

*На правах рукописи*



**НГҮЕН Тхе Тханг**

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

**01.04.01 – Приборы и методы  
экспериментальной физики**

**АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

**Иркутск – 2020**

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении высшего образования «Иркутский национальный исследовательский технический университет»

**Научный руководитель:**

Доктор физико-математических наук,  
профессор ФГБОУ ВО «ИРНИТУ»  
**Строкин Николай Александрович**

**Официальные оппоненты:**

1. Доктор физико-математических наук, профессор, руководитель научного направления «Радиоастрофизика» Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт солнечно-земной физики СО РАН

**Алтынцев Александр Тимофеевич**

2. Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой общей и космической физики ФГБОУ ВО «Иркутский государственный университет»

**Паперный Виктор Львович**

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук

Защита диссертации состоится «\_\_» \_\_\_\_ 2020 г. в \_\_ часов на заседании диссертационного совета **Д.003.075.02** Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН) по адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН и на сайте <http://kirensky.ru>.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_ 2020 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук,  
профессор

Втюрин  
Александр  
Николаевич

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы

Исследования по тематике диссертационной работы инициированы проблемами, возникающими при выделении из многокомпонентных смесей элементов. Наиболее известные из них – это отработавшее ядерное топливо, литийграфитовые аккумуляторы, комплексы, содержащие редкоземельные элементы. Разделение смеси веществ, находящихся в состоянии плазмы, – универсальный одностадийный метод, применимый, в принципе, для регенерации любых комплексных материалов. Одним из методов плазменной сепарации является плазмооптический метод, идея которого была высказана в РНЦ «Курчатовский институт» [1\*]. Путь практической реализации найден в ИРНИТУ [2\*]; современное состояние работ отражено в статье [3\*] и в схеме установки ПОМС-Е-3, приведенной на рис. 1. Позиции 1-5 – источник пучка ионов, в качестве которого применен плазменный ускоритель с анодным слоем (УАС), работающий на смеси газов. Ионы, имеющие массы  $M_1 < M_0 < M_2$ , получившие после прохождения азимутатора (области длиной  $\Delta$  вдоль продольной оси с поперечным к направлению движения ионов магнитным полем;  $c$  – скорость света,  $e$  – заряд электрона) азимутальную скорость  $V_{\varphi A0} = \frac{eB_R\Delta}{cM_0}$ , собираются под действием радиального электрического

поля  $E_r$  в сепарирующем пространстве каждый на свои приемники. Коллекторы ионов не точечные; их максимальная длина определяется скоростью иона. Азимутатор совмещен с катодом УАС. Продольное магнитное поле  $B_0$ , подавляя радиальное движение электронов, позволяет создавать  $E_r$  (система электродов 8, 7, 11).

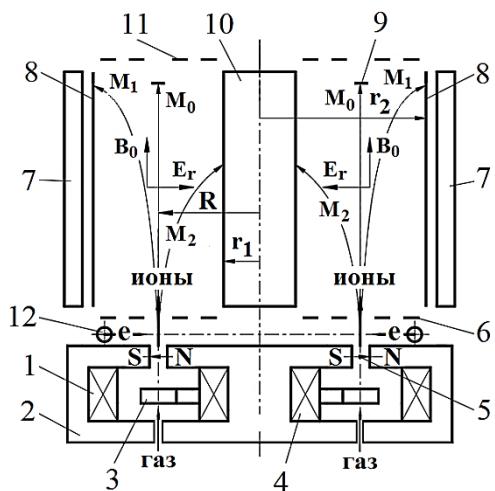


Рис. 1. Схема макета плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3: 1 – внешняя катушка магнитного поля УАС; 2 – магнитопровод; 3 – анод; 4 – внутренняя катушка; 5 – катод-азимутатор; 6, 8, 9, 10, 11 – система создания  $E_r$  в сепарирующем пространстве; 7 – катушка для создания поля  $B_0$ ; 8, 9, 10 – выполняют роль и приемников разделенных ионных компонент; 12 – источник электронов компенсации пространственного заряда ионов.

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 узлов ПОМС-Е. Основным методом измерений параметров ионного потока в ПОМС-Е на исследовательской стадии является локальная корпускулярная диагностика плазмы. Приборы, используемые при этом –

энерго- и масс-анализаторы. Энергоанализаторы промышленностью не выпускаются, а разрабатываются экспериментаторами «под задачу». Перечень основных известных типов исследовательских масс-анализаторов приведен в табл. 1 ( $M$  – масса частицы,  $z$  – заряд частицы).

Таблица 1

№	Тип анализатора	Принцип действия
1	Секторное электрическое поле	Анализ по кинетической энергии
2	Секторное магнитное поле	Анализ по моменту
3	Квадруполь	Анализ по $M/z$
4	Ионная ловушка	Анализ по $M/z$
5	Время-пролетный	Анализ по скорости
6	Анализатор на ионном циклотронном резонансе	Анализ по $M/z$ на резонансной частоте

При работе с анализаторами 1, 2 полагают известным заряд ионов; остальные – 3-6 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 1-6 для проведения «идеальной» корпускулярной диагностики в ПОМС-Е не подходят.

Для повышения разрешения по массам анализаторы 1-6 используют в виде сочетаний – размещения двух приборов друг за другом. Теоретически были найдены возможности в масс-анализаторах совмещать в пространстве однородные или неоднородные постоянные электрические и магнитные поля. Наиболее известным «совмещенным» анализатором является фильтр Вина.

Таким образом, для развития работ по плазмооптической масс-сепарации, совершенствования модели масс-сепаратора ПОМС-Е-3 необходимы новые знания о базовых режимах и особенностях работы системы «УАС – азимутатор» и анализаторы характеристик ионных потоков, обеспечивающие локальные измерения спектров ионов по энергиям, массам и зарядам в сепарирующем пространстве.

**Цель работы** состояла в разработке анализаторов многокомпонентного пучка ионов по энергиям, массам, зарядам и их испытании в потоке ионов; определении условий реализации оптимальных стабильных режимов горения разряда в УАС, 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 угловый разброс.
2. Расширение функциональных совмещенных анализаторов [4\*] для обеспечения в одном цикле измерений получения информации об энергетическом спектре, массовом и зарядовом содержании многокомпонентного потока ионов.

3. Нахождение для самостоятельного аномального тлеющего разряда в плазме УАС зависимостей плотности ионов от величины и направления вектора индукции магнитного поля  $n = f(B)$  с минимумом и максимумом значений  $n$  и свя-

зи их с трансформацией функции распределения ионов по энергиям и положением зоны горения  $E \times B$  разряда. Выявление возможных «прыжков» анодного слоя разряда, 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 (RFA); распределения по массам и зарядам – анализатором ТАНДЕМ. 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 программ, написанных на языке LabVIEW; инженерные расчеты и проектирование проводились в средах ANSYS и AutoCAD. Испытание анализаторов проводилось «под пучком» ионов, генерируемых дуоплазматронным источником ионов и выделяемых масс-сепаратором, входящими в специальную электрофизическую «калибровочную» установку.

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

1. Создан новый анализатор многокомпонентного пучка ионов по энергиям, массам и зарядам, представляющий собой тандем – 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.

3. Разработаны методы и программы численной обработки экспериментальных данных анализаторов.

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

5. Резкие изменения параметров  $E \times B$  разряда при росте плотности нейтралов связываются с прыжками анодного слоя в зоне разряда и сопровождаются скачкообразным (до 16 раз) увеличением плотности ионов.

6. В зоне  $E \times B$  разряда обнаружены изомагнитные скачки потенциала – зоны повышенной напряженностью электрического поля, порождающие скачки плотности ионов.

7. Найдена связь максимальной плотности ионов, преодолевающих МБ азимутатора, с параметрами барьера.

