyzer of plasma flow ions by energy, mass and charges // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V. 1393. – 012060.

34. Строкин Н. А., Бардаков В. М., Нгуен Тхе Тханг, Казанцев А. В. Новый анализатор ионов по энергии, массе и заряду как комбинация линейного фильтра Вина и энергоанализатора с задерживающим потенциалом // Письма в журнал технической физики. – 2020 – Т. 46, вып. 10. – С. 7-9.

35. Строкин Н. А., Нгуен Тхе Тханг, Казанцев А. В., Бардаков В. М. Способ анализа ионов по энергиям, массам и зарядам и устройство для его осуществления // Патент на изобретение № RU 2708637. – Оpubл. 10.12.2019 г. – Бюллетень №34.

36. Blase R., Miller G., Westlake J., Brockwell T., Ostrom N., Ostrom H., and Hunter J. A compact $E \times B$ filter: A multi-collector cycloidal focusing mass spectrometer // Review of Scientific Instruments. – 2015. – V. 86. – N 10. – 105105.

37. Karl Wien. 100 years of ion beams: Willy Wien's canal rays // Brazilian Journal of Physics. – 1999. – V. 29. – N 3. – P. 401.

38. Wei P. S. P. and Kuppermann A. Instrumental Effects in a Retarding Field Energy Analyzer // Review of Scientific Instruments. – 1969. – V. 40. – N 6. – P. 783-785.

39. Cui Y., Zou Y., Valfells A., Reiser M., Walter M., Haber I., Kishek R. A., Bernal S., and O'Shea P. G. Design and operation of a retarding field energy analyzer with variable focusing for space-charge-dominated electron beams // *Review of Scientific Instruments*. – 2004. – V. 75. – N 8 – P. 2736-2745.

40. V. M. Bardakov, S. D. Ivanov, A. V. Kazantsev, and 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. – 053501.

41. Нгуен Тхе Тханг, Казанцев А.В., Строкин Н.А. Программа регистрации и обработки сигнала с анализатора «ТАНДЕМ» по энергиям, массам и зарядам при работе с многокомпонентным пучком ионов. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2019619074. Заявка № 2019617516 от 26 июня 2019 г. Дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 10 июля 2019 г.

42. 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 // *Приборы и техника эксперимента*. – 2015. – N. 3. – С. 48-52.

43. Hughes A. L., Rojansky V. On the analysis of electronic velocities by electrostatic means // *Physical Review*. – 1929. – V. 34. – N 2 – P. 284-290.

44. Bundaleski N., Rakocevic Z., Terzic. I. Optical properties of 127° cylindrical energy analyzer used in LEIS experiments // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. – 2002. – V. 198. – N 3-4 – P. 208-219.

45. Fujisawa A., Iguchi H., Sasao M., and Hamada Y. Second-order focusing property of 210° cylindrical energy analyzer // *Review of Scientific Instruments*. – 1995. – V. 66. – 2524.

46. Goto T., Ishii K., Nagao A., Goi Y., Katsuki Y., Kikuno N., Ishibashi N., Ono Y., Yamanashi M., Nakashima Y., Tamano T and Yatsu K. Characteristics of 63.6° cylindrical energy analyzer used as charge exchange neutral particle analyzer // *Review of Scientific Instruments*. – 1999. – V. 70. – N 6 – P. 2661-2664.

47. Rubio-Zuazo J., Escher M., Merkel M., and Castro G. R. High Voltage-Cylinder Sector Analyzer 300/15: A cylindrical sector analyzer for electron kinetic energies up to 15 keV // *Review of Scientific Instruments*. – 2010. – V. 81. – N 4. – 043304.

48. Aston F. W. LXXIV. A positive ray spectrograph // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. – 1919. V. 38. – N 228. – P. 707-714.

49. Коган В.Т., Козленок А.В., Чичагов Ю.В., Антонов А.С., Лебедев Д.С., Богданов А.А., Морошкин В.С., Березина А.В., Викторова-Леклерк О.С., Власов С.А, Тубольцев Ю.В. Малогабаритный масс-спектрометр для определения газов и летучих соединений в воздухе в процессе дыхания // *ЖТФ*, 2015. – Т. 85. – № 10. – С. 135-140.

50. Вурис Х.Г., Робинсон Ц.Ф., Холл Л.Г., Брубакер В.М., Берри Ц.Е. Теоретическое и экспериментальное исследование масс-спектрометров высокого разрешения для больших масс // В кн.: *Успехи масс-спектрометрии* / Под ред. Дж. Д. Уолдрона // М.: Иностранная литература, 1963. – С. 55–75.

51. Нгуен Тхе Тханг, Казанцев А. В., Строкин Н. А. Программа регистрации и обработки сигнала для совмещенного секторного энерго-масс-анализатора типа «Вина-Юза-Рожанского» // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018612168 Рос. Федерация; правообладатель: ФГБОУ ВО «ИРНИТУ»; заявл. 19.12.2017; опублик. 13.02.2018.

52. Нгуен Тхе Тханг, Строкин Н. А., Казанцев А. В. Программа регистрации и обработки сигнала анализатора многокомпонентного пучка ионов типа «Гибридный масс-анализатор» // Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018664342 Рос. Федерация; правообладатель: ФГБОУ ВО «ИРНИТУ»; заявл. 23.10.2018; опублик. 14.11.2018.

53. Ermilov A. N., Kovalenko A. Y., Novichkov D. N., Roganov I. S. Investigation of Nonself-Maintained Discharge in Crossed Electric and Magnetic Fields with Closed Hall Current // *High Temperature*. – 2003. – V. 41. – N 2. – P. 155-160.

