

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ «ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ  
ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

*На правах рукописи*

ВОДОПЬЯНОВ Александр Валентинович

**ЭЛЕКТРОННО - ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ РАЗРЯД,  
ПОДДЕРЖИВАЕМЫЙ МИЛЛИМЕТРОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ:  
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ПРИЛОЖЕНИЯ**

01.04.08 – физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

доктора физико-математических наук

Нижний Новгород – 2016

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	5
Глава 1. Источник многозарядных ионов тяжелых газов .....	24
1.1. Постановка задачи .....	24
1.2. Описание экспериментальной установки .....	29
1.2.1. Система ввода СВЧ мощности (гиротрон и квазиоптический СВЧ тракт) .....	30
1.2.2. Магнитная ловушка .....	34
1.2.3. Вакуумная система, напуск газа.....	38
1.2.4. Система предыонизации напускаемого газа.....	43
1.2.5. Система синхронизации исполнительных устройств .....	46
1.2.6. Система экстракции ионов .....	48
1.3. Методы диагностики .....	54
1.4. Формирование многозарядных ионов в плазме ЭЦР разряда .....	81
1.4.1. Образование многозарядных ионов в плазме .....	81
1.4.2. Измерение параметров плазмы в квазигазодинамическом режиме удержания плазмы .....	87
1.4.3. Две стадии разряда .....	91
1.4.4. СВЧ дуга .....	102
1.5. Формирование пучка ионов из плотной плазмы ЭЦР разряда.....	116
1.6. Выводы главы .....	120
Глава 2. Многократная дополнительная ионизация металлических ионов плазмы вакуумно-дугового разряда в магнитной ловушке с нагревом электронов в условиях ЭЦР .....	121
2.1. Постановка задачи .....	121

2.2. Вакуумно-дуговой плазмоденератор.....	124
2.3. Дополнительная ионизация ионов металлов плазмы вакуумно-дугового разряда в магнитной ловушке с нагревом электронов в условиях ЭЦР.....	135
2.4. Обсуждение результатов .....	140
2.5. Эксперименты с нагревом излучением с частотой 75 ГГц .....	145
2.6. Расчёт распределений ионов по кратностям ионизации.....	147
2.7. Экспериментальная установка.....	149
2.7.1. Магнитная ловушка .....	150
2.7.2. Система ввода СВЧ энергии.....	154
2.7.3. Интегрированный плазмоденератор .....	156
2.8. Результаты экспериментов.....	158
2.9. Выводы главы.....	161
Глава 3. Источник альфа частиц .....	163
3.1. Постановка задачи .....	163
3.2. Развитие ЭЦР разряда в магнитной ловушке.....	165
3.3. Разряды низкого давления в скрещенных полях .....	168
3.4. Средний заряд ионов в ЭЦР разряде с предварительной ионизацией газа... ..	176
3.5. Выводы главы.....	180
Глава 4. Источник мягкого рентгеновского излучения .....	181
4.1. Постановка задачи .....	181
4.2. Экспериментальное исследование ЭЦР разряда в тяжелых газах как источника мягкого рентгеновского излучения .....	184
4.3. Экспериментальное исследование плазмы вакуумно-дугового разряда в парах олова, дополнительно нагреваемой в условиях ЭЦР, как источника мягкого рентгеновского излучения.....	199

4.4. Моделирование плазмы вакуумно-дугового разряда в парах олова, нагреваемой СВЧ излучением в условиях ЭЦР, и возможные перспективы построения точечного источника мягкого рентгеновского излучения с высокой яркостью.....	208
4.5. Выводы главы.....	218
Глава 5. Источник активного азота.....	220
5.1. Постановка задачи .....	220
5.2. Экспериментальная установка.....	223
5.3. Измерение параметров плазмы ЭЦР разряда.....	229
5.4. Измерение потока атомарного азота, вытекающего из плазмы ЭЦР разряда .....	233
5.5. Рост пленок нитрида индия методом металорганической эпитаксии с активацией азота в плазме ЭЦР разряда.....	242
5.6. Выводы главы.....	253
Заключение.....	254
Список основных публикаций автора по теме диссертации.....	258
Библиографический список.....	263

# ВВЕДЕНИЕ

## Актуальность проблемы

Несмотря на длительную историю изучения взаимодействия частиц плазмы со сверхвысокочастотными полями в магнитном поле в условиях электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР), изучение плазмы ЭЦР разряда остается актуальным в настоящее время и представляет большой интерес, как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Широкий интерес к ЭЦР разрядам, поддерживаемым излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн обусловлен уникальными параметрами плазмы, которую можно создать и поддерживать мощным излучением современных генераторов. Отличительной особенностью таких разрядов является высокий удельный энерговыход, значительная неравновесность плазмы, высокая эффективность нагрева электронного компонента плазмы. А создание надежных генераторов излучения – гиротронов, стабильно работающих в импульсном и непрерывных режимах, дополнительно стимулируют развитие прикладных исследований плазмы ЭЦР разряда и возможных приложений такого разряда. Настоящая диссертация посвящена исследованиям ЭЦР разрядов и приложений, основанных на уникальных свойствах таких разрядов.

Одна из возможностей использования уникальных свойств неравновесной плазмы ЭЦР разряда – создание на его основе источника ионов. Пучки ионов востребованы при обработке и модификации твердых тел [1], [2], в медицине [3], для нагрева специальных мишеней в установках инерционного термоядерного синтеза [4], для синтеза новых сверхтяжелых элементов таблицы Менделеева [5]. Актуальной является задача создания источников многозарядных ионов (МЗИ) тяжелых элементов [6]–[8], которые находят широкое применение, как в науке, так и в технике. Энергия ускоряемых ионов зависит от заряда иона и растёт с ростом заряда. Использование многозарядных ионов позволяет при тех же ускоряющих напряжениях получать существенно большие энергии ионов. ЭЦР источники ионов выгодно отличаются от источников других типов в тех случаях, когда требуется

умеренно высокий средний заряд ионов (например, 7-9 для аргона) при достаточно большом токе пучка ( $\sim 100$  мкА). Они имеют большой ресурс работы, стабильны, позволяют легко менять рабочее вещество. В настоящее время более 50 источников МЗИ на основе ЭЦР работают в ускорительных центрах мира, а все новые циклотронные комплексы создаются в расчёте на работу с источниками многозарядных ионов этого типа. Согласно современным представлениям, для повышения эффективности работы плазменных источников МЗИ необходимо создание плотной, достаточно долгоживущей неравновесной плазмы, температура электронов в которой существенно превосходит температуру ионов. Один из путей создания такой плазмы в ЭЦР источниках ионов связан с увеличением частоты и мощности используемого СВЧ излучения. Так в серии экспериментальных работ [9], [10], был значительно увеличен выход многозарядных ионов при изменении частоты от 10 до 18 ГГц. Представляется весьма перспективным и актуальным проведение исследований ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн, как с точки зрения возможных приложений, так и с точки зрения развития фундаментальной науки. Действительно, использование мощного коротковолнового излучения позволяет проводить исследования ЭЦР разряда при больших интенсивностях СВЧ излучения (до сотен кВт/см<sup>2</sup>) и обеспечивать удельный энерговклад в плазму на уровне 10 кВт/см<sup>3</sup>. В случае разряда в тяжёлых газах можно надеяться на получение плазмы с уникальными параметрами: электронной плотностью на уровне  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> и энергией электронов порядка сотен эВ (оптимальной для образования МЗИ).

Как уже отмечалось выше, основным приложением источников многозарядных ионов является их применение в ускорителях. Для успешного решения целого ряда задач на ускорительных комплексах (в частности, синтеза новых элементов) требуются источники многозарядных металлических ионов, в том числе и тугоплавких. Для решения этой задачи наиболее привлекательным представляется идея использования вакуумно-дугового плазмогенератора для инжекции плазмы тугоплавких металлов (в катодных пятнах вакуумно-дугового

разряда интенсивно испаряется и ионизуется любой тугоплавкий металл) [11] в ЭЦР источник с целью дополнительной ионизации ионов. В плотной плазме ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротронов, за время пролёта ионами размера ловушки успевает происходить заметная дополнительная ионизация. То есть, использование плотной плазмы позволяет достичь необходимого значения параметра удержания и при малых временах жизни ионов в ловушке и обеспечить получение многозарядных ионов тугоплавких металлов.

Другим перспективным применением ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением миллиметрового диапазона длин волн, является использование его в качестве источника ультрафиолетового излучения для проекционной литографии высокого разрешения. Речь, в основном, пойдет об излучении в спектральной полосе  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$ . В настоящее время в мире ведутся интенсивные исследования, направленные на создание источника излучения для проекционной литографии высокого разрешения с длиной волны 13.5 нм. Такая длина волны задана в стандартах развития отрасли [12], что, отчасти, обусловлено развитием оптических элементов для данной длины волны [13]. В наиболее эффективных источниках излучения используется линейчатое излучение многозарядных ионов олова (более 100 линий излучения ионов олова с зарядом от +6 до +11 попадают в указанный диапазон). В основном, для получения такой плазмы используются установки с мощными лазерами или с различного типа пинчами (см., например, книги [14], [15], современный обзор [16]).

Наряду с ощутимым прогрессом в этом направлении, у разрабатываемых схем есть ряд недостатков, которые не позволяют считать проблему создания источника экстремального ультрафиолета решенной. Прежде всего, отметим проблемы, связанные с малым ресурсом работы источника, с загрязнением элементов оптической системы распыляемыми веществами, с бомбардировкой поверхности зеркал быстрыми ионами. Поиски новых источников мягкого рентгеновского излучения остаются актуальными в настоящее время. Мы предлагаем источник мягкого рентгеновского излучения на основе плазмы вакуумно-дугового разряда, нагреваемой СВЧ излучением гиротронов. Такая схема имеет ряд

неоспоримых преимуществ, например, она может быть реализована в непрерывном режиме, что существенно упрощает всю схему проекционной литографии, схема позволяет избавиться от потоков быстрых атомов и ионов имеющихся в лазерных схемах и приводящих к деградации многослойных рентгеновских зеркал, энергетическая эффективность может оказаться существенно выше и пр.

Другой задачей, демонстрирующей преимущества использования ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротрона, является задача активации азота в плазме для выращивания нитридов металлов III группы. Нитриды металлов III группы периодической системы элементов (AlN, GaN, InN), их твердые сплавы (AlGaN, InGaN), считаются наиболее перспективными материалами для создания новых типов оптоэлектронных устройств, работающих в широком диапазоне длин волн от видимой до дальней УФ областей спектра, а также мощных СВЧ приборов, способных функционировать в агрессивных средах и при высоких температурах [17]–[28]. Одной из ключевых проблем синтеза нитридов металлов III группы является создание эффективных источников атомарного азота, необходимого для встраивания в кристаллическую решетку металлов (In, Ga) и образования нитридов (InN, GaN). Мы предлагаем для активации азота использовать ЭЦР разряд, поддерживаемый излучением с частотой миллиметрового диапазона. Для решения этой задачи использовался технологический гиротрон с частотой излучения 24 ГГц. Такой разряд обладает рядом преимуществ по сравнению с другими типами разрядов:

- Обеспечивается высокий коэффициент поглощения СВЧ излучения в широком диапазоне давлений. Это дает возможность осуществить быстрый высокий удельный энергозатрат в плазму и, тем самым, обеспечить высокий темп диссоциации молекул.

- Характерной особенностью ЭЦР разряда в интересующей нас области давлений является локализация плазмы в области магнитного поля. Это позволяет организовать плазменную камеру таким образом, что плазма не контактирует с легко распыляемыми диэлектриками и не загрязняется примесями.



- Магнитное поле, необходимое для реализации ЭЦР пробоя, отделяет потоки заряженных частиц (электроны и ионы следуют по магнитному полю) от потока атомов. Это необходимо, прежде всего, для того, чтобы на выращиваемые структуры не попадали ускоренные ионы, что приводит, как правило, к появлению дополнительных дефектов в выращиваемых структурах.

Для демонстрации преимуществ предлагаемого метода было проведено экспериментальное исследование перспективности использования ЭЦР разряда для роста пленок нитрида индия.

### **Цели и задачи исследования**

Целью диссертационной работы является исследование физических особенностей плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда, поддерживаемого СВЧ излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн и исследование перспектив применения разрядов. Основные задачи исследования состоят в следующем:

1. Исследовать плазму ЭЦР разряда в магнитной ловушке типа пробкотрон, поддерживаемую излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн; показать, что в эксперименте реализуется квазигазодинамический режим удержания плазмы в зеркальной магнитной ловушке; исследовать возможности генерации многозарядных ионов в плазме; исследовать динамику такого разряда; продемонстрировать возможность извлечения пучков многозарядных ионов из такой плазмы.
2. Исследовать возможность дополнительной ионизации ионов металлов плазмы вакуумной дуги, инжектируемой в магнитную ловушку, за счет ЭЦР нагрева электронов плазмы СВЧ излучением; продемонстрировать эффект повышения кратности ионизации для легкоплавких и тугоплавких металлов; исследовать удержание плазмы вакуумно-дугового разряда, инжектируемой в прямую магнитную ловушку; исследовать влияние частоты греющего поля на эффективность дополнительной ионизации металлических ионов;

- продемонстрировать возможность извлечения пучков многозарядных металлических ионов из такой плазмы.
3. Исследовать пути снижения примесей в пучке металлических ионов извлекаемых из плазмы вакуумно-дугового разряда дополнительно нагреваемого СВЧ излучением гиротронов в условиях ЭЦР.
  4. Исследовать плазму импульсного ЭЦР разряда при низком (ниже пробойного при заданной длительности импульса) давлении в условиях сильной предварительной ионизации газа с помощью непрерывно горящего разряда пеннинговского типа; исследовать возможность получения пучка ионов с максимально возможным средним зарядом ионов.
  5. Исследовать свечение ЭЦР разряда в газах, поддерживаемого миллиметровым излучением, в диапазоне мягкого рентгеновского излучения; определить спектральный состав излучения; определить эффективность преобразования СВЧ излучения в мягкое рентгеновское излучение.
  6. Исследовать ионный состав плазмы вакуумно-дугового разряда с катодом из олова, инжескированную в магнитную ловушку и дополнительно нагреваемую в условиях ЭЦР излучением миллиметрового диапазона длин волн; исследовать свечение такой плазмы в диапазоне мягкого рентгеновского излучения; определить эффективность преобразования СВЧ излучения в мягкое рентгеновское излучение; определить перспективность использования такого источника мягкого рентгеновского излучения для литографии высокого и определить дальнейшие пути повышения эффективности такого источника.
  7. Исследовать параметры плазмы ЭЦР разряда в азоте, поддерживаемого излучением технологического гиротрона с частотой 24 ГГц и мощностью излучения до 5 кВт; исследовать потоки атомарного азота из плазмы, определить оптимальные условия при которых можно получить максимальный поток атомарного азота.
  8. Исследовать процессы роста пленок нитрида индия методом металлоорганической газофазной эпитаксии при активации азота в плазме,

создаваемой с помощью источника атомарного азота на основе ЭЦР разряда; определить максимальную скорость роста пленок.

### **Научная ценность и новизна результатов**

В диссертации представлены результаты исследования физических особенностей ЭЦР разрядов, поддерживаемых излучением миллиметрового диапазона длин волн. С единых позиций исследуются неравновесные разряды, поддерживаемые в излучением с частотами 24 ГГц, 37.5ГГц и 75 ГГц, в импульсном и непрерывном режимах работы. Благодаря использованию гиротронов – мощных источников излучения миллиметрового диапазона длин волн появилась возможность проводить исследования разрядов с уникальными, ранее недоступными параметрами. Все полученные в диссертационной работе результаты, несомненно, обладают научной ценностью и новизной, что подтверждается публикациями в высокорейтинговых международных научных журналах и выступлениями на профильных международных конференциях.

### **Достоверность предложенных методов и решений**

Все полученные результаты обладают высокой степенью достоверности и являются обоснованными. Достоверность получаемых результатов обеспечивается обоснованным применением как стандартных методов измерения, так и оригинальных методик. Для повышения достоверности получаемых результатов измерения проводились, как правило, несколькими способами. Имеется хорошее качественное и количественное совпадение теоретических результатов с экспериментально полученными данными. Результаты диссертации опубликованы в рецензируемых российских и зарубежных научных журналах, докладывались на международных и всероссийских конференциях, обсуждались на семинарах ИПФРАН.

## **Практическое значение работы**

Целью диссертационной работы является исследование физических особенностей плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда, поддерживаемого СВЧ излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн и исследование перспектив применения разрядов. Полученные результаты имеют несомненное практическое значение. Результаты, полученные в первой, второй и третьей главах, дают научную основу построения источников многозарядных ионов нового поколения с рекордными выходными параметрами. Такие источники, несомненно, найдут свое применение как в научных исследованиях, так и в технологиях. Например, для дополнительного нагрева плазмы в тороидальных установках термоядерного синтеза, для нагрева специальных мишеней в установках инерционного термоядерного синтеза, для синтеза новых сверхтяжелых элементов таблицы Менделеева и т.д. Результаты, полученные в четвертой главе, открывают перспективы и демонстрируют возможность построения источника мягкого рентгеновского излучения нового типа на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн. Такой источник необходим для проекционной литографии высокого разрешения. Результаты, полученные в пятой главе, являются научной основой для создания установок для выращивания нитридных соединений с рекордными скоростями роста. Такие установки обязательно найдут свое применение в полупроводниковой промышленности.

## **Личный вклад**

Все изложенные в диссертационной работе оригинальные результаты получены автором лично, либо при его непосредственном участии. При получении результатов, описанных в главе 1, автор участвовал в постановке задач, проведении экспериментальных исследований, интерпретации полученных результатов и написании научных статей. Вклад автора в исследование СВЧ вакуумной дуги (разделы 1.4.2 – 1.4.4) – определяющий, им предложена основная идея, проведены экспериментальные исследования и численное моделирование.

При проведении исследований ЭЦР разряда в тяжёлых газах как источника мягкого рентгеновского излучения (глава 4) автор предложил и обосновал использование в качестве источника плазмы, содержащего ионы олова, миниатюрного вакуумно-дугового плазмодгенератора, разработка и изготовление которого осуществлялась в ИСЭ СО РАН. Подготовка и проведение экспериментальных исследований ЭЦР разряда как источника мягкого рентгеновского излучения проводились под руководством автора. Абсолютные измерения интенсивности экстремального ультрафиолетового излучения проводились с использованием аппаратуры, разработанной в ИФМ РАН. В интерпретации полученных результатов, проведении необходимых расчётов, обработке результатов, в написании научных статей и патентов вклад автора являлся определяющим.

Вклад автора в получение результатов описанных в главах 2, 3 и 5 является определяющим: автор участвовал в постановке задач, организовывал и проводил эксперименты, проводил обработку экспериментальных данных и необходимые численные расчёты, участвовал в интерпретации результатов и написании научных статей. Конструкции разрядных систем на основе отражательных разрядов в скрещенных ЕхН полях, используемых в экспериментах, описанных в главе 3, предложил и разработал Юшков Г.Ю.

## **Апробация**

Результаты диссертационной работы были представлены на конференциях по ионным источникам (ICIS) в 1999, 2001, 2003, 2007, 2011 и 2013 годах; на международных совещаниях по ЭЦР источникам ионов (ECRIS) в 2000, 2002, 2004, 2006 и 2010 годах; на 13-ой международной конференции “Beams 2000” (Япония, 2000); на международном совещании “Sources 2000” (Япония, 2000); на международном совещании “Production of Intense Beams of Highly charged Ions” (Италия, 2000); на международной конференции по плазменной обработке поверхностей (PSE2010) (Германия 2010); на международной конференции по

физике плазмы (ICOPS Германия 2008); на международной конференции по нитридным полупроводникам (IWN) в 2012 и 2014 годах; на международной конференции по плазмохимии (ISPC) (Бельгия 2015); на международном совещании “Strong Microwaves in Plasmas” в 2002, 2005 и 2014 годах; на международной конференции «Frontiers of Nonlinear Physics» (Россия, 2013) и пр.

В 2006 году цикл работ “Неравновесная плазма в магнитных ловушках пробочной конфигурации” был удостоен медали РАН с премией для молодых ученых.

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

1. Использование для нагрева плазмы в ЭЦР разряде мощного миллиметрового излучения современных гиротронов позволяет существенно, более чем на порядок по сравнению с традиционными источниками многозарядных ионов, поднять плотность плазмы и реализовать квазигазодинамический режим удержания плазмы в зеркальной магнитной ловушке с высоким параметром удержания, обеспечивающем возможность образования многозарядных ионов с высокой кратностью тонизации, и позволяющем извлекать из плазмы пучки многозарядных ионов с высоким током и низким эмиттансом.
2. Использование для дополнительного нагрева электронов плотной (свыше  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) плазмы вакуумно-дугового разряда, инжектируемой в магнитную ловушку, мощного коротковолнового электромагнитного излучения гиротронов обеспечивает многократную дополнительную ионизацию ионов как легкоплавкого (свинец), так и тугоплавкого (платина) материалов.
3. Предварительная ионизация газа с помощью непрерывно горящего разряда пеннинговского типа в магнитной ловушке позволяет реализовать плазмы импульсного ЭЦР разряда при низком (ниже пробойного при заданной длительности импульса) давлении, позволяющем существенно сдвинуть распределение ионов по кратностям ионизации в сторону больших

зарядностей. В частности, получена плазма гелия, состоящая из полностью "ободранных" ионных остовов и электронов.

4. Инжектирование вакуумно-дугового разряда с катодом выполненным из олова в магнитную ловушку и последующий нагрев плазмы в условиях ЭЦР излучением миллиметрового диапазона длин волн позволяет получать плазму олова с высокими кратностями ионизации ионов (+7 - +9), эффективно излучающую в диапазоне мягкого рентгеновского излучения ( $\approx 50$  Вт в телесный угол  $4\pi$  ст.рад длин волн  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$ ) при малых размерах излучающей области ( $0.35 \text{ см}^3$ ).
5. Метод металлоорганической газофазной эпитаксии при активации азота в плазме, создаваемой с помощью нового плазменного источника на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого непрерывным излучением гиротрона, позволяет получать пленки InN высокого качества при рекордных скоростях роста, достигающих значений  $10 \text{ мкм} \cdot \text{ч}^{-1}$ .

### **Объем и структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка основных публикаций автора по теме диссертации и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 282 страницы, включая 121 рисунок, 2 таблицы, список основных публикаций автора по теме диссертации из 36 наименований и библиографический список из 172 наименований.

### **Краткое содержание диссертации**

Перейдём к краткому изложению содержания диссертации. Во **Введении** обосновывается актуальность темы диссертационной работы, формулируются цели и задачи, перечислены основные положения, выносимые на защиту, обосновывается научная новизна и практическая ценность работы. Кратко излагается содержание работы.

**Первая глава** диссертации посвящена исследованию возможности использования ЭЦР разряда в газах, поддерживаемого миллиметровым излучением гиротронов, в качестве источника многозарядных ионов. В этой главе рассматриваются физические особенности ЭЦР разряда, поддерживаемого миллиметровым излучением, в работе приводятся результаты экспериментов с нагревом СВЧ излучением с частотой 37 ГГц. В **разделе 1.1** изложено введение в проблему, ставится задача исследования. В **разделе 1.2** описана созданная экспериментальная установка "SMIS 37" (Simple Mirror Ion Source), работающая на основе ЭЦР разряда в прямой магнитной ловушке с накачкой мощным СВЧ излучением с частотой 37.5 ГГц с мощностью до 130 кВт, плотность мощности до 14 кВт/см<sup>2</sup>. В разрядную вакуумную камеру, помещённую в прямую осесимметричную магнитную ловушку, вводится квазигауссов волновой пучок, туда же вводится рабочий газ. В условиях ЭЦР происходит пробой газа низкого давления и сильный нагрев электронов. Электроны и ионы удерживаются в магнитной ловушке достаточное для многократной ионизации ионов время. В разделе приводится описание: магнитной ловушки, вакуумной системы, системы напуска газа, система предыонизации, системы синхронизации исполнительных устройств, системы экстракции ионов. **Раздел 1.3** посвящён описанию диагностических методов. Диагностики используемые в работе: СВЧ зонд плазмы, Ленгмюровские зонды - подвижный и опорный, детектор жёсткого рентгеновского излучения, фотокамера, фотоэлектронный умножитель, фотоэлектронный регистратор, анализатор разлетающейся плазмы, различные цилиндры Фарадея, анализатор ионного пучка. **Раздел 1.4** посвящён исследованию образования многозарядных ионов в плазме ЭЦР разряда, поддерживаемого миллиметровым излучением гиротрона. В **разделе 1.4.1** описан квазигазодинамический режим удержания плазмы, который реализуется в нашей установке. Квазигазодинамический режим удержания плазмы в отличие от пастуховского характеризуется большим временем выноса плазмы с ионно-звуковой скоростью по сравнению со временем заполнением конуса потерь. Конус потерь остаётся заполненным. При этом длина свободного пробега электрона значительно превосходит размер магнитной ловушки в отличие от газодинамических ловушек в



которых электрон испытывает много столкновений. Глубокая обдирка ионов в ЭЦР разряде в магнитной ловушке происходит преимущественно электронным ударом. Определяющими факторами, влияющими на эффективность образования МЗИ в плазме, являются: достаточная температура электронов  $T_e$  и параметр удержания плазмы в ловушке  $N_e\tau_i$  ( $N_e$  – концентрация плазмы,  $\tau_i$  – время удержания ионов в ловушке).  $T_e$  должна в несколько раз превосходить энергию связи "последнего отрываемого" электрона с ионом, в этом случае скорость обдирки ионов будет максимальна. Параметр удержания плазмы в ловушке  $N_e\tau_i$ , т.е. время взаимодействия горячих электронов с ионами, помноженное на концентрацию плазмы  $N_e$ , должен быть достаточным для достижения максимального заряда в процессе ступенчатой ионизации. Использование в нашем случае более коротковолнового и более мощного источника излучения для нагрева плазмы позволили увеличить концентрацию плазмы более чем на порядок по сравнению с традиционными источниками МЗИ, при этом реализуется квазигазодинамический режим удержания плазмы. Описание проведённых экспериментов, приведенное в **разделе 1.4.2** доказывает реализацию в нашем случае именно квазигазодинамического режима удержания плазмы. Измерения параметров плазмы по спектрам тормозного излучения свидетельствуют, что в плазме имеется две фракции электронов. Первая, «теплая» фракция, имеет температуру  $T_w \approx 300$  эВ и концентрацию  $N_w \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , вторая, «горячая» фракция, имеет температуру  $T_h \approx 10$  кэВ и концентрацию  $N_h \approx 1.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . В условиях, оптимальных для генерации МЗИ, появляется выраженное разделение длительности горения разряда на две стадии. Исследованию динамики плазмы посвящён **раздел 1.4.3**. Показано, что параметры плазмы на двух стадиях разряда составляют: на первой:  $Z_i = 7.5$ ,  $T_e = 400$  эВ,  $N_e = 5 \cdot 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ; на второй:  $Z_i = 6$ ,  $T_e = 250$  эВ,  $N_e = 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . На обеих стадиях разряда реализуется квазигазодинамический режим удержания плазмы с заполненным конусом потерь. Параметр удержания  $N_e\tau_i$  составляет  $1.5 \cdot 10^8$  и  $1.6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$  соответственно. **Раздел 1.4.4** посвящён исследованию причин ограничения длительности первой стадии разряда, оптимальной с точки зрения формирования МЗИ, исследованию механизмов, приводящих к резкой смене параметров плазмы при переходе горения разряда из одной стадии в другую.

В разделе приведены результаты исследования при помощи скоростной фотографии, ионного анализа. Делается вывод о том, что развитие разряда на второй стадии связано с газовыделением со стенок разрядной вакуумной камеры. Делается вывод о существовании мощного источника нейтральных атомов в течение второй стадии разряда. Влияние выбиваемых из стенок вакуумной камеры атомов на динамику ЭЦР пробоя исследуется при помощи решения системы балансных уравнений для концентрации плазмы и нейтралов. На ноль-мерной модели удалось показать, что газовыделение со стенок может играть определяющую роль в динамике ЭЦР разряда с большой плотностью и препятствовать образованию МЗИ в ЭЦР источниках. **Раздел 1.5** содержит описание экспериментов по формированию ионного пучка из плазмы ЭЦР разряда. В экспериментальной установке используется двухэлектродная система пирсовой геометрии. Продемонстрирована возможность формирования пучка ионов экстрагированных из плотной плазмы ЭЦР разряда, - полный ток пучка составил 0.45 мА, плотность тока в зоне экстракции - 60 мА/см<sup>2</sup>, а нормализованный эмиттанс - не более 0.25 п·мм·мрад. В **разделе 1.6** подводятся итоги первой главы.

Во **второй** главе диссертации описываются исследования многократной дополнительной ионизации ионов плазмы вакуумно-дугового разряда в магнитной ловушке с нагревом электронов в условиях ЭЦР. В **разделе 2.1** обосновывается идея использования вакуумнодугового плазмодгенератора для инъекции плазмы тугоплавких металлов в ЭЦР источник с целью повышения кратности ионизации металлических ионов в магнитной ловушке за счёт дополнительной ионизации горячими электронами. За счёт использования более мощного и более коротковолнового излучения гиротрона, нам удаётся проводить исследования при существенно (более чем на порядок по сравнению с традиционными ионными ЭЦР источниками) большей плотности плазмы, так что ионы за время пролёта длины ловушки испытывают достаточное число ионизирующих столкновений. Инъекция плазмы вакуумной дуги в ЭЦР источник с накачкой излучением гиротрона позволяет надеяться на достижение необходимого значения параметра удержания и при малых временах жизни ионов в ловушке. **Раздел 2.2** посвящен описанию

вакуумно-дугового плазмодгенератора, используемого в экспериментах. Источники ионов этого типа функционируют благодаря аномальным ионам. По современным представлениям, потоки аномальных ионов образуются в результате взрывной катодной эмиссии, при которой и формируются плазменные струи, содержащие ионы материала катода. Для интегрирования плазмодгенератора в ЭЦР источник МЗИ потребовалось разработать новую систему ввода СВЧ излучения в плазменную камеру, которая сочетала в себе квазипродольный по отношению к магнитному полю ввод СВЧ излучения и продольный впрыск плазмы. По сравнению с предыдущей системой ввода СВЧ излучения в плазму, удалось повысить плотность мощности в области ЭЦР резонанса на порядок и достичь значения  $100 \text{ кВт/см}^2$ . В **разделе 2.3** описываются эксперименты по дополнительной ионизации ионов металлов плазмы вакуумно-дугового разряда в магнитной ловушке с нагревом электронов излучением гиротрона в условиях ЭЦР, эксперименты проводились как с легкоплавким (свинец), так и с тугоплавким (платина) катодом. **Раздел 2.4** посвящён обсуждению полученных результатов. Нагрев электронов металлической плазмы СВЧ волной в условиях ЭЦР приводит к дополнительной обдирке ионов и к повышению концентрации плазмы. Достигнутое значение параметра удержания в эксперименте  $N_e \tau_i = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot 15 \text{ мкс} = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , приблизительно соответствует полученному максимальному среднему заряду ионов. На спектрах отчетливо виден значительный сигнал иона  $\text{Pt}^{7+}$ . Плотность тока ионного пучка, который можно было бы извлечь из такой плазмы, составляет  $J_e = e \cdot N_e \cdot V_{\text{Pt}} \approx 4 \text{ еА/см}^2$ . Дальнейшее улучшение параметров источников многозарядных ионов может быть связано с увеличением частоты греющего излучения. В **разделе 2.5** обосновывается перспективность использования гиротрона с в два раза большей частотой излучения – 75 ГГц для дальнейшего улучшения работы источника металлических МЗИ. В **разделе 2.6** приводятся результаты оценочного расчёта зарядового состава плазмы для различных условий эксперимента. **Раздел 2.7** посвящен описанию экспериментальной установки, созданной для проведения этих экспериментов. Описываются новая магнитная система (**раздел 2.7.1**), новая система ввода СВЧ энергии в плазму (**раздел 2.7.2**), новый миниатюрный вакуумно-дуговой

плазмогенератор (раздел 2.7.3). В разделе 2.8 приведены результаты экспериментальных исследований генерации многозарядных ионов металлов, в которых для нагрева плазмы вакуумного дугового разряда использовалось излучение гиротрона с большей частотой (75 ГГц) и с более высокой мощностью (до 200 кВт). При оптимальных параметрах эксперимента получен пучок металлических ионов со средним зарядом +7. Максимальная достигнутая кратность ионизации металлических ионов составила 10+. Раздел 2.9 содержит выводы главы 2. Экспериментально удалось показать перспективность данного метода получения МЗИ тугоплавких металлов. Повышение частоты греющего поля в два раза привело к существенному сдвигу распределения ионов по зарядовым состояниям в сторону больших кратностей ионизации.

**Третья глава** посвящена описанию экспериментов с разрядом в газах с нагревом в условиях ЭЦР импульсным излучением гиротрона с частотой 75 ГГц. Основная идея состоит в том, что использование большей частоты греющего поля позволяет поддерживать электронную температуру плазмы на высоком уровне при большей концентрации плазмы. Раздел 3.1 содержит введение в данную проблему. Время, необходимое для нарастания концентрации плазмы в ловушке с затравочного значения до стационарного значения, определяется начальной концентрацией электронов и давлением газа в вакуумной камере. При достаточно низких давлениях, необходимых для достижения высокой кратности ионизации ионов, в случае использования импульсного источника микроволнового излучения время развития разряда может стать существенным параметром, ограничивающим пространство параметров эксперимента. Раздел 3.2 посвящен исследованию развития ЭЦР разряда в магнитной ловушке при низком давлении. Показано, что для развития разряда при понижении давления требуется все большее время. Данная проблема может быть решена за счёт быстрой предварительной ионизации газа в магнитной ловушке с сильным полем. Раздел 3.3 посвящен описанию исследованных разрядных систем, позволяющих реализовать предварительную ионизацию газа за счет использования разряда пеннинговского типа. Ключевой особенностью разряда пеннинговского типа является возможность горения в

сильном магнитном поле, - чем выше магнитное поле, тем лучше условия для горения разряда. **Раздел 3.4** содержит описание экспериментального исследования ЭЦР разряда в гелии при сильной предварительной ионизации разряда в разряде пеннинговского типа. В экспериментах получена плазма, состоящая из полностью "ободранных" ионных остовов – альфа частиц и электронов. Средний заряд ионов в плазме равнялся 2. **Раздел 3.5** содержит выводы главы 3.

**Четвертая глава** посвящена описанию исследования возможности использования ЭЦР разряда, поддерживаемого миллиметровым излучением гиротронов в магнитной ловушке в качестве источника мягкого рентгеновского излучения. **Раздел 4.1** содержит постановку задачи этого исследования. В **разделе 4.2** описывается экспериментальное исследование ЭЦР разряда относительно большого объёма в тяжёлых газах как источника мягкого рентгеновского излучения. В качестве источника СВЧ излучения использовался гиротрон с частотой излучения 37.5 ГГц, мощность свыше 100 кВт. Определены спектральный состав излучения и абсолютная интенсивность. Показано, что эффективность преобразования мощности СВЧ пучка в мощность мягкого рентгена составляет 12%, основная часть рентгеновского излучения плазмы генерируется в интервале длин волн приблизительно  $\lambda \approx 45 - 120 \text{ \AA}$ , а максимум излучения принадлежит области  $\lambda \approx 70 - 100 \text{ \AA}$ . **Раздел 4.3** посвящен экспериментальному исследованию плазмы вакуумно-дугового разряда в парах олова, дополнительно нагреваемой в условиях ЭЦР, как источника мягкого рентгеновского излучения. В данном случае мы использовали миниатюрный плазмогенератор с катодом из высокочистого олова. Для дополнительного нагрева плазмы вакуумно-дугового разряда использовалось излучение гиротрона с частотой излучения 75 ГГц, мощностью до 50 кВт, длительностью импульса 150 мкс. Интенсивность излучения плазмы в спектральном диапазоне 13.5 нм  $\pm 1\%$  достигала  $\approx 50 \text{ Вт}$  в телесный угол  $4\pi \text{ ст.рад}$ . **Раздел 4.4** посвящен моделированию плазмы вакуумно-дугового разряда в парах олова, нагреваемой СВЧ излучением в условиях ЭЦР. На основании проведенных расчетов и проделанных экспериментов предложена концепция

источника непрерывного мощного МРИ для проекционной литографии высокого разрешения. **Раздел 4.5** содержит выводы главы 4.

**Пятая глава** диссертации посвящена исследованиям перспектив использования ЭЦР разряда в качестве источника активного азота для металлорганической газофазной эпитаксии. **Раздел 5.1** содержит описание проблемы и используемых подходов. Мы предлагаем для активации азота использовать ЭЦР разряд, поддерживаемый излучением технологического гиротрона непрерывного действия с частотой излучения 24 ГГц и мощностью до 5 кВт. Такой разряд обладает рядом преимуществ по сравнению с другими типами разрядов. ЭЦР резонанс обеспечивает высокую эффективность взаимодействия СВЧ излучения с электронным компонентом плазмы. Обеспечивается высокий коэффициент поглощения СВЧ излучения в широком диапазоне давлений. Это даёт возможность осуществить быстрый высокий удельный энергозатрат в плазму, и, тем самым, обеспечить высокий темп диссоциации и возбуждения молекул. Иначе говоря, можно обеспечить высокую скорость продува газа через плазму с заметной долей диссоциации и возбуждения молекул при достаточно низком давлении (оптимальном с точки зрения диссоциации). **Раздел 5.2** содержит описание экспериментальной установки. В установке используется технологический гиротрон непрерывного действия с частотой излучения 24 ГГц и мощностью до 5 кВт. Описана линия передачи СВЧ энергии, узел согласования СВЧ излучения с плазмой, магнитная система однопробочной конфигурации, устройство камеры роста и откачная система. В **разделе 5.3** описаны экспериментальные исследования параметров плазмы в источнике. Максимальная концентрация электронов  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  достигается при давлении газа  $2 \cdot 10^{-4}$  мбар, и уровне мощности 1100 Вт, температура электронов при этом составляет около 5,3 эВ. **Раздел 5.4** содержит описание исследований и поиск оптимальных условий при которых достигается максимальный поток атомарного азота из источника. Измерения величины потока атомарного азота из плазмы ЭЦР разряда проводились методом титрации по реакции восстановления из монооксида. Эксперимент показал, что на величину потока атомарного азота из плазмы ЭЦР разряда влияют, прежде всего, две

величины – это мощность СВЧ излучения, вкладываемого в разряд и величина потока газа через плазму. При оптимальных условиях работы установки продемонстрирована производительность источника атомарного азота с на уровне  $4 \cdot 10^{18}$  шт/сек. **Раздел 5.5** посвящен экспериментам по росту кристаллов нитрида индия. В результате выполненного цикла работ было показано, что метод металлорганической газофазной эпитаксии при активации азота в плазме, создаваемой с помощью нового плазменного источника на основе гиротрона, позволяет получать плёнки InN высокого качества при рекордных скоростях роста, достигающих значений  $10 \mu\text{m} \cdot \text{h}^{-1}$ . При этом качество получаемых пленок оказывается на высоком уровне. Для пленок InN на фиаците минимальное значение ширины рентгенодифракционной кривой качания составляет 0,26 deg. При этом значение среднеквадратичной шероховатости поверхности составляет всего 1,25 nm. Высокая производительность источника активного азота на основе плазмы ЭЦР разряда поддерживаемого СВЧ излучением гиротрона позволило выйти на качественно новый уровень - поставить и решить задачу роста объёмного кристалла нитрида индия. **Раздел 5.6** содержит выводы главы 5.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

### **Благодарности**

Автор благодарен и признателен коллективу лаборатории прикладной физики плазмы и лаборатории ионных источников за сотрудничество и поддержку. Автор признателен Е.М. Оксу, Г.Ю. Юшкову и коллективу лаборатории плазменных источников за доброе и плодотворное сотрудничество. Особенную благодарность автор выражает профессору Сергею Владимировичу Голубеву за всестороннюю поддержку и наставление.