## **Научная новизна**

1. Предложен новый анализатор ионов по энергиям, массам и зарядам построенный на основе дисперсионного и бездисперсионного анализаторов с последовательно работающими магнитным и электрическим полями.

2. В плазме аномального тлеющего разряда в скрещенных  $E\times B$  полях обнаружен режим горения, когда зависимость плотности ионов от величины магнитного поля имеет максимум.

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

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

5. Найдена максимальная возможная плотность ионов, проходящих в диффузионном режиме через азимутатор при учете нагрева электронов в электрическом поле и их ухода на стенки канала азимутатора.

## **Личный вклад автора**

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

Постановка задач на проведение экспериментальных исследований, проведение измерений, анализ и обобщение экспериментальных данных 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 по энергиям, массам и зарядам применяется в экспериментах на ПОМС-Е-3, обеспечивая определение закономерностей пространственного разделения многокомпонентного потока ионов.

Выделены оптимальные области параметров  $E\times B$  разряда в УАС по величине магнитного поля и рабочего давления, 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 «Современные проблемы радиоэлектроники и связи» (Иркутск, 2018 г.), XLVI и XLVII Международных Звенигородских конференциях по физике плазмы и УТС (г. Звенигород, 2019, 2020 годы), 14<sup>th</sup> 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 диссертации опубликовано 18 работ, в которых изложены результаты диссертационного исследования.

## **Объём и структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, приложения и списка литературы. Объем работы составляет 116 страниц текста; диссертация содержит 52 рисунка; список литературы содержит 78 наименований.

## **Содержание работы**

**Во введении** приведен краткий обзор работ, где отражены проблемы, решение которых возможно с помощью плазменных методов масс-сепарации. Описан разрабатываемый в Иркутском национальном исследовательском техническом университете макет плазмооптического масс-сепаратора ПОМС-Е-3 и идеи, использованные и родившиеся в процессе его создания. Названы пока не решенные задачи по разработке ПОМС-Е-3. Сформулированы цель и задачи диссертационного исследования, обосновывается актуальность темы диссертации. Определены положения, выносимые на защиту, научная новизна и практическая значимость проведенной работы, сообщается о степени ее апробации и отражен личный вклад автора.

**В первой главе** излагаются сведения [1-7] о результатах разработки нового анализатора ионов, который обеспечивает в одном цикле измерение массового и зарядового содержания многокомпонентного неменоэнергетического потока ионов, имеющих большой начальный угловой разброс. При плазмооптической масс-сепарации на установке ПОМС-Е-3 в качестве источника потока ионов используется УАС. Ионы, генерируемые УАС, принципиально, имеют широкий спектр по энергиям. Идея прибора [1,2] состоит в реализации схемы последовательной работы линейного фильтра Вина (WLF) и энергоанализатора с задерживающим потенциалом (RFA). С точки зрения выполнения поставленной задачи результат не изменяется, если последовательность расположения анализаторов в ТАНДЕМЕ делается обратной. Проведенные испытания WLF-RFA на трехкомпонентном пучке ионов, генерируемом дуплазматронным источником, и в потоке плазмы УАС, показали работоспособность прибора при решении поставленной задачи.

Дадим краткое описание способа измерений при анализе по массам по варианту WLF-RFA. Схема прибора приведена на рис. 2. Фильтр Вина выполняется «коротким»: его длина сделана минимально возможной и входная щель RFA располагается не в фокусе WLF, который располагается далеко за зоной скрещенных электрического и магнитного полей, 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 трехмерные траектории движения.

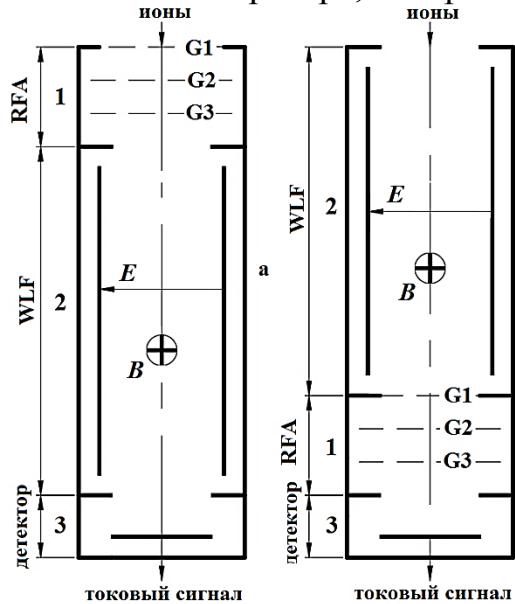
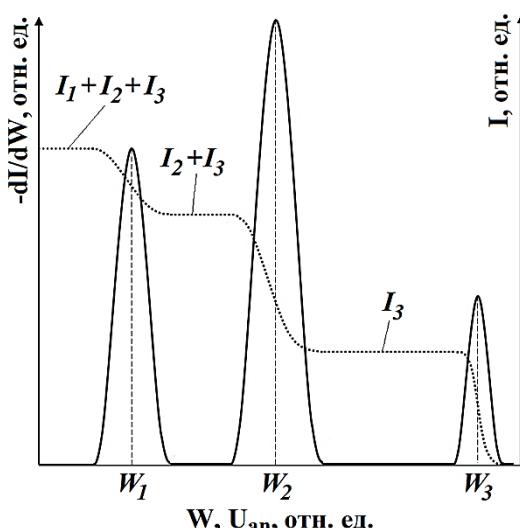


Рис. 2. Схема анализатора ТАНДЕМ: *a* – вариант, когда RFA расположен перед WLF, детектор – на выходе WLF; *b* – последовательность расположения анализаторов WLF – RFA, детектор на выходе RFA; *E* – напряженность электрического поля в области движения потока анализируемых ионов WLF; *B* – индукция магнитного поля в области движения потока анализируемых ионов WLF; G1 – входная сетка RFA; G2 – разделительная сетка RFA; G3 – анализирующая сетка RFA.

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 трехмерные траектории движения. Детектор выбирается широкоапертурным с входным окном, площадь которого перекрывает выходную щель RFA, например, цилиндр Фарадея или канальный умножитель. WLF и RFA разделены стенкой-магнитопроводом, имеющим входную щель для ввода потока ионов в RFA. Поэтому разделительная сетка G2 в RFA не нужна, оставлена лишь анализирующая сетка G3.

Если WLF 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 G3 RFA, на детектор проходят все ионы  $M_1 \dots M_k$ , скорость которых  $v_k$  удовлетворяет условию прохождения  $\frac{W_k}{M_k} = \frac{v_0^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{E^2}{B^2}$ .



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 RFA ионов, начиная с самых легких. Число ступеней будет равно числу разных масс ионов, скорости которых равны скорости настройки WLF. Кривая задержки и спектры ионов по энергиям бу-

дут иметь вид, подобный приведенным на рис. 3.

Рис. 3. Построенные аналитически кривая задержки RFA  $I = f(U_{an})$  и спектры ионов трехкомпонентного потока ионов  $-dI/dW = \varphi(W)$ .

При известных величинах  $E$ ,  $B$  и наиболее вероятной энергии  $W_k$  из условия (1) вычисляются массы ионов, попавших на детектор,  $M_k = 2W_k \frac{B^2}{E^2}$ . Интегрирование функций распределения ионов, выделенных анализатором, дает плотность частиц массы  $M$ :  $n = \int_{W_1}^{W_2} \sqrt{\frac{qM}{2}} \cdot \frac{1}{qA} \cdot \frac{dI}{dW} \cdot \frac{1}{\sqrt{W}} dW$ .