54. Jamirzoev A., Yakovin S., Zykov A. Characteristics of discharge in crossed $E \times H$ fields near breakdown curve in acceleration and plasma regime // Problems of Atomic Science and Technology. Plasma Physics. – 2013. – N 1. – P. 186-188.

55. Bardakov V. M., Ivanov S. D., Kazantsev A. V., Strokin N. A. A noise-immune hardware-software complex for data acquisition and preprocessing in experiments on plasma-optical mass separation // Instruments and Experimental Techniques. – 2015. – V. 58 – N 3. – P. 359-363.

56. Гаркуша В.И., Лесков Л.В., Ляпин Е.А. Плазменные ускорители с анодным слоем // в кн. Плазменные ускорители и ионные инжекторы. М.: Наука, 1984. – С. 129-138.

57. Ermilov A.N., Eroshenkov V.F., Kovalenko Yu.A., Korolev S.V., Chernyshov T.V., Shumilin A.P. Particularities of ignition of the non-self-sustained discharge with a thermoemission cathode in crossed fields // High Temperature. – 2013. – V. 51. – N 4. – P. 443-447.

58. Ermilov A.N., Eroshenkov V.F., Novichkov D.N., Kovalenko Yu.A., Saprionova T.M., Korolev S.V., Chernyshov T.V., Shumilin A.P. Experimental study of the domain of existence of intensive non-self-sustained discharge in crossed fields // High Temperature. – 2013. – V. 51. – N 5. – P. 601-607.

59. Takahashi N., Yamamoto N., Nakashima H., Yokota S., Komurasaki K., Arakawa Y. Investigation of Internal Plasma Structure in an Anode-layer Hall Thruster // 30th Int. Electric Propulsion Conf. Florence, Italy. Sept. 2007. – IEPC-2007-092. (<http://erps.spacegrant.org/>).

60. Yamamoto N., Komurasaki K., Arakawa Y. Discharge Current Oscillation in Hall Thrusters // Journal of Propulsion and Power. – 2005. – V. 21. – N 5. – P. 870-876.

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

62. Robinson R.S., Schemmel T.D., Patterson M.J. Closed-drift thruster investigation // NASA CR-179497. – 1986.

63. Shumilin V.P., Shumilin A.V., Shumilin N.V. A simple model to determine the interrelation between the integral characteristics of Hall thrusters // *Plasma Physics Reports*. – 2014. – V. 40 – N 3. – P. 229-238.

64. Smolyakov A.I. Instabilities and transport in partially magnetized plasmas with $E \times B$ drift // *E \times B-2017 E \times B Plasmas for Space and Industrial Application Workshop*. June 21-23 2017, Toulouse, France.

65. Cavalier J., Lemoine N., Bonhomme G., Tsikata S., Honoré C., and Grésillon D. Hall thruster plasma fluctuations identified as the $E \times B$ electron drift instability: Modeling and fitting on experimental data // *Physics of Plasmas*. – 2013. – V. 20. 082107.

66. Romadanov I., Smolyakov A., Raitses Y., Kaganovich I., Tian T., and Ryzhkov S. Structure of nonlocal gradient-drift instabilities in Hall $E \times B$ discharges // *Physics of Plasmas*. – 2016. – V. 23. 122111.

67. Janhunen S., Smolyakov A., Chapurin O., Sydorenko D., Kaganovich I., and Raitses Y. Nonlinear structures and anomalous transport in partially magnetized $E \times B$ plasmas // *Physics of Plasmas*. – 2018. – V. 25. 061209.

68. Chapman S., and Ferraro B.C.A. A new theory of magnetic storms // *Nature*. – 1930. – V. 126. – N 3169. – P. 129-130.

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

70. 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.

71. Longmire C.L. *Elementary Plasma Physics*. – Interscience Publishers a Division of John Wiley and Sons Incorporation, New York-London-Sidney, 1963. – 304 p.

72. 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. – № 1-3. – С. 71-80.

73. Bardakov B.M., Ivanov S.D., Kazantsev A.B., Strokin N.A., Stupin A.N. On Performance Capacity of Plasma Optical Mass Separator // *Physics of Plasmas*. – 2018. – V. 25. – N 8. 083509.

74. Kolev St., Hagelaar G.J.M., Fubiani G. and 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.

75. Das B.K., Hazarika P., Chakraborty M. and Bandyopadhyay M. Improvement of charged particles transport across a transverse magnetic filter field by electrostatic trapping of magnetized electrons // *Physics of Plasmas*. – 2014. – V. 21. – N 7. 072118.

76. 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.

77. Бардаков В.М., Строкин Н.А., Нгуен Тхе Тханг, Ступин А.Н. Прохождение плазмой магнитного барьера плазмооптического масс-сепаратора // *Физика плазмы*, 2020. – Т. 46, №11. – С. 977-984.

78. Бардаков В.М., Казанцев А.В., Нгуен Тхе Тханг, Строкин Н.А., Ступин А.Н. Формирование потенциала потоком плазмы в магнитном барьере // *Сборник тезисов докладов XLVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. г. Звенигород, 16-20 марта 2020 г.* – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2020. – С. 197.

79. Francis F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Second Edition. Vol. 1: Plasma Physics. New York and London: Plenum Press, 1984. p. 490.

80. Raizer Yuri P. *Gas Discharge Physics*. Springer-Berlag Heidelberg., 2001. p. 449.