# ГЛАВА 1. ИСТОЧНИК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ТЯЖЕЛЫХ ГАЗОВ

## 1.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В последнее время наблюдается быстрое развитие технологий, связанных с использованием пучков ионов: обработка и модификация поверхностей полупроводников [1], ионно-лучевая эпитаксия [2] и имплантация [1], воздействие на раковые опухоли [3] и т.д. Широко используются интенсивные пучки частиц и в научных исследованиях, например, для дополнительного нагрева плазмы в тороидальных установках термоядерного синтеза [29], для нагрева специальных мишеней в установках инерционного термоядерного синтеза [4], для синтеза новых сверхтяжелых элементов таблицы Менделеева [5] и т.д. Все это стимулирует высокую активность в исследованиях и совершенствовании источников ионов.

К настоящему времени созданы и активно используются несколько классов источников ионов, отличающихся как способом создания плазмы, так и параметрами производимых пучков. Подробное описание источников ионов различных типов и способов их применения собраны в целом ряде монографий, (см., например, [30]). Одной из актуальных является задача создания источников многозарядных ионов (МЗИ) тяжёлых элементов [6]–[8], которые находят широкое применение, как в науке, так и в технике. Дело в том, что энергия ускоряемых ионов зависит от заряда иона и растёт пропорционально заряду в линейных и пропорционально квадрату заряда в циклотронных ускорителях, т.е. использование многозарядных ионов позволяет при тех же ускоряющих напряжениях получать существенно большие энергии ионов или, соответственно, снижать ускоряющие напряжения при сохранении энергии частиц. Среди источников МЗИ отметим источники на основе разряда низкого давления, поддерживаемого в открытой магнитной ловушке электромагнитным излучением в условиях электронно–



циклотронного резонанса (ЭЦР). ЭЦР источники выгодно отличаются от источников других типов в тех случаях, когда требуется умеренно высокий средний заряд ионов (например, 7-9 для аргона) при достаточно большом токе пучка ( $\sim 100$  мкА). Они имеют большой ресурс работы, стабильны, позволяют легко менять рабочее вещество. Эти источники широко применяются, например, для получения интенсивных пучков МЗИ и инъекции их в циклотронные ускорители; более того, можно утверждать, что создание ЭЦР источников многозарядных ионов вдохнуло новую жизнь в циклотронные ускорители, существенно расширив возможности последних. В настоящее время более 50 источников МЗИ на основе ЭЦР уже работают в ускорительных центрах мира, а все новые циклотронные комплексы создаются в расчёте на работу с источниками многозарядных ионов этого типа.

Широкое применение ЭЦР источников МЗИ требует постоянного совершенствования их работы – повышения интенсивности ионных пучков, увеличения заряда ионов, улучшения качества пучка. Согласно современным представлениям, для повышения эффективности работы плазменных источников МЗИ необходимо создание плотной, достаточно долгоживущей неравновесной плазмы, температура электронов в которой существенно превосходит температуру ионов. Один из путей создания такой плазмы в ЭЦР источниках ионов связан с увеличением частоты и мощности используемого СВЧ излучения. Так в серии экспериментальных работ [9], [10], был значительно увеличен выход многозарядных ионов при изменении частоты от 10 до 18 ГГц. На основании этих экспериментов был разработан полуэмпирический скейлинг, согласно которому ток ионов со средним зарядом увеличивается пропорционально квадрату частоты, а распределение ионов по зарядам незначительно смещается в сторону большей кратности ионизации.

В связи с этим понятен интерес к ЭЦР источникам, использующим в качестве накачки излучение с более высокими частотами ( $\sim 30$  ГГц). Так, в настоящее время экспериментальные исследования с использованием таких источников, где нагрев

плазмы осуществляется коротковолновым излучением гиротронов, начаты в России, США, Франции и Италии.

Наиболее хорошие предпосылки для развития исследований ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным миллиметровым излучением в качестве источника многозарядных ионов нового поколения, имеются именно в России. В ИПФ РАН накоплен необходимый опыт проведения экспериментальных и теоретических плазменных исследований; созданы мощные гиротроны, по уровню разработок которых ИПФ РАН занимает ведущее положение в мире. В институте давно и успешно занимаются исследованиями в области электронно-циклотроного резонансного создания и нагрева плазмы в различных магнитных ловушках. В частности, предложена наиболее популярная в настоящее время схема нагрева плазмы в токамаках, исследованы особенности ЭЦР пробоя газа. В ИПФ РАН впервые получен непрерывно горящий ЭЦР разряд, поддерживаемый излучением отечественного гиротрона на частоте 100 ГГц с мощностью 4 кВт [31]. В настоящее время в ИПФ РАН ведутся исследования физических особенностей плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением импульсных гиротронов мощностью свыше 100 кВт с частотами излучения 37,5 и 75 ГГц, в импульсной магнитной ловушке на основе "теплых" катушек. Анализ ионного состава плазмы показал, что распределение ионов, для определенности аргона, по зарядам имеет резко выраженный максимум на кратностях ионизации 9 - 11. (Отметим, что в традиционных источниках максимум распределения ионов аргона по зарядам соответствует заряду +8.) Причём плотность потока плазмы, вылетевшей из ловушки, достигает величины  $1 \text{ А/см}^2$ , что позволяет надеяться на получение пучка ионов аргона с рекордно высоким током.

Таким образом, представляется весьма перспективным и актуальным проведение исследований ЭЦР разряда, поддерживаемого мощным излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн, как с точки зрения возможных приложений, так и с точки зрения развития фундаментальной науки. Действительно, использование мощного коротковолнового излучения позволяет проводить исследования ЭЦР разряда при больших интенсивностях СВЧ

излучения (до сотен кВт/см<sup>2</sup>) и обеспечивать удельный энерговклад в плазму на уровне 10 кВт/см<sup>3</sup>. В случае разряда в тяжёлых газах можно надеяться на получение плазмы с уникальными параметрами: электронной плотностью на уровне 10<sup>13</sup> см<sup>-3</sup> и энергией электронов порядка единиц кэВ (оптимальной для образования МЗИ). При этом существенное (более чем на порядок по сравнению с традиционными источниками, использующими для накачки излучение с частотой 10 – 18 ГГц) увеличение плотности плазмы может привести к изменению характера удержания плазмы в ловушке: реализуется так называемый квазигазодинамический (КГД) режим удержания, при котором время жизни плазмы слабо зависит от ее плотности, вследствие чего при увеличении плотности плазмы улучшаются условия для образования многозарядных ионов (растет параметр удержания  $N_e\tau_i$ , где  $N_e$  - концентрация электронов,  $\tau_i$  - время жизни плазмы). При этом не только увеличится интенсивность ионных пучков (пропорционально плотности плазмы), но, и это главное, распределение ионов по зарядам должно существенно сместиться в сторону больших кратностей ионизации.

Отметим ещё одну особенность. Дело в том, что все существующие источники МЗИ основаны на магнитных ловушках, использующих для подавления МГД-неустойчивостей конфигурацию магнитного поля с “минимумом В”, что существенно усложняет изготовление криомагнитной системы и ограничивает увеличение частоты СВЧ-накачки (<30 ГГц). Если бы МГД неустойчивость не была подавлена, поперечные потери плазмы в традиционном источнике превосходили бы продольные, и необходимый для формирования МЗИ параметр удержания  $N_e\tau_i$  не достигался бы. В диссертационной работе исследования ЭЦР разряда проводились в простой магнитной ловушке (без “минимума В”), но при существенно большей интенсивности СВЧ-излучения, что позволило создать плотную сильно неравновесную плазму. В нашем случае время жизни плазмы в ловушке, обусловленное выносом плазмы через торцы ловушки, оказывалось меньше или порядка времени развития МГД неустойчивостей плазмы, и поэтому эти неустойчивости не играли важной роли в процессе формирования МЗИ, а высокий параметр удержания плазмы достигался за счёт большой концентрации

плазмы. В нашем случае существенное влияние на динамику плазмы в магнитной ловушке оказывает процесс газовой выделенности со стенок вакуумной камеры под действием потока плазмы. При некоторых параметрах он может носить взрывной характер и играть определяющую роль.

Как уже отмечалось выше, основным приложением источников многозарядных ионов является их применение в ускорителях. Для успешного решения целого ряда задач на ускорительных комплексах (в частности, синтеза новых элементов) требуются источники многозарядных ионов тяжёлых элементов, а все элементы периодической системы тяжелее ксенона в нормальных условиях находятся в твёрдом агрегатном состоянии. При использовании специальных печей, в которых рабочее вещество сильно нагревается, испаряется и инжектируется в ЭЦР источник, возможно получение МЗИ тяжёлых элементов (свинец, уран)[32], которые в нормальных условиях находятся в твёрдом состоянии, но обладают сравнительно низкими температурами плавления и кипения. Существенным недостатком этой схемы является невозможность работы с тугоплавкими элементами (с температурами плавления более 2000 градусов).

Для решения этой задачи наиболее привлекательным представляется идея использования вакуумно-дугового плазмодгенератора для инжекции плазмы тугоплавких металлов (в катодных пятнах вакуумно-дугового разряда интенсивно испаряется и ионизируется любой тугоплавкий металл)[11] в ЭЦР источник с целью дополнительной ионизации ионов. Оказывается, что в плотной плазме ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротронов, за время пролёта ионами размера ловушки успевают происходить заметная дополнительная ионизация. Т.е. использование плотной плазмы позволяет достичь необходимого значения параметра удержания и при малых временах жизни ионов в ловушке и обеспечить получение многозарядных ионов тугоплавких металлов.

## 1.2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для реализации поставленной задачи - исследования перспектив создания источника МЗИ нового поколения<sup>1</sup> на основе плазмы ЭЦР разряда в прямой магнитной ловушке, была создана экспериментальная установка "SMIS 37" (Simple Mirror Ion Source) на основе ЭЦР разряда в прямой магнитной ловушке с накачкой мощным СВЧ излучением с частотой 37.5 ГГц.

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1.1. Плазма создаётся следующим образом: в разрядную вакуумную камеру, помещённую в прямую осесимметричную магнитную ловушку, вводится квазигауссов волновой пучок, туда же вводится рабочий газ. В условиях ЭЦР происходит пробой газа низкого давления и сильный нагрев электронов. Электроны и ионы удерживаются в магнитной ловушке достаточное для многократной ионизации ионов время. Заряд ионов повышается в основном посредством ступенчатой ионизации электронным ударом.

Экспериментальную установку можно функционально разделить на несколько подсистем, отвечающих за создание плазмы и ионного пучка:

- система ввода СВЧ мощности;
- магнитная ловушка;
- вакуумная система;
- система напуска газа;
- система предыонизации;
- система синхронизации исполнительных устройств;
- система экстракции ионов.

Диагностики используемые в работе:

---

<sup>1</sup> Ожидается, что ток многозарядных ионов выдаваемый источником SMIS 37 будет на порядок больше токов традиционных ЭЦР источников при тех же значениях средних зарядов ионов.

- СВЧ зонд плазмы;
- Ленгмюровские зонды - подвижный и опорный;
- детектор жёсткого рентгеновского излучения;
- фотокамера;
- фотоэлектронный умножитель;
- фотоэлектронный регистратор;
- анализатор разлетающейся плазмы;
- различные цилиндры Фарадея;
- анализатор ионного пучка.

### *1.2.1. СИСТЕМА ВВОДА СВЧ МОЩНОСТИ (ГИРОТРОН И КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ СВЧ ТРАКТ)*

Источником мощного СВЧ излучения в экспериментах является разработанный и изготовленный в ИПФ РАН гиротрон БАЛЬЗАМ-3С (1 на рисунке 1.1). Основные параметры гиротрона приведены в таблице 1.1. СВЧ пучок имеет перетяжку в районе выходного окна гиротрона и далее распространяется с полным углом расходимости  $\approx 12$  градусов. Пучок фокусировался диэлектрической линзой (2) в центр разрядной вакуумной камеры (3). Линза выполнена из тефлона и имеет фокусное расстояние 20 см и апертуру 18 см. Угол сходимости СВЧ пучка после линзы составляет 13 градусов. Диаметр фокальной перетяжки составлял 3.5 см. Ввод СВЧ излучения в вакуумный объем осуществляется через кварцевое окно толщиной 4.1 мм. Толщина окна подобрана так, чтобы обеспечить необходимую механическую прочность и минимальный коэффициент отражения СВЧ излучения гиротрона.

Форма СВЧ пучка измерялась в нескольких сечениях с помощью термобумаги. Поскольку средняя мощность гиротрона невелика (см. таблицу 1.1) термобумагу приходилось специальным образом увлажнять для усиления поглощения СВЧ излучения. Для примера, на рисунке 1.2 приведена фотография термобумаги после воздействия на нее СВЧ пучка. Таким образом, измеренные параметры пучка (угол сходимости и диаметр фокальной перетяжки) были в полном соответствии с расчетными. Этот простой способ применялся при юстировке системы квазиоптического ввода излучения в плазму.

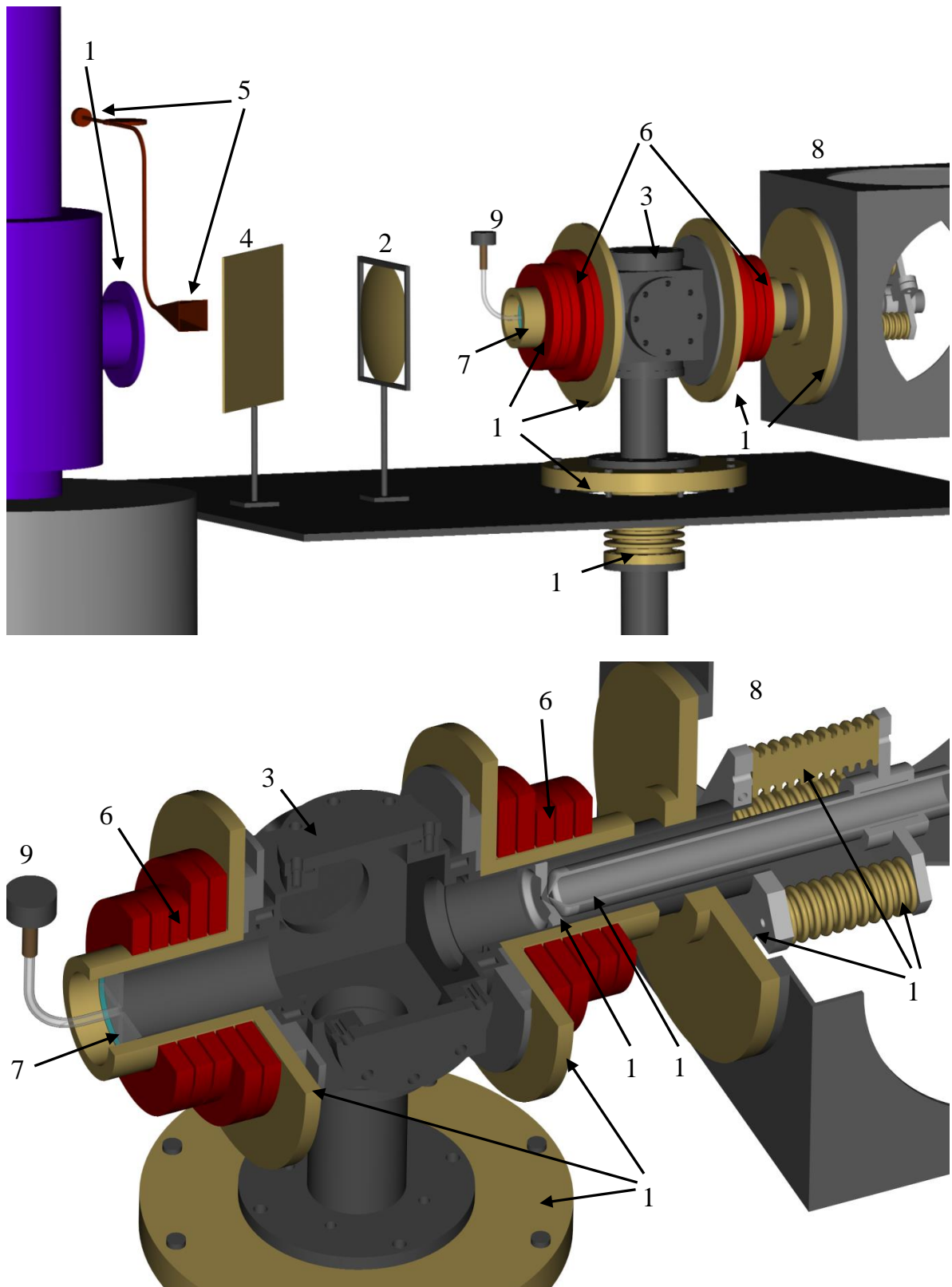


Рисунок 1.1. Схема экспериментальной установки. Общий вид (сверху) и в разрезе (снизу). 1 - гиротрон (стрелка указывает на выходное окно), 2 - фокусирующая линза, 3 - разрядная вакуумная камера, 4 - ответвитель СВЧ, 5 - измерительный тракт, 6 - магнитные катушки, 7 - входное кварцевое СВЧ окно, 8 - диагностическая вакуумная камера, 9 - импульсный клапан напуска газа, 10 - плазменный электрод, 11 - пуллер, 12 - капролоновые высоковольтные изоляторы.

Параметр	Значение
частота излучения / длина волны	37.5 ГГц / 8 мм
максимальная мощность излучения	130 кВт
поляризация	линейная
режим работы	импульсный
максимальная длительность импульса	1.5 мс
максимальная частота следования импульсов	1/20 Гц
выходное излучение	квазигауссов пучок

Таблица 1.1. Основные параметры гиротрона БАЛЬЗАМ-3С.



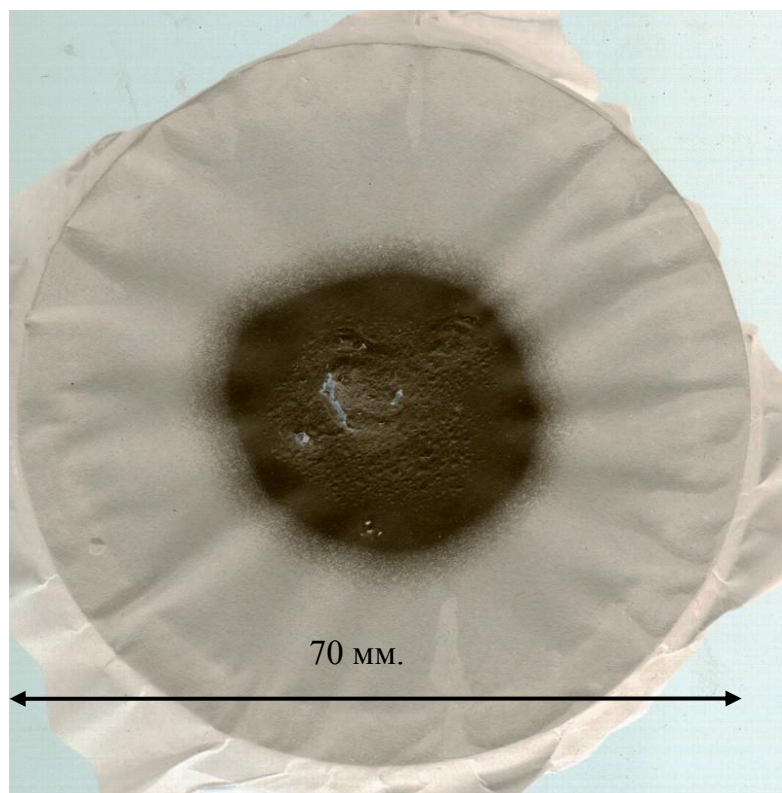


Рисунок 1.2. Регистрация пространственного положения СВЧ пучка термобумагой. На увлажненной бумаге остался след СВЧ пучка после пяти рабочих выстрелов гиротрона.

Для регистрации временной зависимости мощности микроволнового излучения использовался СВЧ диод Д-404. Перед линзой устанавливалась тефлоновая пластина толщиной 4 мм под углом 45 градусов относительно оси пучка (4 на рисунке 1.1). Коэффициент отражения волны по мощности составляет  $\approx 1\%$ . Для регистрации ответвленного СВЧ пучка использовался измерительный тракт (5) состоящий из рупора, волновода, аттенюатора и диода, детектированный сигнал подавался на осциллограф. Измерение полной мощности в СВЧ пучке, сфокусированном в разрядную камеру, и калибровка измерительного тракта ответвленного пучка осуществлялась с помощью калориметрического ваттметра, этот ваттметр специально разрабатывался для измерения мощности СВЧ излучения в режиме разовых импульсов [33]. На оси пучка между разрядной камерой и диэлектрической линзой устанавливалось плоское металлическое зеркало, а измерительная головка ваттметра располагалась в области фокальной перетяжки. Плотность СВЧ мощности в фокальной плоскости при максимальной выходной мощности 130 кВт составляла  $14 \text{ кВт/см}^2$ , при этом напряженность электрического поля в волне равна  $3.2 \text{ кВ/см}$ .

В экспериментальной установке "SMIS 37" реализован квазиоптический продольный ввод СВЧ излучения, то есть волновой вектор электромагнитной волны коллинеарен направлению магнитного поля ловушки. При этом, чтобы исключить отражение, электромагнитная волна должна проходить в плазме область ЭЦР нагрева со стороны большего магнитного поля [34] (об определении местоположения ЭЦР зоны см. пункт 1.2.2). Для этого входное кварцевое окно располагалось между паразитной и рабочей зонами ЭЦР, при этом паразитная зона оказывалась за пределами вакуумной камеры.

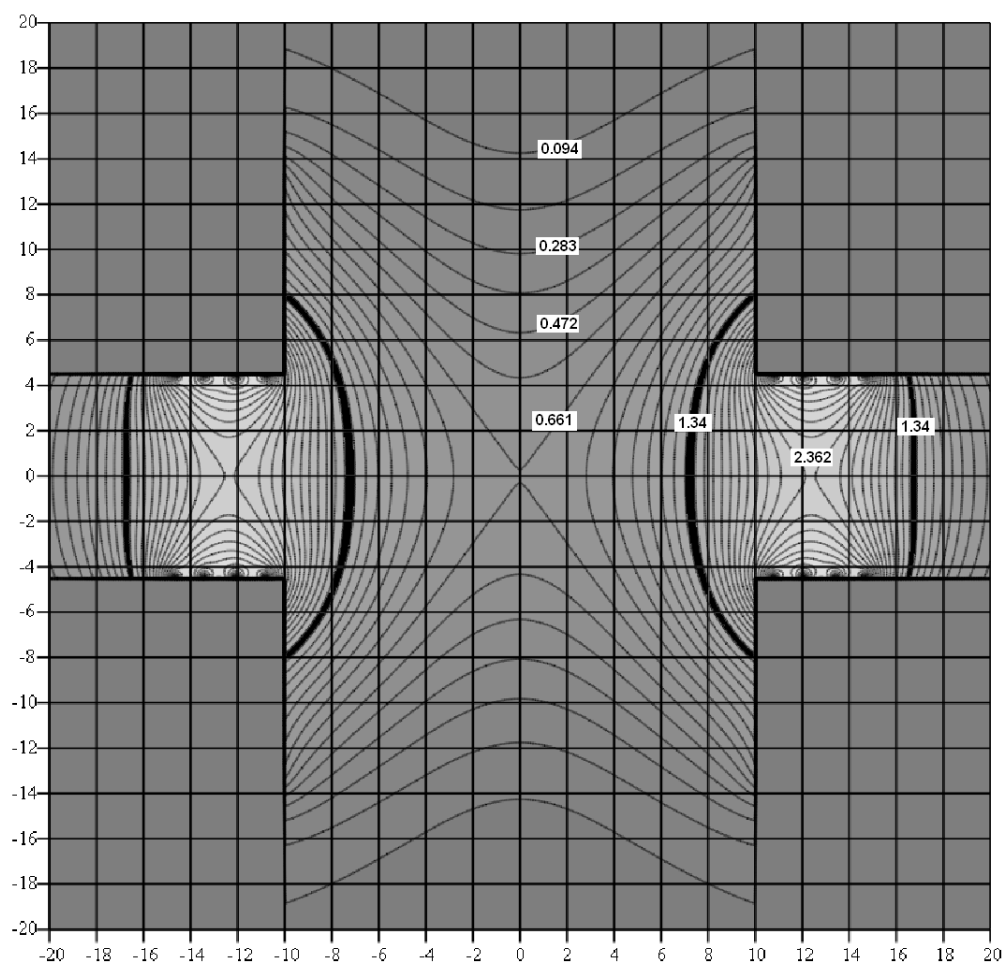
### *1.2.2. МАГНИТНАЯ ЛОВУШКА*

В экспериментальной установке "SMIS 37" реализована "тёплая" импульсная зеркальная симметричная магнитная ловушка. Магнитное поле зеркальной осесимметричной магнитной ловушки в экспериментальной установке формируется током, протекающим через последовательно соединенные катушки.

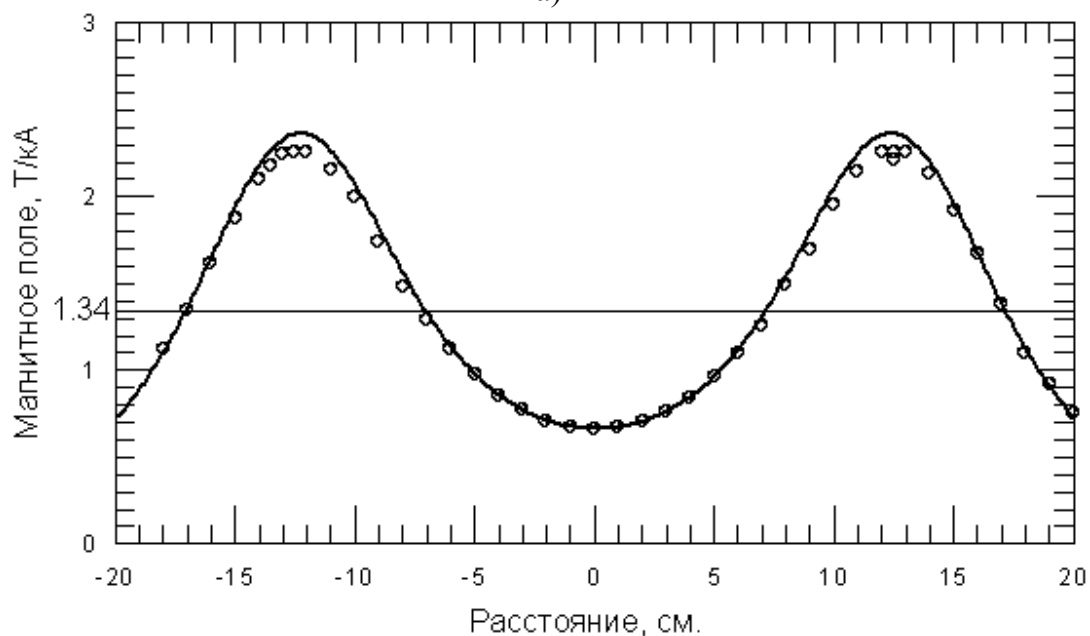
Магнитная система состоит из десяти плоских катушек (6 на рисунке 1.1), каждая из которых намотана в два ряда. При подключении катушек в различных комбинациях, пробочное отношение магнитной ловушки (отношение максимальной величины поля на оси к его значению в центре ловушки) изменялось от 3.5 до 10. Импульс тока, по форме близкий к полупериоду синусоиды, формируется при разряде батареи конденсаторов (емкость 1,7 мФ, напряжение до 5 кВ). В промежутке между рабочими выстрелами емкость заряжается до заданного уровня и находится в ждущем режиме, поддерживая напряжение на накопителе с точностью лучше 1%. В необходимый момент (см. раздел 1.2.5) на схему управления тиристорным ключом подается синхроимпульс и конденсаторная батарея разряжается на катушки магнитной ловушки. Импульс тока контролировался с помощью трансформатора тока ТЧС0.66М3 и специального калиброванного шунта, выполненного из тонкостенной трубки из нержавеющей стали. В зависимости от выбранной магнитной конфигурации ловушки длительность импульса магнитного поля составляла от 10 до 15 мс по основанию.

Важным параметром, определяющим характеристики ЭЦР разряда в магнитной ловушке, является пространственное положение ЭЦР зоны. Слой, в котором происходит интенсивный обмен энергией между СВЧ полем и плазмой (ЭЦР зона) определяется условием  $\omega_H = \omega$  (частота СВЧ излучения равна гирочастоте электрона). В экспериментальной установке в качестве источника СВЧ излучения использовался гиротрон с частотой излучения 37.5 ГГц, соответственно, условие  $\omega_H = \omega$  выполняется в тех точках пространства, где напряжённость магнитного поля по абсолютной величине равна 1.34 Тл. Магнитное поле ловушки рассчитывалось во всем объёме и, для контроля, измерялось на оси системы с помощью преобразователя Холла типа ПХЭ. Результаты расчётов совпадали с измерениями в пределах погрешности измерений. На рисунке 1.3 показано расчётное положение ЭЦР зоны в максимуме импульса тока через катушки. Катушки подключены в конфигурации соответствующей минимальному пробочному соотношению 3.5. При этом расчёте задавалось геометрическое положение витков катушек, протекающий через них ток, и все компоненты магнитного поля вычислялись суммированием вклада каждого витка. Из рисунка

1.3 б) видно, что расчёт и измерение совпадали с точностью 4%. При импульсном режиме работы магнитных катушек, такое расхождение, по-видимому, связано с наводящимися в металлических деталях (нержавеющая сталь) вакуумной камеры токами Фуко. Для более точного определения пространственного распределения магнитного поля ловушки применялась следующая методика: в импульсном режиме измерялось распределение магнитного поля на оси системы с помощью преобразователя Холла, а далее, с помощью специально разработанной для этого программы, подбиралась конфигурация из нескольких (реально 1-3) аксиальных колец с током разной интенсивности для наилучшего соответствия расчетного магнитного поля на оси системы измерениям, а затем рассчитывалось магнитное поле, создаваемое этими токами, во всем интересующем объеме. Эта методика позволяла проводить расчеты магнитных полей вдали от токов достаточно быстро, кроме того, в этих расчетах "автоматически" учитывались магнитные поля наведенных токов. Знание точной конфигурации магнитного поля позволяло кроме определения положения основных и паразитных ЭЦР зон, также рассчитывать плазменные ограничители, траектории заряженных частиц как внутри ловушки, так и за ее пределами.



а)



б)

Рисунок 1.3. Пример конфигурации магнитного поля. а) - расчет напряженности магнитного поля во всем объеме разрядной камеры. Светлые участки соответствуют большим значениям, темные - меньшим. Линиями обозначены поверхности равного магнитного поля в Т/кА. б) - расчет (сплошная линия) и измерение (кружки) магнитного поля на оси ловушки.

### 1.2.3. ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА, НАПУСК ГАЗА

Разрядная вакуумная камера (3 на рисунке 1.1), изготовленная из нержавеющей стали, имеет кубическую форму с длиной ребра 14 сантиметров. С двух противоположных сторон к камере присоединены трубы из нержавеющей стали с внутренним диаметром 70 мм, на которых располагаются катушки (6 на рисунке 1.1), создающие внутри разрядной камеры магнитное поле. С одной стороны вакуумная разрядная камера оканчивается входным кварцевым СВЧ окном, вклеенным в трубу (7 на рисунке 1.1), с другой стороны разрядная камера соединяется трубой с диагностической камерой (8 на рисунке 1.1). На остальных четырех гранях кубической вакуумной разрядной камеры имеются фланцевые соединения, одно из которых используется для откачки, а три других для различных диагностик. Откачка вакуумного объема на экспериментальной установке ведется двумя турбомолекулярными насосами ВМН-500 из разрядной и диагностической камер соответственно. Производительность каждого насоса составляет 500 литров в секунду (по воздуху). Остаточное давление в вакуумных камерах составляет менее  $10^{-6}$  торр.

Напуск рабочего газа осуществляется по оси системы через кварцевую трубку длиной  $\approx 20$  см и внутренним диаметром 5 мм, впаянную по центру СВЧ входного окна. Напуск газа в разрядную камеру является важным фактором, влияющим на параметры СВЧ разряда в прямой магнитной ловушке. Для существования устойчивого пробоя газа необходимо, чтобы его давление превышало некоторую пороговую величину. Согласно проведенным ранее измерениям, порог пробоя в условиях наших экспериментов составляет около  $3 \cdot 10^{-5}$  Торр [35], [36]. Помимо абсолютной величины давления газа, важным является и скорость потока газа в ловушку. Действительно, для поддержания в течение СВЧ импульса концентрации плазмы на постоянном уровне необходимо компенсировать ее потери потоком напускаемого нейтрального газа. Например, при концентрации плазмы  $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , объеме  $V = 100 \text{ см}^3$  и времени жизни  $\tau_i = 10 \mu\text{s}$  потери плазмы из ловушки составят  $J = N_e V / \tau_i = 10^{20} \text{ частиц} \cdot \text{с}^{-1}$ . Для того чтобы обеспечить стационарность горения разряда в течение СВЧ импульса, такой

же должна быть и величина компенсирующего потока газа (подробнее о параметрах плазмы см. раздел 1.4.2). Подобная скорость подачи газа при постоянном давлении  $10^{-5}$  Торр потребует откачки производительностью более  $10^6$  литр/сек, что нереально. Следовательно, необходимо работать при импульсном напуске рабочего газа.

В наших экспериментах для реализации импульсного натекания газа использовался специальный быстродействующий электромагнитный клапан с соплом диаметром 0.1 мм (9 на рисунке 1.1). Клапан приводится в действие при разряде электрической ёмкости через тиристор на катушку электромагнита. При прохождении тока шток с резиновым вакуумным уплотнением поднимается, открывая отверстие, через которое газ натекает из ресиверного объёма в разрядную камеру. Параметрами, регулирующими напуск газа в разрядную камеру, являются: ёмкость накопителя источника питания, напряжение накопителя источника питания, давление в ресиверном объёме (над клапаном). Длительность импульса тока электромагнита, а, следовательно, и время, в течение которого клапан открыт, регулируется с помощью изменения ёмкости в накопителе его источника питания. Момент открывания клапана определяется синхронизирующим импульсом, который управляет тиристором (см. также раздел 1.2.5).

Собранная схема была испытана и прокалибрована для широкого диапазона управляющих параметров. Измерение давления газа в разрядной камере осуществлялось вакуумметром ВИТ-2 с помощью модернизированных ионизационных манометрических преобразователей ПМИ-2 и ПМИ10-2 (см. фото на рисунке 1.4). Модернизация преобразователей была направлена на облегчение доступа газа к их электродам, это существенно сокращало время выравнивания давления в объёме разрядной камеры и внутри преобразователей. Преобразователи помещались как в центр разрядной камеры, так и на ее периферию. Абсолютные значения давления, полученные с помощью модернизированных преобразователей, калибровались стандартным преобразователем при стационарном давлении газа. Типичные осциллограммы тока коллектора преобразователя, пропорционального давлению газа, показаны на рисунке 1.5. Необходимо отметить, что вид

осциллограммы и величина давления газа в камере слабо зависели от места расположения преобразователя (центр камеры или периферия), что указывает на пространственную однородность и большие поперечные размеры газового потока. Пересчет тока коллектора манометрического преобразователя ПМИ-2 в давление, согласно техническому описанию, производится по формуле:

$$P(\text{торр}) = 87 \cdot C \cdot I(\text{ампер}), \quad (1.1)$$

где  $C$  - константа порядка 1, зависящая от сорта измеряемого газа<sup>2</sup>,  $I$  - ток коллектора преобразователя. Наклон нарастающей части осциллограммы определяет поток газа в разрядную камеру  $F$ :

$$F = \frac{dP}{dt} \cdot 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{торр}^{-1} \cdot V_{PC}, \quad (1.2)$$

где  $V_{PC} = 3000 \text{ см}^3$  - объем вакуумной разрядной камеры. В приведённом на рисунке 1.5 примере измеренные потоки газа составили от  $2.3 \cdot 10^{18}$  до  $2.1 \cdot 10^{19}$  частиц в секунду. Газ заполнял весь объем разрядной камеры равномерно и квазистационарно.

---

<sup>2</sup> В приведенном примере на рисунке в качестве рабочего газа использовался аргон, для него константа  $C = 3.23$





Рисунок 1.4. Модернизированные манометрические преобразователи. ПМИ-2 - слева, ПМИ10-2 - справа.

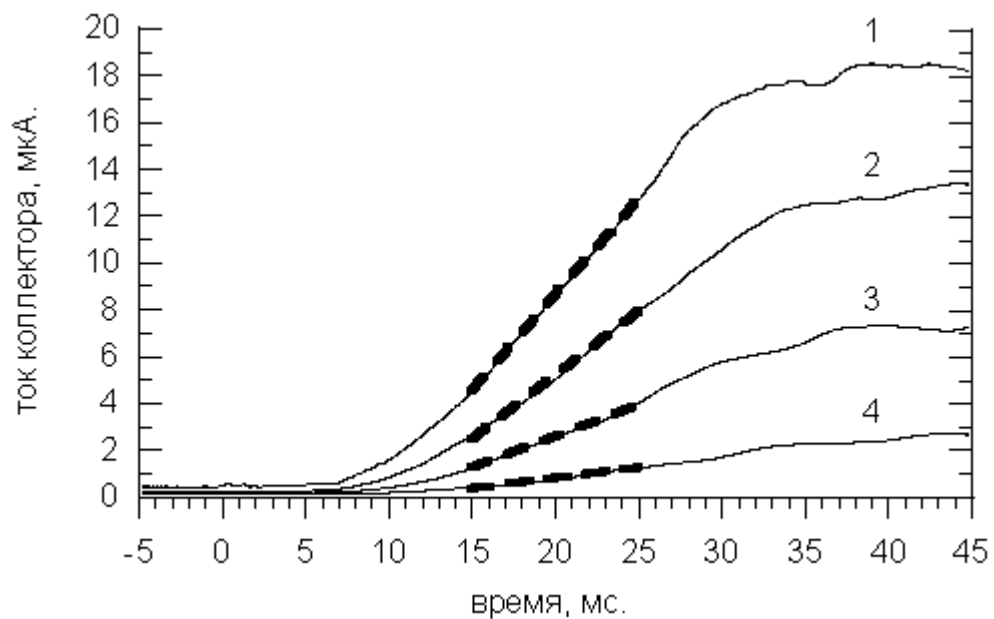


Рисунок 1.5. Типичные осциллограммы давления, получаемые при калибровке напуска газа. Параметры: напряжение накопителя клапана 83 В, емкость накопителя 1400 мкФ, давление газа над клапаном: 1 - 115 торр, 2 - 75 торр, 3 - 37 торр, 4 - 5 торр. Скорости нарастания давления на линейных участках (на рисунке показаны жирными штрихпунктирными линиями) соответственно составляют  $2.3 \cdot 10^{-1}$ ,  $1.5 \cdot 10^{-1}$ ,  $7.5 \cdot 10^{-2}$  и  $2.5 \cdot 10^{-2}$  торр/с, что соответствует потокам частиц в разрядную камеру  $2.1 \cdot 10^{19}$ ,  $1.4 \cdot 10^{19}$ ,  $6.8 \cdot 10^{18}$ ,  $2.3 \cdot 10^{18}$  частиц в секунду соответственно.