При регистрации WLF-RFA потока ионов, имеющих широкий спектр по энергиям и **разные заряды**, когда нет задерживающего потенциала  $U_{an}$  на анализирующей сетке G3 RFA, а WLF 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 RFA 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 G3 RFA. При  $eU_{an} \approx W_1/3 + \Delta W$  из апертуры WLF уйдут ионы с  $q = 3$ ; когда  $eU_{an} \approx W_1/2 + \Delta W$  – уйдут ионы с зарядом  $q = 2$ ; если будет достигнуто значение  $eU_{an} \approx W_1 + \Delta W$  – ионы с  $q = 1$  выйдут из апертуры WLF ( $\Delta W$  – разрешение анализатора по энергиям). Таким образом, ток детектора при наличии ионов с разной кратностью заряда при росте  $U_{an}$  будет ступенчато уменьшаться, и кривая задержки RFA будет подобна кривой, приведенной на рис. 3. 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 плотность ионов с каждой кратностью заряда. Тандем RFA плюс WLF в данном случае становится анализатором «кратности заряда» ионов плазменного потока.

**Испытание анализатора** проводилось в потоке трехкомпонентной плазмы (плазмообразующие газы неон, аргон и криптон). Регистрацию кривой задержки анализатора обеспечивал аппаратно-программный комплекс, аппаратное обеспечение которого состоит из персонального компьютера модели NI PXIe-8115, ADC и DAC, объединенных в комплексном приборе NI PXIe-6361 и регулируемого источника напряжения 0 ÷ 4 кВ. Коммуникации между компьютером и ADC/DAC осуществляются по интерфейсу PXI в шасси NI PXIe-1078. Программа регистрации и обработки сигнала 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 анализатором «ТАНДЕМ». В процессе измерений программа управляет генерацией анализирующих напряжений и регистрацией то-

ков ионов на детекторе анализатора с использованием комплекса NI PXIe-6361. 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 встроенной в программу библиотеки масс и зарядов ионов.

На рис. 4 приведены типичные энергетические распределения ионов смеси  $\text{Ne} + \text{Ar} + \text{Kr}$ , измеренные ТАНДЕМом. Для сравнения дано распределение ионов по энергии на его входе (кривая 3 RFA TOTAL; измерен независимым RFA). Видно, что суммарный спектр сформирован ионами с энергиями  $500 \leq W \leq 1200$  эВ, поэтому оказалось возможным при одной настройке WLF зарегистрировать ионы трех газов. При выделении узкого энергетического интервала (при определенном  $U_{WLF}$ ) ток пучка ионов падает. Поэтому на рис. 4 мгновенные амплитуды спектров ионов аргона и неона умножены на 100, а суммарный спектр умножен на 2, чтобы вписаться в принятую систему координат.

Программа обработки спектров 1 и 2 выдала данные, приведенные на рис. 5 и в таблице 2. При  $U_{WLF} = 70$  В идентифицировано 5 пиков на распределении ионов по энергии, которым сопоставлены ионы  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Kr}^+$ . Самый низкоэнергетический пик не отнесен ни к одной из масс, имеющихся в библиотеке программы. Проявился пик ионов железа  $\text{Fe}^+$  – как результат ионизации распыленных атомов стального катода. При  $U_{WLF} = 60$  В определились 3 пика ионов плазмообразующих газов  $\text{Ne}^+$ ,  $\text{Ar}^+$  и  $\text{Kr}^+$ .

Измерение-идентификация зарядового состояния многокомпонентного пучка ионов осуществляется в программе обработки данных последовательно для каждого из ионов, определенных при измерении спектра по массам. Энергия  $W_0$  настройки WLF выбирается такой, чтобы в спектрах всех ионов плазмообразующего газа были энергии вблизи  $W_0$ .

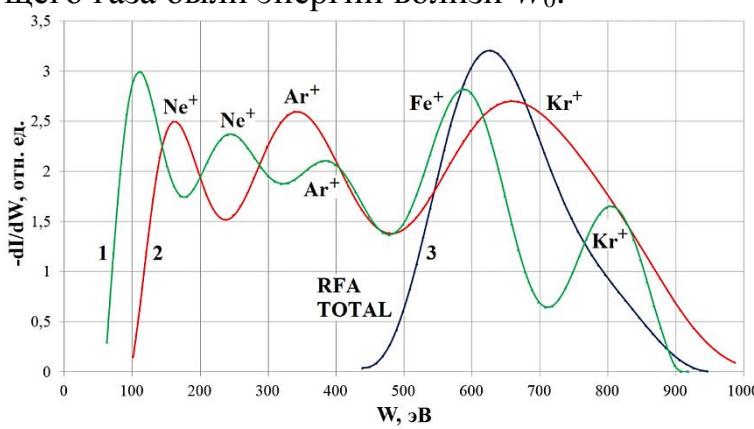


Рис. 4. Энергетические распределения ионов смеси  $\text{Ne} + \text{Ar} + \text{Kr}$ . Параметры разряда:  $U_d = 900$  В;  $B_{an} \approx 0.072$  Тл;  $P = 12 \cdot 10^{-5}$  Торр; скорость напуска  $10 \text{ см}^3/\text{с}$  для  $\text{Ne}$ ,  $5 \text{ см}^3/\text{с}$  –  $\text{Ar}$  и  $12 \text{ см}^3/\text{с}$  –  $\text{Kr}$ . Кривая 1:  $U_{WLF} = 70$  В; 2 –  $U_{WLF} = 60$  В; кривая 3: исходный, поступающий на вход анализатора, спектр ионов смеси  $\text{Ne} + \text{Ar} + \text{Kr}$ .

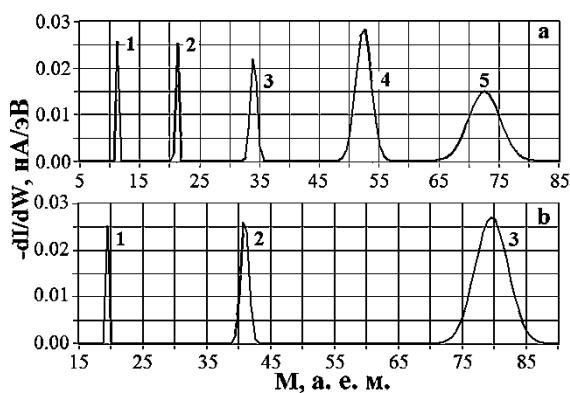


Рис. 5. Распределение ионов по массам для спектров 1 (панель “а”) и 2 (“б”), приведенных на рис. 4.

В дальнейшем, производится совместный анализ полученных массового и зарядового спектров. В таблице 3 указаны энергии

ионов, когда программа обработки, учитывая энергетическое разрешение WLF, идентифицировала ион с указанным зарядом.

Таблица 2. Энергии и массы атомов для спектров, приведенных на рис. 5.

№ пика	Спектр “а” рис. 5			Спектр “б” рис. 5		
	W, эВ	Масса, а. е. м.	Атом	W, эВ	Масса, а. е. м.	Атом
1	121,54	11,03	Не определен	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			

Таблица 3. Энергии, массы и заряды атомов и ионов для спектров, приведенных на рис. 5.

Спектр “а”. Анализ по массам			Спектр “а”. Анализ по зарядам		
W, эВ	Масса, а. е. м.	Атом	W, эВ	Заряд, е	Ион
121,54	11,03	Не определен			
240,01	21,79	Ne	220,33 ÷ 230,23	1	Ne <sup>+</sup>
388,82	35,29	Ar	438,62	1	Ar <sup>+</sup>
598,24	54,30	Fe	568,48 ÷ 598,24	1	Fe <sup>+</sup>
827,67	75,13	Kr	309,37	2	Fe <sup>2+</sup>
			200,5	3	Fe <sup>3+</sup>
			797,71 ÷ 817,71	1	Kr <sup>+</sup>
			438,62	2	Kr <sup>2+</sup>
			289,53 ÷ 338,99	3	Kr <sup>3+</sup>

На рис. 6 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<sup>+</sup> –  $W = 617$  эВ; Ar<sup>3+</sup> – 201,5; Fe<sup>+</sup> –  $W = 785,1$  эВ; Fe<sup>2+</sup> – 429,3; Kr<sup>+</sup> –  $W = 990$  эВ; Kr<sup>2+</sup> – 634,9 эВ. Приведенные энергии ионов находятся внутри диапазона энергий спектра, приведенного на рис. 6.