#### 1.2.4. СИСТЕМА ПРЕДЫОНИЗАЦИИ НАПУСКАЕМОГО ГАЗА

Как уже отмечалось ранее, для самостоятельного ЭЦР пробоя в ловушке по экспериментальным результатам требуется давление нейтрального газа более  $3 \cdot 10^{-5}$  торр, при 100% ионизации концентрация плазмы составит  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , а при среднем заряде ионов равном 10 концентрация плазмы будет равной  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что вплотную приближается к критической концентрации. Для улучшения параметров работы ЭЦР источника МЗИ зачастую требуется понижать концентрацию плазмы и соответственно напускать меньше рабочего газа. А это приводит к тому, что требуется большее время для развития пробоя. Сказанное можно проиллюстрировать простой оценкой времени развития разряда. На начальном этапе развития пробоя можно считать, что лавина развивается по экспоненциальному закону, причем показатель этой экспоненты равен произведению константы скорости ионизации  $k$  на начальную концентрацию нейтральных частиц  $N_0$ . Для оценки примем  $k$  равной  $1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $N_0$  выберем равной  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  ( $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  торр) из расчета чтобы, в конечном счете, получить плазму со средним зарядом ионов 10 и концентрацией  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Получаем, что показатель экспоненты развития лавины  $kN_0$  будет равным  $2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ . На развитие такого разряда потребуется более 150 микросекунд.

Для того чтобы сократить время развития пробоя, стабилизировать момент его появления, и сделать пробой возможным при более низких давлениях, в описываемой установке была реализована система предварительной ионизации напускаемого газа<sup>3</sup>. Суть состоит в следующем: в кварцевой трубке, по которой в разрядную камеру поступает газ, на короткое время  $\sim 100$  мкс устраивался пробой газа высоковольтным напряжением  $\sim 15$  кВ (см. схему на рисунке 1.6). Анодом служила разрядная камера, а катодом корпус импульсного клапана напуска газа. В результате пробоя напускаемого газа, в разрядной камере, к моменту начала СВЧ импульса, оказывается уже частично ионизованный газ, и на развитие разряда

---

<sup>3</sup> Ранее на этой установке для стабилизации возникновения разряда использовалась металлическая "метелка" из тонких проволок, которая являлась источником затравочных электронов, но она в то же время служила и источником сильного загрязнения плазмы примесями.

требуется существенно меньшее время. Для оценки концентрации плазмы, образующейся в результате работы предыонизатора, была проведена серия вспомогательных экспериментов. В различных режимах напуска газа были измерены напряжение и ток разрядного промежутка. Измерения проводились с выключенными катушками магнитной ловушки. Это давало возможность надежно интерпретировать результаты измерений. Для примера осциллограммы одного из измерений приведены на рисунке 1.7. Для измерения тока использовался пояс Роговского с пассивной интегрирующей цепочкой (см. рисунок 1.6). С учетом высоковольтного делителя и коэффициента трансформации тока поясом Роговского, величины напряжения и тока в приведенном примере составляют примерно 850 вольт и 190 ампер. В этом случае напуск нейтрального газа осуществлялся таким образом, что в момент пробойного импульса течение газа по трубке было квазистационарным, разрядная камера заполнялась рабочим газом со скоростью  $5.4 \cdot 10^{-2}$  торр/с (см. пункт 1.2.3), то есть через сечение трубки ( $S = 0.2 \text{ см}^2$ ) проходило  $4.8 \cdot 10^{18}$  частиц/с. Предполагаем, что по трубке частицы движутся со скоростью звука  $\approx 3.3 \cdot 10^4$  см/с. Получается, что концентрация нейтрального газа в разрядном промежутке к моменту пробоя была  $7.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  ( $2.4 \cdot 10^{-2}$  торр). На основании модели тлеющего разряда, зная концентрацию нейтралов к моменту пробоя, имея измеренные напряжение на разрядном промежутке и ток, протекающий через плазму, получаем концентрацию плазмы в трубке напуска газа. В этом примере она составила  $4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Эта плазма, попадая в разрядную камеру, расширяется, и концентрация ее становится меньше. Описанные измерения проводились с выключенными катушками магнитной ловушки, а магнитное поле в реальном режиме работы установки оказывает существенное влияние на разряд предыонизатора, т.к. электронная гирочастота превосходит частоты столкновений. То есть измеренная концентрация плазмы предыонизатора носит оценочный характер. На практике предыонизатор оказывал существенное стабилизирующее влияние на момент возникновения ЭЦР разряда и давал возможность работать при малых плотностях плазмы с относительно коротким по времени СВЧ импульсом накачки.

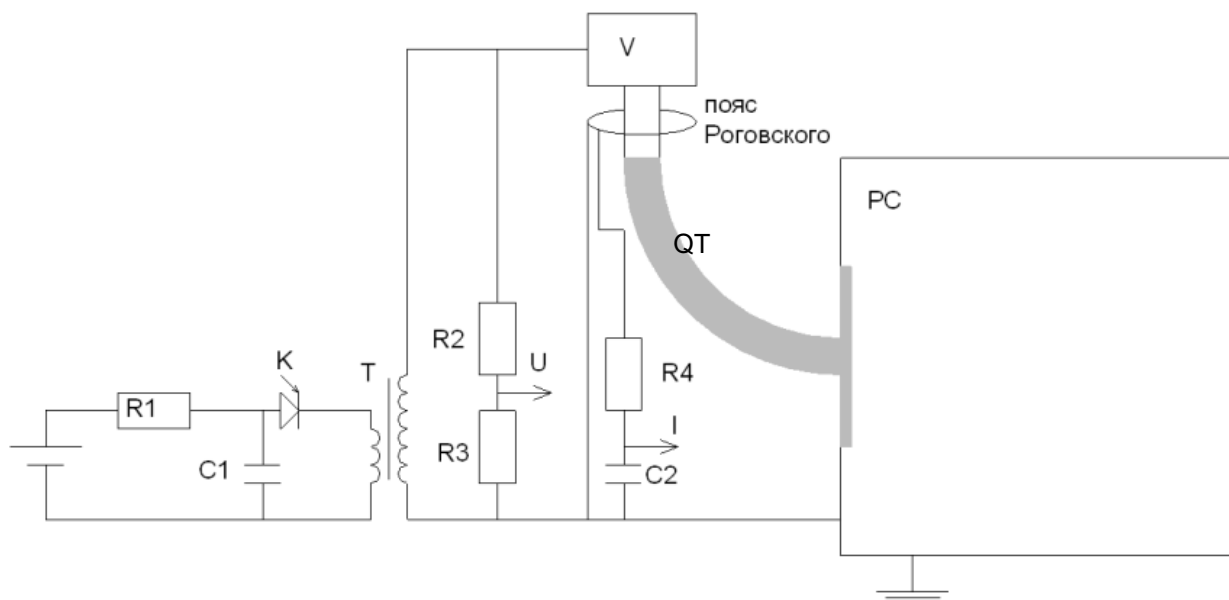


Рисунок 1.6. Электрическая схема системы предыонизации напускаемого газа. R1 - зарядное сопротивление, C1 - накопитель, K - тиристор, T - повышающий трансформатор, R2-R3 - высоковольтный делитель, R4-C2 - пассивная интегрирующая цепочка, V - импульсный клапан напуска газа, QT - кварцевая трубка, через которую натекает газ, PC - разрядная камера.

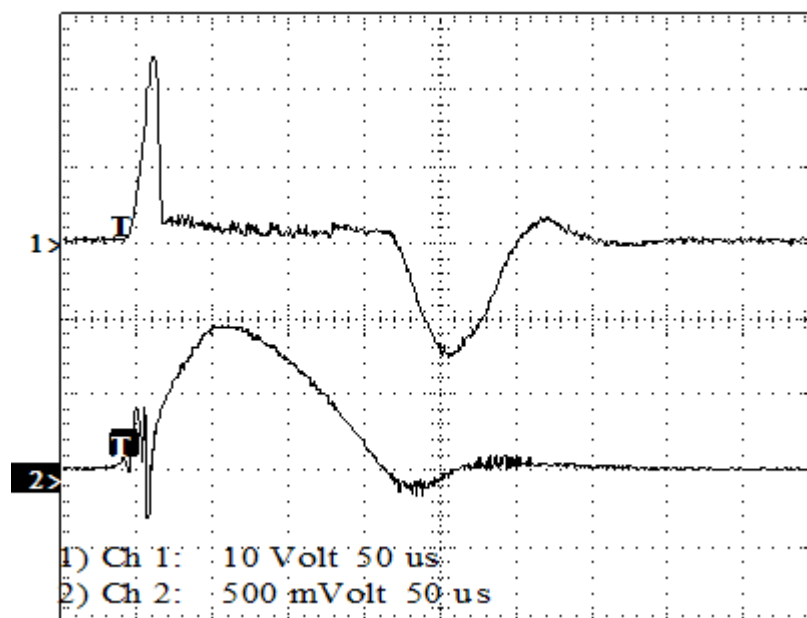


Рисунок 1.7. Калибровка работы предыонизатора. Напряжение на разрядном промежутке - верхний луч, ток - нижний луч. Усредненные величины напряжения и тока в составляют 850 вольт и 190 ампер.

плазма, попадая в разрядную камеру, расширяется, и концентрация ее становится меньше. Описанные измерения проводились с выключенными катушками магнитной ловушки, а магнитное поле в реальном режиме работы установки оказывает существенное влияние на разряд предыонизатора, т.к. электронная гирочастота превосходит частоты столкновений. То есть измеренная концентрация плазмы предыонизатора носит оценочный характер. На практике предыонизатор оказывал существенное стабилизирующее влияние на момент возникновения ЭЦР разряда и давал возможность работать при малых плотностях плазмы с относительно коротким по времени СВЧ импульсом накачки.

#### *1.2.5. СИСТЕМА СИНХРОНИЗАЦИИ ИСПОЛНИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ*

Для того чтобы все вышеописанные системы включались в нужный момент времени, необходима система синхронизации исполнительных устройств. Исполнительными устройствами будем считать: импульсные катушки магнитного поля ловушки, клапан напуска рабочего газа, предыонизатор, гиротрон. Эти устройства должны срабатывать последовательно с необходимыми регулируемые задержками (см. рисунок 1.8). Все устройства, кроме модулятора гиротрона, работают в ждущем режиме, поэтому запуск устройств производится по мере накопления достаточного заряда в накопителе модулятора гиротрона. Сигнал, пропорциональный напряжению на накопителе, поступает на аналого-цифровой преобразователь компьютера, после выхода напряжения на заданный уровень компьютер формирует импульсы запуска в отдельных каналах с соответствующими задержками, импульсы усиливаются и подаются на тиристорные ключи исполнительных устройств. Экспериментальная установка работает в режиме разовых импульсов. Частота повторения импульсов составляет  $1/40 - 1/20 \text{ сек}^{-1}$ . Отметим, что в системе синхронизации реализована гальваническая развязка ГТЛ цепей персонального компьютера и высоковольтных исполнительных импульсных устройств, гарантирующая безотказную работу всей системы синхронизации.

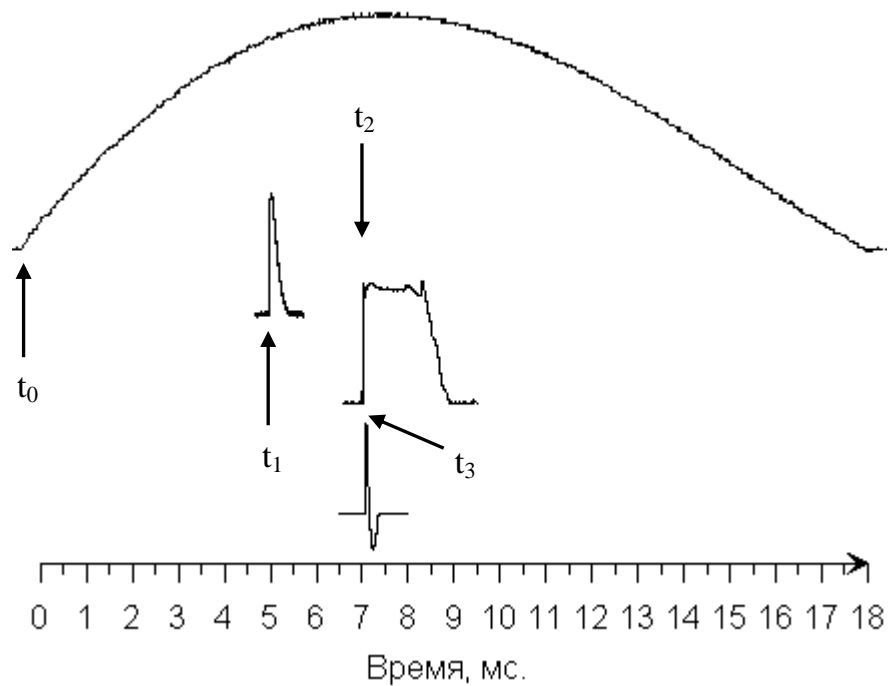


Рисунок 1.8. Порядок синхронизации исполнительных устройств экспериментальной установки. Сверху вниз по порядку: ток магнитного поля ловушки (момент начала  $t_0$ ), ток через электромагнит импульсного клапана напуска газа ( $t_1$ ), форма импульса греющего СВЧ излучения ( $t_2$ ), напряжение предыонизатора ( $t_3$ ).

### 1.2.6. СИСТЕМА ЭКСТРАКЦИИ ИОНОВ

Для формирования пучка ионов, образованных в плазме, была создана традиционная для ЭЦР источников МЗИ двухэлектродная система экстракции Пирсовой геометрии [30]. Высокое напряжение, ускоряющее ионы, подается на разрядную вакуумную камеру (3 на рисунке 1.1). Разрядная камера электрически изолирована от остальной части установки, - диагностической вакуумной камеры, откачного тракта, катушек магнитной ловушки (изоляторы показаны на рисунке 1.1). Изоляторы выполнены из капролона. Все элементы диагностики пучка находятся при потенциале близком к нулю. Для подачи положительного напряжения от 0 до 30 кВ на разрядную камеру, а, следовательно, и на экстрагирующий зазор, разделяющий плазму на положительные и отрицательные заряды, используется высоковольтный источник постоянного напряжения.

В ЭЦР источниках МЗИ извлечение ионов осуществляется вдоль магнитного поля в районе одной из пробок ловушки. Плотность тока ионного пучка ограничивается двумя механизмами. С одной стороны, плотность тока пучка лимитирована интенсивностью потока плазмы из ловушки - эмитирующей способностью, - извлекающие электрические поля не проникают внутрь плазмы и не влияют на движение частиц за, так называемой, эмитирующей поверхностью (или мениском). С другой стороны, максимальная плотность тока пучка  $j$ , которая может быть достигнута для любого сорта заряженных частиц, ускоренных электрическим полем, ограничивается пространственным зарядом и описывается законом Чайлда-Ленгмюра (см. например, [37])

$$j = 1.72(Z_i/M)^{0.5} \cdot U^{1.5}/d^2, \quad (1.14)$$

где  $j$  изменяется в единицах мА/см<sup>2</sup>,  $Z_i$  - зарядовое число,  $M$  - массовое число иона,  $U$  - напряжение экстракции (кВ),  $d$  - ширина промежутка извлечения с учетом провисания потенциала.

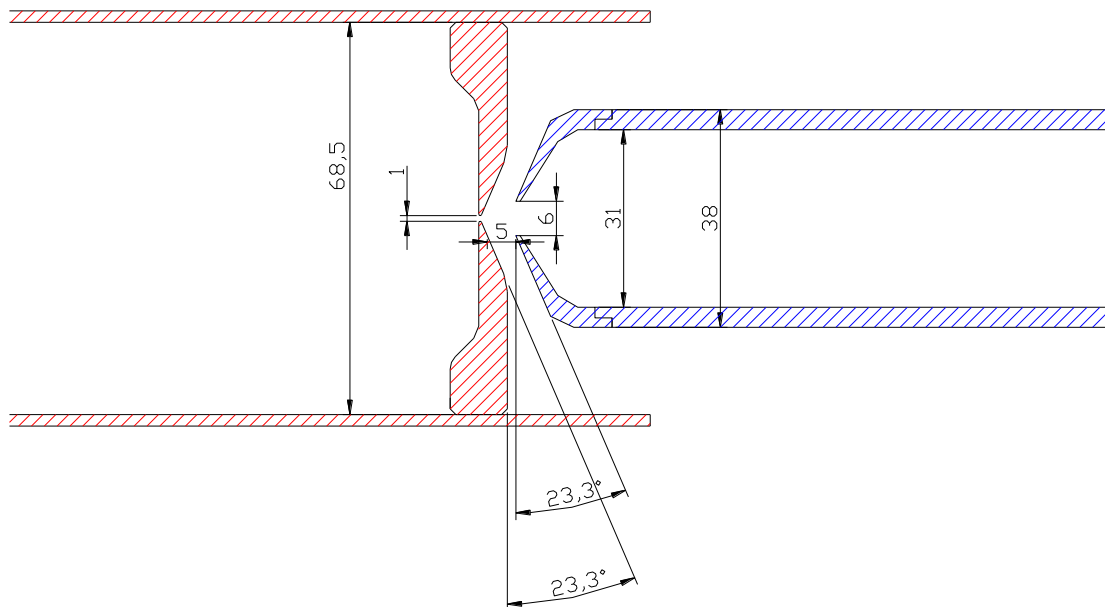
Экстрактор устанавливался на оси магнитной ловушки, внутри соединительной трубы между разрядной и диагностической вакуумными камерами (10 и 11 на рисунке 1.1). Экстрагирующие электроды изготовлены в нескольких



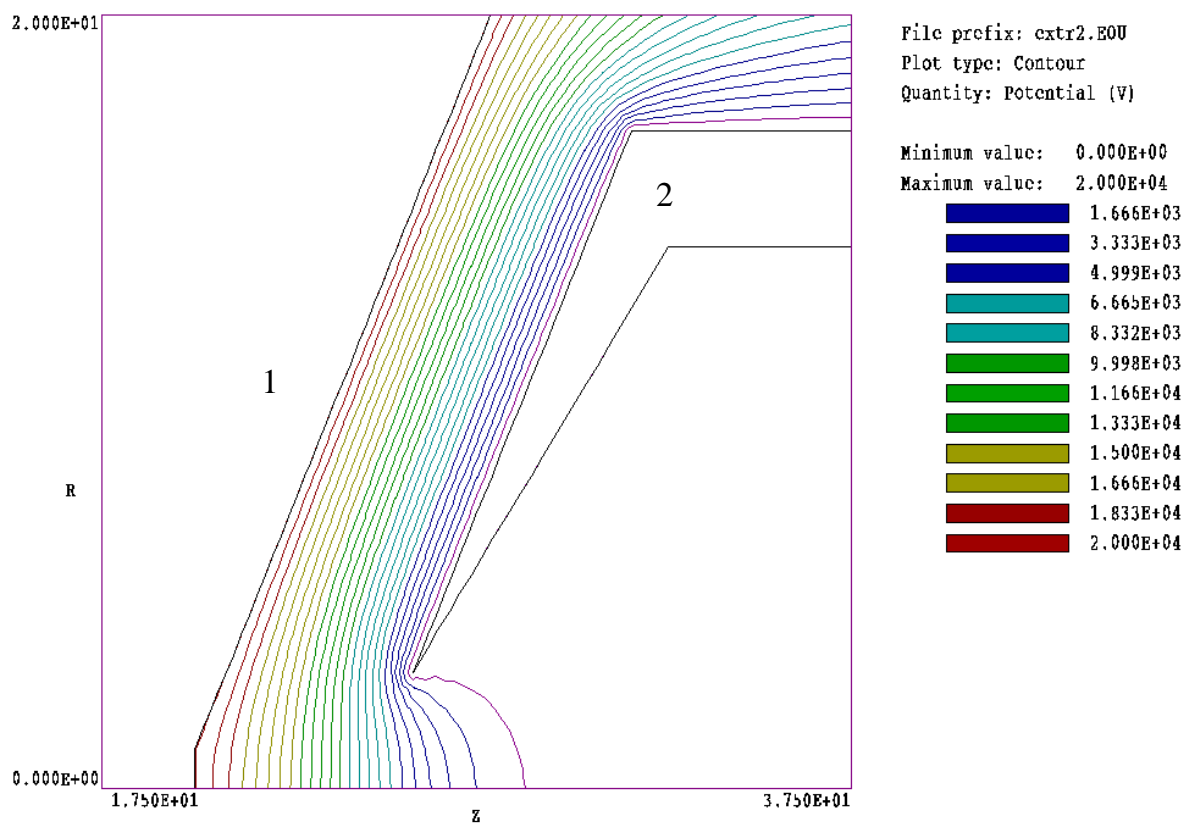
вариантах: два плазменных электрода с диаметрами отверстий 3 мм и 1 мм; три пуллера длиной 32, 23, и 10 см; два наконечника пуллера с отверстиями 6 и 18 мм в диаметре. Диаметры отверстий в плазменных электродах выбирались существенно меньшими, чем в традиционных источниках МЗИ т.к. плотность плазмы в нашем случае значительно выше. Предусмотрена возможность перемещения экстрагирующих электродов вдоль оси системы.

На рисунке 1.9 показана геометрия экстрагирующей системы, используемой в эксперименте, и пример расчёта распределения потенциала. Использовалась квазипирсова геометрия аксиально-симметричных электродов, диаметр отверстия в плазменном электроде - 1 мм, в вытягивающем электроде - 6 мм, расстояние между электродами - 5 мм. Анализ показывает, что в нашем случае провисание потенциала оказывается существенным. В расчетах  $d$  будем считать равным 8 мм. В наших условиях практически всегда эмитирующая способность плазмы значительно превосходила ограничение на плотность тока, связанное с пространственным зарядом. Забегая вперед отметим, в условиях КГД удержания плазмы продольные потери плазмы составляют  $j_{pl} = e \cdot N_e \cdot V_{is}$ , где  $e$  - заряд электрона,  $N_e$  - концентрация плазмы,  $V_{is}$  - ионно-звуковая скорость. Положим:  $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $Z_i = 3$ ,  $M = 14$ ,  $T_e = 300 \text{ эВ}$ , тогда эмитирующая способность плазмы составит  $j_{pl} \approx 1.3 \text{ А/см}^2$ . Для извлечения пучка ионов с такой плотностью тока, согласно закону Чайлда-Ленгмюра, потребовалось бы приложить напряжение более 100 кВ, что значительно превосходит предел электрической прочности нашей системы экстракции. Таким образом, мы приходим к выводу, что в нашей ситуации основным ограничителем на плотность тока пучка является пространственный заряд в ускоряющем промежутке.

Главное отличие реальной геометрии экстракции от плоского случая, описываемого законом Чайлда-Ленгмюра, заключается в том, что существенный пространственный заряд в области ускорения ионов приводит к изменению формы мениска. Его форма зависит от разности потенциалов, формы электродов и плотности плазмы. Форма мениска определяет угол фокусировки ионного пучка системой экстракции.



a)



b)

Рисунок 1.9. а) - чертеж извлекающей системы. б) - расчет распределения потенциала (провисания) в извлекающей системе. 1- эмитирующий электрод, 2- вытягивающий электрод.

Как показано в [6], [37] недостаточное напряжение экстракции и большая плотность плазмы приводят к тому, что мениск выгибается в сторону ускоряющего электрода, что в свою очередь приводит к большим углам расхождения ионов, бомбардировке ускоренными ионами ускоряющего электрода. Напротив, большое напряжение при небольших концентрациях плазмы приводит к тому, что мениск становится вогнутым внутрь плазмы и оказывает фокусирующее действие на ионный пучок. Таким образом, для конкретных значений параметров плазмы и геометрии экстрагирующей системы существует оптимальный ток, при котором достигается минимальный угол расходимости ионного пучка.

Особенности нашей системы экстракции связаны с импульсным режимом работы экспериментальной установки с большой скважностью, такой режим работы позволяет использовать для стабилизации напряжения конденсаторную батарею большой емкости, заряжая ее сравнительно маломощным высоковольтным источником питания. Параметры источника питания определяются необходимостью поддержания постоянного потенциала на экстрагирующих электродах в течение всего времени существования плазмы (длительность импульса СВЧ накачки  $\sim 1.5$  мс) с точностью до 1%, при максимальном экстрагируемом токе до 1 А. Общая электрическая схема системы экстракции ионов представлена на рисунке 1.10. Высоковольтный источник питания  $U$  заряжает конденсаторную батарею  $C$  по цепи  $U-C-R4-R5-R6-U$ . На вход источника подается переменное напряжение от 0 до 220 вольт. При этом источник может выдавать от 0 до 30 кВ постоянного (нестабилизованного) напряжения при токе до 25 мА. Во время существования плазмы экстрагируемый ток течёт по цепи  $C-R2-PC-земля-R5-R4-C$ . Сопротивления  $R4$  и  $R2$  ограничивают ток в случае возникновения пробоя в цепи экстрактора. Цепь  $R3-K$  разряжает высоковольтную конденсаторную батарею в случае аварийной ситуации при срабатывании защитной блокировки. Во время проведения экспериментов по исследованию экстракции пучка ионов из плотной плазмы необходимо контролировать токи ионов, попадающих на пуллер, и полный ток экстракции. Для этих целей пуллер нагружается на безиндукционное сопротивление ( $R1$  на рисунке 1.10), а в цепи

питания разрядной камеры добавлено диагностическое сопротивление (R5 на рисунке 1.10). Сигналы с этих сопротивлений подаются на осциллограф через волоконно-оптические линии связи. Использование таких линий обусловлено двумя причинами. Во-первых, в случае высоковольтного пробоя в экстракторе, высокое напряжение оказывается приложенным к пуллеру и, в случае отсутствия оптической развязки, через него попадает в измерительные цепи, создавая опасность для персонала и регистрирующей аппаратуры. Во-вторых, волоконно-оптические линии связи позволяют избавиться от значительной части электрических помех.

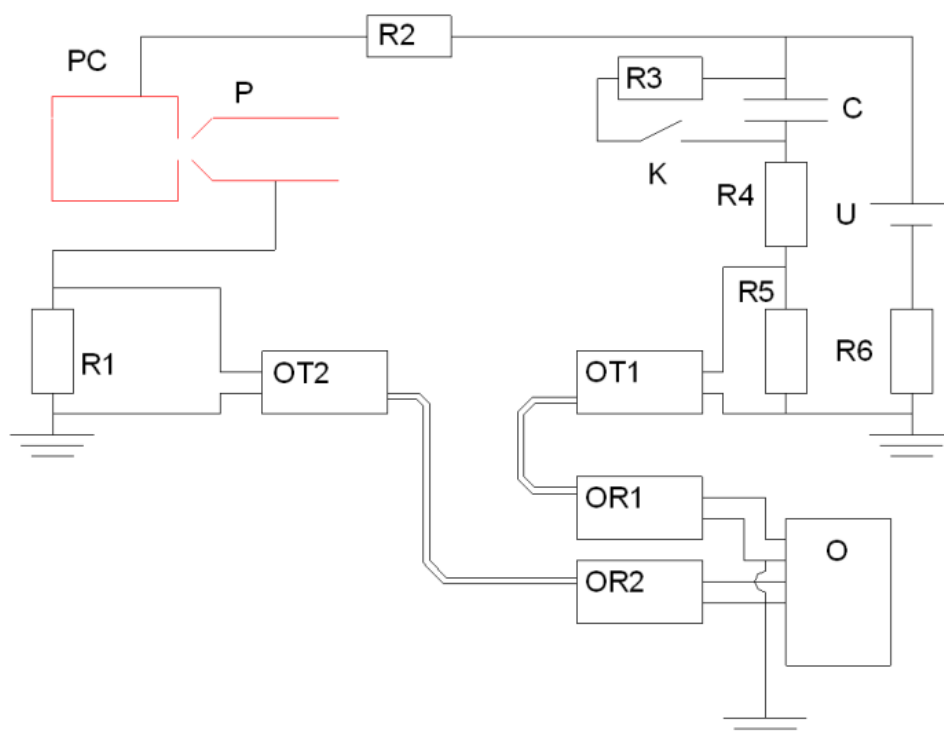


Рисунок. 1.10. Электрическая схема системы экстракции ионов. P – пуллер; PC – разрядная камера; R1 – нагрузка тока пуллера 100 Ом; R2 – ограничительное сопротивление 20 кОм; R3 – разрядное сопротивление 47 кОм; R4 – ограничительное сопротивление 10 кОм; R5 – нагрузка тока экстракции 100 Ом; R6 – зарядное сопротивление 1 МОм; C – высоковольтная конденсаторная батарея емкостью 14  $\mu\text{F}$ ; K – аварийный замыкатель; U – высоковольтный источник питания (0 - 30 кВ); OT1-OR1, OT2-OR2 – волоконно-оптические линии связи; O – осциллограф.

### 1.3. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ

Прежде чем переходить к описанию методов диагностики, отметим, что в условиях наших экспериментов по исследованию ЭЦР разряда в тяжелых газах при низких давлениях газа в магнитных ловушках, длины свободного пробега электронов во много раз превосходят размеры системы. Действительно, для характерных параметров плазмы  $N_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 300 \text{ эВ}$  (об измерениях параметров плазмы см. раздел 2.2) длина свободного пробега электрона в ловушке до столкновения с выходом в конус потерь составляет 130 м, а длина ловушки составляет всего 25 см, и любые контактные методы измерения параметров плазмы внутри магнитной ловушки приводят к сильным нелокальным изменениям во всей плазме и, следовательно, являются неприемлемыми. В экспериментах использовались бесконтактные активные и пассивные методы диагностики. К активным относится зондирование СВЧ волной. К пассивным методам относятся: регистрация оптического излучения, регистрация тормозного излучения, измерения параметров плазмы, покинувшей магнитную ловушку. Для анализа плазмы вытекающей из ловушки использовались зонды, анализатор ионов разлетающейся плазмы, анализатор ионного пучка, цилиндры Фарадея.

#### **Зондирование СВЧ волной**

Для оценки плотности плазмы в ЭЦР разряде проводились измерения коэффициентов прохождения через плазму слабой диагностической СВЧ волны и мощного излучения гиротрона.

Диагностическое СВЧ излучение от непрерывного магнетрона мощностью около 10 Вт с частотой 35.52 ГГц и линейной поляризацией, соответствующей обыкновенной волне, с помощью волновода и рупорной антенны вводилось в плазму перпендикулярно магнитному полю в центральном сечении ловушки (см. схему на рисунке 1.11) через боковые окна, выполненные из капролона, причем толщина капролона подбиралась так чтобы минимизировать отражение от окна. В приёмный тракт диагностического сигнала были поставлены фильтр-пробка с полосой запираания от 36 до 39.5 ГГц и перестраиваемый полосовой фильтр с

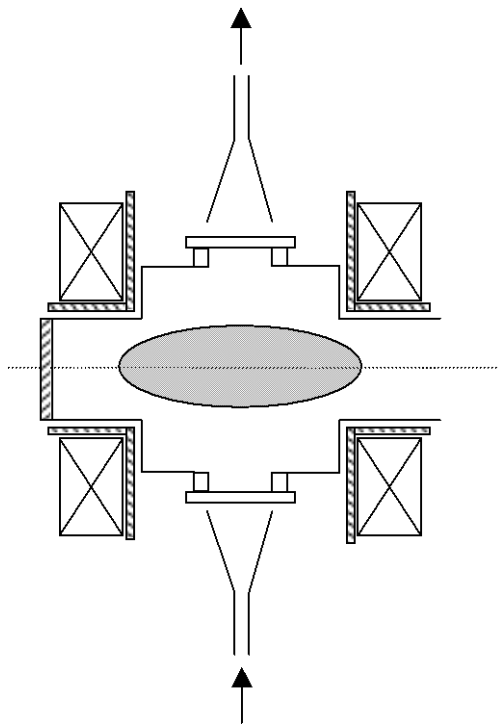


Рисунок 1.11. Диагностика плазмы "на просвет".

полосой пропускания 50 МГц, что обеспечивало подавление мощного излучения

гиротрона в приёмном диагностическом волноводе не менее чем на 60 дБ. В передающем волноводе для этой цели использовался ферритовый вентиль. Сигнал приёмного волновода в этих условиях представлял собой сумму двух сигналов: прошедшего диагностического излучения и собственного излучения плазмы в диапазоне приёмного полосового фильтра. СВЧ излучение гиротрона, прошедшее через плазму разряда вдоль линий магнитного поля ловушки, принималось открытым концом стандартного волновода (размером  $7.2 \times 3.4$  мм<sup>2</sup>), расположенным в вакуумной камере за магнитной ловушкой на расстоянии 30 см от её центра. Сигналы из обоих приёмных трактов поступали на СВЧ детекторы Д-404, и далее регистрировались осциллографом.

Такая схема измерения позволяет судить о концентрации плазмы по изменению коэффициента диагностического СВЧ излучения через плазму. Практически полная отсечка диагностической СВЧ волны будет при концентрации плазмы превосходящей критическое значение. Критическая концентрация для частоты излучения 35.52 ГГц составляет  $1.6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

### **Зонды**

Для контроля параметров плазмы (в отсутствии экстрактора) использовались ленгмюровские одиночные зонды, расположенные в диагностической вакуумной камере. Один – опорный, располагался вблизи продольной оси системы на расстоянии 65 см от центра ловушки, а второй помещался на манипулятор и использовался для исследований пространственных распределений. Зонды располагались на значительном удалении от ловушки, так что напряженность магнитного поля около зондов была достаточно мала для корректных измерений, но в то же время можно считать, что растекание плазмы происходило по силовым линиям магнитного поля ловушки, и величина концентрации плазмы убывала прямо пропорционально напряженности магнитного поля. Действительно, магнитное поле в точке расположения зонда спадает в 200 раз относительно



значения в пробке и составляет величину  $\approx 100$  Гс. Оценкой сверху на поперечную температуру электронов можно считать 200 эВ. При этом гирорадиус электронов  $R_L$  заведомо превосходит диаметр зонда  $D_p = 3$  мм. Радиус Дебая  $R_D$  в этой точке составляет 0.3 мм, а длина свободного пробега электрона  $\lambda_e$  превосходит  $10^5$  см, т.е. выполнены условия  $\lambda_e \gg D_p \gg R_D$  и  $R_L > D_p$ , и, следовательно, работает теория одиночного зонда в плазме.

### Детектор рентгеновского излучения XR-100T

Определить температуру и концентрацию плазмы можно также по тормозному излучению электронов в поле ионов [38]. В предположении, что функция распределения электронов по энергиям является максвелловской, спектральная плотность тормозного излучения описывается формулой:

$$\frac{dE_{ff}}{d\nu} = C \cdot N_e N_i Z_i^2 \cdot \left( \frac{\chi_H}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \text{Exp} \left( -\frac{h\nu}{T_e} \right), \quad (1.3)$$

где  $C = 1.7 \cdot 10^{-40}$  эрг·см<sup>3</sup> - константа,  $N_e$  - концентрация электронов,  $N_i$  - концентрация ионов,  $Z_i$  - эффективный заряд ионов,  $\chi_H$  - потенциал ионизации водорода,  $T_e$  - температура электронов,  $\nu$  - частота излучения фотона,  $h$  - постоянная Планка. Фактор Гаунта при интерпретации экспериментальных данных не учитывался потому, что в диапазоне наших параметров его отличие от единицы оказывается незначительным.

Диагностика рентгеновского излучения плазмы ЭЦР разряда в диапазоне энергий квантов  $h\nu \approx 2 - 15$  кэВ (длины волн  $\lambda \approx 6.2 - 0.83$  Å) осуществлялась с помощью детектора рентгеновского излучения XR-100T, основу которого составляет охлаждаемый (до  $-30^0$  С) кремниевый p-i-n диод. Детектор XR-100T работает в режиме счёта фотонов. При регистрации рентгеновского кванта в приборе формируется короткий – длительностью около 20 мкс – импульс (отсчёт), амплитуда которого пропорциональна энергии фотона (см. [рисунок 1.12](#)). Количество отсчётов характеризует интенсивность рентгеновского излучения.

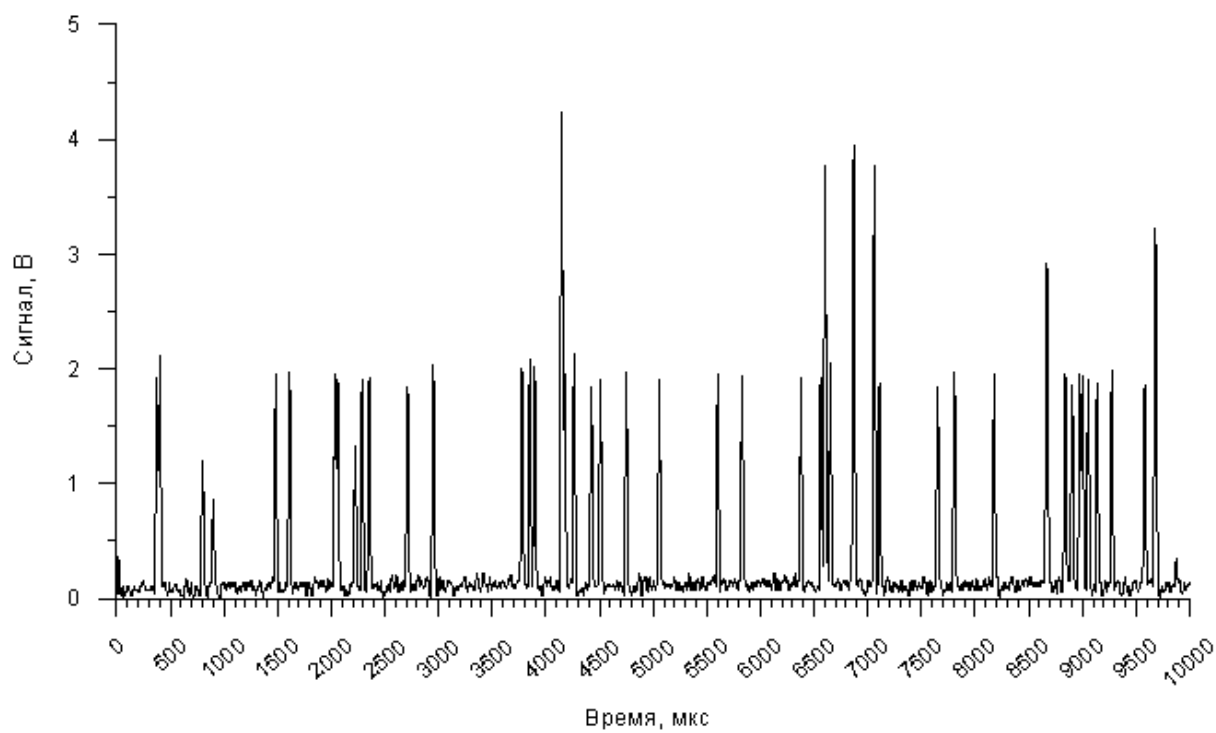


Рисунок 1.12. Выходной сигнал детектора рентгеновского излучения XR100T при калибровке радиоактивным источником  $^{57}\text{Co}$ .