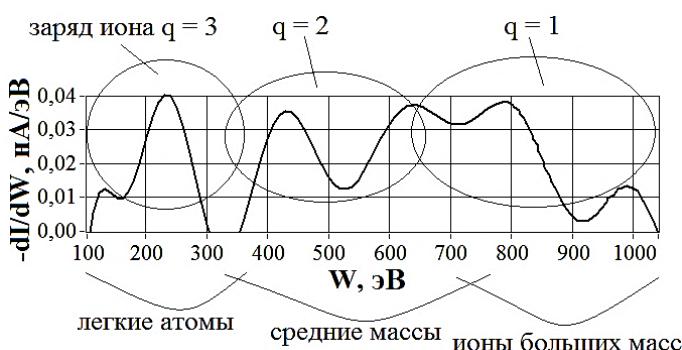


Рис. 6. Распределение ионов по энергии на выходе ТАНДЕМА. Параметры разряда УАС:  $U_d = 900$  В;  $B_{an} \approx 0,072$  Тл;  $U_{WLF} = 80$  В;  $P = 12 \cdot 10^{-5}$  Торр; скорость напуска  $20 \text{ см}^3/\text{с}$  для Ne,  $7 \text{ см}^3/\text{с}$  – Ar и  $4 \text{ см}^3/\text{с}$  – Kr.

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

**Вторая глава** содержит результаты доработки совмещенных секторных анализаторов, демонстрации возможности анализа с их помощью многокомпонентного пучка ионов по массам и энергиям. Мы адаптировали данные анализаторы к условиям ПОМС-Е-3.

## Анализатор «Вина-Юза-Рожанского» – цилиндрический дефлектор с наложенными магнитным и электрическими полями (ВЮР) [7-9]

Для анализа ионов  $\text{He}^+$ ,  $\text{N}^+$ ,  $\text{N}_2^+$  и  $\text{Ar}^+$  в ПОМС-Е-3 был разработан ВЮР с параметрами:  $R_1 = 0,021 \text{ м}$ ,  $R_2 = 0,029 \text{ м}$ ,  $B = 0,17 \text{ Тл}$ ,  $d = 0,042 \text{ м}$  (рис. 8), для которого рассчитаны значения  $U_z$ . При измерении спектра ионов по энергиям изменяется напряженность электрического поля  $E_0$ . На спектре  $I(M) = f(E_0)$  выделяются максимумы тока, соответствующие  $E_0$ .

ВЮР совмещает конструкции и свойства анализатора Юза-Рожанского (ЮР) и секторного фильтра Вина (СФВ). В области анализа частиц (рис. 7) действуют 3 поля: однородное электрическое поле  $E_z$ , радиальные магнитное  $B_r$  и электрическое  $E_r$  поля.

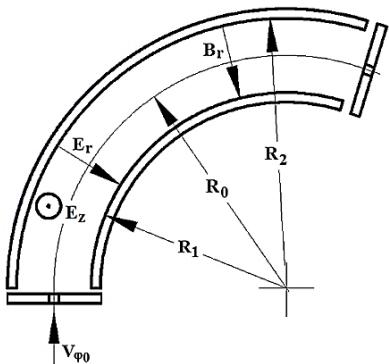
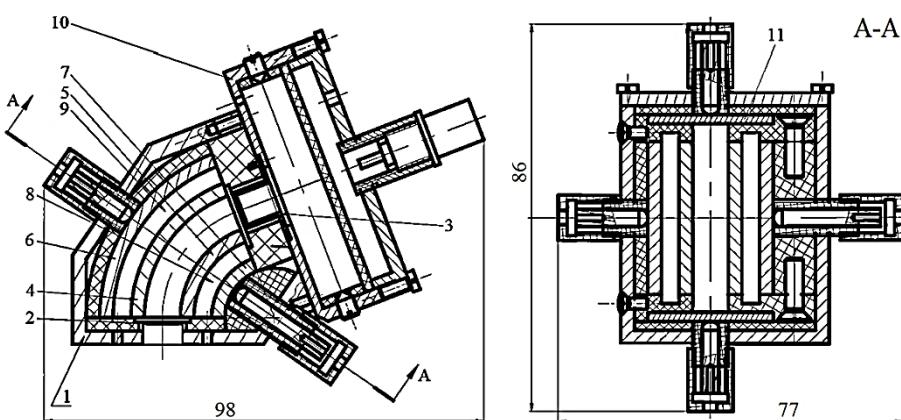


Рис. 7. Схема анализатора «Вина-Юза-Рожанского» (угол сектора  $69^\circ$ ).

Далее рассчитывается энергия иона на центральной траектории  $W_0 = 0,5qRE_0$  – получается спектр ионов по энергии  $I_i = f(W_0)$ . Для известных  $q$ ,  $R_0$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $B$  и  $M_0$ , чтобы сохранялась траектория иона  $M_0$  на радиусе  $R$ , 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 алгоритму была разработана программа регистрации и обработки сигнала анализатора «Вина-Юза-Рожанского» в среде LabVIEW 2013 [9]. Она 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.

Рис. 8. 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.



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.

## Гибридный анализатор [8,10]

СФВ работает с моноэнергетическими 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 немоноэнергетическими ионными потоками. Схема анализатора приведена на рис. 9. Здесь ЮР и СФВ совмещены друг с другом с «разворотом» – с изменением направления вращения анализируемых ионов.

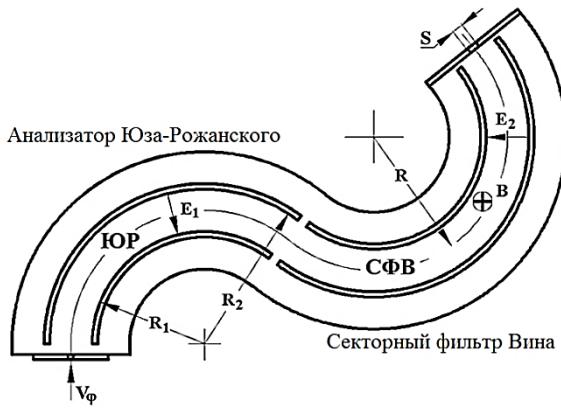


Рис. 9. Схема гибридного анализатора: угол поворота в анализаторе ЮР  $127^{\circ}30'$ , в СФВ –  $166^{\circ}$ .

При заданных значениях  $U_1, B, R, R_1, R_2$  масса иона  $M$  определяется величиной напряжения  $U_2$

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

Для получения спектров ионов по массам фиксируется  $U_1$ , 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 – получается спектр ионов по массам  $I(M) = f(M)$ . Анализатор для ПОМС-Е-3 выполнен с параметрами  $B = 0,17$  Тл,  $R = 0,025$  м,  $R_1 = 0,021$  м,  $R_2 = 0,029$  м;  $U_1$  и  $U_2$  определяются энергиями ионов – рис. 10.