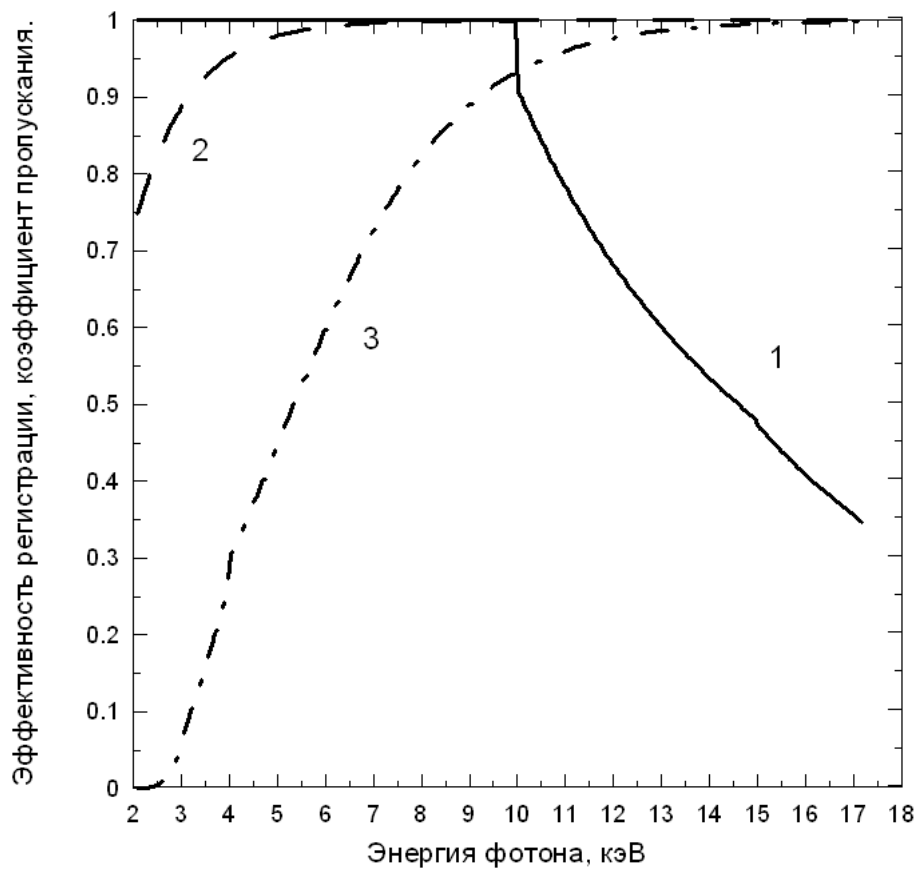


Рисунок 1.13. Кривая 1 - эффективность регистрации квантов детектором в зависимости от энергии, кривая 2 - коэффициент пропускания бериллиевого входного окна детектора (25 мкм), кривая 3 - коэффициент пропускания алюминиевого фильтра (15мкм).

Анализатор обеспечивает максимальный темп регистрации квантов  $2 \cdot 10^4$  квантов/с. Спектральное разрешение прибора составляет 250 эВ. Входное окно рентгеновского детектора представляет собой бериллиевую фольгу толщиной 25 мкм, коэффициент пропускания которой приведён на рисунке 1.13 (кривая 2). Следует заметить, что, поскольку энергичные ( $h\nu \geq 10$  кэВ) рентгеновские кванты имеют достаточно большую проникающую способность, для корректной обработки результатов экспериментов необходимо учитывать эффективность регистрации – т.е. отношение числа зарегистрированных прибором квантов к числу квантов, достигших входного окна детектора. Зависимость эффективности регистрации детектором рентгеновских фотонов от их энергии приведена на рисунке 1.13 (кривая 1). Для уменьшения потока квантов излучения в диапазоне низких энергий применялся фильтр из алюминиевой фольги толщиной 15 мкм, коэффициент пропускания этого фильтра в зависимости от энергии фотона приведен на рисунке 1.13 (кривая 3).

Для получения достоверных количественных данных о рентгеновском излучении плазмы требуется, прежде всего, осуществить накопление информации (отсчётов) от 200 - 300 реализаций ЭЦР разряда при неизменных экспериментальных условиях. Затем необходимо произвести подсчёт количества выходных импульсов детектора определённой амплитуды, приходящихся на некоторый выбранный интервал времени  $\Delta t$ . Тем самым осуществляется подсчёт количества рентгеновских квантов определённой энергии, зарегистрированных прибором в течение указанного интервала времени  $\Delta t$ . В результате измеряется абсолютное значение интенсивности рентгеновского излучения с соответствующей энергией фотонов в выбранный момент времени и в области пространства, где расположен детектор. Повторение описанной процедуры для других интервалов времени, а также для других амплитуд выходных импульсов, позволяет определить временное поведение интенсивности рентгеновского излучения плазмы ЭЦР разряда в различных спектральных интервалах внутри рабочего диапазона детектора.

Счёт и обработка выходных импульсов прибора осуществляется с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и персонального компьютера, для чего

создана соответствующая программа регистрации и обработки данных. В описанном методе диагностики рентгеновского излучения разряда временное разрешение может достигать 100 мкс.

Для калибровки детектора по энергиям фотонов, т.е. для определения соответствия между амплитудами выходных импульсов и энергиями регистрируемых рентгеновских квантов, использовался эталонный радиоактивный источник  $^{57}\text{Co}$ . В рабочем диапазоне анализатора спектр излучения этого изотопа содержит три линии с энергиями квантов 6.4, 7.06 и 14.4 кэВ, по которым и проводилась калибровка детектора. Полученный калибровочный спектр показан на рисунке 1.14.

Датчик рентгеновского излучения XR-100T устанавливался в диагностической камере в двух положениях: на оси ловушки на расстоянии 127 см от центра плазмы, как это показано на рисунке 1.15, или на разрядной камере перпендикулярно оси ловушки (см. рисунок 1.16).

В первом случае с помощью свинцового коллиматора (6 на рисунке 1.15) из всей плазмы выделялся объем  $1 \text{ см}^3$  на оси системы, из которого и принималось излучение. На рисунке 1.17, представлен характерный спектр излучения плазмы. Интенсивность отсчитывается в логарифмической шкале. По этому спектру излучения, свободному от характеристических линий, можно определить температуру и концентрацию плазмы. В этом диапазоне энергий квантов при наших параметрах плазмы тормозное излучение доминирует над рекомбинационным. Действительно, спектральная плотность тормозного излучения описывается выражением<sup>4</sup> [39]:

$$\frac{dE_{ff}}{d\nu} = C \cdot N_e N_i Z_i^2 \cdot \left( \frac{\chi_H}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp\left( -\frac{h\nu}{T_e} \right), \quad (1.7)$$

---

<sup>4</sup> Предполагается максвелловское распределения электронов по энергиям. Фактор Гаунта в наших измерениях считается равным 1, т.к. во всем диапазоне энергий регистрируемых фотонов отличие этой величины от 1 незначительно.

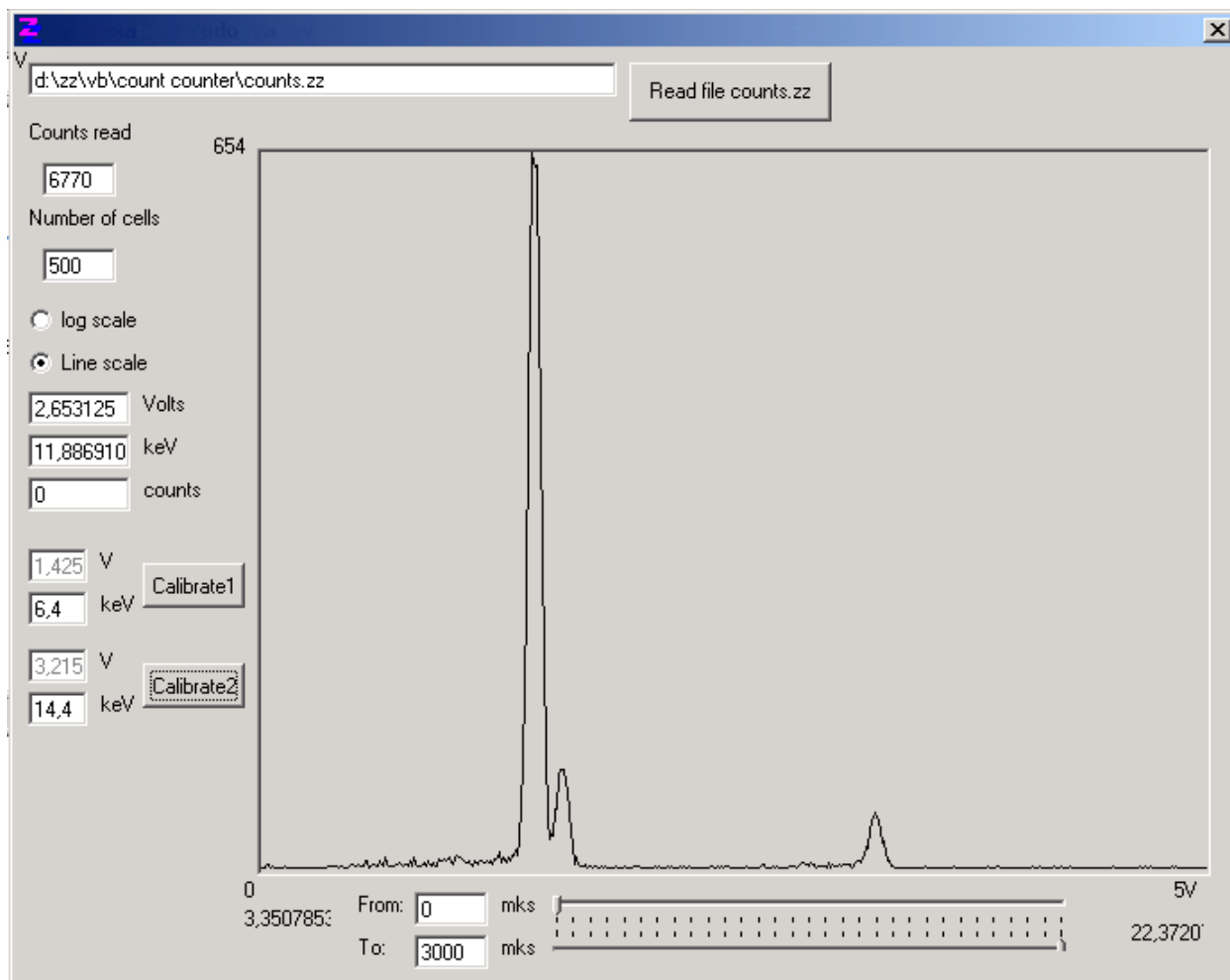


Рисунок 1.14. Спектр рентгеновского излучения калибровочного источника  $^{57}\text{Co}$ , полученный с помощью детектора XR100T. В диапазон чувствительности попадают линии излучения 6,4, 7,06 и 14,4 кэВ

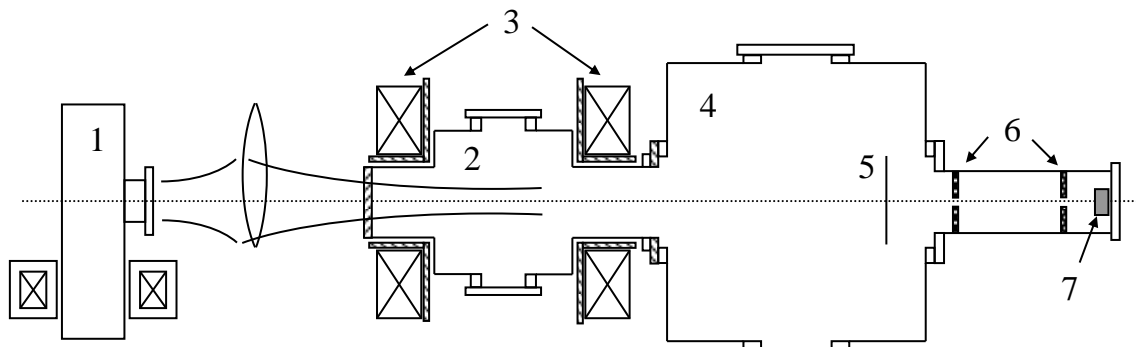


Рисунок 1.15. Схема измерения параметров плазмы по рентгеновским спектрам. 1 - гиротрон, 2 - разрядная камера, 3 - магнитная ловушка, 4 - диагностическая камера, 5 - фильтр, 6 - коллиматор, 7 - pin-диод XR-100T.

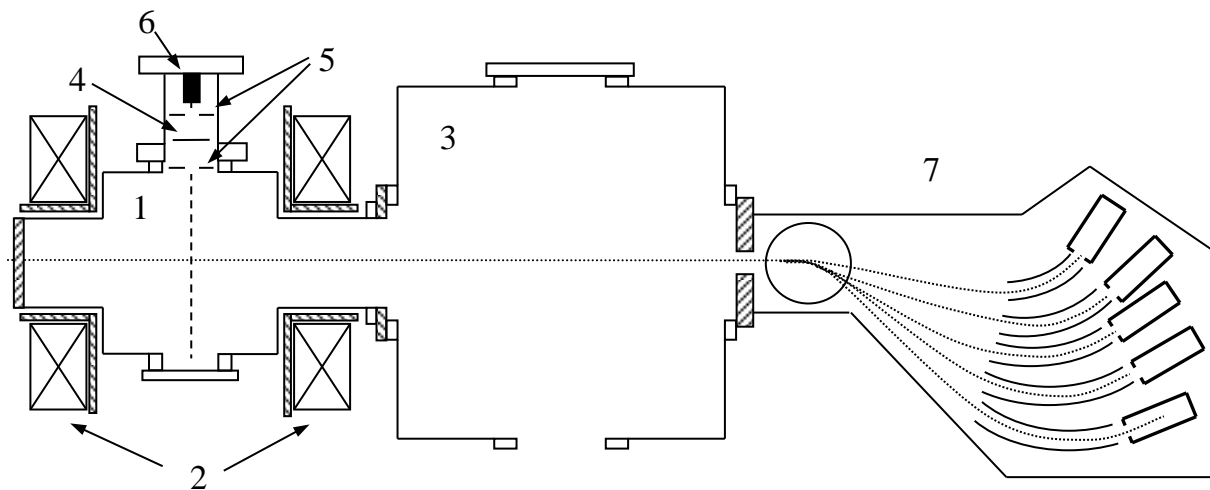


Рисунок 1.16. Схема измерения параметров плазмы по рентгеновским спектрам. 1 - разрядная камера, 2 - магнитная ловушка, 3 - диагностическая камера, 4 - фильтр, 5 - коллиматор, 6 - pin-диод XR-100T, 7 - пятиканальный анализатор.

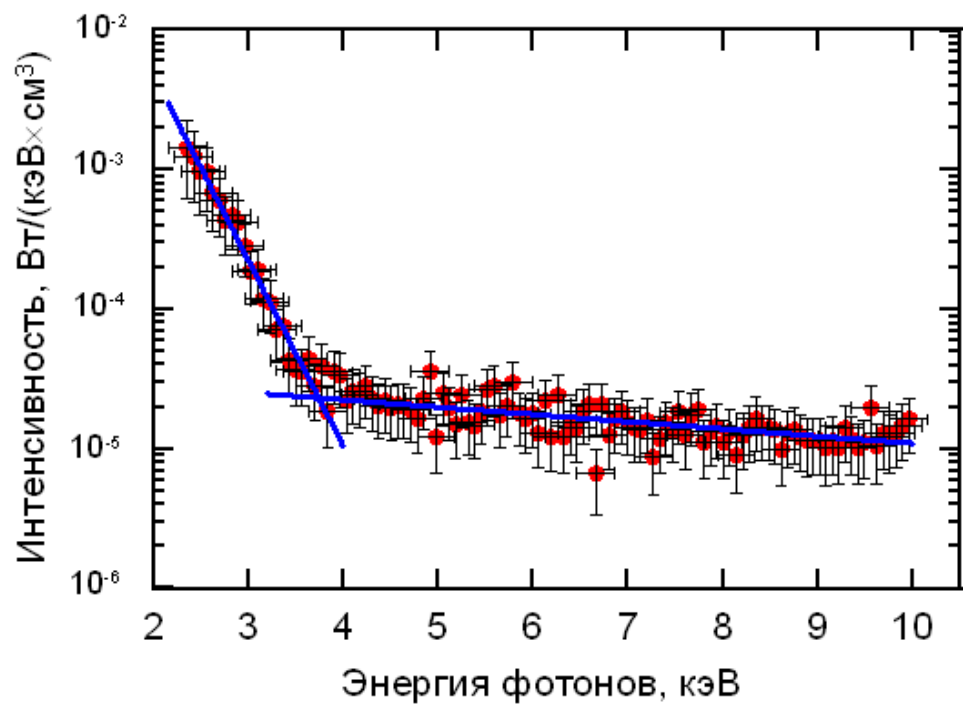


Рисунок 1.17. Спектральная интенсивность рентгеновского излучения плазмы. Усреднение по всему времени существования плазмы.



где  $C = 1.7 \cdot 10^{-40}$  эрг·см<sup>3</sup> - константа,  $N_i$  - концентрация ионов,  $\chi_H$  - потенциал ионизации водорода (13.6 эВ),  $\nu$  - частота излучения фотона,  $h$  - постоянная Планка.

Спектральная плотность излучения процесса рекомбинации с захватом на  $n$ -оболочку иона с зарядом  $i$  имеет вид [39]:

$$\frac{dE_{bf}}{d\nu} = C \cdot N_e N_{i+1} \left( \frac{\chi_H}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{\chi_{i,n}}{\chi_H} \right)^2 \cdot \frac{\xi_n}{n} \cdot \exp\left( \frac{\chi_{i,n} - h\nu}{T_e} \right), \quad (1.8)$$

где  $\xi_n$  - число мест в  $n$ -оболочке,  $\chi_{i,n}$  - потенциал ионизации конечного состояния.

Для оценки возьмём,  $n = 3$ ,  $\chi_{i,n} = 80$  эВ,  $\xi_n = 4$ . Оценим излучение при рекомбинации в основное состояние (учёт всех остальных переходов может увеличить оцениваемое значение не более чем в два раза [40]). В наших условиях  $h\nu > 1000$  эВ,  $T_e > 200$  эВ,  $Z_i = 4.5$ , множитель перед экспонентой в выражении (1.7) во много раз превосходит соответствующий множитель в (1.8), следовательно, при интерпретации полученного спектра рекомбинационное излучение можно не учитывать.

Таким образом, по измеренному спектру тормозного рентгеновского излучения плазмы можно определить основные параметры плазмы. Температура электронов определяется по наклону спектра в полулогарифмическом масштабе в области  $h\nu \gg T_e$ . Плотность плазмы выражается через абсолютное значение интенсивности свечения. В полулогарифмическом масштабе полученный спектр легко аппроксимируется двумя прямыми. Следовательно, основываясь на виде спектра излучения можно предположить, что в плазме имеется две фракции электронов. В приведенном примере первая «теплая» фракция имеет температуру  $T_w \approx 300$  эВ и концентрацию  $N_w \approx 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, вторая «горячая» фракция имеет температуру  $T_h \approx 10$  кэВ и концентрацию  $N_h \approx 1.5 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>. Погрешности такого измерения параметров плазмы определяются во многом статистическим разбросом, с ростом числа накопленных квантов от последовательных реализаций разряда эта погрешность уменьшается, сложностью при этом является то, что необходимо

сохранять режим горения разряда в течение длительного времени. В данном случае были накоплены кванты от 400 реализаций разряда и погрешность измерения температуры "теплой" фракции составила  $\pm 15\%$ . Концентрация основного компонента плазмы определяется из (1.7) с использованием уже определенной температуры, и погрешность измерения концентрации составляет в данном случае уже  $\pm 50\%$ . Погрешность температуры "горячего" плазменного компонента составляет  $\pm 20\%$ , а концентрация получается из (1.7) с подстановкой  $N_w$  и  $T_h$  и определяется с точностью до порядка.

### **Диагностика плазмы в оптическом диапазоне**

Регистрация оптического излучения плазмы осуществлялась через окно из кварцевого стекла, установленное на боковой фланец разрядной камеры (см. рисунок 1.18). При этом свечение плазмы фиксировалось визуально и с помощью приборов разного типа: зеркальной фотокамеры, позволяющей получить цветные снимки с высоким пространственным разрешением, но интегральные по всему времени существования плазмы (1-1.5 мс); фотоэлектронного умножителя ФЭУ-84, позволяющего наблюдать динамику свечения плазмы либо интегрально по всей светящейся области, либо из выделенного коллиматором объема; фотоэлектронного регистратора на основе электронно-оптического преобразователя (ЭОП). С помощью фотоэлектронного регистратора можно было наглядно и эффективно исследовать динамику ЭЦР разряда в магнитной ловушке. Используемая в эксперименте схема измерений позволяла оперативно получать данные об изменяющейся форме плазменного образования. Опишем работу последнего прибора чуть подробнее. В упрощенном виде схема измерений сводится к следующему (см. рисунок 1.19). С помощью системы зеркал изображение плазмы передавалось на вход (объектив) скоростного электронно-оптического регистратора СЭР-7. Объектив формирует изображение плазмы на ЭОП. ЭОП формирует поток электронов соответствующий изображению на входе. В зависимости от режима работы электронный пучок либо пропускается на экран постоянно и на экране формируется изображение в реальном времени, либо

электронный затвор открывается в заданный момент на заданный промежуток времени и получается фотография разряда с малым временем экспозиции («мгновенная» фотография), либо электронный пучок разворачивается во времени и горизонтальная координата на изображении заменяется осью времени (в этом случае на окно накладывается маска с вертикальной щелью). Электронный пучок формирует изображение на люминесцентном экране, которое регистрируется ПЗС камерой, синхронизованной с персональным компьютером. Кроме того, система управления электронным пучком регистратора позволяла получать серию из 9 последовательных "мгновенных" снимков разряда за один рабочий импульс плазмы. Время экспозиции в режиме "мгновенная фотография" варьировалось от 5 до 100 мкс, период следования кадров в серии от 10 до 100 мкс, скорость временной развертки от 10 мкс до 2 мс на всю длину развертки.

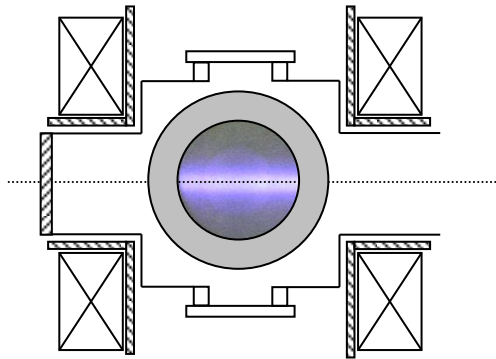


Рисунок 1.18. Оптически прозрачное окно на разрядной вакуумной камере.

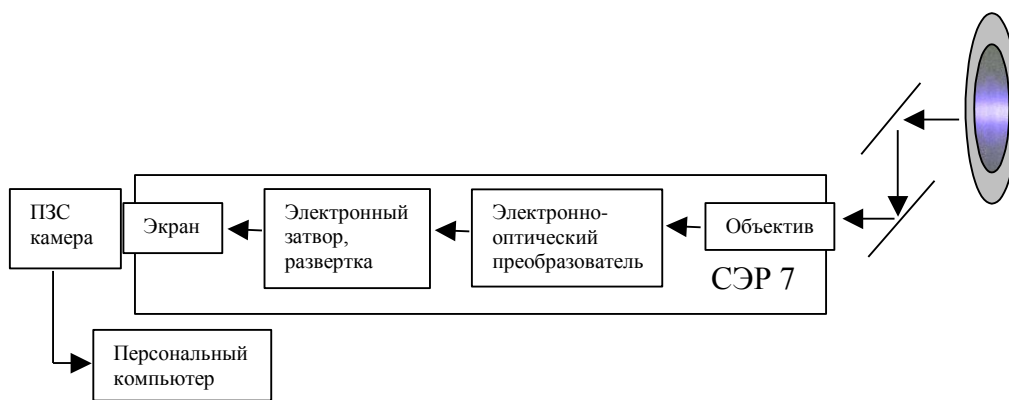


Рисунок 1.19. Схема регистрации изображений плазмы с помощью фотоэлектронного регистратора СЭР-7.

## Анализатор разлетающейся плазмы

Для определения эффективности образования МЗИ в плазме в экспериментах был использован анализатор ионов разлетающейся плазмы. Он присоединялся к диагностической камере (см. рисунок 1.20). Пятиканальный анализатор ионов разлетающейся плазмы является прибором, позволяющим независимо изучать их энергетическое и зарядовое распределение. Принцип действия прибора состоит в следующем. Поток ионов, вылетающих из плазмы, попадает через входную щель шириной 1 мм в камеру с анализирующим электромагнитом (3 на рисунке 1.20). Под действием силы Лоренца  $\vec{F} = \frac{q}{c} \cdot \vec{V} \times \vec{B}$  ( $q$  – заряд иона,  $c$  – скорость света в вакууме,  $V$  – скорость иона,  $B$  – напряженность магнитного поля) ионы, влетающие в однородное магнитное поле, начинают двигаться по ларморовским окружностям, радиус которых определяется соотношением  $R_i = \frac{V}{\omega_B} = \frac{c}{B} \cdot \frac{\sqrt{2W \cdot m}}{q}$ , где  $\omega_B$  – частота циклотронного вращения иона,  $m$  – масса иона,  $W$  – продольная энергия иона. В результате ионы отклоняются на угол, зависящий от их энергии, массы и заряда так, что, при сплошном распределении по энергии, на выходе магнита образуется широкий «веер» траекторий частиц. Далее ионы поступают в пять энергетических каналов (4 на рисунке 1.20), в которых происходит выделение ионов с заданной величиной  $\varepsilon = W/q$  – отношения продольной энергии ионов, попадающих в детектор, к их заряду. Чтобы ион попал на вход в  $j$ -й канал, необходимо выполнение для него условия  $I = A_j \cdot V \cdot m/q = A_j \sqrt{\varepsilon_j \cdot \frac{m}{q}}$ , где  $I$  – ток электромагнита,  $A_j$  – константа канала. В каналах установлены электростатические цилиндрические конденсаторы, которые предназначены для выделения моноэнергетического пучка ионов и доведения его до детекторов (5 на рисунке 1.20). В качестве детекторов применяются стандартные открытые электронные умножители ВЭУ-2. На цилиндрические конденсаторы подается напряжение  $U_d$  через делитель напряжения с заземленной средней точкой. На все каналные конденсаторы напряжение подается симметрично относительно земли.

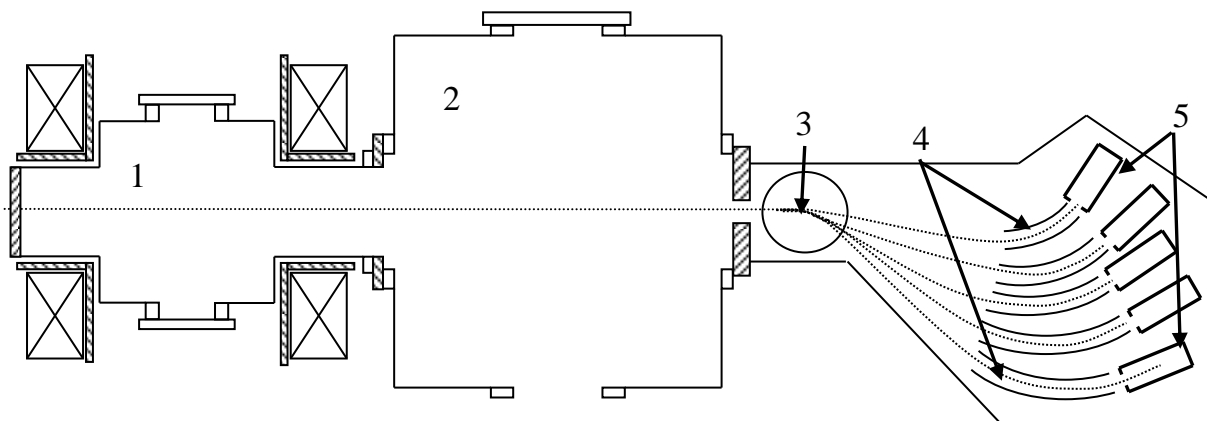


Рисунок 1.20. Схема пятиканального анализатора частиц. 1 - разрядная вакуумная камера, 2 - диагностическая вакуумная камера, 3 - электромагнит, 4 - энергетические каналы, 5 - вторично-электронные умножители.

Соотношение напряжений на конденсаторах с напряжением на делителе фиксировано. Таким образом, при заданном напряжении делителя каждый канал характеризуется определенным значением величины  $\epsilon_j$ . Изменение полного напряжения делителя позволяет исследовать распределение ионов по энергиям. Величина разрешающей способности по энергии и другие параметры прибора приведены в таблице 1.2.

Использование анализирующего электромагнита позволяет измерять распределение ионов по кратностям ионизации и массам. При заданной величине  $\epsilon_j$  в каждом канале анализатора, а фактически при заданной энергии ионов, производится анализ зарядового распределения ионов путем варьирования тока электромагнита. При изменении тока электромагнита в  $j$ -й канал анализатора приходят ионы с фиксированным  $\epsilon_j$ , но с разными  $q/m$ . Возможности анализатора при исследовании зарядового распределения характеризуются разрешающей способностью по отношению заряда иона к его массе. Разрешение каналов по  $q/m$ , равное  $\frac{q}{m} \left[ \Delta \left( \frac{q}{m} \right) \right]^{-1}$  составляет  $\approx 3$ .

Калибровка анализатора проводилась по результатам тестовых экспериментов с ЭЦР разрядом в гелии, поддерживаемом микроволновым излучением магнетрона с частотой излучения 2.45 ГГц и мощностью 800 Вт. Измерения проводились во всех пяти каналах. Для примера на рисунке 1.21 представлен один из полученных спектров. На нем видны максимумы соответствующие ионам  $H^+$ ,  $He^{++}$  (и/или  $H_2^+$ ),  $He^+$ ; приведенный спектр соответствует продольной энергии ионов 90 эВ на заряд, т.е. для  $H^+$  и  $He^+$  продольная энергия составляет 90 эВ, а для  $He^{++}$  - 180 эВ. Полученные калибровочные значения находятся в хорошем соответствии с расчетными данными прибора.

	Номер канала, n	1	2	3	4	5
1	Настройка $e \cdot U_d / \varepsilon_n$	3	1.8	1.1	0.64	0.34
2	Соотношение $\varepsilon_n / \varepsilon_1$	1	1.7	2.8	4.7	9
3	Разрешающая способность по энергии $\varepsilon_n / \Delta \varepsilon_n$	4	3.7	3.26	3.33	2.94
4	Настройка $I_m / \sqrt{\frac{m}{q} \cdot \varepsilon}$ , мА/эВ <sup>1/2</sup>	20	15	12	9	7
5	Разрешающая способность по зарядам $\frac{q}{m} \left[ \Delta \left( \frac{q}{m} \right) \right]^{-1}$	3	3	3	3	3

Таблица 1.2. Параметры пятиканального анализатора ионов разлетающейся плазмы.



Для исключения перезарядки ионов во время их пролета внутри анализатора, к нему подсоединен дополнительный вакуумный магниторазрядный насос со скоростью откачки по воздуху 100 л/сек. Остаточное давление внутри анализатора контролировалось с помощью ионизационного манометрического преобразователя и было на уровне  $10^{-6}$  торр. При таком остаточном давлении длина перезарядки всех исследуемых ионов многократно превосходит длину их пролета.

### **Цилиндры Фарадея**

Анализ плазмы, свободно разлетающейся из магнитной ловушки, дает возможность контролировать параметры плазмы в ловушке, в частности, ее ионный состав. Для определения параметров ионного пучка, экстрагированного из такой плазмы, использовались цилиндры Фарадея и магнитостатический анализатор. Цилиндры Фарадея устанавливались в диагностическую камеру.

Первый «большой», с входным отверстием диаметром 45 мм, перехватывающим весь ионный пучок, прошедший через пуллер, устанавливался на оси магнитной ловушки. Устройство цилиндра Фарадея показано на рисунке 1.22. Ионы, вылетающие из пуллера и попадающие через апертуру защитного электрода на коллектор, нейтрализуются, отдавая свой заряд в измерительную цепь. Небольшой потенциал (-100В), подаваемый на запирающий электрод,

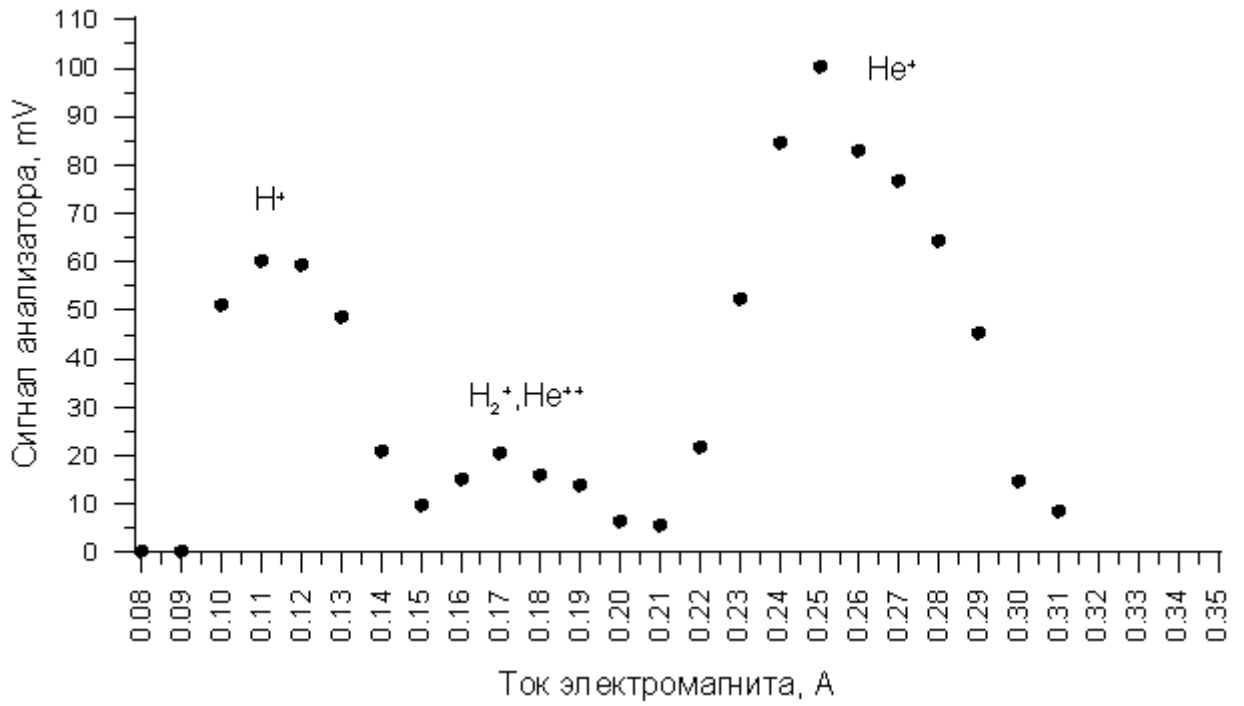


Рисунок 1.21. Калибровочный спектр пятиканального анализатора частиц.

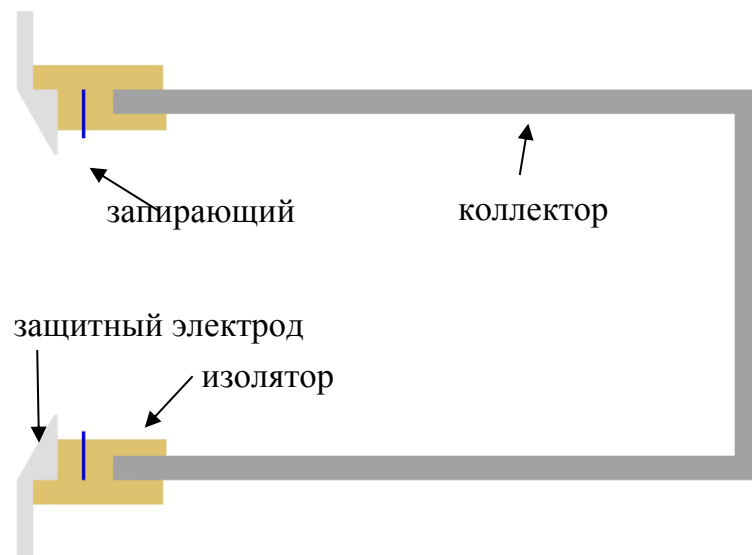


Рисунок 1.22. Устройство цилиндра Фарадея.

практически не оказывает влияния на ионы, ускоренные экстрагирующим напряжением, но запирает внутри цилиндра Фарадея вторичные электроны, образующиеся в результате бомбардировки ионами коллектора, что делает измерения тока пучка более корректными.

Второй "малый" цилиндр Фарадея с входным отверстием 3 мм устанавливался на манипулятор в диагностическую камеру для измерения пространственного распределения ионного пучка. Устройство малого цилиндра Фарадея полностью идентично большому.

### **Магнитостатический анализатор ионных пучков**

Для анализа состава ионного пучка в экспериментах использовался магнитостатический анализатор. Этот прибор представлен схематично на рисунке 1.23. Он состоит из вакуумной камеры (1), в которой распространяется пучок анализируемых ионов, электромагнита (2, 3), предназначенного для разделения ионов по параметру масса/заряд, источника питания электромагнита и цилиндра Фарадея (4), расположенного в конце ионного тракта, предназначенного для регистрации ионов.

Как и в случае с пятиканальным анализатором разлетающейся плазмы (см. раздел 1.3) для исключения возможных искажений распределений ионов по зарядам, связанных с перезарядкой на трассе распространения пучка, необходимо поддерживать остаточное давление в анализаторе на уровне  $10^{-6}$  торр. Для достижения такого остаточного давления откачка ведется двумя насосами: со стороны входа в анализатор откачка производится турбомолекулярным насосом со скоростью откачки 500 литров в секунду (по воздуху), а с противоположной стороны к кубической вакуумной камере подсоединенным магниторазрядным насосом с мощностью откачки 100 литров в секунду (по воздуху). Вакуумная камера линии ионного тракта выполнена из нержавеющей стали, а кубическая камера на конце линии из алюминия.

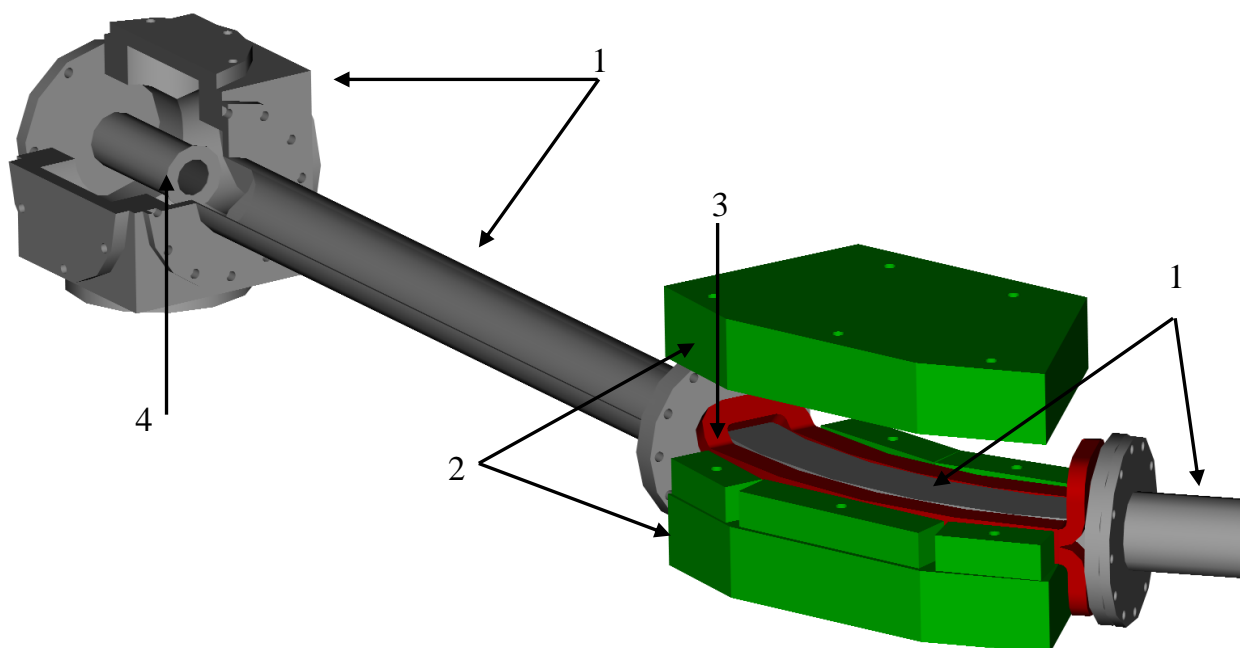


Рисунок 1.23. Устройство анализатора ионного пучка. 1 – вакуумная камера, 2 – магнитопровод (верхняя часть магнитопровода "приподнята"), 3 – водоохлаждаемые обмотки, 4 - цилиндр Фарадея.