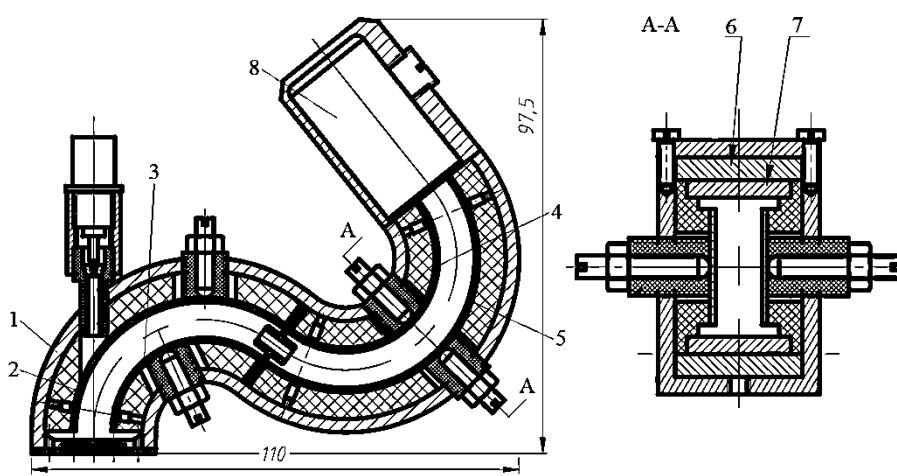


Рис. 10. Эскиз сборочного чертежа гибридного анализатора: 1 – корпус; 2–5 пластины конденсаторов; 6 – магнит; 7 – полюс; 8 – корпус ВЭУ-6-регистратора.

Программа [10] регистрации и первичной обработки сигнала «гибридного» анализатора

написана в среде программирования LabVIEW 2013. Она выполняет задачу регистрации тока ионов с детектора и определения расчетным путем массового состава пучка или энергетического спектра ионов.

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 ионов заданной массы и рабочего вакуумного объема, в который «под пучок» по-

мещались испытуемые анализаторы, системы электропитания и регистрации. На рис. 11 приведен пример измерения спектра по массам 3-компонентного ( $\text{He}^+$ ,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ) 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).

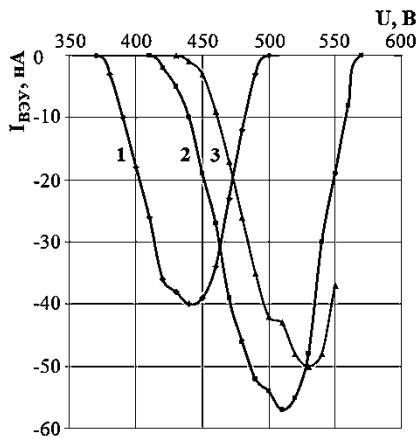


Рис. 11. Гибридный анализатор. Спектр по массам: 1 –  $\text{He}^+$ , 2 –  $\text{N}_2^+$ , 3 –  $\text{Ar}^+$ .

**В третьей главе** излагаются результаты, полученные в эксперименте, теоретическом рассмотрении и численном моделировании при определении оптимальных по плотности ионов режимов работы системы формирования потока УАС-азимутатор на ПОМС-Е-3, которые необходимо знать и использовать для дальнейшей разработки масс-сепаратора. В УАС нами исследовался самостоятельный стационарный холловский  $E \times B$  разряд. Осевая межэлектродная линия УАС имеет радиус  $R = 90$  мм; радиусы щели в катоде  $R_{min} = 87,5$  мм,  $R_{max} = 92,5$  мм; расстояние анод-катод  $L = 8$  мм. Катод выполнен из магнитомягкой стали, анод – немагнитный. Напряжение  $U_d$  изменялось от 200 до 1800 В, ток разряда  $I_d \leq 0,3$  А. Радиальная компонента индукции магнитного поля на аноде  $B_{rA}$  изменялась в диапазоне от  $10^{-2}$  до 0,12 Тл; на катоде при этом  $B_{rC} = 0,045 - 0,515$  Тл;  $dB_r/dz > 0$ . Ускоритель пристыковывался к вакуумному корпусу объемом около 1 м<sup>3</sup>. Откачка до остаточного давления  $P \approx 10^{-5}$  Торр производилась криогенным насосом. Рабочие газы – неон, азот, аргон, криптон; давление рабочего газа, измеренное на выходе из УАС, изменялось в диапазоне  $4 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-4}$  Торр. Основное внимание в работе было уделено выявлению закономерностей и особенностей эволюции функции распределения по энергии и плотности ионов при изменении величин  $B$ ,  $U_d$ ,  $P$  и рода плазмообразующего газа. Энергетические распределения измерялись с помощью трехсеточного RFA, сигналы с которого поступали в систему регистрации, где производилась их первичная обработка: построение кривой задержки, функции распределения, интегрирование которой давало плотность и среднюю энергию ионов. Анализирующее напряжение подавалось от генератора ступенчатого напряжения.

Было найдено [11-16], что монотонный рост плотности ионов с  $n_{min} = 1,8 \cdot 10^{11}$  м<sup>-3</sup> при давлении аргона  $P_{min} = 5 \cdot 10^{-5}$  Торр может изменяться скачком в 16 раз (с  $10^{12}$  до  $1,6 \cdot 10^{13}$  м<sup>-3</sup> – смотри вставку на рис. 12b) при росте давления лишь в 1,17 раза. Энергетические спектры ионов при скачке резко сдвигаются в сторону низких энергий: 756 эВ  $\rightarrow$  328 эВ, а наиболее вероятная энергия ионов падает от  $W_{m.3} \approx 756$  эВ до  $W_{m.4} \approx 328$  эВ.

Положение анодного слоя – зоны ионизации и ускорения в УАС при известном разрядном напряжении можно примерно определять по наиболее вероятной энергии в спектре ионов. Анодный слой в условиях, соответствующих рис.

12, «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  $\varphi$  ионизации аргона ( $\varphi_{Ar} \approx 15,5$  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.

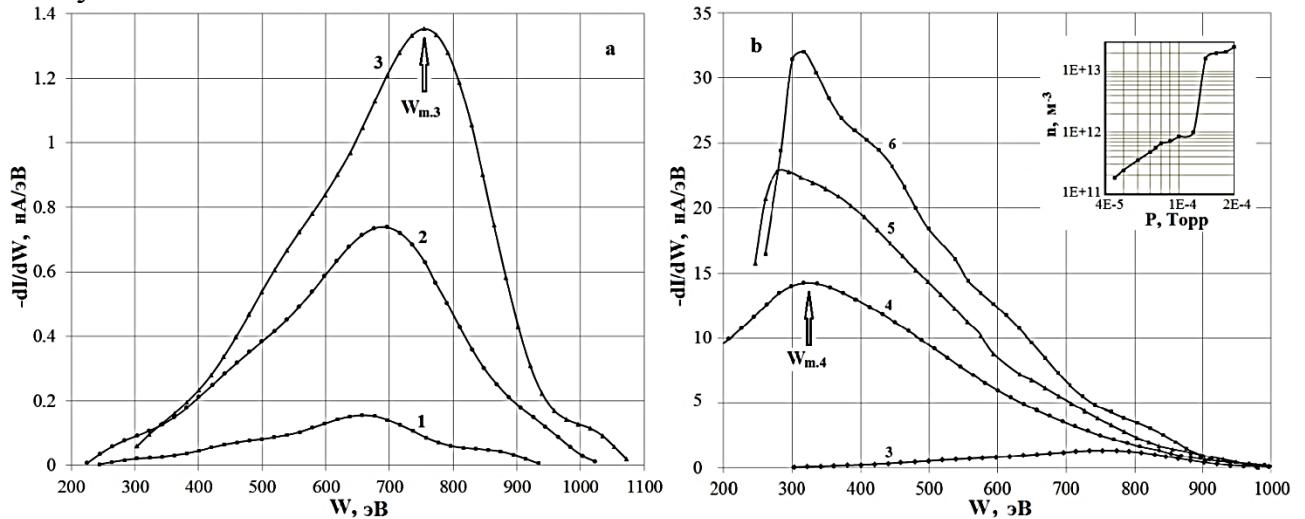


Рис. 12. Эволюция функции распределения ионов на скачке плотности, показанном во вставке на рис. 12б: аргон;  $B_{rA} = 0,097$  Тл;  $U_d = 1100$  В; кривая 1 –  $P = 4 \cdot 10^{-5}$  Торр; 2 –  $8 \cdot 10^{-5}$ ; 3 –  $1,2 \cdot 10^{-4}$ ; 4 –  $1,4 \cdot 10^{-4}$ ; 5 –  $1,8 \cdot 10^{-4}$ ; 6 –  $2 \cdot 10^{-4}$ .

Известным фактом является немонотонная зависимость плотности ионов на выходе УАС от величины индукции магнитного поля при постоянных давлении газа и разрядном напряжении (рис. 13). В нашем случае наиболее «глубокая яма» наблюдается для неона:  $n_{max} = 6,3 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ ,  $n_{min} = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ .

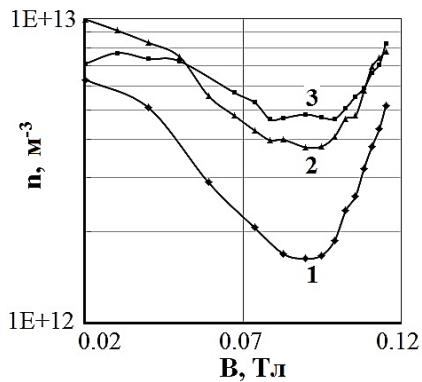


Рис. 13. Зависимость плотности ионов на выходе УАС от величины индукции магнитного поля на аноде: кривая 1 – неон; 2 – азот; 3 – аргон;  $U_d = 1100$  В;  $P = 9 \cdot 10^{-5}$  Торр.

По энергетическим спектрам неона, измеренные на выходе УАС, видно изменение режима горения разряда: происходит уширение анодного слоя на весь разрядный промежуток. Как выяснилось, приведенный результат получен 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  $n$  с

результатом получен 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  $n$  с

ростом индукции магнитного поля становился другим – при некотором значении  $B$  достигался не минимум, а максимум плотности ионов – рис. 14, кривая 2.

В экспериментах обнаружена «тонкая структура» распределений ионов по энергии – в виде всплесков функции распределения в узких энергетических диапазонах. Им соответствуют 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 – рис. 15.

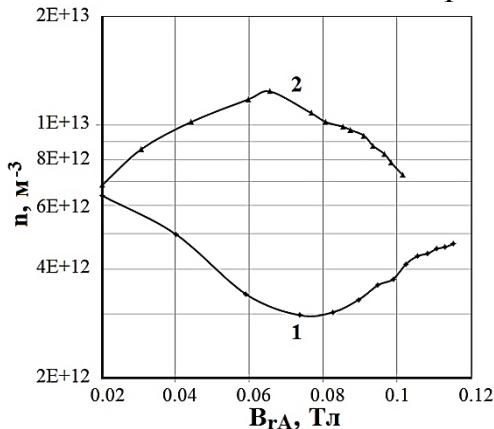


Рис. 14. Зависимость плотности ионов на выходе УАС от величины индукции магнитного поля на аноде: кривая 1 – равные токи в катушках; 2 – разные токи в катушках; неон;  $U_d = 1100$  В;  $P = 9 \cdot 10^{-5}$  Торр.

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)  $n_{0,083}/n_{0,066} \approx 4,1$ .

Изомагнитные скачки «передвигаются» вместе со спектром вверх или вниз по энергии, когда изменяется индукция магнитного поля. 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 рис. 15a; на рис. 15b дан фрагмент спектра с двумя изомагнитными скачками.

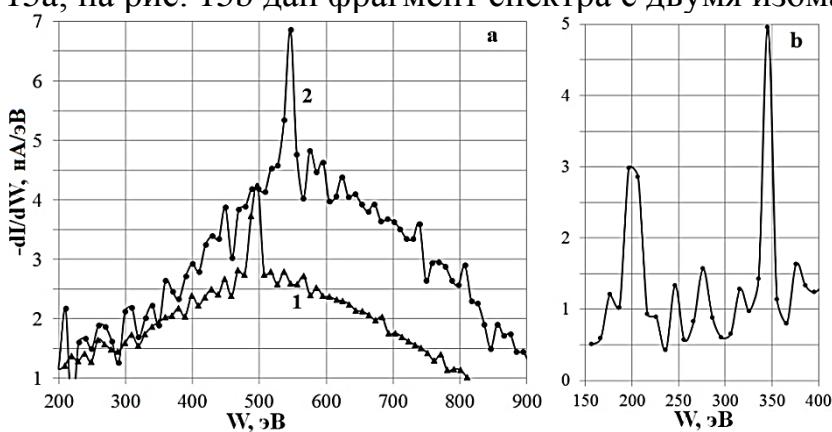


Рис. 15. Энергетические спектры ионов на выходе УАС.  $P = 9 \cdot 10^{-5}$  Торр;  $U_d = 1100$  В; а – неон; кривая 1:  $B_{rA} \approx 0,099$  Тл; 2 –  $B_{rA} \approx 0,085$  Тл;  $I_1 \neq I_2$ ; б – аргон;  $U_d = 1100$  В;  $P = 9 \cdot 10^{-5}$  Торр;  $B_{rA} \approx 0,099$  Тл;  $I_1 = I_2$ .

Для плазмооптической масс-сепарации эффективность метода определяется производительностью источника плазмы и ограничивается потерями в области с поперечным к потоку плазмы магнитным полем (МБ) азимутатора, являющегося одним из основных элементов масс-сепаратора ПОМС-Е-3, что демонстрируется на рис. 16, где видно возрастание потенциала плазмы в МБ, тормозящего ионы [17].

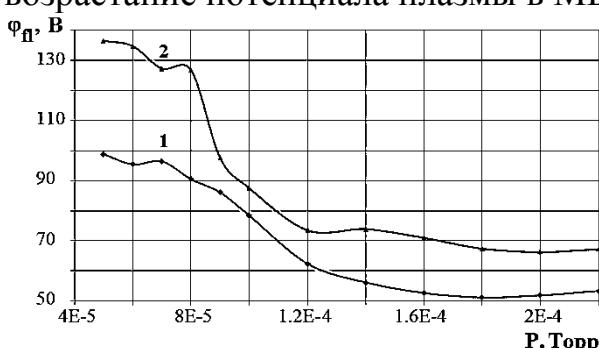


Рис. 16. Плавающий потенциал: 1 на входе в МБ азимутатора ПОМС-Е-3; 2 – в середине; разряженное напряжение УАС  $U_d = 680$  В.

$B$ ; индукция магнитного поля на аноде  $B_{an} = 0,097$  Тл; в МБ азимутатора  $B_{az} = 0,427$  Тл.

Для прояснения причин формирования этого потенциала и влияния его на **прохождение потока плазмы** был рассмотрен стационарный процесс движения плазмы с низким отношением динамического давление к магнитному  $\beta \ll 1$  (как в ПОМС-Е-3) в области с поперечным к потоку однородным магнитным полем, сосредоточенным на длине  $\Delta$  вдоль оси  $x$ ; ось  $z$  вдоль магнитного поля (рис. 17).