Электромагнит является основным элементом анализатора ионов. Он служит для создания участка однородного магнитного поля в ионном тракте. Магнитное поле создается с помощью водоохлаждаемых обмоток специальной формы (3 на рисунке 1.23), которые помещаются в щели магнитопровода (2 на рисунке 1.23). Магнитопровод представляет собой массивную конструкцию специальной формы сделанную из стали с большой магнитной проницаемостью и малой величиной остаточной намагниченности. Он многократно усиливает магнитное поле обмоток, замыкает магнитные силовые линии и делает магнитное поле однородным. В этом однородном магнитном поле располагается вакуумная камера, внутри которой пучок анализируемых ионов делает поворот на 42 градуса и попадает в прямолинейный участок тракта. Пучок выделенных ионов попадает, в конечном счете, в цилиндр Фарадея.

Питание электромагнита осуществляется стабилизированным источником постоянного тока TCR200T30. Пульсации тока, выдаваемого источником, составляют менее 0.5 %. Величина тока может варьироваться от 0 до 200 ампер.

Важной характеристикой электромагнита является ширина петли гистерезиса. Результаты измерения величины магнитного поля в рабочей области при изменении тока, протекающего через обмотки электромагнита от нулевого до максимального значения и обратно, приведены на рисунке 1.24. Остаточная намагниченность составляет около 8 Гс. Такое, достаточно низкое, значение остаточной намагниченности позволяет не учитывать явление гистерезиса в нашем случае.

Описываемый спектрометр предназначен для анализа пучков достаточно энергичных положительных ионов, экстрагируемых из плазмы. Сформированный квазимоноэнергетический пучок попадает в щель электромагнита с однородным поперечным магнитным полем. Как и в случае с пятиканальным анализатором ионов разлетающейся плазмы (см. раздел 1.3), ионы, влетающие в однородное магнитное поле, начинают двигаться по ларморовской окружности,  $R_i = \frac{V}{\omega_B} = \frac{c}{B} \cdot \sqrt{2U \cdot m / q}$ , но в этом случае энергия ионов на единицу заряда определена напряжением экстракции  $U$ .

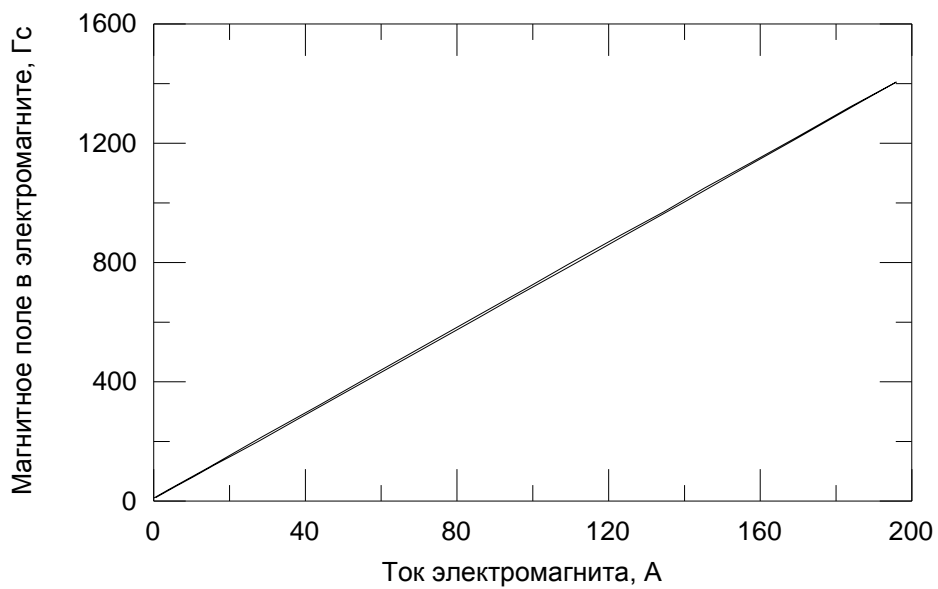


Рисунок 1.24. Зависимость напряженности магнитного поля в рабочей зоне электромагнита от тока, проходящего через его обмотки.

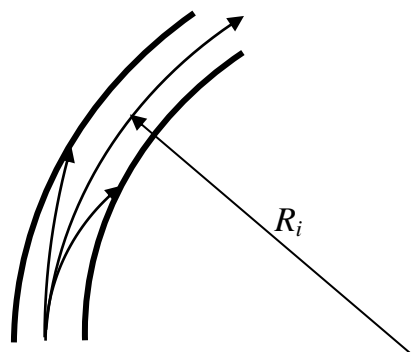


Рисунок 1.25. Движение ионов с различными  $q/m$  в электромагните.

Вакуумная камера электромагнита выполнена таким образом, что «выживают» только частицы, двигающиеся по определенному  $R_i$  (см. рисунок 1.25), то есть у которых  $\frac{q}{m} = A \cdot U / B^2$ , где  $A$  – фиксированная аппаратная константа. Регистрация частиц осуществляется с помощью цилиндра Фарадея, расположенного в кубической алюминиевой вакуумной камере, приблизительно в метре от анализирующего магнита (см. рисунок 1.23).

Массовое (зарядовое) разрешение такого прибора зависит от степени моноэнергетичности пучка, величины магнитного поля, геометрических параметров (величина угла, на который отклоняются анализируемые частицы, расстояние от магнита до цилиндра Фарадея, апертуры и др.)

Для тестирования анализатора и экспериментального определения его разрешающей способности был проведён специальный эксперимент. Плазма создавалась в магнитной ловушке в результате ЭЦР пробоя. Рабочим газом был аргон. В качестве источника СВЧ энергии использовался магнетрон с частотой излучения 2.45 ГГц и мощностью 800 Вт. Калибровочные спектры приведены на рисунке 1.26. Из приведенных спектров измеренное по пику  $Ar^{++}$  массовое (зарядовое) разрешение анализатора составляет 8 при напряжении экстракции 600 вольт и 15 при напряжении 6000 вольт.

Повышение напряжения позволило увеличить разрешение прибора до 15, и, таким образом, стало возможным разделить на спектре линии ионов примесей от линий ионов напускаемого газа, в данном случае, аргона (см. рисунок 1.26 б).

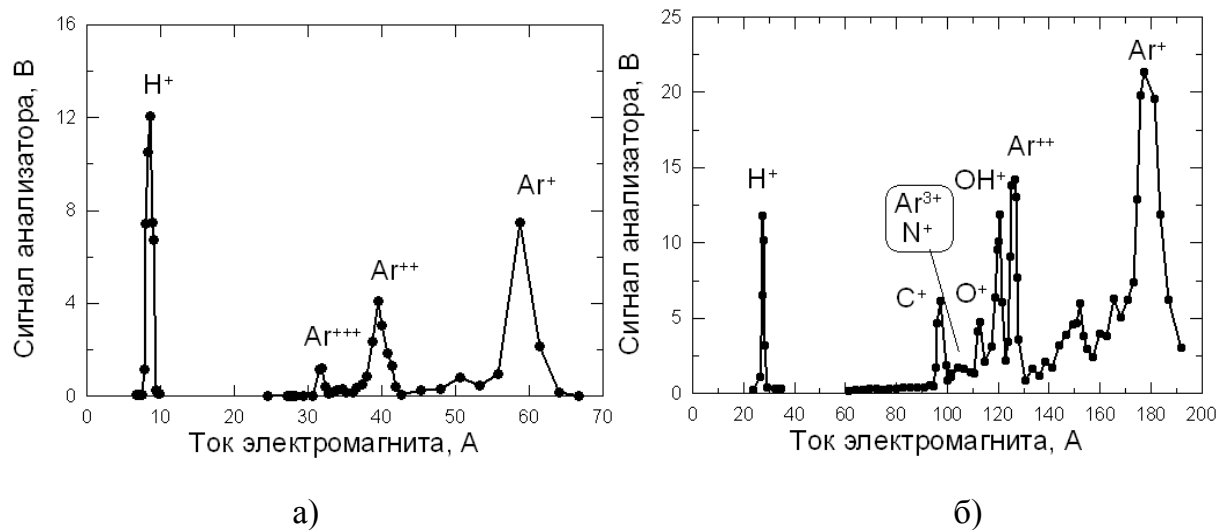


Рисунок 1.26. Калибровочные спектры: а) напряжение экстракции 600В б) напряжение экстракции 6000В.



## 1.4. ФОРМИРОВАНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ ЭЦР РАЗРЯДА

### 1.4.1. ОБРАЗОВАНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ

Как показано в работах [6], [39], [41], глубокая обдирка ионов в ЭЦР разряде в магнитной ловушке происходит преимущественно электронным ударом. Определяющими факторами, влияющими на эффективность образования МЗИ в плазме, являются: достаточная температура электронов  $T_e$  и параметр удержания плазмы в ловушке  $N_e\tau_i$  ( $N_e$  – концентрация плазмы,  $\tau_i$  – время удержания ионов в ловушке).  $T_e$  должна в несколько раз превосходить энергию связи "последнего отрываемого" электрона с ионом, в этом случае скорость обдирки ионов будет максимальна. Параметр удержания плазмы в ловушке  $N_e\tau_i$ , т.е. время взаимодействия горячих электронов с ионами, помноженное на концентрацию плазмы  $N_e$ , должен быть достаточным для достижения максимального заряда в процессе ступенчатой ионизации. Действительно, для образования иона с зарядом  $q$  требуется определённое время  $t_{q-1,q}$ , которое является функцией  $T_e$  и  $N_e$  (см., например, [6], [41]):

$$t_{q-1,q} = [N_e \cdot k_{q-1,q}(T_e)]^{-1}, \quad (1.4)$$

где  $k_{q-1,q}(T_e)$  – константа скорости ионизации иона зарядовой кратности  $q - 1$ . Если время жизни в ловушке  $\tau_i$  иона в зарядовом состоянии  $+(q-1)$  будет превышать время  $t_{q-1,q}$ , то получение  $q$ -кратно заряженного иона весьма вероятно. Иными словами, для того, чтобы в плазме с заданными  $N_e$  и  $T_e$  образовался ион зарядности  $q$ , необходимо обеспечить выполнение неравенства:

$$N_e \cdot \tau_i \geq [k_{q-1,q}(T_e)]^{-1}. \quad (1.5)$$

Следует заметить, однако, что выражение (1.5) определяет верхнюю границу требований к  $N_e \cdot \tau_i$ , поскольку в приведённых рассуждениях рассматривался только один механизм ионизации. В условиях реального эксперимента величина  $N_e \cdot \tau_i$ , достаточная для образования иона зарядности  $q$ , может быть меньшей вследствие протекания в разрядной плазме (прежде всего, на начальных шагах ионизации, когда ион содержит достаточно много электронов) ещё и других ионизационных

процессов, например, многократной ионизации одним электронным ударом, оже-ионизации [6], [39], [41]–[44].

Для увеличения выхода высокозарядных ионов в ЭЦР источниках существуют, очевидно, два основных пути - увеличение времени жизни ионов в ловушке  $\tau_i$  при сохранении  $N_e$  на фиксированном уровне (предполагается, что средний заряд ионов заметно ниже, чем у требуемого иона) и увеличение плотности плазмы  $N_e$  при поддержании электронной температуры на оптимальном для образования многозарядных ионов уровне.

Что касается первого из указанных направлений, то возможности увеличения  $\tau_i$  путём улучшения удерживающих свойств магнитных ловушек к настоящему времени, по-видимому, практически исчерпаны. Так, например, сейчас почти во всех действующих ЭЦР источниках МЗИ применяются ловушки с магнитной конфигурацией “минимум В” [6], [30], [41], [45], [46]. Такая конфигурация создаётся комбинированием продольного поля простой магнитной ловушки с поперечным полем многополюсной магнитной системы (обычно шестиполюсной). В классическом ЭЦР источнике МЗИ продольное поле создаётся водоохлаждаемыми катушками с постоянным током, а поперечное “шестиполюсное” поле создаётся постоянными магнитами. При конфигурации “минимум В” магнитное поле минимально в центре ловушки и возрастает во всех направлениях от центра к периферии, что способствует подавлению МГД неустойчивостей [6], [47], [48] и, следовательно, увеличению времени удержания плазмы. Увеличение магнитного поля в таких ловушках приводит к необходимости использовать сверхпроводящие обмотки для “шестиполюсной” системы, что делает ловушки сложными в изготовлении и дорогими.

Наряду с улучшением характеристик самих ловушек, нередко применяют найденные эмпирически дополнительные способы увеличения выхода высокозарядных ионов. Так, во многих экспериментах используют смесь газов. К тяжёлому рабочему газу (например, к аргону) добавляют некоторое количество относительно лёгкого газа (например, кислород), что приводит к определённому

увеличению времени жизни тяжёлых ионов в ловушке и к соответствующему улучшению их зарядового распределения (см.[6], [49]).

Наиболее перспективным способом увеличения тока МЗИ является, по нашему мнению, повышение в разряде электронной концентрации. Повышение плотности плазмы в современных ЭЦР источниках МЗИ достигается, прежде всего, за счёт увеличения частоты и мощности СВЧ накачки [6], [41], [45], [50]. Это направление исследований получило развитие после опубликования серии экспериментальных работ, выполненных под руководством Р. Желлера (Франция), в которых было продемонстрировано существенное увеличение выхода МЗИ при изменении частоты накачки от 10 до 18 ГГц [6], [10]. Чтобы наглядно продемонстрировать эту зависимость, необходимо остановиться несколько подробнее на характере удержания плазмы в ловушке.

Обычно ЭЦР источники МЗИ работают в классическом "пастуховском" режиме удержания плазмы в магнитной ловушке [51]. Классический режим удержания характеризуется, в первую очередь, пустым конусом потерь. Удерживаемый магнитной ловушкой электрон в результате столкновения меняет свой pitch угол и, с вероятностью, зависящей от пробочного соотношения, попадает в конус потерь магнитной ловушки, после чего быстро покидает ловушку. Здесь важно соотношение частоты столкновений и обратного времени выноса плазмы из ловушки с ионно-звуковой скоростью. В классическом режиме удержания реализуется соотношение  $\nu_{ei}/\ln(k) \ll V_{is}/kL$  ( $k$  - пробочное соотношение магнитной ловушки,  $\nu_{ei}$  - частота кулоновских электрон-ионных столкновений,  $L$  - длина магнитной ловушки,  $V_{is}$  - ионно-звуковая скорость). В этом режиме удержания, при увеличении частоты накачки, а, следовательно, и максимально достижимой  $N_e$ , увеличивается скорость потерь плазмы из ловушки за счёт кулоновских столкновений ( $\nu \propto N_e$ ), а время жизни ионов уменьшается:  $\tau_i \propto 1 / N_e$ . При этом параметр удержания, а значит и средний заряд, остаётся неизменным, а увеличение выхода МЗИ обеспечивается за счёт увеличения потока плазмы из ловушки  $I \propto N_e/\tau_i$ . Отметим, что в условиях наших экспериментов, уход частиц через торцы

ловушки преобладает над всеми остальными видами потерь частиц из удерживаемой плазмы.

Использование в нашем случае более коротковолнового и более мощного источника излучения для нагрева плазмы позволили увеличить концентрацию плазмы более чем на порядок по сравнению с традиционными источниками МЗИ, при этом реализуется квазигазодинамический (КГД) режим удержания плазмы. В этом режиме при увеличении  $N_e$  возрастание потока плазмы из ловушки I происходит вместе с увеличением параметра удержания плазмы [52]. Для КГД режима удержания характерно заполненное состояние конуса потерь, электроны настолько часто испытывают столкновения и попадают в конус потерь, что он не успевает опустеть, при этом реализуется противоположное неравенство  $v_{ei}/\ln(k) \gg V_{is}/kL$ .

На плоскости параметров «концентрация плазмы - температура электронов» при заданных конфигурации магнитной ловушки и ионном составе плазмы классический и квазигазодинамический режимы удержания разделяются, как это показано на рисунке 1.27. Кривая, приведённая на рисунке, получена из равенства  $v_{ei}/\ln(k) = V_{is}/kL$ , при параметрах: средний заряд ионов (средняя кратность ионизации)  $Z_i = 5$ , масса иона  $m_i = 40$  а.е.м.,  $L = 25$  см,  $k = 10$ . Традиционные ЭЦР источники МЗИ по параметрам плазмы попадают в область классического удержания, - действительно, концентрация плазмы в таких источниках не превосходит  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>, а температура электронов находится на уровне 1 кэВ и выше [30].

Для поддержания плазмы в классическом режиме удержания не требуется большой мощности (по сравнению с КГД режимом). Действительно, мощность, выносимая плазмой через торцы ловушки, преобладает над всеми другими видами энергетических потерь [6], [39] и определяется выражением[53]:

$$P_{pl} = 0.5 \cdot N_e \cdot k \cdot L \cdot T_e \cdot \ln(m_i \cdot M/m_e \cdot Z_i) \cdot v_{ei}/\ln(k), \quad (1.6)$$

где  $M/m_e$  - отношение массы протона к массе электрона. Пусть  $N_e = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = 1000$  эВ,  $k = 5$ ,  $L = 50$  см,  $Z_i = 10$ ,  $m_i = 12$ , тогда  $P_{pl} = 420$  Вт /см<sup>2</sup>.

Время удержания ионов в этих источниках находится на уровне нескольких миллисекунд, а параметр удержания составляет  $\sim 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ . Оптимальная для образования МЗИ температура электронов и высокий параметр удержания позволяют получать ионы с высоким средним зарядом (например,  $\text{Ar}^{10+}$ ,  $\text{Xe}^{18+}$ ). Ток ионного пучка в таких источниках, как правило, не превосходит 1 мА [54].

Развитие ЭЦР источников МЗИ связывается с увеличением частоты СВЧ накачки. В нескольких лабораториях ведётся построение сверхпроводящих магнитных ловушек способных работать с СВЧ накачкой на частоте до 28 ГГц [55], [56]. В наших экспериментах частота СВЧ накачки составляет 37.5 ГГц, концентрация плазмы значительно выше по сравнению с традиционными ЭЦР источниками, а температура электронов ниже. Как будет показано далее, в нашей установке может быть реализован квазигазодинамический режим удержания плазмы. При этом средний заряд ионов находится на достаточно высоком уровне, а по величине плотности ионного тока продемонстрировано значительное превосходство над существующими ЭЦР источниками МЗИ.

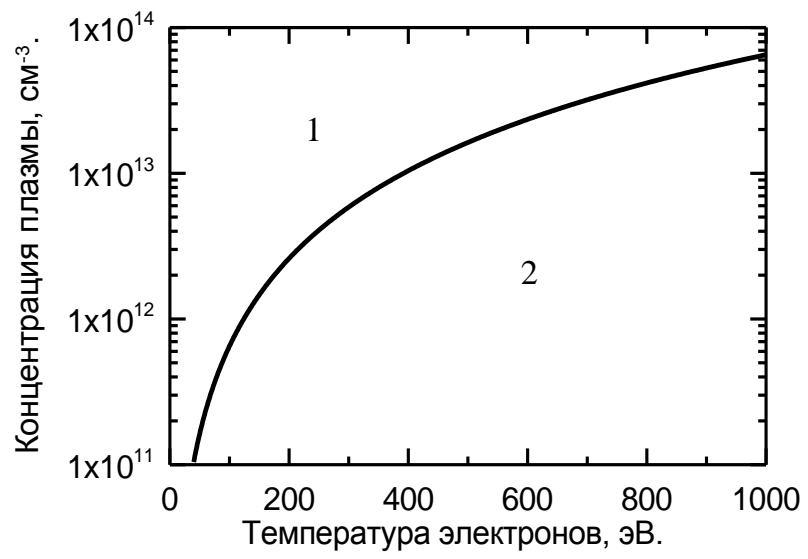


Рисунок 1.27. Граница раздела классического и квазигазодинамического режима удержания. 1 - область параметров, где реализуется квазигазодинамический режим удержания, 2 - классический.

#### 1.4.2. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В КВАЗИГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ

Измерения параметров плазмы в квазигазодинамическом режиме удержания плазмы проводились по методике описанной в разделе 1.3. Там же на рисунке 1.17 приведен спектр тормозного излучения из плазмы. По виду спектра излучения логично предположить, что в плазме имеется две фракции электронов. Первая «теплая» фракция имеет температуру  $T_w \approx 300$  эВ и концентрацию  $N_w \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , вторая «горячая» фракция имеет температуру  $T_h \approx 10$  кэВ и концентрацию  $N_h \approx 1.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Подобное распределение электронов по скоростям является характерным для плазм с ЭЦР нагревом [57], [58].

О наличии в плазме двух фракций электронов со значительно различными параметрами свидетельствуют и результаты исследования распада плазмы. В диагностической вакуумной камере устанавливался ленгмюровский зонд и измерялся ионный ток на него после окончания СВЧ импульса накачки. Типичная осциллограмма распада плазмы приведена на рисунке 1.28. Импульс СВЧ накачки оканчивается в момент времени 0. Осциллограмма ионного тока приведена в полулогарифмическом масштабе. Ток распадающейся плазмы хорошо аппроксимируется двумя экспоненциальными зависимостями:  $\propto \exp(-t / 50 \text{ мкс})$  и  $\propto \exp(-t / 900 \text{ мкс})$ , что может свидетельствовать о том, что в плазме существовали две электронные фракции с существенно различными параметрами.

Полученные параметры плазмы свидетельствуют о реализации КГД режима удержания плазмы в магнитной ловушке (конус потерь заполнен). Здесь необходимо отметить, что приведенные параметры плазмы определены по рентгеновским спектрам излучения плазмы, усредненным по всему времени существования разряда. КГД время жизни при этих параметрах составляло  $\tau_i = kL/V_{is} \approx 45 \text{ мкс}$  ( $L = 25 \text{ см}$ ,  $k = 10$ ,  $Z_i = 5$ ,  $m_i = 40$ ), оно значительно превосходит величину обратную частоте столкновений (с уходом электронов в конус потерь) ( $v_{ei}/\ln(k) \gg V_{is}/kL$ ).

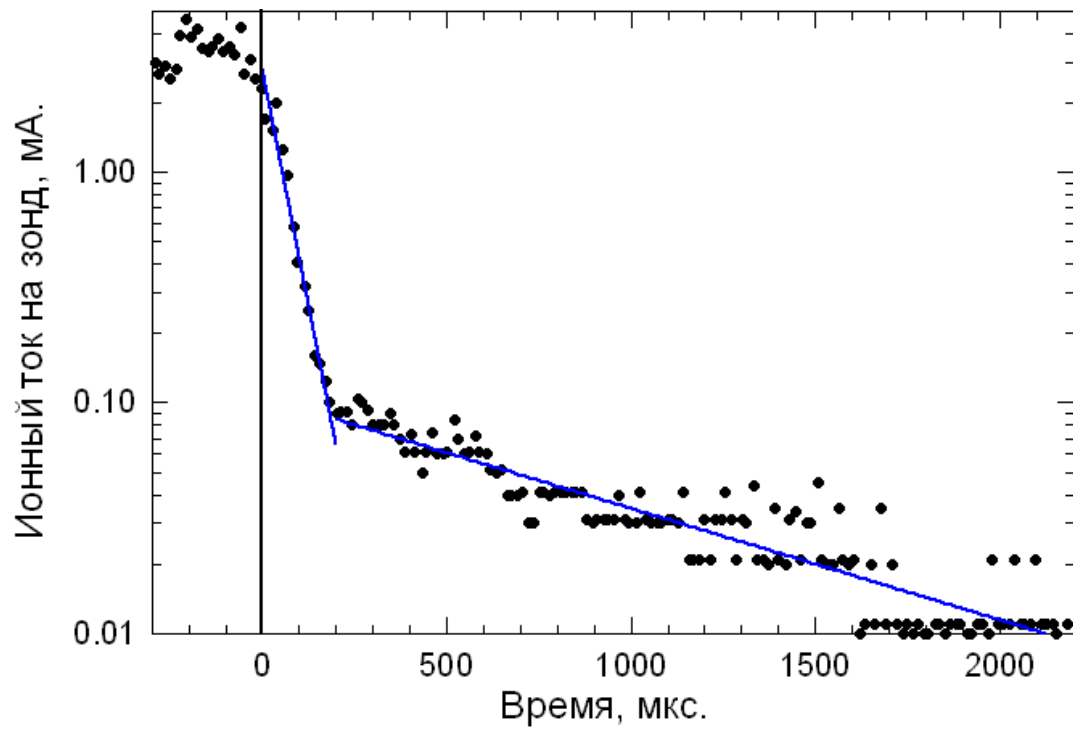


Рисунок 1.28. Распад плазмы. Точки на графике - оцифрованные значения ионного тока на зонд в полулогарифмическом масштабе. Импульс СВЧ мощности оканчивается в момент 0. Две прямые - экспоненциальные аппроксимации тока на зонд с постоянными распада 50 и 900 мкс.



Параметр удержания в условиях измерений составлял  $N_e \tau_i \sim 4 \cdot 10^{13} \cdot 45 \cdot 10^{-6} = 1.7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ , что, в соответствии с [6], [41], достаточно, например, для достижения кратности ионизации аргона +12, в то время как температура электронов являлась не оптимальной для такой глубокой обдирки.

Оценим величину мощности СВЧ излучения, необходимую для поддержания плазмы с такими параметрами. Плотность мощности СВЧ излучения должна превосходить плотность мощности выносимой плазмой, которая в этих условиях составляет  $P_{pl} = V_{is} \cdot N_e \cdot T_e \cdot \ln(m_i \cdot M/m_e \cdot Z_i) = 1.0 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ .

Одним из важнейших управляющих параметров ЭЦР разряда КГД режиме удержания плазмы является напуск газа. При варьировании его, при прочих равных условиях, реализуются различные параметры плазмы, в том числе и распределения ионов по кратностям ионизации. Так на рисунке 1.29 приведены распределения ионов аргона по зарядовым состояниям при трёх различных давлениях напускаемого газа. Измерения проводились при пробочном отношении магнитной ловушки  $k = 10$ , магнитное поле в пробках составляло 2.5 Т – максимально возможное значение, СВЧ мощность была максимальна и составляла 100 кВт, распределения ионов по кратностям ионизации регистрировалось 5-ти канальным анализатором частиц (см. рисунок 1.20) при свободном вытекании плазмы из ловушки (нет экстрактора). Хорошо видно, что при уменьшении давления рабочего газа средний заряд ионов повышается. Скорее всего, это связано с увеличением температуры электронов. Для обоснования этого утверждения проведём простую оценку. Предположим, что энергозатрат в плазму не зависит от ее концентрации и процессы стационарны, также не будем принимать во внимание изменение среднего заряда ионов. Мощность СВЧ равна мощности уносимой плазмой, то есть  $P_{\text{СВЧ}} \propto N_e T_e \cdot \tau_i^{-1} \propto N_e T_e^{1.5} = \text{const}$ . Тогда при уменьшении напуска газа, мы будем уменьшать концентрацию плазмы, и увеличивать ее температуру  $T_e \propto N_e^{-2/3}$ . При этом параметр удержания уменьшается  $N_e \tau_i \propto N_e^{4/3}$ . Уменьшается также и поток плазмы из ловушки  $J_{pl} \propto N_e \cdot \tau_i^{-1} \propto N_e^{2/3}$ .

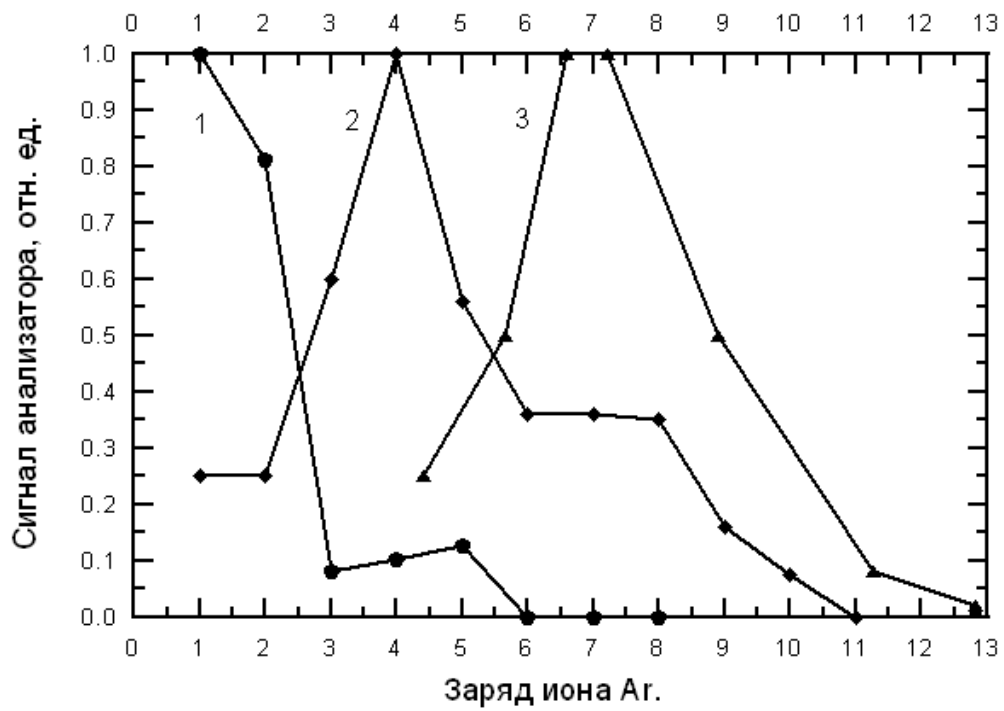


Рисунок 1.29. Нормализованные распределения ионов аргона по зарядовым состояниям в плазме ЭЦР разряда при различных рабочих давлениях: 1 -  $5 \cdot 10^{-4}$  Торр, 2 -  $1.4 \cdot 10^{-4}$  Торр, 3 -  $4.2 \cdot 10^{-5}$  Торр.

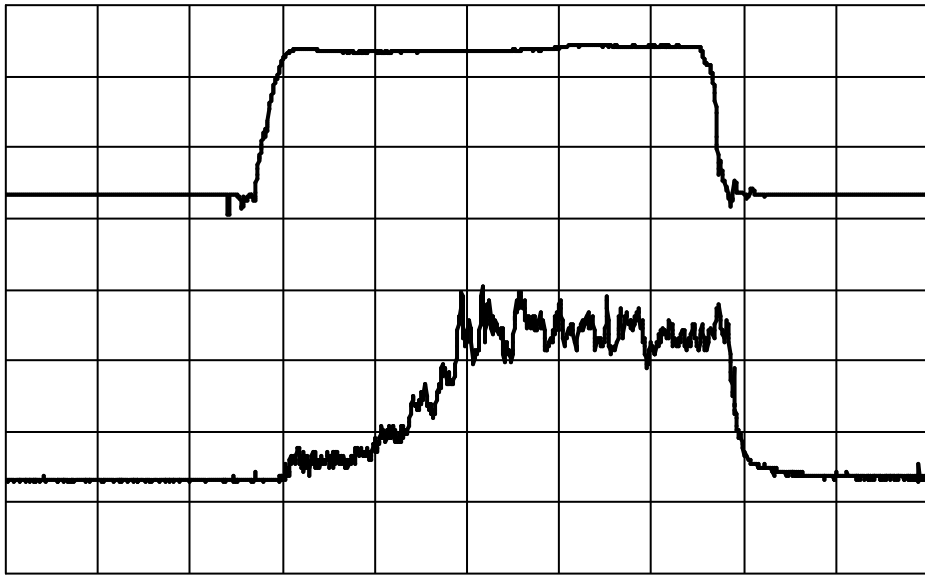
Если параметры плазмы находятся в области, где для достижения данной кратности ионизации параметр удержания достаточен, а температуры электронов не хватает, то уменьшение напуска газа приведет к повышению кратности ионизации. В противоположном случае напуск газа необходимо повышать.

Возвращаясь к измерениям распределений ионов по кратностям ионизации приведенных на рисунке 1.29, отметим, что эти измерения были проведены при максимально возможных значениях магнитного поля и вводимой СВЧ мощности. Уменьшение магнитного поля ловушки или уменьшение вводимой СВЧ мощности приводило к уменьшению среднего заряда ионов. По-видимому, увеличение напряженности магнитного поля ловушки способствует лучшему удержанию плазмы, а, следовательно, и повышению температуры, кроме того, увеличение магнитного поля может улучшать условия нагрева электронов. Растущая зависимость среднего заряда ионов от мощности СВЧ накачки также свидетельствует в пользу того, что температура электронов оказывается недостаточной для наибольшей скорости многократной ионизации.

#### *1.4.3. ДВЕ СТАДИИ РАЗРЯДА*

Как показали эксперименты в наших условиях для улучшения распределения ионов по кратностям ионизации (увеличения среднего заряда) необходимо понижать давление рабочего газа, однако при его понижении начиная с некоторого уровня происходят качественные изменения разряда. А именно, появляется выраженное разделение длительности горения разряда на две стадии. Так, например, зонд, расположенный в диагностической камере регистрирует резкое увеличение потока плазмы из ловушки начиная с некоторого момента времени (см. рисунок 1.30). Поток плазмы из ловушки увеличивается в 10 раз.

Забегая вперед, отметим, что для первой стадии разряда характерны высокий средний заряд ионов и высокая температура электронов, а вторая стадия характеризуется более высокой концентрацией плазмы и низкой температурой. Для изучения динамики параметров плазмы в таком режиме – режиме с двумя стадиями



Масштаб времени 200 мкс в клетке.

Рисунок 1.30. Осциллограмма падающего СВЧ излучения - верхний луч, и ионного тока на зонд расположенный в диагностической камере - нижний луч. Две стадии разряда.

разряда были, в частности, определены температура и концентрация плазмы по излучению плазмы в рентгеновском диапазоне с разрешением во времени, и одновременно с этим регистрировались распределения ионов по зарядам и энергиям с помощью пятиканального анализатора частиц.

Детектор рентгеновского излучения XR100T в этих измерениях устанавливался на разрядную камеру перпендикулярно оси магнитного поля (см. рисунок 1.16), а к диагностической камере по оси системы подключался пятиканальный анализатор частиц. Для получения удовлетворительного статистического разброса при регистрации спектра рентгеновского излучения плазмы потребовалось накопить кванты излучения от 400 реализаций разряда при сохранении его параметров. Спектр тормозного рентгена, как и в описанных выше измерениях, хорошо аппроксимируется двумя прямыми в полулогарифмическом масштабе. Все время горения разряда 1 мс разбивалось на пять интервалов по 200 микросекунд, в каждом из которых по спектру тормозного рентгена определялись параметры плазмы. Внутри интервалов спектр усреднялся по времени. На рисунке 1.31 приведены временные зависимости температуры и концентрации основной электронной популяции. Первые 200 мкс относятся к первой стадии разряда, а все последующие интервалы усреднения ко второй. При переходе от первой ко второй стадии разряда температура плазмы падает почти вдвое, концентрация резко возрастает. О резком возрастании концентрации плазмы свидетельствует и изменение коэффициента прохождения диагностического СВЧ излучения через плазму (см. рисунок 1.32). Практически полная отсечка диагностической СВЧ волны свидетельствует о том, что концентрация плазмы во второй стадии разряда превосходит критическое для этой частоты (35.52 ГГц) значение  $1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Косвенно, об изменении температуры со временем можно также судить по измерениям распределения ионов разлетающейся плазмы по продольным энергиям. На рисунке 1.33 приведены энергетические спектры ионов разлетающейся плазмы для обеих стадий разряда. Можно считать, что средняя энергия ионов разлетающейся плазмы  $\propto T_e$  [6], [58]. Хорошо видно, что, электронные температуры в первой и второй стадиях разряда отличаются приблизительно в два раза.

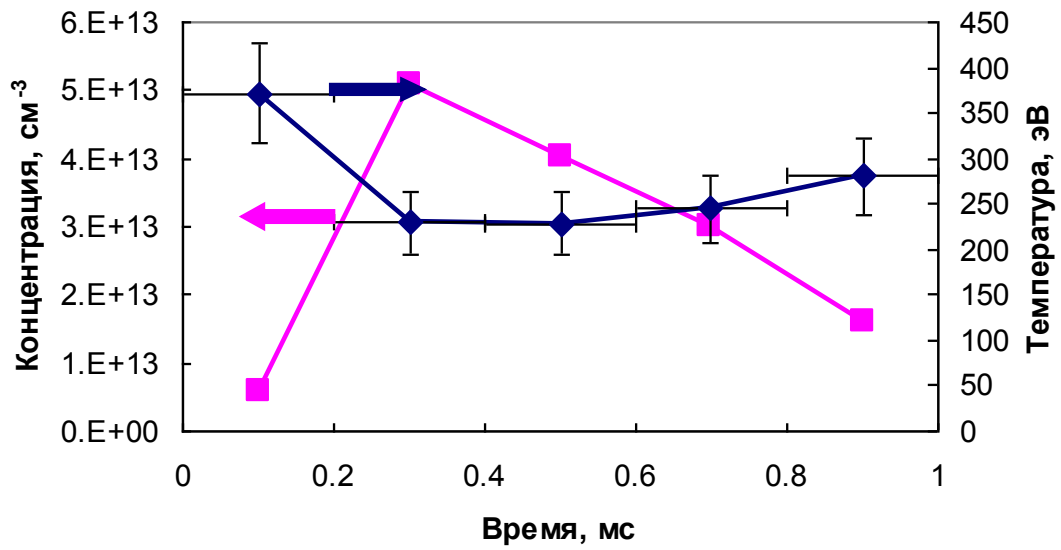


Рисунок 1.31. Динамика температуры (ромбы) и концентрации плазмы (квадраты) - основной компонент. Для температуры указаны по горизонтали интервал усреднения и ошибки определения температуры, для концентрации плазмы ошибки измерения порядка самой величины. Первые 200 мкс усреднения по времени относятся к первой стадии разряда, а остальные интервалы усреднения ко второй стадии разряда.

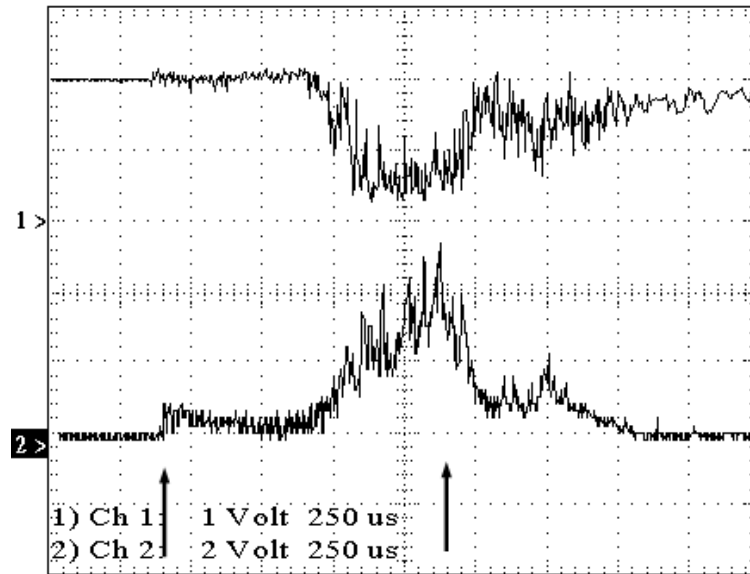


Рисунок 1.32. 1 луч - прошедшая диагностическая СВЧ волна (35 ГГц, обыкновенная поляризация) через плазму в случае реализации двух стадий разряда, 2 луч - ионный ток на зонд. Срез высоковольтного импульса гиротрона отключён, стрелками обозначены фронт и конец однородного участка СВЧ импульса.

Таким образом, для оценок можно предположить, что параметры плазмы на двух стадиях разряда составляют:

$$\text{Первая: } Z_i = 7.5, T_e = 400 \text{ эВ}, N_e = 5 \cdot 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

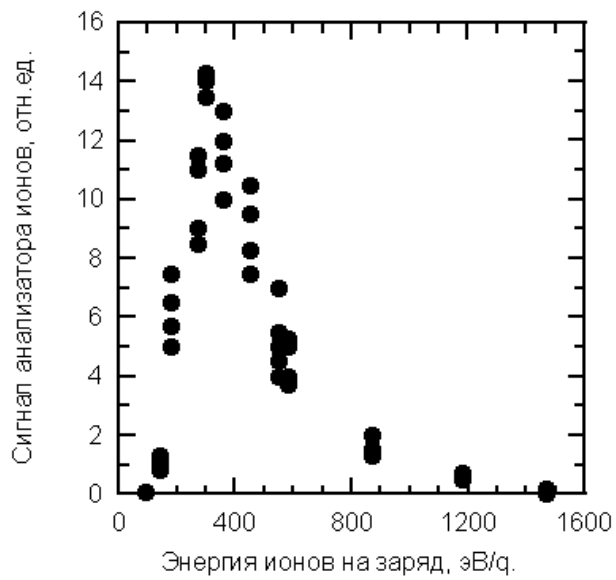
$$\text{Вторая: } Z_i = 6, T_e = 250 \text{ эВ}, N_e = 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

Распределения ионов по кратностям ионизации разлетающейся плазмы для двух стадий разряда также существенно различаются (см. рисунок 1.34). Видно, что на первой стадии разряда распределение ионов по кратностям ионизации сдвинуто в сторону больших зарядностей по сравнению со второй стадией.

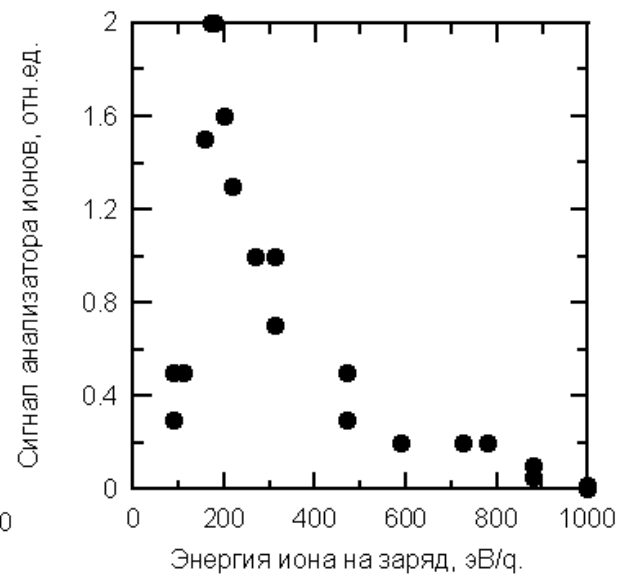
Оценим время заполнения конуса потерь магнитной ловушки на двух стадиях разряда. Длина ловушки  $L = 25$  см, пробочное отношение  $k = 10$ , рабочий газ - аргон,  $m_i = 40$ . Величина  $\ln(k)/v_{ei}$  на первой стадии разряда составляет 25 мкс, а на второй 2 мкс. А время выноса плазмы  $kL/V_{is}$  составляет 29 и 42 мкс соответственно. Таким образом, имеем, что на обеих стадиях разряда реализуется квазигазодинамический режим удержания плазмы с заполненным конусом потерь. В обоих случаях время удержания плазмы определяется ионно-звуковой скоростью, с которой плазма вытекает через пробки ловушки, и составляет  $\approx 3 \cdot 10^{-5}$  с на первой стадии разряда и  $\approx 4 \cdot 10^{-5}$  с на второй.

Параметр удержания  $N_e \tau_i$  составляет  $1.5 \cdot 10^8$  и  $1.6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$  соответственно. Здесь следует оговориться о том, что точность измерения концентрации плазмы нашим методом невысока и все оценки носят ориентировочный характер, тем не менее, полученные таким образом величины  $N_e \tau_i$  не противоречат экспериментальным данным. В соответствии с [6], [41] в плазме ЭЦР разряда с  $N_e \tau_i = 2 \cdot 10^8$  и  $T_e = 400$  эВ средний заряд ионов аргона оказывается равным 6. Несмотря на то, что параметр удержания при переходе на вторую стадию разряда повышается на порядок, нельзя надеяться на получение распределения ионов аргона по зарядам с максимумом более чем на +6, если температура плазмы понижается до значений  $< 250$  эВ (потенциал ионизации  $\text{Ar}^{6+}$  составляет 125 эВ и константа скорости ионизации  $\text{Ar}^{6+}$  слишком мала при температуре электронов





а)



б)

Рисунок 1.33. Распределение ионов по энергии. а) - на первой стадии разряда, б) - на второй. Резкий спад в области малых энергий связан с завалом характеристики ВЭУ в области малых энергий [59].

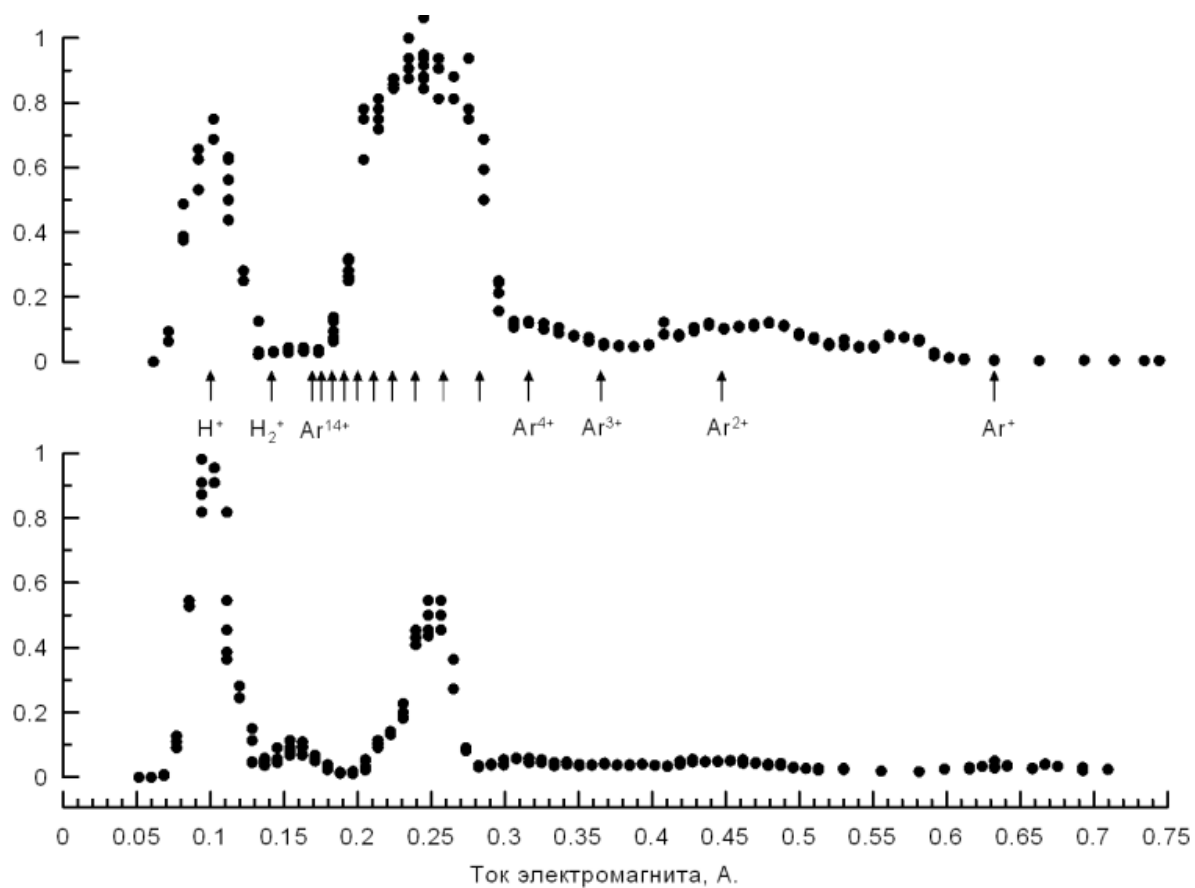


Рисунок 1.34. Нормализованные распределения ионов аргона по зарядовым состояниям в плазме ЭЦР разряда в двух стадиях разряда. Сверху - распределение ионов на первой стадии разряда, снизу - на второй.

250 эВ [60]). На первой стадии разряда температура электронов вдвое больше, константы скоростей ионизации выше, и поэтому достигается более глубокая обдирка атомов.

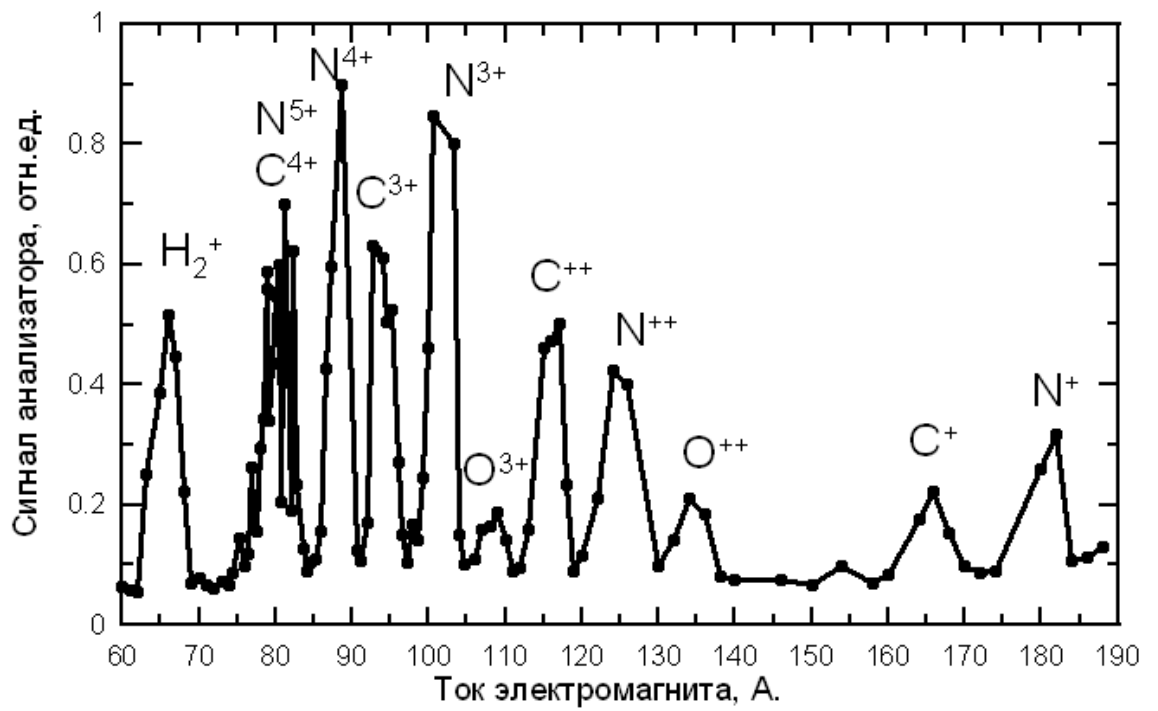
В спектрах приведённых на рисунке 1.34 наблюдается значительный сигнал иона водорода, на второй стадии разряда его относительное количество больше. Сравнивать величины сигналов ионов аргона и водорода между собой смысла не имеет, т.к. чувствительность ВЭУ к ионам водорода в несколько раз выше, чем к тяжелым ионам при наших энергиях частиц [59], но следует отметить, что относительное количество примесей во второй стадии разряда увеличивается.

К сожалению, пятиканальный анализатор частиц при всех своих возможностях обладает низким разрешением по параметру  $q/m_i$  ( $q$  - зарядовое число иона) и не позволяет разделять в спектре ионы примесей от МЗИ рабочего газа (за исключением водорода, который далеко отстоит от всех остальных ионов по параметру  $q/m_i$ ).

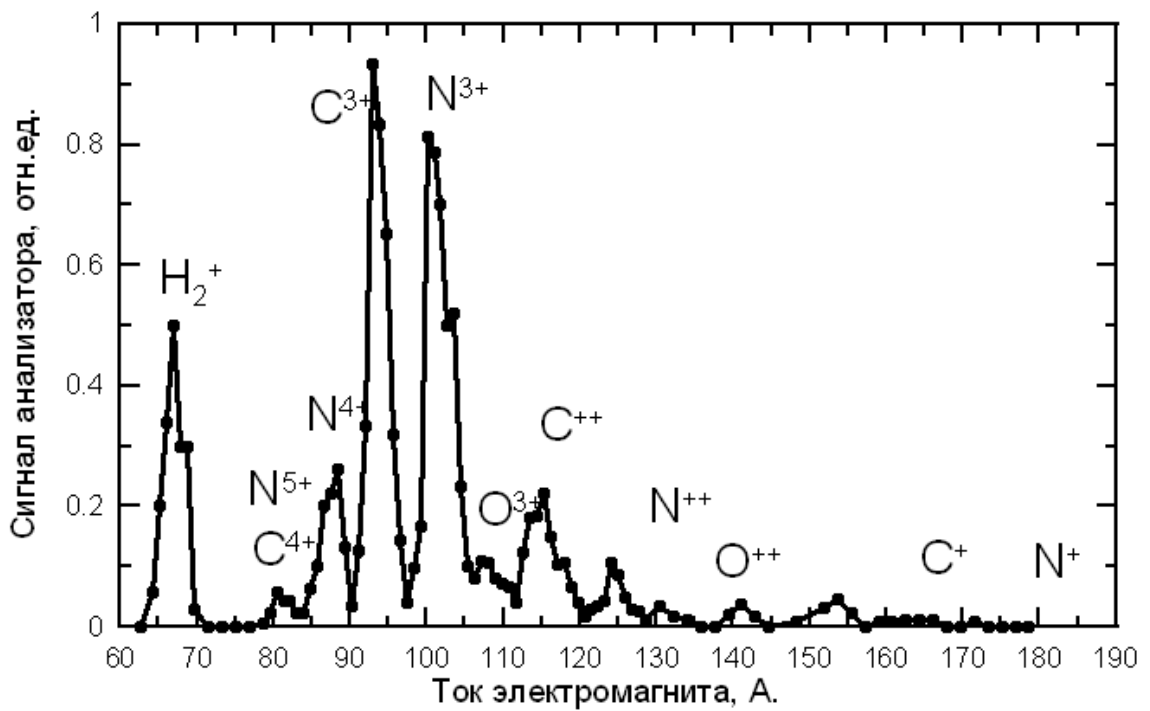
Для детального выяснения состава плазмы был использован экстрактор ионов, формирующий ионный пучок, и магнитостатический анализатор ионного пучка. Экстрактор устанавливался на оси магнитной системы рядом с пробкой вне магнитной ловушки со стороны, противоположной входному СВЧ окну (см. раздел 1.2.6). Процесс формирования ионного пучка из плотной плазмы ЭЦР разряда и измерение его характеристик заслуживают отдельного рассмотрения и описаны ниже, этому посвящён раздел 1.4.5. В настоящем разделе роль экстрактора сводится к ускорению ионов вытекающей плазмы до некоторой энергии, достаточной для того, чтобы получить номинальную разрешающую способность магнитостатического анализатора. Возможности магнитостатического анализа пучка ограничены максимальным током, который можно пропустить через обмотки электромагнита. Поэтому эксперименты по получению МЗИ с экстрактором, проводились с азотом в качестве рабочего газа. Азот в этом случае предпочтительнее аргона т.к. значительно его легче и пучки ионов азота могут быть повернуты электромагнитом на требуемый угол, т.е. попадают в область анализа.

В этих экспериментах, как и в ранее описанных, наивысший средний заряд ионов получается при максимальной СВЧ мощности, максимальном магнитном поле ловушки и наименьшем напуске газа (пока еще происходит пробой). Как и в случае с открытым торцом ловушки при этих параметрах, как правило, реализуется две стадии разряда. На рисунке 1.35 приведены характерные спектры ионов обеих стадий разряда. На спектре отчетливо видны многозарядные ионы азота, углерода, кислорода. Максимальный уверенно зафиксированный заряд ионов азота составляет +5, а для ионов углерода это значение составляет +4. Это означает, что в плазме получены ионы, значительная часть которых "ободрана" вплоть до самой нижней s-оболочки. Потенциал ионизации ионов  $N^{5+}$  и  $C^{4+}$  в несколько раз превосходит потенциалы ионизации ионов с электронами на второй оболочке и выше, и поэтому для получения ионов более высокой кратности ионизации требуется существенное изменение параметров плазмы. На данный момент и в ближайшей перспективе перед ЭЦР источниками МЗИ такой задачи не ставится. Таким образом, этот эксперимент демонстрирует, что в прямой магнитной ловушке с накачкой мощным миллиметровым излучением гиротрона возможно получить многозарядные ионы с высокой кратностью ионизации[56]. В спектре на первой стадии разряда есть примеси, но средний заряд ионов азота высок  $\approx 4$ . Плазма азота со средним зарядом  $N^{4+}$  по своим параметрам примерно соответствует плазме аргона со средним зарядом  $Ar^{8+}$ . На второй стадии средний заряд ионов равен  $\approx 3$ , и в этом случае примеси преобладают. Из этого можно сделать вывод, что и на рисунке 1.34 на спектре, соответствующем второй стадии разряда, с большой вероятностью преобладают примеси. Температура электронов в обоих экспериментах на второй стадии оказывается существенно ниже, чем на первой.

Итак, были экспериментально найдены условия генерации МЗИ аргона и азота. В оптимальных, с точки зрения формирования МЗИ, условиях эксперимента в течение времени горения разряда прослеживаются четко различающиеся две стадии разряда с существенно различными параметрами. На первой стадии разряда температура электронов оказывается выше, чем на второй стадии разряда, это приводит к тому, что максимальный средний заряд ионов достигается именно в начале СВЧ импульса.



а)



б)

Рисунок 1.35. Характерные распределения ионов по зарядовым состояниям: а) - для первой стадии разряда, б) - для второй стадии разряда. Рабочий газ азот. Напряжение экстракции 15 кВ.

#### 1.4.4. СВЧ ДУГА

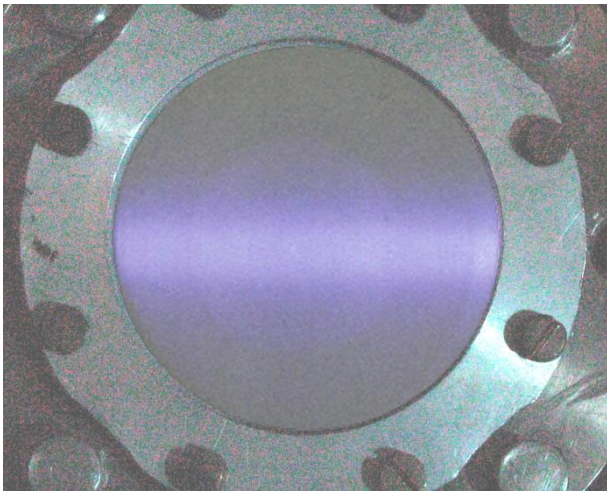
Настоящий раздел посвящён исследованию причин ограничения длительности первой стадии разряда, оптимальной с точки зрения формирования МЗИ, исследованию механизмов, приводящих к резкой смене параметров плазмы при переходе горения разряда из одной стадии в другую.

На начальном этапе исследования перехода разряда из первой стадии во вторую удалось зафиксировать изменение свечения плазменного образования. Для этого на боковом фланце разрядной камеры устанавливалось кварцевое окно (см. рисунок 1.18) через которое и производились наблюдения. Было обнаружено, что на первой стадии разряда плазма представляет собой светящийся цилиндр, вытянутый вдоль магнитной оси, а на второй стадии поперечный размер плазмы значительно больше, разряд происходит во всем объёме магнитной ловушки. Для регистрации изображения плазмы на первой стадии разряда длительность импульса греющего СВЧ поля укорачивалась так, чтобы разряд не успевал переходить во вторую стадию. На рисунке 1.36 представлены фотографии разряда в видимом свете сделанные с помощью зеркальной фотокамеры CANON EOS3000 в режиме с длительной экспозицией, то есть длительность открытого состояния затвора значительно превосходила длительность самого разряда. Интенсивность свечения (светимость) плазмы в оптическом диапазоне на второй стадии разряда значительно больше, чем на первой<sup>5</sup>, поэтому можно считать, что на интегральной по всей длительности разряда фотографии представлено изображение второй стадии разряда (рисунок 1.36 б).

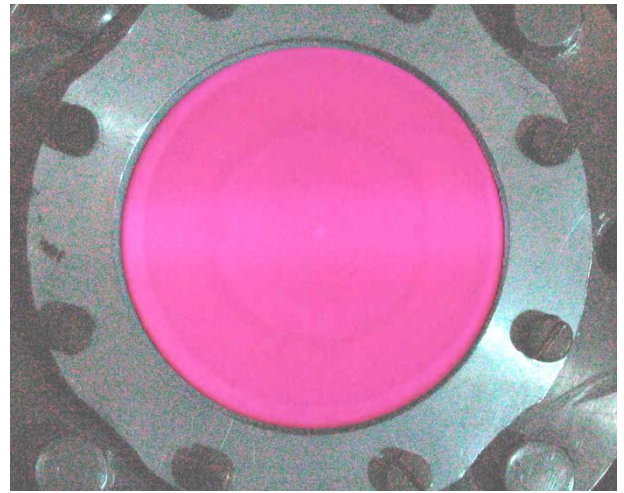
Появление плазмы на периферии может происходить двумя путями. Это либо перенос плазмы из центра, либо независимый пробой газа в объёме. Возможно также совместная работа этих двух механизмов.

---

<sup>5</sup> Относительное изменение светимости можно оценить следующим образом: приблизительно одинаковая интенсивность засветки фотопленки на кадре с первой стадией разряда и на кадре с первой и второй стадий получается при соотношении относительных отверстий диафрагм 5.6 к 11-16, при этом длительности обеих стадий были равны. Следовательно, интенсивность свечения плазмы на второй стадии, приблизительно в 4-8 раз больше.



а)



б)

Рисунок 1.36. Фотография разряда в видимом свете. (а) - первая стадия разряда, (б) - вторая стадия разряда.

Рассмотрим сначала механизм, связанный с классической диффузией поперёк магнитного поля, за счёт столкновений заряженных частиц. В предположении удалённости стенок, ограничивающих плазму, такая диффузия носит амбиполярный характер и определяется «медленными» частицами – в данном случае электронами – с коэффициентом диффузии [6]:

$$D_{e\perp} \sim \rho_e^2 \cdot \nu_{ei}, \quad (1.9)$$

где  $\rho_e$  (см) =  $2.38 \cdot T_e^{1/2}$  (эВ)  $\cdot B^{-1}$  (Гс) – гирорадиус электронов,  $\nu_{ei}$  (с<sup>-1</sup>) =  $2 \cdot 10^{-6} \cdot Z_i \cdot N_e$  (см<sup>-3</sup>)  $\cdot T_e^{-3/2}$  (эВ)  $\cdot \ln \Lambda$  – частота электрон-ионных соударений. В этих выражениях  $T_e$  – температура электронов,  $N_e$  – плотность плазмы,  $Z_i$  – средний заряд ионов плазмы,  $B$  – величина магнитного поля,  $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм. Для характерных параметров эксперимента при квазигазодинамическом режиме удержания плазмы в ловушке ( $N_e \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e \approx 300$  эВ,  $B \approx 1.5$  Тл,  $Z_i = 4$ ,  $\ln \Lambda \approx 15$ ) имеем:

$$D_{e\perp} \approx 6.8 \cdot 10^{-4} N_e \cdot (B^{-2} \cdot T_e^{-1/2}) \approx 2 \text{ см}^2/\text{с}. \quad (1.10)$$

Следовательно, за время СВЧ импульса  $\tau_{\text{свч}} \approx 1$  мс вследствие диффузии граница плазмы сместится поперёк силовых линий магнитного поля на расстояние  $\Delta r_{\perp} \sim (D_{e\perp} \cdot \tau_{\text{свч}})^{1/2} \approx 0.4$  мм, что является незначительной величиной.

В условиях нашего эксперимента плазма всегда ограничена стенками разрядной вакуумной камеры. Если эти стенки проводящие, а плазма своей поверхностью соприкасается с ними, то может реализоваться не амбиполярный (свободный) режим диффузии, характеризующийся протеканием по плазме диффузионных токов, которые замыкаются по стенкам вакуумной камеры (так называемый эффект короткого замыкания Саймона (Simon short circuit effect) [6], [61]). В этом случае диффузия плазмы поперёк магнитного поля будет определяться поперечной ионной диффузией с коэффициентом  $D_{i\perp} \sim \rho_i^2 \cdot \nu_{ii}$ , где  $\rho_i$  – гирорадиус ионов,  $\nu_{ii}$  – частота ион-ионных соударений. В наших экспериментальных условиях, однако, данный эффект можно не рассматривать, поскольку на наиболее интересующей нас, с точки зрения образования



многозарядных ионов, приосевой стадии разряда плазма существует в виде удалённого от боковых стенок вакуумной камеры цилиндра, так что упомянутые токи образовываться не будут.

Наряду с классической, известна также боровская диффузия [6], [61], [62], связанная с турбулентностью неравновесной плазмы в неоднородном магнитном поле. Коэффициент такой диффузии даётся выражением

$$D_{\perp B} = (1/16) \cdot (kT_e) / (eV), \quad (1.11)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана,  $e$  – заряд электрона. Для практических расчётов этот коэффициент удобно записать в виде [63]:

$$D_{\perp B} (\text{см}^2/\text{с}) = 6.25 \cdot 10^6 \cdot T_e (\text{эВ}) \cdot B^{-1} (\text{Гс}). \quad (1.12)$$

Для плазмы с температурой электронов  $T_e \approx 300$  эВ, находящейся в магнитном поле с напряжённостью  $1.5 \cdot 10^4$  Гс, получим  $D_{\perp B} \approx 1.3 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/с, так что за время СВЧ импульса граница плазмы сместится поперёк силовых линий магнитного поля на расстояние  $\Delta r_{\perp} \sim (D_{\perp B} \cdot \tau_{\text{свч}})^{1/2} \approx 11$  см. Следовательно, «поперечная» скорость движения плазмы составляет порядка 10 см/мс. В то же время, в случае квазигазодинамического режима удержания, азотная плазма с параметрами, указанными выше, вытекает из ловушки вдоль силовых линий магнитного поля с ионно-звуковой скоростью  $v_{is} \approx [Z_i \cdot T_e / M_i]^{1/2} \approx 9.8 \cdot 10^5 \cdot [Z_i \cdot T_e (\text{эВ}) / \mu]^{1/2} \approx 9 \cdot 10^6$  см/с  $\sim 10^7$  см/с =  $10^4$  см/мс, что на три порядка быстрее, чем в поперечном направлении (здесь  $\mu = 14$  – атомная масса азота).

Таким образом, продольные потери плазмы из ловушки в случае квазигазодинамического режима удержания намного превосходят поперечные, обусловленные диффузией. Расширение плазмы в течение СВЧ импульса за счёт диффузии невозможно.

Другим механизмом переноса плазмы, удерживаемой в магнитной ловушке, поперёк магнитного поля является МГД неустойчивость [64], [65]. Необходимо, прежде всего, оценить параметр  $\beta$ ,  $\beta = p/p_M$ , где  $p = N_e \cdot T_e$  – газокINETическое

давление плазмы,  $p_M = B^2/8\pi$  - магнитное давление. В условиях наших экспериментов (концентрация плазмы  $N_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , температура электронов  $T_e = 300 \text{ эВ}$ , магнитное поле  $B = 1 \text{ Тл}$ ) получается  $\beta \sim 0.01$ . При таком малом параметре  $\beta$  только один класс МГД неустойчивостей является "опасным". Это перестановочная (иначе говоря "желобковая") неустойчивость, инкремент которой остаётся положительным и при  $\beta \rightarrow 0$  [64].

Оценки показывают, что инкремент перестановочной неустойчивости в нашей ловушке оказывается  $\leq 1.5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ , то есть минимальное время развития неустойчивости может составлять около 10 мкс. Таким образом, нельзя исключать возможную роль МГД перестановочной неустойчивости в процессе расширения плазмы при переходе от первой стадии разряда ко второй.

В классических ЭЦР источниках МЗИ для подавления МГД неустойчивости используется гексаполь [6]. Комбинация магнитных полей двух катушек (пробкотрон) и гексаполя дает конфигурацию магнитного поля с "min B" или, другими словами, с магнитной ямой. Реализуется ситуация, когда в некотором объеме магнитное поле нарастает от центра по всем направлениям. Такая конфигурация магнитной ловушки оказывается МГД устойчивой [64]. Многократно демонстрировалось, что ослабление магнитного поля гексаполя в классическом ЭЦР источнике приводит к ухудшению удержания плазмы в ловушке [6], [66]. Действительно, для формирования многозарядных ионов в классическом ЭЦР источнике с концентрацией, не превышающей уровень  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  [30], требуется время удержания плазмы  $> 1 \text{ мс}$  [6], [41], что значительно превосходит время развития перестановочной неустойчивости. Если бы она не была подавлена, поперечные потери плазмы в таком источнике превосходили бы продольные, и необходимый параметр удержания не достигался бы. В нашем случае время жизни плазмы в ловушке, обусловленное выносом плазмы через торцы ловушки, оказывается меньше или порядка времени развития МГД неустойчивостей плазмы, и поэтому эти неустойчивости плазмы не играют важной роли в процессе формирования МЗИ, а высокий параметр удержания плазмы достигается за счёт большой концентрации плазмы.

Рассмотрим теперь возможность быстрого расширения плазмы за счёт пробоя газа на периферии магнитной ловушки. В случае независимого пробоя, параметрами, определяющими поперечный размер плазмы, являются размер СВЧ пучка, поперечный размер источника газа и плазменные лимиторы. В наших условиях "вакуумный" поперечный размер фокальной перетяжки СВЧ пучка<sup>6</sup> по полуширине в центре магнитной ловушки составляет  $\approx 3$  см. Оценим величину пробойного поля по методике, изложенной в [67]. Для полной мощности в СВЧ пучке  $> 10$  кВт, ширина СВЧ пучка с напряжённостью больше пробойной в центре магнитной ловушки в наших условиях составляет  $> 15$  см, что превосходит поперечный размер самой камеры.

Таким образом, при условии малого давления газа, поперечный размер плазмы ЭЦР разряда в магнитной ловушке определяется размером источника нейтралов. На первой стадии разряда реализуется именно такая ситуация. На фотографии разряда поперечный размер светящейся области составляет 10 мм, что в пересчёте по магнитным линиям даёт 5 мм на СВЧ окне, а именно такой внутренний диаметр имеет трубка напуска газа, впаянная в окно.

Для исследования перехода от "приосевого" разряда к "объёмному" была применена техника скоростной фоторегистрации (см. раздел 1.3). Были получены серии последовательных мгновенных изображений плазмы ЭЦР разряда в магнитной ловушке. Время экспозиции составляло 5 мкс. На рисунке 1.37 а приведено изображение плазмы на первой стадии разряда. Видно, что плазма сосредоточена на оси магнитной ловушки, поперечный размер плазменного образования составляет около 1 см (диаметр окна 70 мм). В течение всей первой стадии разряда изображение практически не меняется, поперечный размер определяется диаметром трубки, через которую газ натекает в ловушку. Плазма существует только в тех силовых трубках магнитного поля, куда подаётся газ (возможно частично ионизованный).

---

<sup>6</sup> Напомним, что пучок СВЧ излучения в нашей системе является гауссовым с линейной поляризацией.

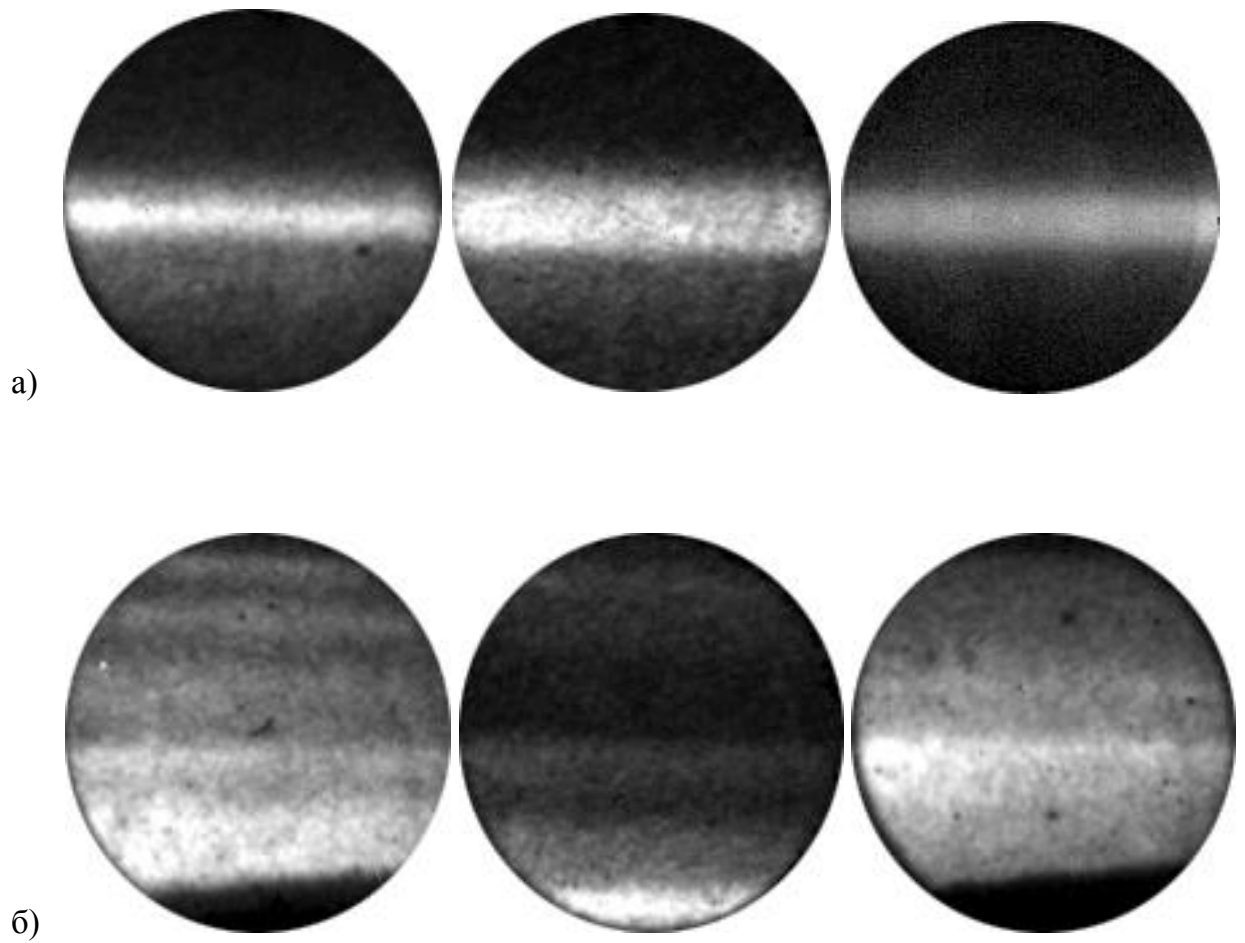


Рисунок 1.37. Мгновенные изображения плазмы ЭЦР разряда в прямой магнитной ловушке. а) - первая стадия разряда, б) - вторая стадия разряда. Время экспозиции 5 мкс.

Иначе обстоит дело на второй стадии разряда. В этом случае изображение представляет собой несколько чётко выраженных плазменных нитей (см. рисунок 1.37 б). На последовательной серии снимков с периодом следования кадров 11 мкс проследить эволюцию одной нити не удаётся, то есть время жизни такого образования составляет менее 10 мкс. Анализ показывает, что такое изображение не является следствием перемещения светящейся плазмы перпендикулярно оси - светящиеся линии образуются независимо друг от друга. Влияние приосевой плазмы на развитие нитей разряда на периферии не прослеживается, и может проявляться только в поставке затравочной плазмы. Такие нити образуются, в том числе, и на значительном удалении от центральной оси системы, куда нейтральные частицы напускаемого газа не могут проникать, так как длина свободного пробега нейтральной частицы до ионизации, а, следовательно, до замагничивания, составляет при наших параметрах плазмы около 1 мм.

Развитие разряда на второй стадии, по нашему мнению, связано с газовыделением со стенок разрядной вакуумной камеры. В пользу этого утверждение свидетельствует и существенное изменение ионного состава, на второй стадии примеси превалируют над напускаемым газом (см. рисунок 1.35 б).

Прямым доказательством существования дополнительного источника нейтрального газа во время второй стадии является измерение давления в откачном тракте системы. Так как при измерении давления ионизационным преобразователем необходимо отстраиваться от воздействия плазмы, манометрический преобразователь был установлен в откачном тракте. Естественно, динамика давления в точке измерения иная, чем в разрядной камере, но, тем не менее, очевидно, что на второй стадии разряда, количество атомов в разрядной камере заметно больше, чем на первой стадии разряда (см. рисунок 1.38).

На основании вышеописанных экспериментальных данных можно сделать вывод о существовании мощного источника нейтральных атомов в течение второй стадии разряда.

Рассмотрим влияние выбиваемых из стенок вакуумной камеры атомов на динамику ЭЦР пробоя на простой ноль-мерной модели. Для этого запишем уравнения баланса для концентрации плазмы и нейтралов.

$$\begin{cases} \frac{dN_e}{dt} = k \cdot N_e N_a - \frac{N_e}{\tau(N_e)} \\ \frac{dN_a}{dt} = \alpha \cdot \frac{N_e}{\tau(N_e)} - k \cdot N_e N_a + F \\ N_e = N_i \\ \tau(N_e) = C \cdot \frac{T_e^{3/2}}{N_e} \end{cases} \quad (1.13)$$

Здесь  $N_e$ ,  $N_i$ ,  $N_a$  - концентрации электронов, ионов и нейтральных частиц соответственно;  $k$  - константа ионизации;  $\tau$  - время жизни плазмы в магнитной ловушке;  $T_e$  - температура электронов;  $F$  - постоянная скорость напуска газа;  $C$  - константа;  $\alpha$  - эффективный постоянный коэффициент, описывающий газовыделение со стенки вакуумной камеры под действием потока плазмы<sup>7</sup> (десорбция, ион-атомная эмиссия и др. [68]). Температуру электронов будем считать для простоты постоянной и равной характерному для наших экспериментов значению 300 эВ. Константа скорости ионизации в расчетах составляет  $2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Концентрация электронов равна концентрации ионов, то есть плазма нейтральна и все ионы однозарядны. Уравнение баланса концентрации электронов состоит из ионизационного члена и потерь из-за столкновений с ионами с уходом в конус потерь ловушки. Концентрация нейтральных частиц определяется постоянной скоростью напуска газа через клапан, потерями на ионизацию и источником частиц на стенке. Предполагается, что реализуется "пастуховский" (классический) режим удержания плазмы в пробкотроне [51], константа  $C$  в уравнении для времени жизни плазмы в магнитной ловушке равна  $1,5 \cdot 10^4 \text{ с} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1.5}$ .