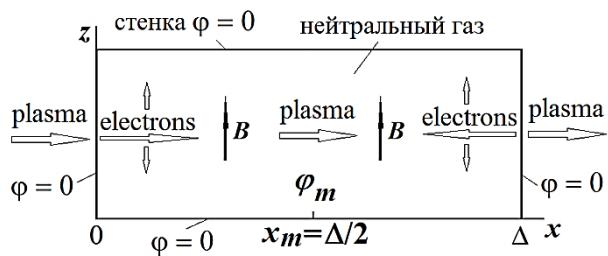


Рис. 17. Схема задачи

В частично ионизованной плазме, погруженной в магнитное поле, электроны поперек поля продвигаются в процессе классической диффузии при столкновениях с нейтралами или из-за аномальной диффузии. Мы находили распределение потенциала в плазме, движущейся в поле МБ, с учетом столкновений электронов с нейтралами. При этом учитывали электростатический нагрев электронов и их уход на стенки при наличии потенциального барьера стенка-плазма. Величина индукции магнитного поля  $B$  выбиралась такая, что действием магнитного поля на ионы пренебрегалось. Неупругие столкновения электронов – процессы возбуждения, ионизации и рекомбинации в МБ не рассматривались. На входе в МБ в точке  $x = 0$  моноэнергетичный поток плазмы имеет скорость  $u_0$ , плотность  $n_0$ ; энергия ионов  $W_0 = Mu_0^2 / 2$ . При движении потока в МБ из-за разделения зарядов формируется распределение потенциала  $\varphi(x)$  – потенциальный барьер высотой  $\varphi_m$ .

В МБ при  $z = \pm\delta$  находятся проводящие стенки канала; потенциал стенок принят равным нулю. Тогда разность потенциалов по оси  $z$  между областью потока и стенкой  $\Delta\varphi_z = \varphi(x) - \varphi(z = \pm\delta) = \varphi(x)$ . На стенки уходит некоторая часть электронов  $n_{fast} = n_e e^{-e\varphi(x)/kT(x)}$ . При данных условиях распределение плотности ионов в МБ

определяется по формуле:  $n_i(x) = \frac{n_0}{\sqrt{1 - e\varphi(x)/W_0}}$ .

Для решения задачи при сохранении квазинейтральности и с нарушением квазинейтральности были сформированы безразмерные критерии  $G = \frac{192\pi}{5} \frac{\sqrt{2}}{\Lambda} \frac{n_a}{n_0} \frac{\sigma_{ea}}{\Delta^2} \frac{W_0^3 \varepsilon_0^2}{e^4 \omega_{Be}^2 m}$  и  $R = \frac{54\pi\sqrt{2}}{5} \frac{n_a \sigma_{ea}}{e^2 m \omega_{Be}^2} W_0^2 \varepsilon_0$ , которые оказалось полезно использовать при параметрическом численном моделировании процесса прохождения

(здесь  $n_a$  – плотность нейтралов;  $\sigma_{ea}$  – сечение упругого рассеяния электронов на нейтралах;  $\Lambda$  – кулоновский логарифм;  $m$  – масса электрона;  $\omega_{Be}$  – электронная циклотронная частота). 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  $N_B$ , где  $N_B = \frac{32}{9} \frac{\varepsilon_0 W_0}{e^2 \Delta^2}$  плотность моноэнергетической плазмы.

тичного потока проходящего МБ;  $G_{cr}$  – критическое значение, при котором максимум потенциала равен критическому значению  $G_{cr} = 0,5 / [s(\psi_{cr})]^2$  ( $s$  – параметрическая функция). В точке, где потенциал становится равным критическому значению, направленная скорость электронов становится равной нулю.

При **нарушении квазинейтральности** при  $G < G_{cr}$  в некоторой точке МБ электроны останавливаются и далее движется только поток ионов. Для немоноэнергетического плазменного потока возможен режим с частичным прохождением через МБ. До плотности  $n_0 = n_{0max} = n_{cr}[1 + G_{cr}^{1/2}(1 - \psi_{cr})^{3/4}/R^{1/2}]$  плотность прошедших через МБ ионов  $n_\Delta$  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  $n_{0max} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ .

На рис. 18 сравниваются  $\psi_m$  и измеренный плавающий потенциал  $\varphi_{fl}$  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 одному закону с увеличением магнитного поля. При  $P \leq 8 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$  в эксперименте  $\varphi_{fl}$  изменяется не более чем на 15%. Если давление продолжает возрастать,  $\varphi_{fl}$  падает значительно быстрее – эффективность компенсации электронами положительного заряда ионного потока возрастает.

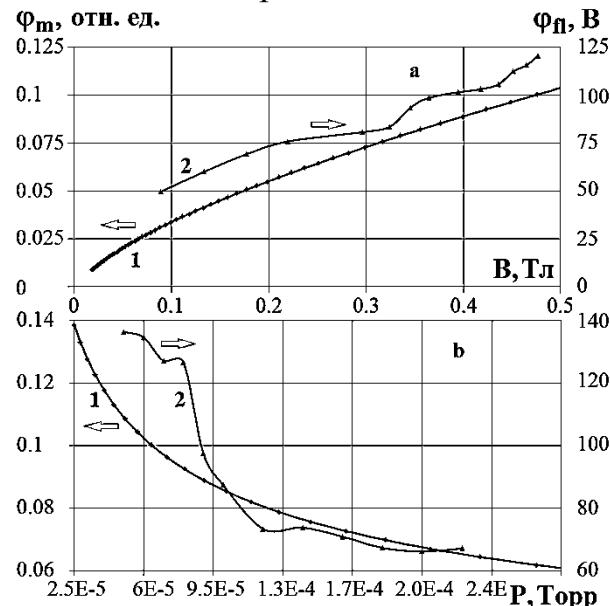


Рис. 18. Потенциал в МБ азимутатора. *a* – как функция магнитного поля: кривая 1 –  $\psi_m = f(B)$  при  $P = 9 \cdot 10^{-5}$  Торр; 2 – плавающий потенциал при  $U_d = 1160 \text{ В}$ ,  $B_{an} = 0,1 \text{ Тл}$ ,  $B_{az} = 0,427 \text{ Тл}$ ; *b* – зависимость от давления: 1 –  $\psi_m = f(P)$  при  $B = 0,4 \text{ Тл}$ ; 2 –  $\varphi_{fl}$  при  $U_d = 680 \text{ В}$ ,  $B_{an} = 0,1 \text{ Тл}$ ,  $B_{az} = 0,427 \text{ Тл}$ .

Численное решение уравнения (1) показывает, что максимальная плотность ионов  $N$  как функция магнитного поля  $B$  имеет вид, изображенный на рис. 19. На рисунке изображены кривые 1, 2, 3, соответствующие различным начальным условиям. Кривые 1, 2, 3 симметричны относительно горизонтальной оси, соответствующей  $N \approx 1,7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Кривые 1, 2, 3 симметричны относительно горизонтальной оси, соответствующей  $N \approx 1,7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ .

На рис. 19 представлена максимальная плотность ионов как функция магнитного поля. Жирная горизонтальная линия на рис. 19 отмечает границу бесстолкновительного режима  $N \approx 1,7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  для ионов при прохождении пути УАС + МБ ( $l \approx 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$ ). Данная граница получена из условия однократности столкновений ионов на пути  $l$  с учетом полного транспортного сечения, которое, взятое для ионов аргона с  $W_0 = 400 \text{ эВ}$  и равно  $3,9 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ . Наблюдается монотонное уменьшение  $N$  при увеличении  $B$ .

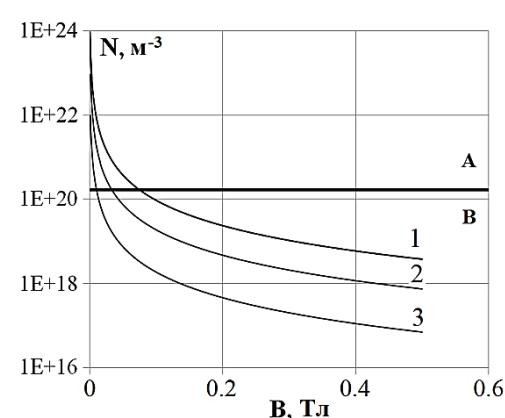


Рис. 19. Зависимость максимальной плотности от величины магнитного поля в МБ: кривая 1 –  $P = 5 \cdot 10^{-4}$  Торр; 2 –  $10^{-4}$  Торр; 3 –  $5 \cdot 10^{-5}$  Торр.