---

<sup>7</sup> Отметим, что в реальных условиях разрядных экспериментов этот коэффициент с течением времени уменьшается за счет постепенной очистки плазмой внутренних поверхностей вакуумной камеры.

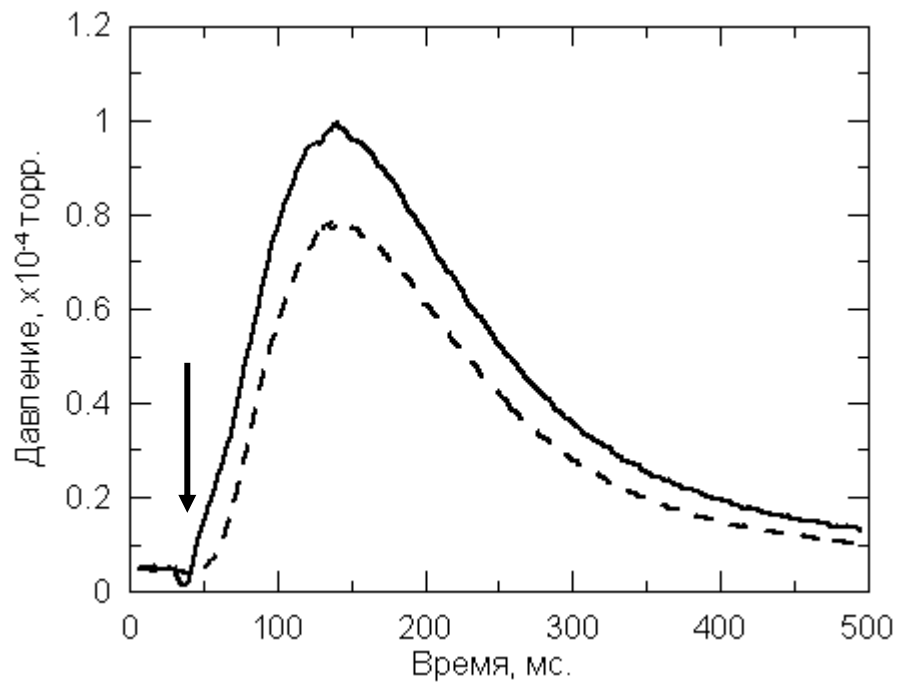


Рисунок 1.38. Осциллограммы давления газа в откачном тракте разрядной камеры. Штрихпунктирная кривая - только первая стадия разряда, сплошная кривая - разряд со второй стадией. Стрелкой указан момент существования плазмы.

Примеры решений такой системы уравнений приведены на рисунке 1.39. При  $\alpha > 1$  после некоторого квазистационарного участка концентрации нейтральных атомов и плазмы за конечное время неограниченно нарастают. И в этом случае, естественно, в бесконечность обращаются концентрации плазмы и нейтральных атомов, пришедших со стенки, а концентрация плазмы напускаемого газа остается практически постоянной. Вместе с концентрацией плазмы уходит в бесконечность и поток плазмы из ловушки. Варьируя параметры системы, такие как  $F$  или  $\alpha$ , можно получить различные длительности квазистационарного участка решения (см. рисунки 1.39 и 1.40).

Кажется уместным сопоставить такое взрывообразное увеличение концентрации плазмы и плотности потока плазмы из ловушки в этой простой модели с резким увеличением тока экстракции, наблюдаемым в эксперименте при переходе от первой стадии горения разряда ко второй (см. рисунок 1.30). Полученное в расчётах путём варьирования параметров  $F$  или  $\alpha$  временное поведение квазистационарной стадии разряда качественно согласуется с наблюдаемым в экспериментах.

Таким образом, на простой ноль-мерной модели удалось показать, что газовыделение со стенок может играть определяющую роль в динамике ЭЦР разряда с большой плотностью и препятствовать образованию МЗИ в ЭЦР источниках. Естественно, ноль-мерная модель не способна описать ни структуру плазмы поперёк магнитного поля, ни само появление плазмы на периферии магнитной ловушки. Но скачкообразное повышение концентрации плазмы, возможно, напрямую связано с подобными процессами.

Резкое возрастание концентрации плазмы на оси магнитной ловушки может, в свою очередь, привести к резкому увеличению поперечных потерь плазмы и, как следствие, к инициации на периферии нитей самостоятельного разряда в десорбированном со стенок вакуумной камеры веществе.



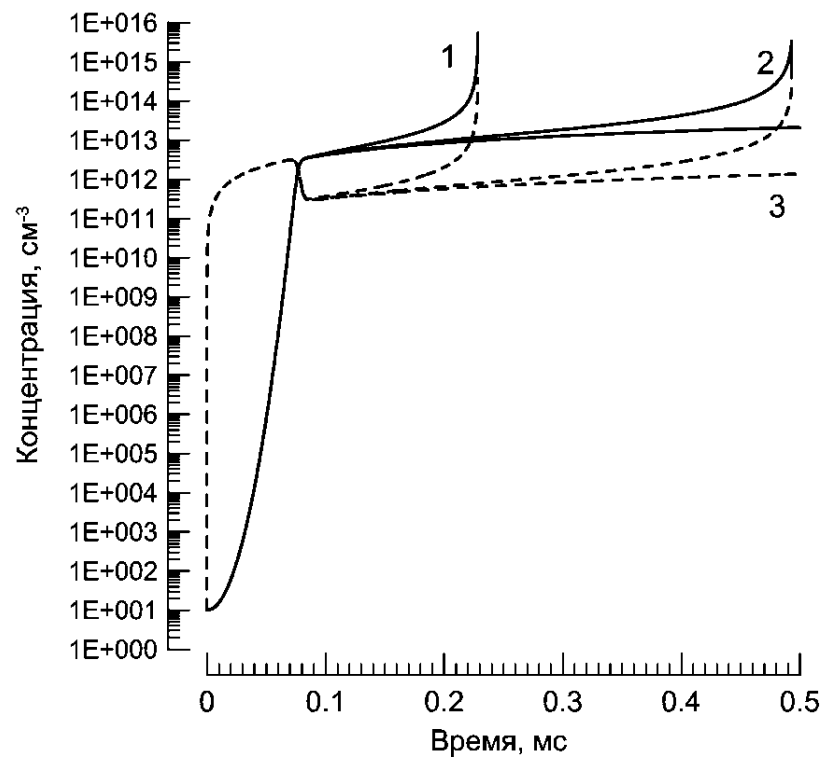


Рисунок 1.39. Решение системы уравнений с различными  $\alpha$ . 1 -  $\alpha = 1.1$ , 2 -  $\alpha = 1.02$ , 3 -  $\alpha = 1$ ,  $F = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Сплошные линии - концентрации плазмы, штрих пунктирные - концентрации нейтральных атомов.

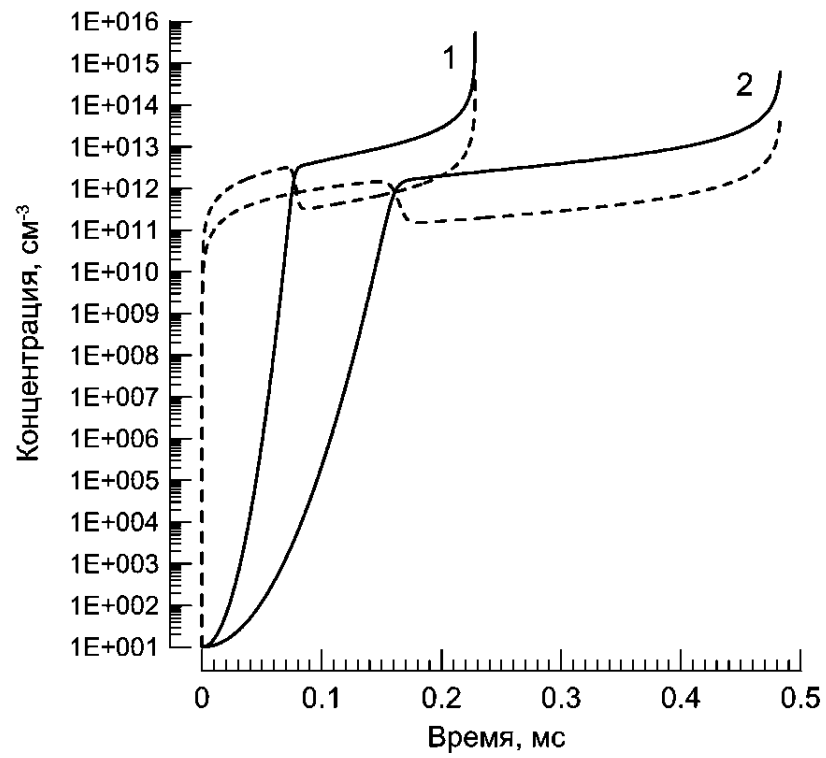


Рисунок 1.40. Решение системы уравнений с различными  $F$ . 1 -  $F = 4,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ , 2 -  $F = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\alpha = 1.1$ . Сплошные линии - концентрации плазмы, штрих пунктирные - концентрации нейтральных атомов.

Итак, измерения  $N_e$ ,  $T_e$ , ионного состава плазмы и давления в откачном тракте манометрическим преобразователем свидетельствуют о сильном дополнительном газовыделении со стенок вакуумной камеры в течении второй стадии разряда; на модели показан возможный взрывной переход из первой стадии во вторую за счёт десорбции газа со стенок вакуумной камеры (либо распыления самих стенок); резкое увеличение концентрации плазмы в приосевом разряде приводит к появлению самостоятельных плазменных нитей на периферии магнитной ловушки, существование этих нитей обусловлено газовыделением со стенок под действием плазмы. Таким образом, взаимодействие плазменного потока, вытекающего из магнитной ловушки, со стенками вакуумной камеры существенным образом определяет динамику ЭЦР разряда, ионный состав плазмы, температуру электронов.

## 1.5. ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА ИОНОВ ИЗ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ ЭЦР РАЗРЯДА

В ЭЦР источниках МЗИ извлечение ионов осуществляется вдоль магнитного поля в районе одной из пробок ловушки. В наших условиях практически всегда эмитирующая способность плазмы значительно превосходила ограничение на плотность тока, связанное с пространственным зарядом. В условиях КГД удержания плазмы продольные потери плазмы превосходят  $j_{pl} \approx 1.3 \text{ A/cm}^2$ . Для извлечения пучка ионов с такой плотностью тока, согласно закону Чайлда-Ленгмюра, потребовалось бы приложить напряжение более 100 кВ/см, что превосходит предел электрической прочности. В нашей ситуации основным ограничителем на плотность тока пучка является пространственный заряд в ускоряющей промежутке. Существенный пространственный заряд в области ускорения ионов приводит к изменению формы мениска. Его форма зависит от разности потенциалов, формы электродов и плотности плазмы. Форма мениска определяет угол фокусировки ионного пучка системой экстракции. Как показано в [6], [37] недостаточное напряжение экстракции и большая плотность плазмы приводят к тому, что мениск выгибается в сторону ускоряющего электрода, что в свою очередь приводит к большим углам расхождения ионов, бомбардировке ускоренными ионами ускоряющего электрода. Напротив, большое напряжение при небольших концентрациях плазмы приводит к тому, что мениск становится вогнутым внутри плазмы и оказывает фокусирующее действие на ионный пучок. Для конкретных значений параметров плазмы и геометрии экстрагирующей системы существует оптимальный ток, при котором достигается минимальный угол расходимости ионного пучка.

В нашей ситуации регулировать плотность плазмы в области экстракции оказывается возможным передвижением экстрагирующих электродов вдоль оси магнитного поля ловушки. Эмитирующая способность  $j_{pl}$  плазмы, разлетающейся по магнитным силовым линиям, спадает пропорционально величине магнитного поля. Установив экстрактор на расстоянии 15 см от максимума магнитного поля, там, где величина магнитного поля примерно в 10 раз меньше чем в пробке,

удалось снизить оптимальное ускоряющее напряжение до 20 кВ. На рисунке 1.41 показаны зависимости токов на вытягивающий электрод (белые кружочки) и на цилиндр Фарадея, установленный сразу за вытягивающим электродом (черные кружочки), в зависимости от напряжения экстракции. Видно, что при малых напряжениях основной поток ионов высаживается на вытягивающий электрод (см. рисунок 1.9), при повышении напряжения угол расхождения ионного пучка уменьшается, и все большая доля ионов пролетает сквозь ускоряющий электрод и попадает на цилиндр Фарадея, расположенный за вытягивающим электродом, и, начиная примерно с 20 кВ в условиях этого эксперимента, весь пучок попадает на цилиндр Фарадея, то есть полный угол расхождения становится менее 5 градусов. В области плазменного электрода плотность тока составляла  $\approx 60 \text{ mA/cm}^2$ .

Сделать оценку сверху на эмиттанс можно, зная угол расходимости и диаметр ионного пучка. Измерение угла расходимости пучка проводилось с помощью подвижного малого цилиндра Фарадея с апертурой 3 мм при напряжении экстракции 27 кВ. Для этого измерялись поперечные пространственные распределения плотности тока ионного пучка. Это было сделано для двух расстояний от плазменного электрода: 38 см и 75 см. Диаметры пучков по полувысоте оказались равными  $28 \pm 10\%$  мм и  $58 \pm 10\%$  мм, соответственно. Распределения показаны на рисунке 1.42. Определим полный угол расходимости пучка в предположении, что пучок разлетается по прямым линиям из точки, лежащей в плоскости плазменного электрода. Угол расходимости  $\Theta_b$  будет равен  $80 \pm 10\%$  мрад или  $4.6^\circ \pm 10\%$ . С точностью до экспериментальных ошибок углы для обоих измерений совпадают. Чтобы дать оценку сверху на эмиттанс пучка будем предполагать, что его диаметр равен диаметру отверстия в пуллере,  $d_b=6$  мм. Электрические поля внутри пуллера и дальше за пуллером отсутствуют, что приводит к быстрой компенсации пространственного заряда пучка и его дальнейшему квазинейтральному распространению. Реальный размер пучка несколько меньше, так как в экспериментах ток ионов на пуллер был практически равен нулю. Оценка сверху для величины эмиттанса будет равна произведению  $\pi \cdot \Theta_b \cdot d_b / 4$ , что составляет  $120 \pm 10\%$  п·мм·мрад. Соответственно нормализованный эмиттанс будет меньше  $0.25 \text{ п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$ .

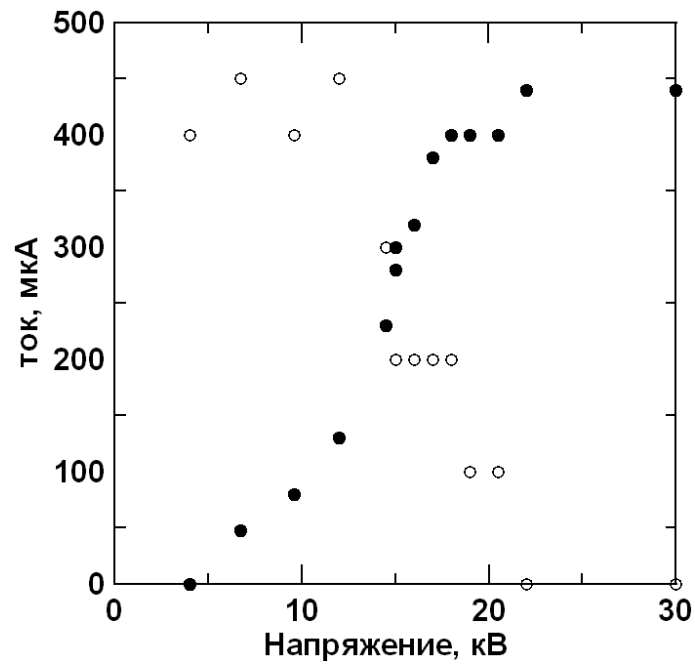


Рисунок 1.41. Ток на цилиндр Фарадея (черные кружки) и ток на вытягивающий электрод (белые кружки) в зависимости от величины экстрагирующего напряжения.

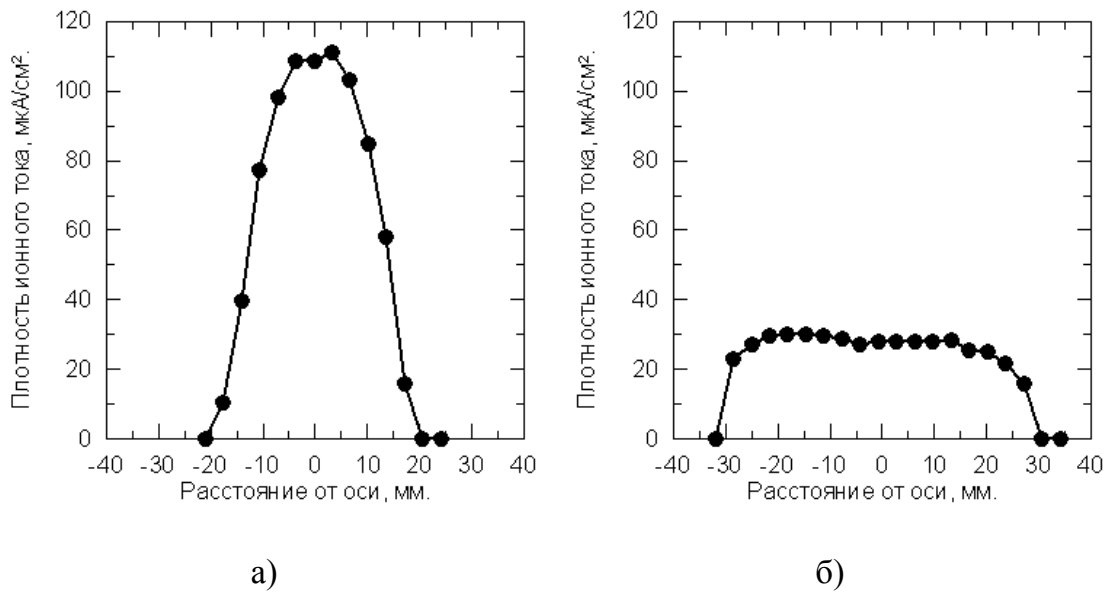


Рисунок 1.42. Распределение плотности тока ионного пучка в вертикальной плоскости на расстояниях 38 см (а) и 75 см (б) от плазменного электрода.

Итак, была продемонстрирована возможность формирования пучка ионов экстрагированных из плотной плазмы ЭЦР разряда, - полный ток пучка составил 0.45 мА, плотность тока в зоне экстракции - 60 мА/см<sup>2</sup>, а нормализованный эмиттанс - не более 0.25 п·мм·мрад. По сравнению с другими ЭЦР источниками МЗИ полный ток пучка в нашем случае находится приблизительно на том же уровне, а, за счет более плотной плазмы и меньшего отверстия в плазменном электроде, эмиттанс оказывается в несколько раз меньше. Кроме того, в нашем случае имеется возможность повышения эмитирующей способности плазмы путем установки экстрактора ближе к пробке магнитного поля, что с повышением напряжения экстракции позволило бы продвинуться в область больших токов ионного пучка при сохранении эмиттанса в области рекордно малых значений.

## 1.6. ВЫВОДЫ ГЛАВЫ

Подводя итог этой главы, посвященной вопросам образования МЗИ в плазме ЭЦР разряда, отметим, что в нашем эксперименте реализуется квазигазодинамический режим удержания плазмы в зеркальной магнитной ловушке. При уменьшении давления напускаемого газа распределение ионов смещается в сторону больших кратностей ионизации, и, следовательно, для генерации МЗИ температура электронов оказывается недостаточной при высоком параметре удержания. Начиная с некоторого уровня, уменьшение давления напускаемого газа приводит к появлению двух стадий разряда, на второй стадии концентрация плазмы резко увеличивается, а температура электронов падает, при этом на второй стадии разряда в спектре доминируют ионы примеси. Переход от первой стадии (производящей МЗИ) ко второй стадии, возможно, связан с газовыделением со стенок вакуумной камеры. Продемонстрирован пучок ионов, извлеченных из плотной плазмы ЭЦР разряда с током 0.5 мА и нормализованным эмиттансом менее  $0.25 \text{ п}\cdot\text{мм}\cdot\text{мрад}$ .

Результаты, описанные в этой главе диссертации опубликованы в [56], [69]–[78].



## ГЛАВА 2. МНОГОКРАТНАЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ИОНОВ ПЛАЗМЫ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ С НАГРЕВОМ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ ЭЦР

### 2.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Как уже упоминалось ранее, источники многозарядных ионов находят свое применение в качестве инжекторов ионов в ускорители. Для успешного решения целого ряда задач на ускорительных комплексах (в частности, синтеза новых элементов) требуются источники многозарядных ионов тяжелых элементов.

Энергия ионов ускоренных, например, в циклотронном ускорителе, пропорциональна квадрату заряда, а скорость протекания ядерных реакций - току пучка этих ионов, поэтому успех эксперимента напрямую зависит от источника МЗИ, который в нем используется.

ЭЦР источники МЗИ по принципу своего устройства приспособлены для работы с газами в качестве рабочего вещества, а все элементы периодической системы Менделеева тяжелее ксенона в нормальных условиях находятся в твердом агрегатном состоянии. Тем не менее, в целом ряде ЭЦР источников получены МЗИ более тяжелых элементов (свинец, уран) [32], которые в нормальных условиях находятся в твердом состоянии, но обладают сравнительно низкими температурами плавления и кипения. При этом, для ввода нейтральных атомов в ЭЦР источник используются печи (тигли), в которых рабочее вещество сильно нагревается и испаряется. ЭЦР пробой в этой ситуации происходит в парах вещества практически также, как и в случае работы с газами. Существенным недостатком этой схемы является сложность работы с тугоплавкими элементами (с температурами

плавления более 2000 градусов) и низкая стабильность печей при высоких температурах.

Наиболее привлекательным, с точки зрения получения многозарядных ионов тугоплавких металлов, представляется вакуумно-дуговой разряд, в катодных пятнах которого металл интенсивно испаряется и ионизируется [11]. Источники, работающие на таком принципе, могут создавать значительные токи ионов (вплоть до нескольких ампер) в импульсном или непрерывном режиме работы. Ионный состав плазмы определяется материалом катода, который может быть выполнен из любого, в том числе и тугоплавкого, проводящего материала. Средний заряд ионов в плазме такого источника составляет 1 - 2 для широкого диапазона материалов катода [11]. С помощью специальных методов (наложение магнитного поля на прикатодную область, подача дополнительных всплесков тока дугового разряда и др.) возможно повышение заряда ионов, но не более чем в 2 раза [79], [80].

Логичной представляется идея использования вакуумнодугового плазмогенератора для инъекции плазмы тугоплавких металлов в ЭЦР источник с целью повышения кратности ионизации металлических ионов в магнитной ловушке за счет дополнительной ионизации горячими электронами.

К настоящему моменту уже были предприняты такие попытки [81], [82], но существенного эффекта дополнительной обдирки ионов плазмы вакуумной дуги в ЭЦР разряде в этих работах достигнуто не было. Это было связано, на наш взгляд, с тем, что параметр удержания  $N_e \tau_i$  ( $N_e$  - концентрация электронов,  $\tau_i$  - время жизни ионов в ловушке), определяющий возможность образования многозарядных ионов, не достигал необходимого для многократной ионизации значения. Действительно, для нагрева плазмы в указанных работах использовались традиционные для ЭЦР источников многозарядных ионов генераторы СВЧ излучения с длинами волн сантиметрового диапазона. Соответственно, концентрация электронов  $N_e$  в этих работах не превышала  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  [6], [45].<sup>8</sup> При инжектировании плазмы вакуумной

---

<sup>8</sup> Напомним, что время жизни ионов в магнитной ловушке в традиционных ЭЦР источниках достигает нескольких миллисекунд, и значение параметра удержания превышает  $10^9 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ .

дуги в магнитную ловушку время жизни ионов в ней оказывается невелико. Дело в том, что торможение плазменной струи или захват ионов вакуумно-дугового разряда в магнитной ловушке является трудноразрешимой задачей, и  $\tau_i$ , по видимому, определяется временем пролета ионов сквозь ловушку, т.е. размером ловушки и скоростью потока плазмы, истекающей из вакуумно-дугового разряда. Скорость потока по порядку величины равна  $10^6$  см/с [11]. Таким образом, параметр удержания  $N_e \tau_i$  в экспериментах, описанных в [81], [82], не превышал  $10^8$  см<sup>-3</sup>·с (для 100 сантиметровой ловушки), а этого недостаточно для образования многозарядных ионов [6], [41].

В отличие от указанных работ, за счет использования более мощного и более коротковолнового излучения гиротрона, нам удастся проводить исследования при существенно (более чем на порядок) большей плотности плазмы. Инжекция плазмы вакуумной дуги в ЭЦР источник с накачкой излучением гиротрона позволяет надеяться на достижение необходимого значения параметра удержания и при малых временах жизни ионов в ловушке. Отметим, что, при этом, для поддержания на оптимальном, для образования многозарядных ионов, уровне температуры электронов в разряде, необходима, согласно оценкам, проведенным по методике работы [53], достаточно большая интенсивность СВЧ излучения (на уровне десятков кВт/см<sup>2</sup>).

## 2.2. ВАКУУМНО-ДУГОВОЙ ПЛАЗМОГЕНЕРАТОР

Остановимся в этом разделе несколько подробнее на устройстве и основных принципах работы вакуумно-дугового источника плазмы на примере миниатюрной пушки, специально разработанной для интеграции в ЭЦР источник. Схематичное устройство источника показано на рисунке 2.1. Источник состоит из трех электродов, - катода (1), анода (2) и поджигающего электрода (3). Внешний диаметр анода плазмогенератора равен 10 мм. Прибор работает следующим образом: источник питания плазмогенератора создает напряжение между катодом и анодом, но из-за высокой электропрочности вакуума пробоя не происходит, поэтому в необходимый момент на поджигающий электрод относительно катода подается короткий и маломощный положительный высоковольтный импульс, происходит поверхностный пробой по краю керамического изолятора (4), который, в свою очередь, инициирует вакуумно-дуговой разряд между катодом и анодом. Для вакуумно-дугового разряда в диапазоне параметров наших экспериментов характерны локально контрагированные токовые привязки дуги на катоде и диффузные на аноде.

Источники ионов этого типа функционируют благодаря аномальным ионам. Эти ионы называются аномальными потому, что движутся в противоположном законам электричества направлению - от катода к аноду, и энергии этих ионов значительно превосходят приложенный между катодом и анодом потенциал. По современным представлениям, потоки аномальных ионов образуются в результате взрывной катодной эмиссии, при которой и формируются плазменные струи, содержащие ионы материала катода [11].

Для интегрирования плазмогенератора в ЭЦР источник МЗИ потребовалась модернизация экспериментальной установки (см. рисунок 2.2). Была разработана новая система ввода СВЧ излучения в плазменную камеру, которая сочетала в себе квазипродольный по отношению к магнитному полю ввод СВЧ излучения и продольный впрыск плазмы.

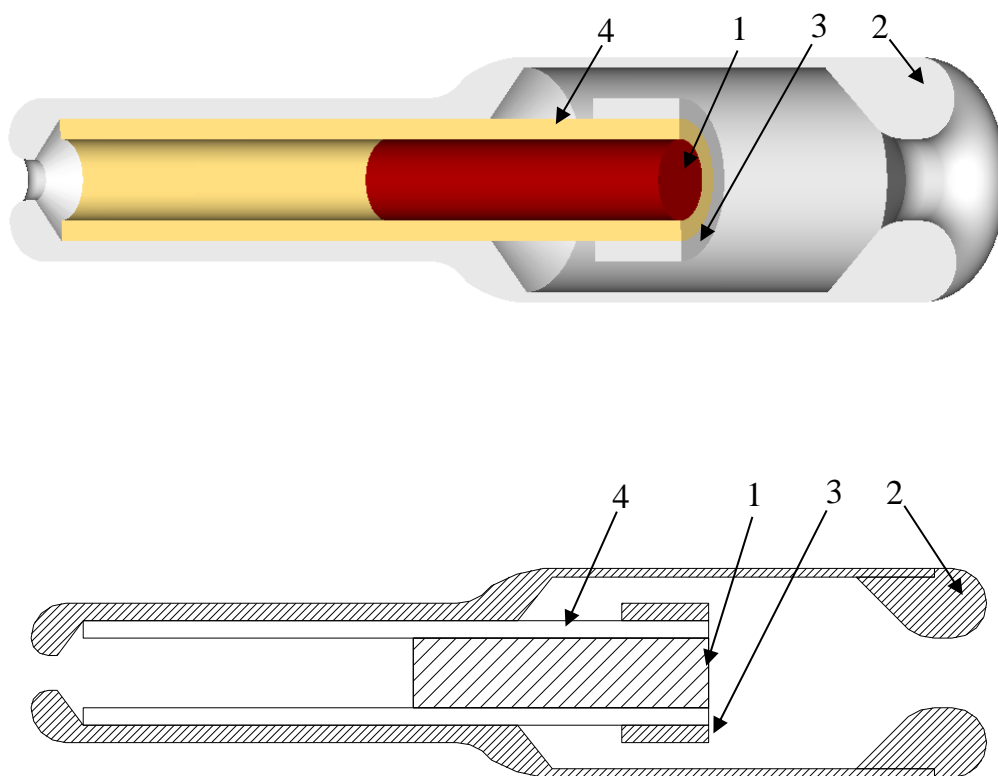


Рисунок 2.1. Схема вакуумно-дугового плазмодгенератора. 1 - катод, 2 - анод, 3 - поджигающий электрод, 4 - керамический изолятор.

Как и в предыдущей конфигурации, использовалась тефлоновая фокусирующая линза с фокусным расстоянием 20 см и апертурой 18 см. Пучок СВЧ излучения проходил через кварцевое СВЧ окно толщиной<sup>9</sup> 14.5 мм и проходным диаметром 180 мм. Линза располагалась так, чтобы сфокусированный ею пучок сходился внутри магнитной ловушки, в зоне ближайшего ЭЦР резонанса. Плазмогенератор помещался в алюминиевый конус, размеры которого выбирались исходя из следующих соображений: угол раствора конуса равен 15.7 градусов и лучи, отраженные от конуса и от внутренней поверхности трубы, фокусировались в той же точке, что и лучи не испытавшие отражения. Траектории лучей показаны на рисунке 2.3 (а). Диаметр основания конуса был выбран равным 30 мм для того, чтобы вытекающая из ловушки по магнитным силовым линиям плазма не попадала на тефлоновое окно, тем самым исключалось распыление окна и уменьшалось загрязнение плазмы посторонними примесями. Результаты расчета магнитных силовых линий в этой системе приведены на рисунке 2.3 (б).

За счет двойного переотражения угол сходимости СВЧ пучка стал в несколько раз большим, чем в первоначальной конфигурации, а размер фокальной перетяжки существенно меньшим. На рисунке 2.4 показан след СВЧ пучка на термобумаге, помещенной в фокальную плоскость описываемой системы (для сравнения см. рисунок 1.2). Можно утверждать, что, по сравнению с предыдущей системой ввода СВЧ излучения в плазму, удалось повысить плотность мощности в области ЭЦР резонанса на порядок и достичь значения  $100 \text{ кВт/см}^2$ .

Итак, система позволяла с одного торца магнитной ловушки одновременно осуществлять квазипродольный (по отношению к магнитному полю ловушки) ввод микроволнового излучения в плазму со стороны большего магнитного поля (см. также пункт 1.2.3), инжектировать металлическую плазму в ловушку по линиям

---

<sup>9</sup> Толщина окна выбиралась из соображений минимизации коэффициента отражения СВЧ волны.

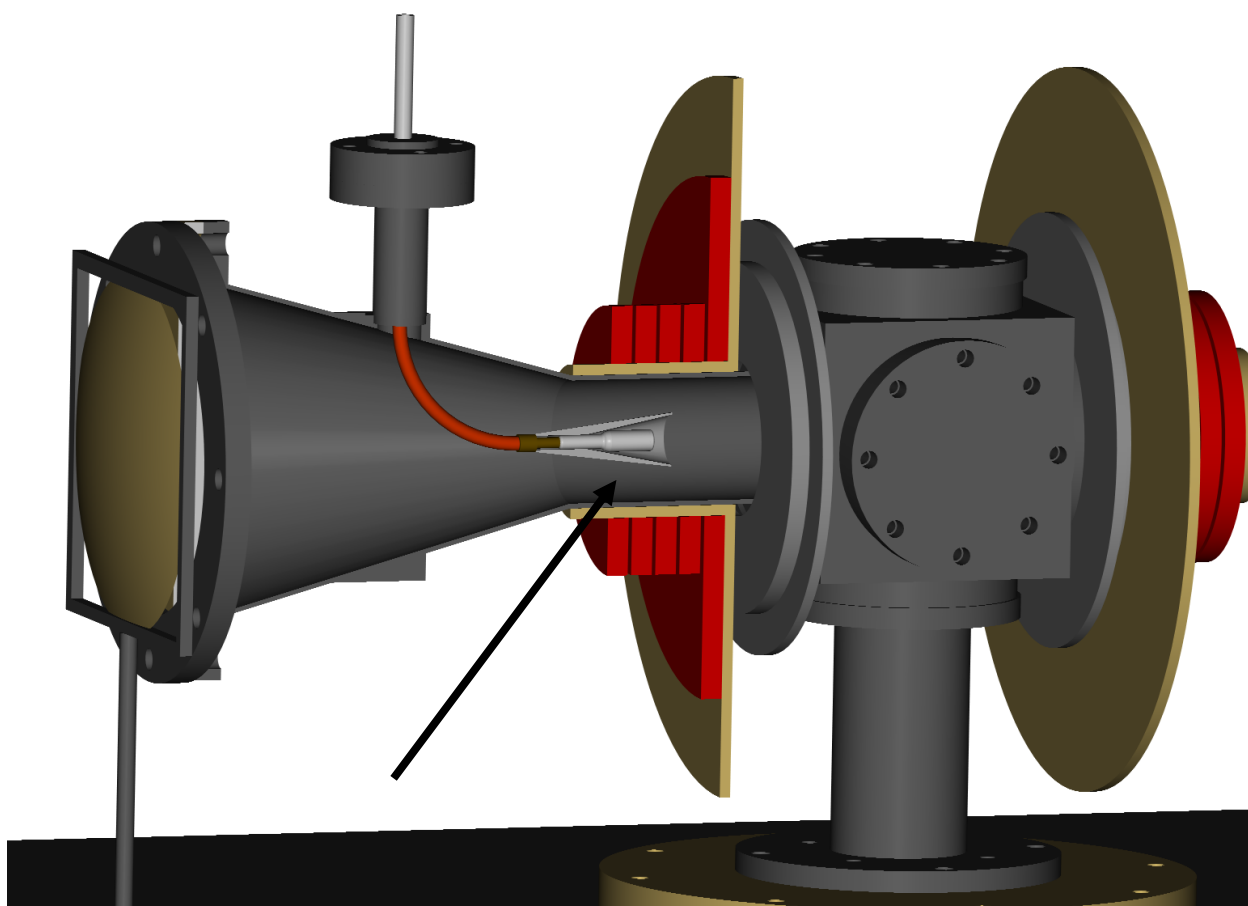
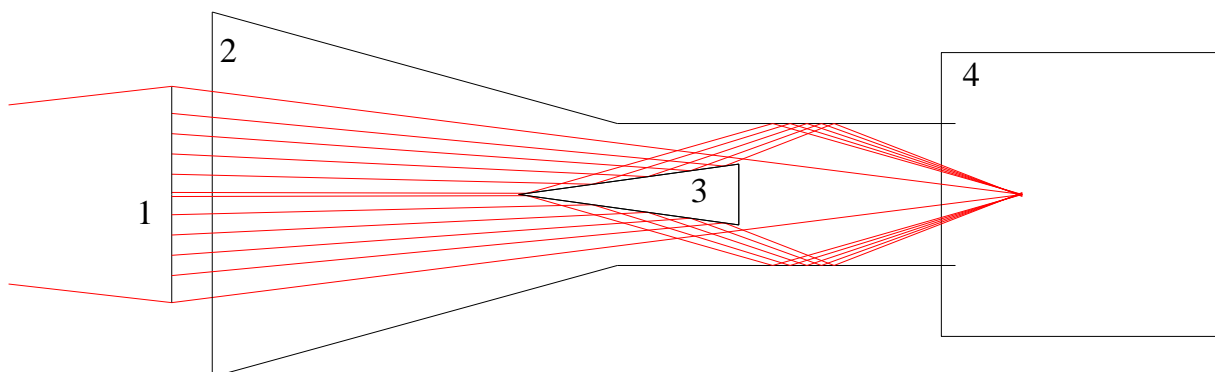
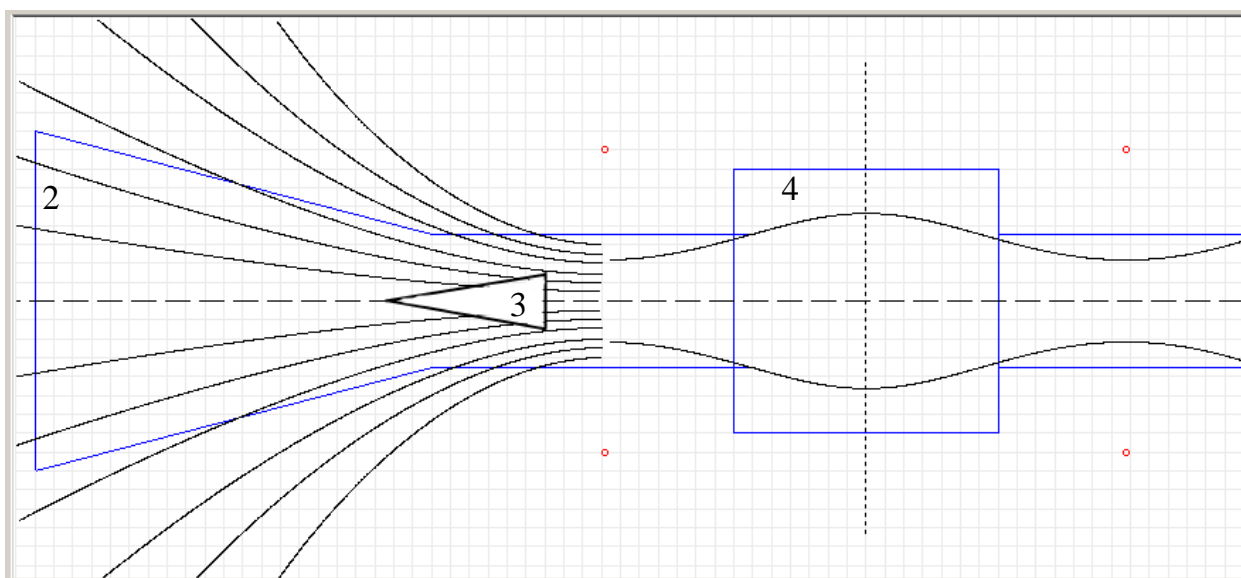


Рисунок 2.2. Схема модернизированной экспериментальной установки. Стрелкой показано расположение плазмодгенератора.



а)



б)

Рисунок 2.3. Схема ввода СВЧ излучения в экспериментах с плазмодгенератором MEVVA. (а) - лучевые траектории СВЧ пучка, (б) - линии магнитного поля ловушки. Цифрами на рисунках обозначены: 1 - линза, 2 - тефлоновое окно, 3 - конус с плазмодгенератором, 4 - разрядная вакуумная камера.