В экспериментах на ПОМС-Е-3 максимальная плотность на выходе МБ в пока не превышает  $10^{14} \text{ м}^{-3}$ , что много меньше плотности, «разрешенной» для прохождения через МБ, например, при  $B = 0,4$  Тл и  $P = 10^{-4}$  Торр плотность  $N \approx 10^{18} \text{ м}^{-3}$ .

**В заключении** представлены основные результаты диссертационной работы.

Создан новый спектрометр ионов «ТАНДЕМ», в котором реализована возможность анализа пучков ионов по энергиям, массам и зарядам; при анализе по массам и зарядам – работа с немоноэнергетичными потоками ионов, имеющими значительный начальный угловой разброс. Результаты испытания ТАНДЕМа, суммированные на рис. 5, 6 и таблицах 2, 3, 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, имеющих широкий спектр по энергиям.

Выполнено численное 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.

Для анализатора ТАНДЕМ и совмещенных спектрометров разработаны методы и программы численной обработки экспериментальных данных.

Проведенные исследования расширили набор явлений и особенностей, характеризующих аномальный самостоятельный холловский  $E \times B$  разряд. Часть результатов дополняет известные данные; часть – являются новыми. Обнаружен режим горения, когда зависимость плотности ионов от величины магнитного поля имеет максимум. Выявлена сильная чувствительность  $n = f(B_r)$  к величине  $B_z$ , совпадающей по направлению с разрядным 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 УАС и появлением заметной продольной компоненты магнитного поля.

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. Перемещения АС могут сопровождаться скачкообразным увеличением плотности ионов в 16 раз.

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 (рис. 15). 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.

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. Найденные механизмы набора и потери энергии электронами позволили определить механизм формирования функции распределения ионов по энергии и их плотность в разрядном промежутке.

Характер движения потока плазмы в поперечном магнитном поле азимутатора ПОМС-Е-3 при диффузионном продвижении электронов определяется величинами плотностей ионов и нейтралов, индукцией магнитного поля, энергией ионов и длиной МБ. В работе сформирован информативный для проведения многопараметрического теоретического анализа безразмерный критерий  $G$ , который включает в себя все названные величины и ряд численных коэффициентов. 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  $n_{\Delta m} \approx N_B R / G_{cr}$ . 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 МБ потоке ионов смогут обеспечить высокую производительность ПОМС.

### **Результаты диссертации опубликованы в работах:**

1. 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.
2. 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. – Опубл. 10.12.2019 г. – Бюллетень №34.
3. 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.
4. Strokin N.A., Kazantsev A.V., Bardakov V.M., **Nguen The Thang**, Kuzmina A.S. Tandem Analyzer of Plasma Flow Ions by Energy, Mass and Charges // Book of Abstracts 14<sup>th</sup> International Conference Gas Discharge Plasmas and Their Applications/ Tomsk, Russia/September 15-21, 2019. Tomsk: TPU Publishing House, 2019. – Р. 119.
5. **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. Дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 10 июля 2019 г.

6. **Нгуен Тхе Тханг**, Строкин Н.А., Казанцев А.В. Адаптация фильтра Вина для диагностики результатов разделения многокомпонентного потока ионов в масс-сепараторе ПОМС-Е-3 // Современные проблемы радиоэлектроники и связи. Материалы XV Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. Иркутск, 17 мая 2018 г., Иркутск: Издательство Иркутского национального исследовательского технического университета, Иркутск, 2018. – С. 117-124.

7. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018610498 Программа регистрации и обработки сигнала анализатора многокомпонентного пучка ионов типа «Фильтр Вина». Авторы **Нгуен Тхе Тханг**, Казанцев А.В., Строкин Н.А., Шустов Н.П. Дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 11 января 2018 года.

8. **Нгуен Тхе Тханг**, Строкин Н.А., Казанцев А.В. Изучение возможности анализа пучка ионов по массам и энергиям в совмещенных секторных анализаторах // Современные проблемы радиоэлектроники и связи. Материалы XV Всероссийской научно-технической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. Иркутск, 17 мая 2018 г., Иркутск: Издательство Иркутского национального исследовательского технического университета, Иркутск, 2018. – С. 125-131.

9. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018612168 Программа регистрации и обработки сигнала для совмещенного секторного энерго–масс–анализатора типа «Вина–Юза–Рожанского». Авторы **Нгуен Тхе Тханг**, Казанцев А.В., Строкин Н.А. Дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 13 февраля 2018 года.

10. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018664342 Программа регистрации и обработки сигнала анализатора многокомпонентного пучка ионов типа «Гибридный масс-анализатор». Авторы **Нгуен Тхе Тханг**, Строкин Н.А., Казанцев А.В. Дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 14 ноября 2018 года.

11. Strokin N.A., Kazantsev A.V., Bardakov V.M., **Thang The Nguyen**, and Kuzmina A.S. Jumping the anode layer in the zone of the E×B discharge // Physics of Plasmas, 2019. – V. 26. – 073501.

12. Strokin N., Bardakov V., Kazantsev A., **The Thang Nguyen**, Stupin A. and Kuz'mina A. Discharge features in crossed electric and magnetic fields // Journal of Physics: Conference Series, 2019. – V. 1393. – 012030.

13. Строкин Н.А., Бардаков В.М., Иванов С.Д., Казанцев А.В., **Нгуен Тхе Тханг**, Ступин А.Н. Прыжки анодного слоя в зоне Е×В разряда // Сборник тезисов докладов XLVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. г. Звенигород, 18-22 марта 2019 г. – М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИО-ФАН», 2019. – С. 222.

14. Strokin N.A., Kazantsev A.V., Bardakov V.M., **Nguen The Thang**, Kuzmina A.S. Discharge features in crossed electric and magnetic fields // Book of Abstracts 14<sup>th</sup>

International Conference Gas Discharge Plasmas and Their Applications/ Tomsk, Russia/ September 15-21, 2019. Tomsk: TPU Publishing House, 2019. – P. 22.

15. Strokin N.A., Kazantsev A.V., **Nguyen The Thang**, A.N. Stupin, Bardakov V.M. Working out of the plasma-optical method of division of the multicomponent stream on elements taking into account plasma effects accompanying mass separation // XVII International Scientific Conference and School of Young Scholars “Physical and Chemical Processes in Atomic Systems”. Technical Program and Abstracts. M.: NRNU MEPhI, 2019. – P. 62.

16. **Нгуен Тхе Тханг**, Казанцев А.В. Строкин Н.А. Альтернативный метод разделения отработавшего топлива атомных станций // Всероссийская научно-практическая конференция «Прикладные исследования в области физики» Иркутск, 4 декабря 2019 г. Сборник статей. – С. 161-168.

17. Bardakov B.M., Kazantsev A.B., **Нгуен Тхе Тханг**, Strokin N.A., Stupin A.N. 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.

### **Цитируемая литература:**

1\*. Морозов А.И., Семашко Н.Н. О сепарации по массам квазинейтральных пучков // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28, №24. – С. 63-66.

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

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

4\*. Астраханцев Н.В., Бардаков В.М., Во Ны Зан, Кичигин Г.Н., Лебедев Н.В., Строкин Н.А. Совмещенные цилиндрические масс-анализаторы // ЖТФ, 2011. – Т. 81, №9. – С. 105-112.