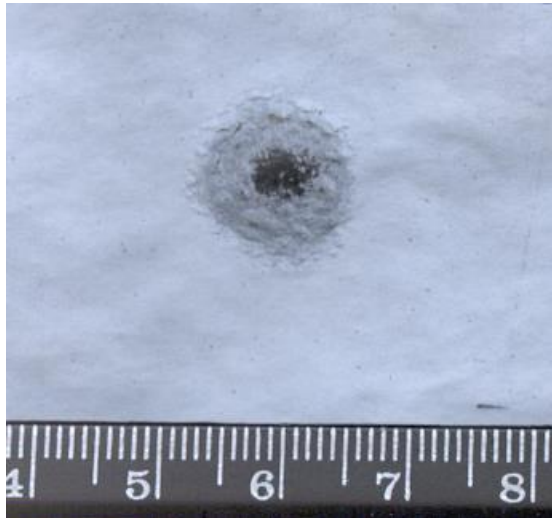


Рисунок 2.4. След СВЧ пучка на термобумаге. Внизу рисунка шкала в сантиметрах. На увлажненной бумаге остался след СВЧ пучка после пяти рабочих импульсов.

магнитного поля, изолировать входное СВЧ окно от плазмы, значительно снизив, таким образом, его распыление и загрязнение - силовые линии магнитного поля ловушки оканчиваются только на металлических поверхностях, увеличить в несколько раз плотность потока энергии волны накачки в фокальной перетяжке за счет большего угла сходимости пучка.

Источник питания плазмодгенератора обеспечивал импульс тока дугового разряда длительностью  $\sim 100$  мкс по уровню 0.5 (см. рисунок 2.5), а величина тока могла варьироваться от порога возникновения дуги (50 ампер для свинцового катода) до 3 кА. Источник питания был помещен на высоковольтную платформу (до 30 кВ), так как на анод плазмодгенератора, соединенный с разрядной камерой, при исследовании распределения ионов по зарядам подавалось высокое напряжение.

Как уже обсуждалось в начале этой главы, одним из основных параметров, определяющих эффективность предлагаемой схемы, является скорость ионов плазмы вакуумно-дугового разряда. Эта скорость, при фиксированном размере магнитной ловушки, определяет время взаимодействия горячих электронов с металлическими ионами и, соответственно, кратность ионизации этих ионов.

Известно, что у вакуумно-дугового разряда, помещенного в продольное магнитное поле, повышается напряжение горения за счет эффекта магнитной изоляции [11], вследствие этого увеличивается и энергозатрат в одно катодное пятно, и, как следует из измерений, описанных в [83], повышается скорость потока плазмы.

К сожалению, удовлетворительной теоретической модели, описывающей влияние магнитного поля на скорость ионов в вакуумнодуговом разряде, нет. Известные на данный момент результаты измерений скорости потоков ионов невозможно применить для расчетов времени пролета ионов в нашей системе, это связано с тем, что напряженность магнитного поля сильно неоднородна вдоль струи плазмы, испущенной плазмодгенератором, и величина напряженности магнитного поля заметно превосходит значения в известных нам измерениях.

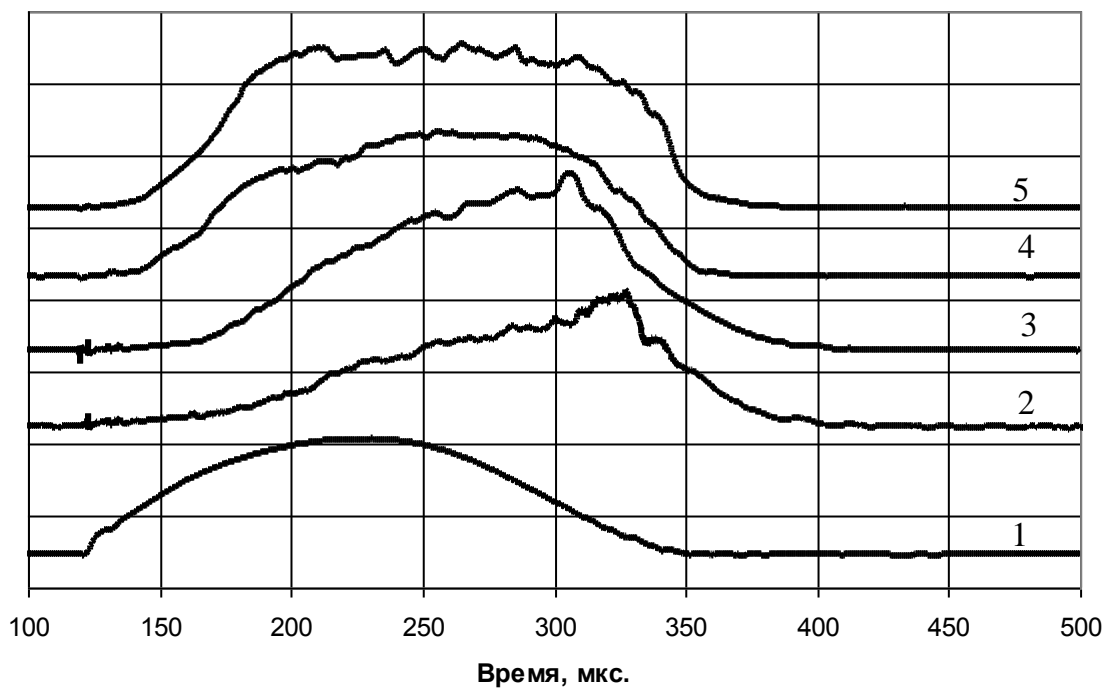


Рисунок 2.5. Оциллограммы: 1 - ток вакуумно-дугового разряда; 2, 3, 4, 5 - токи экстракции ионов при магнитных полях 0, 0.5, 1.8, 2.6 Тл в пробке магнитной ловушки соответственно. Величина тока дуги в максимуме составляет 150 ампер.

Для определения времени пролета ионов сквозь магнитную ловушку и концентрации плазмы, заполняющей ловушку, были проведены нижеописанные эксперименты. В качестве материала катода использовалась платина. Ток вакуумнодугового разряда в максимуме импульса составлял 150 ампер. Время пролета ионов сквозь магнитную ловушку, т.е. время взаимодействия горячих электронов (при ЭЦР нагреве) с плазмой вакуумно-дугового разряда, вычислялось по зарегистрированным осциллограммам тока экстракции. Одновременно регистрировалось и напряжение горения дуги. Длительность импульса тока дуги, т.е. время, в течение которого выпускались ионы, "по нулям" равнялась 200 мкс. Экстрактор устанавливался в 15 см за второй пробкой. Измерения проводились при разных величинах магнитного поля ловушки. Осциллограммы токов экстракции и ток вакуумной дуги приведены на рисунке 2.5. Видно, что при большей напряженности магнитного поля в области вакуумного дугового пробоя задержки токов в экстракторе меньше. Форма тока экстракции отличается от формы тока дуги. Прежде всего это связано с тем, что распределение ионов по скоростям является широким, ширина распределения приблизительно равна средней скорости [11], особенно отчетливо это проявляется при магнитном поле равном нулю, тогда время пролета иона до экстрактора сквозь ловушку сопоставимо с длительностью тока дуги и отчетливо видно, как быстрые ионы, испущенные в конце импульса тока, догоняют более медленные, испущенные ранее. Задержки вычислялись по смещению центра импульса. Они составили соответственно 66, 50, 29 и 34 мкс для магнитных полей ловушки 0, 0.5, 1.8 и 2.5 Тл в пробке. Полученные из этих задержек средние скорости ионов приведены на рисунке 2.6. Как и в [83], в нашем эксперименте было зафиксировано значительное увеличение напряжения горения вакуумной дуги с увеличением магнитного поля (см. рисунок 2.7), что косвенно свидетельствует об увеличении скорости плазменной струи.

Как следует из приведенных измерений, влияние магнитного поля на напряжение горения вакуумной дуги и на скорость ионов в плазменной струе имеет тенденцию к насыщению при магнитных полях более 1.5 Тл, поэтому в

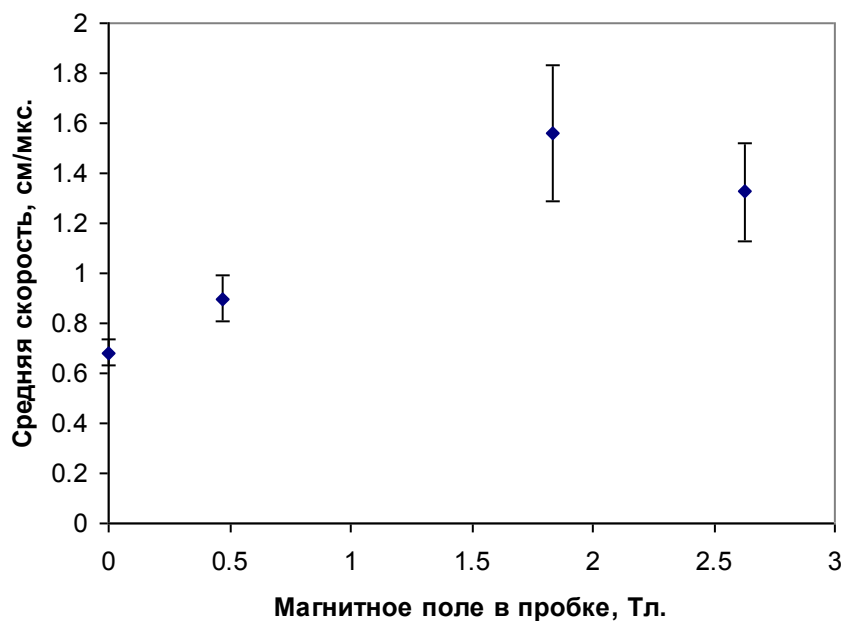


Рисунок 2.6. Средняя скорость потока плазмы вакуумно-дугового разряда в зависимости от напряженности магнитного поля в пробке ловушки. Ток дуги 150 ампер.

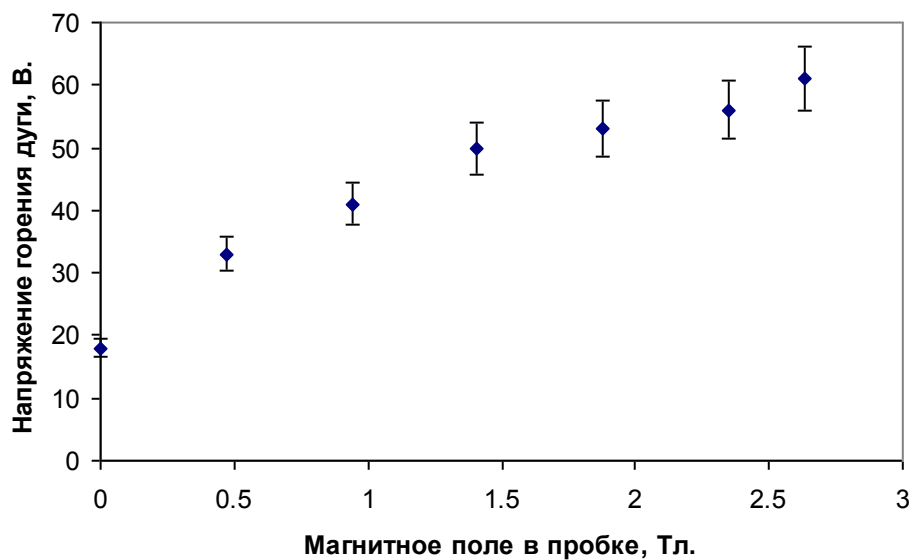


Рисунок 2.7. Напряжение горения дуги в зависимости от напряженности магнитного поля в пробке ловушки. Ток дуги 150 ампер.

условиях наших экспериментов по дополнительной ионизации ионов вакуумно-дугового разряда с ЭЦР нагревом (магнитное поле в пробке  $> 1.34$  Тл), можно считать среднюю скорость ионов платины равной  $V_{Pt} \approx 1.5 \cdot 10^6$  см/с.

Оценить концентрацию плазмы вакуумно-дугового разряда в магнитной ловушке можно по абсолютной величине тока экстракции ионов. Так, при токе вакуумной дуги 115 ампер, через отверстие плазменного электрода экстрактора диаметром  $d_{extr} = 1$  мм (т.е. через площадь  $S_{extr} = 7.8 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>) проходит ток  $I_{extr} = 2.5$  мА, следовательно, концентрация плазмы составляет  $N_e \approx I_{extr} / (V_{Pt} \cdot e \cdot S_{extr}) \approx 1.3 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, где  $e$  - заряд электрона. Если предположить растекание плазмы по силовым линиям магнитного поля, то пересчитанная в пробку ловушки концентрация будет составлять  $3.7 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. При этом измерении напряженность магнитного поля в пробке ловушки составляла 1.7 Тл, напряжение экстракции  $U_{extr}$  составляло 8 кВ. Следует отметить, что измеренный ток  $I_{extr}$  был пропорционален току вакуумной дуги и, практически, не зависел от напряжения экстракции  $U_{extr}$ .

Таким образом, получаем, что время взаимодействия ионов (для определенности - платины) с горячими электронами в ловушке составляет  $\tau_i = L_{trap} / V_{Pt} \approx 15$  мкс, где  $L_{trap} = 27$  см - длина ловушки. В то же время концентрация плазмы может регулироваться в широких пределах. Если считать оптимальной концентрацией критическую ( $\approx 2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>) для нашей частоты накачки, то параметр удержания  $N_e \cdot \tau_i \approx 3 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>с. Такой параметр удержания ионов позволяет надеяться на существенную дополнительную ионизацию металлических ионов.

### 2.3. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ ПЛАЗМЫ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РАЗРЯДА В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ С НАГРЕВОМ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ ЭЦР

Эксперименты по дополнительной ионизации ионов металлов плазмы вакуумно-дугового разряда в магнитной ловушке с нагревом электронов излучением гиротрона в условиях ЭЦР проводились как с легкоплавким (свинец) катодом, так и с тугоплавким (платина). Температуры плавления этих веществ составляют соответственно 300 и 1600 градусов Цельсия. Для регистрации распределения ионов по кратностям ионизации в системе устанавливался экстрактор и использовался анализатор ионного пучка. На разрядную камеру подавалось напряжение +3.5 кВ. При таком значении ускоряющего напряжения разрешающая способность анализирующей системы уже достаточно велика,  $\frac{q}{m} \left[ \Delta \left( \frac{q}{m} \right) \right]^{-1}$  составляет около 15, в то же время ионы исследуемых тяжелых элементов, начиная с +3, остаются в рабочем диапазоне электромагнита, поворачивающего пучок, - максимальный ток электромагнита определяется возможностями стабилизированного источника постоянного тока (см. раздел 1.3).

Распределение ионов свинца по кратностям ионизации, выдаваемое плазмогенератором, помещенным в магнитную ловушку, без СВЧ накачки приведено на рисунке 2.8. Величина среднего заряда ионов свинца  $\langle Z_{Pb} \rangle$  при этом составляет 1.3. Средний заряд ионов вычислялся по формуле:

$$\langle Z_{Pb} \rangle = (1 \cdot I_{Pb1} + 2 \cdot I_{Pb2} + 3 \cdot I_{Pb3} + \dots) / (I_{Pb1} + I_{Pb2} + I_{Pb3} + \dots), \quad (2.1)$$

где  $I_{Pb1}$ ,  $I_{Pb2}$  и т.д. сигналы анализатора (интеграл под кривой), настроенного на соответствующие ионы.

Изменение  $\langle Z_{Pb} \rangle$ , вычисленного по зарегистрированным зарядовым спектрам при варьировании одного из управляющих параметров разряда (значение тока вакуумно-дугового разряда, величина магнитного поля ловушки, вводимая СВЧ мощность), представлено на рисунках 2.9 – 2.11. Следует оговориться, что в

каждом случае, в каждом режиме работы существует своя сложная, определяемая многими факторами динамика разряда и, соответственно, распределение ионов по зарядам во время горения разряда меняется. На рисунках 2.9 – 2.11 приведены средние заряды в оптимальный, с точки зрения максимального среднего заряда ионов свинца, момент времени.

Итак, для получения максимального среднего заряда необходимо уменьшать ток вакуумно-дугового разряда до минимально возможного значения, увеличивать напряженность магнитного поля ловушки до максимально возможной величины, подбирать оптимальную СВЧ мощность.

Установив оптимальные параметры для получения наибольшего среднего заряда ионов свинца, получаем спектр, приведенный на рисунке 2.12. Ток вакуумной дуги составлял 50 ампер, магнитное поле в пробке ловушки равнялось 2.6 Тл, вводимая СВЧ мощность была на уровне 60 кВт. На спектре видны линии ионов свинца с зарядами от +3 до +7. средний заряд составляет 5.5. Также на спектре присутствуют линии примесей, в основном ионы железа и ионы остаточного газа.

В случае с платиновым катодом, мы имеем подобную картину. Характер зависимости среднего заряда ионов платины от параметров разряда практически такой же, как и в случае со свинцом. Зарядовый спектр ионов платины с максимальным средним зарядом, который удалось получить, приведен на рисунке 2.13. Ток дуги при этом равнялся 80 ампер (при меньших токах вакуумно-дуговой разряд оказывается нестабильным), напряженность магнитного поля ловушки в пробке составляла 2.6 Тл, СВЧ мощность была на уровне 60 кВт. Зарегистрированы ионы платины с кратностями ионизации от 3+ до 6+. Средний заряд составил 4.5. В плазме также присутствуют примеси железа и остаточного газа. Для сравнения, на рисунке 2.14 приведен зарядовый спектр плазмы вакуумной дуги с платиновым катодом без нагрева. Видно, что ЭЦР нагрев электронов в магнитной ловушке привел к тому, что ионы вакуумно-дугового разряда дополнительно ионизовались, средний заряд увеличился примерно в 4 раза.



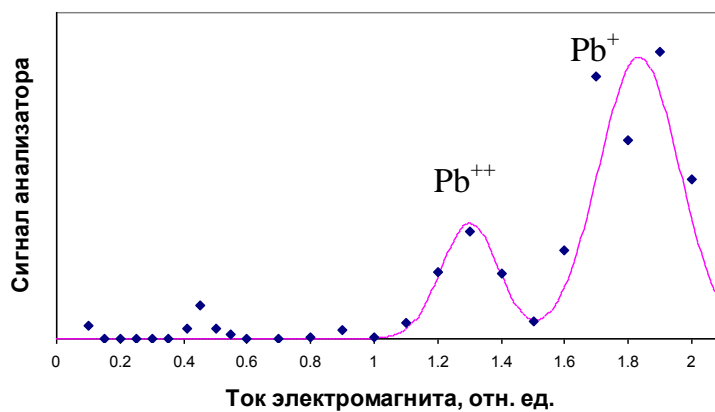


Рисунок 2.8. Распределение по зарядовым состояниям ионов свинца плазмы вакуумно-дугового разряда в магнитном поле ловушки. Ток дуги 130 ампер, магнитное поле в пробке ловушки 1.9 Тл. Распределение измерено с помощью пятиканального анализатора разлетающейся плазмы.

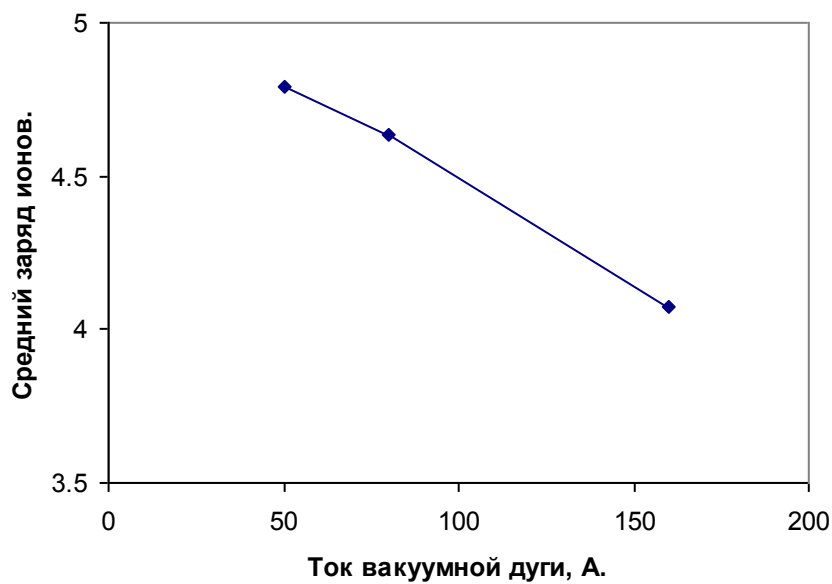


Рисунок 2.9. Зависимость среднего заряда ионов свинца от тока дуги. Магнитное поле в пробке ловушки 2.5 Тл, мощность СВЧ излучения 100 кВт.

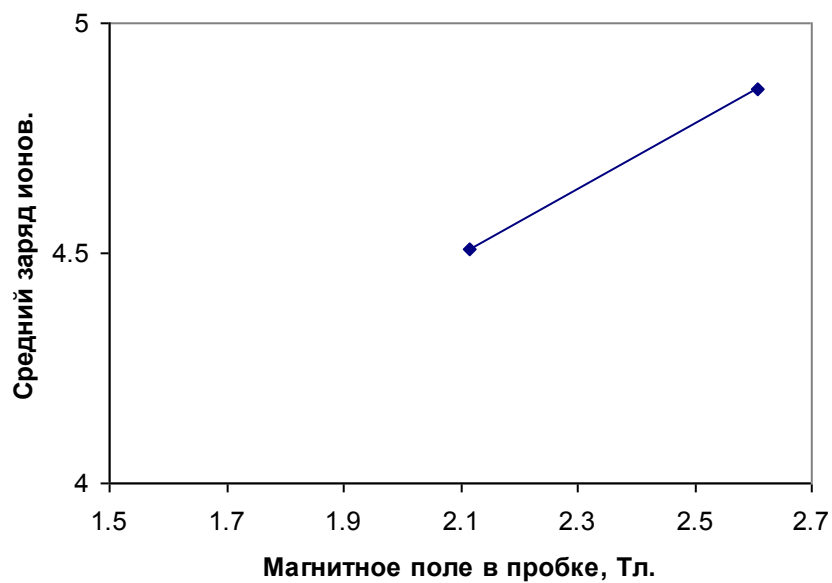


Рисунок 2.10. Зависимость среднего заряда ионов свинца, определенного по зарегистрированным линиям, от магнитного поля ловушки. Ток дуги 50 ампер, мощность СВЧ излучения 100 кВт.

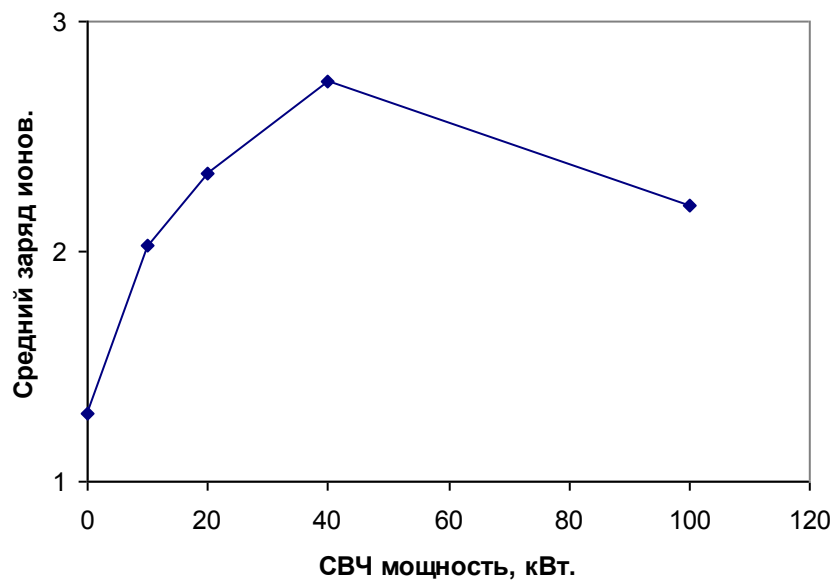


Рисунок 2.11. Зависимость среднего заряда ионов свинца, определенного по зарегистрированным линиям, от мощности СВЧ излучения. Ток дуги 330 ампер, магнитное поле в пробке ловушки 2.2 Тл.

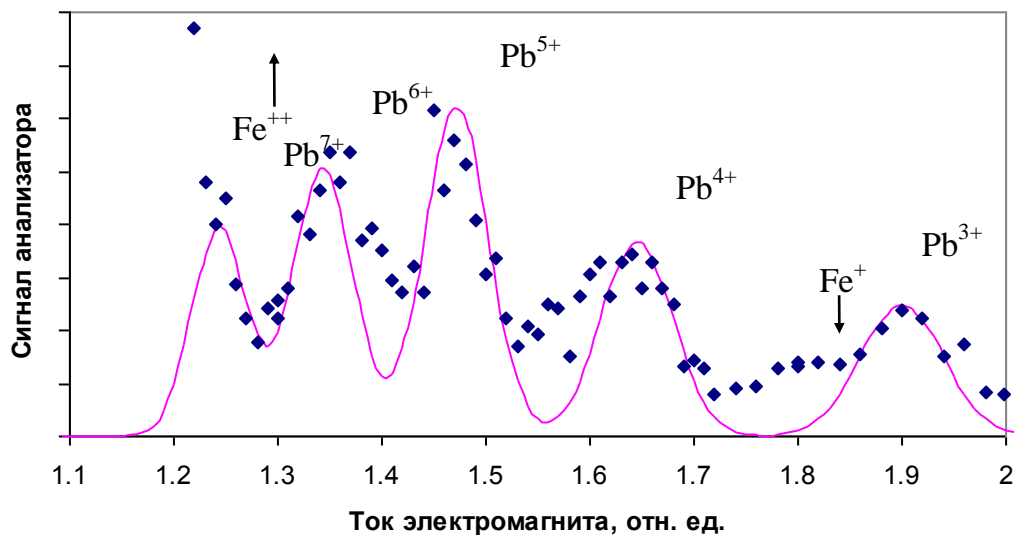


Рисунок 2.12. Распределение ионов свинца по кратностям ионизации при оптимальных параметрах. Ток вакуумной дуги составлял 50 ампер, магнитное поле в пробке ловушки равнялось 2.6 Тл, вводимая СВЧ мощность равнялась 63 кВт.

## 2.4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проанализируем полученные данные. Нагрев электронов металлической плазмы СВЧ волной в условиях ЭЦР приводит к дополнительной обдирке ионов и к повышению концентрации плазмы. Как следует из оценки, проведенной выше, плазмогенератор при токе дуги 115 ампер заполняет магнитную ловушку плазмой с концентрацией на уровне  $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , в эксперименте получается увеличение заряда ионов в 4 раза, во столько же раз увеличивается концентрация металлической фракции плазмы. Кроме того, концентрацию плазмы в значительной мере увеличивают и примеси ЭЦР разряда. В результате концентрация плазмы в ловушке может превосходить критическое значение ( $1.7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), а, при этом, нагрев электронной компоненты плазмы происходит уже не так эффективно, как в случае с докритической плотностью [84]. По-видимому, именно неэффективный нагрев не позволяет поддерживать  $T_e$  на необходимом уровне при дальнейшем росте концентрации плазмы, что, в свою очередь, приводит к ограничению среднего заряда ионов. Поэтому наименьший ток при стабильной работе вакуумно-дугового разряда (50 ампер для свинцового катода и 80 ампер для платины) является оптимальным для формирования многозарядных металлических ионов.

Не вдаваясь в подробности, отметим здесь, что увеличение магнитного поля ловушки также приводит к увеличению среднего заряда ионов (см. также раздел 1.4.2).

Увеличение мощности СВЧ накачки приводит, с одной стороны, к увеличению температуры электронов и улучшает, тем самым, условия образования МЗИ. А с другой стороны, это приводит к тому, что разряд начинает развиваться во все более удаленных от оси частях магнитной ловушки, что, в свою очередь, приводит к сильному возрастанию концентрации плазмы за счет примесей, десорбированных со стенок вакуумной камеры и захваченных из остаточного газа, и, следовательно, удельный энерговклад в плазму падает. Возможно, это и приводит к тому, что в эксперименте был получен оптимум по мощности СВЧ излучения.

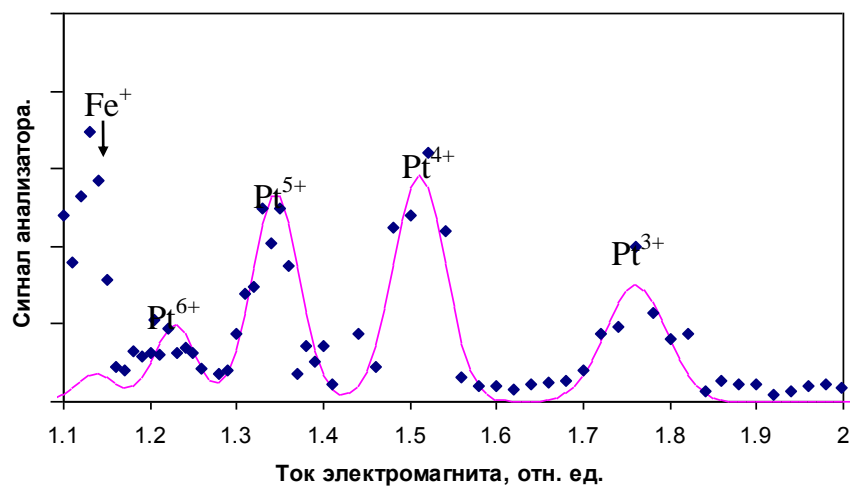


Рисунок 2.13. Распределение ионов платины по кратностям ионизации при оптимальных параметрах. Ток вакуумной дуги составлял 80 ампер, магнитное поле в пробке ловушки равнялось 2.6 Тл, вводимая СВЧ мощность равнялась 63 кВт.

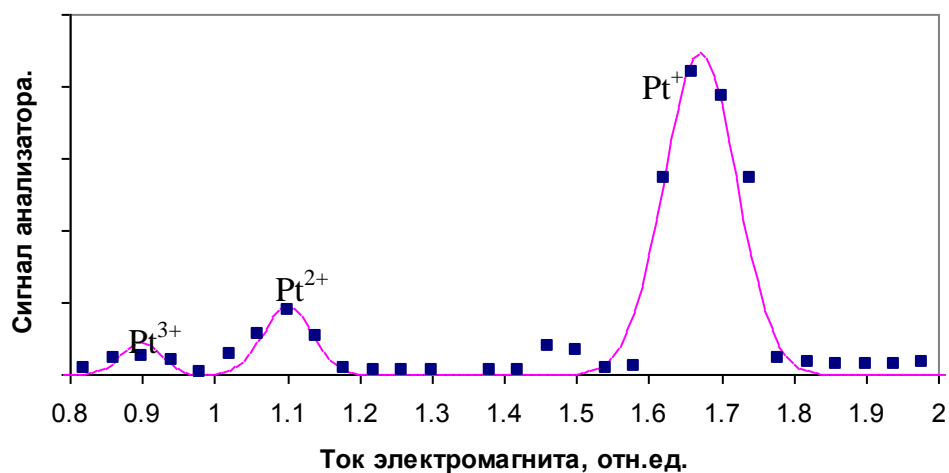


Рисунок 2.14. Распределение по зарядовым состояниям ионов платины плазмы вакуумно-дугового разряда в магнитном поле ловушки. Ток дуги 140 ампер, магнитное поле в пробке ловушки 1.3 Тл.

Как видно из масс-зарядовых спектров, приведенных на рисунках 2.12 и 2.13, в плазме вакуумно-дугового разряда присутствует довольно большое количество примесей. Главным образом, это ионы (Fe, Ni, Cr) составляющих нержавеющей стали, из которой выполнен анод плазмогенератора, и газовые ионы (H, O, N). Ионы Fe, Ni, Cr попадают в плазму, главным образом, вследствие эрозии анода, а газы, по-видимому, осаждаются на катод между выстрелами<sup>10</sup> из остаточной атмосферы [85].

Достигнутое значение параметра удержания в эксперименте  $N_e \tau_i = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \cdot 15 \text{ мкс} = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , приблизительно соответствует полученному максимальному среднему заряду ионов [6], [41]. Плотность тока ионного пучка, который можно было бы извлечь из такой плазмы, составляет  $J_e = e \cdot N_e \cdot V_{Pt} \approx 4 \text{ eA/cm}^2$ .

Удлинение магнитной ловушки должно повлечь за собой увеличение  $\tau_i$ , что тоже повышает параметр удержания. Для проверки этого утверждения была проведена дополнительная модернизация установки, а именно, плазменная вакуумная камера была удлинена, что позволило раздвинуть катушки магнитного поля и получить магнитную ловушку длиной 53 см с пробочным отношением 26.

Измерения времени пролета ионов плазмы вакуумно-дугового разряда сквозь длинную магнитную ловушку были сделаны по той же схеме, что в предыдущем случае. Результаты измерений приведены на рисунке 2.15.

---

<sup>10</sup> Установка работает с частотой повторения импульсов разряда до  $1/20 \text{ с}^{-1}$ , то есть в режиме разовых импульсов.

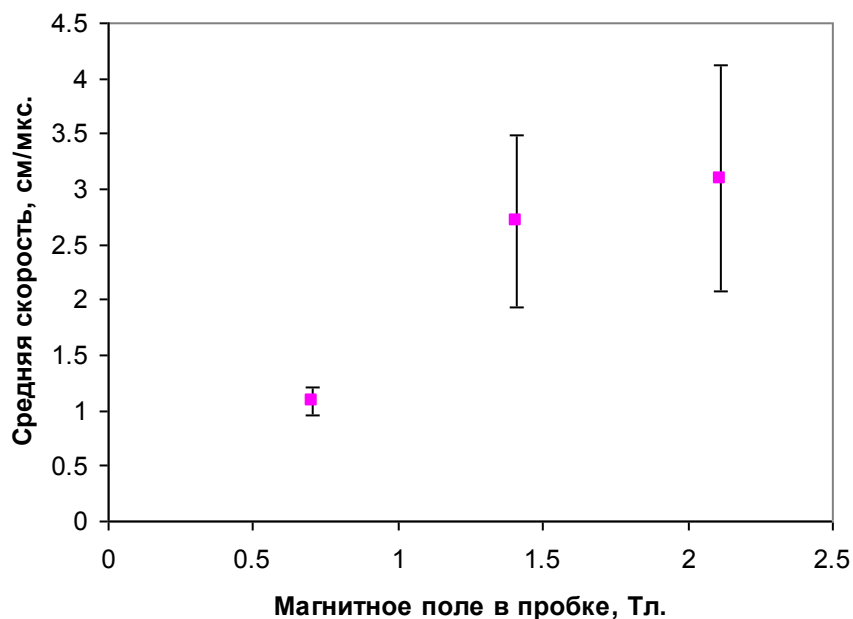


Рисунок 2.15. Средняя скорость потока плазмы вакуумно-дугового разряда в длинной магнитной ловушке в зависимости от напряженности магнитного поля в пробке ловушки. Ток дуги 150 ампер.

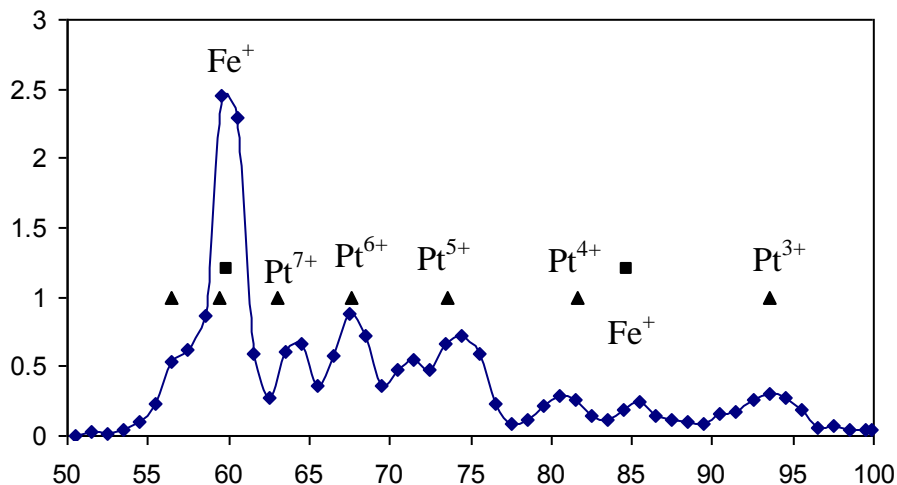


Рисунок 2.16. Распределение ионов платины по кратностям ионизации в длинной магнитной ловушке при оптимальных параметрах. Расчетное положение линий ионов платины на спектре обозначено треугольниками, железа - квадратами. Ток вакуумной дуги составлял 130 ампер, магнитное поле в пробке ловушки равнялось 2.6 Тл, вводимая СВЧ мощность равнялась 80 кВт.

Длина ловушки, т.е. расстояние, на котором измеряется средняя скорость, увеличилось вдвое, но время пролета увеличилось только с 15 мкс до 21 мкс, поэтому и вычисленная средняя скорость оказывается большей, чем в случае короткой (27 см) ловушки. Возможно, это связано с тем, что пробочное отношение в длинной ловушке было значительно больше, и плазменный поток сильно ускорялся в спадающем магнитном поле.

Тем не менее, в длинной магнитной ловушке удалось достичь более высокого среднего заряда ионов платины. Спектр ионов, снятый при оптимальных параметрах, приведен на рисунке 2.16. По сравнению с короткой ловушкой средний заряд увеличился в 1.3 раза и составил 6. На спектре отчетливо виден значительный сигнал иона  $Pt^{7+}$ , а при известной доле оптимизма можно говорить, что на спектре виден сигнал  $Pt^{9+}$ . Таким образом, экспериментально показано, что увеличение времени пролета ионов сквозь магнитную ловушку сдвигает распределение ионов по кратностям ионизации в сторону больших зарядностей.

Плотность тока ионного пучка, который можно было бы экстрагировать из нашей плазмы, также на несколько порядков превосходит плотность тока, достигаемую в существующих в настоящее время источниках МЗИ.



## 2.5. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С НАГРЕВОМ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ЧАСТОТОЙ 75 ГГц

Дальнейшее улучшение параметров источников многозарядных ионов может быть связано с увеличением частоты греющего излучения. В этом разделе описываются результаты экспериментальных исследований, в которых нагрев плазмы происходил на частоте 75 ГГц. Считается, что повышение плотности плазмы в ЭЦР разряде низкого давления ограничивается величиной близкой к критической плотности плазмы, соответствующей ленгмюровским колебаниям с частотой греющей волны [6], [45], [53]. Прежде всего это связано с сильной рефракцией излучения [86], [87]. Очевидно, - повышение частоты греющего поля позволит получить большие плотности плазмы. А повышение плотности плазмы очень важно в квазигазодинамическом режиме удержания, так как именно плотность определяет параметр удержания  $N\tau$  в этом случае. Иными словами, увеличение частоты греющего поля в два раза (75 ГГц по сравнению с 37.5 ГГц) должно увеличить предельную концентрацию в 4 раза, соответствующим образом должен увеличиться и параметр удержания  $N\tau$ . В данном разделе приведены результаты экспериментов по многократной ионизации ионов тугоплавких металлов плазмы вакуумной дуги, инжектируемой в магнитную ловушку, за счёт дополнительного нагрева плазмы мощным СВЧ излучением миллиметрового диапазона длин волн. Увеличение частоты излучения мощного электромагнитного излучения гиротрона с 37.5 ГГц до 75 ГГц позволило работать с большей концентрацией плазмы при достаточной для многократной ионизации температуре электронов. На примере платины показано, что в результате СВЧ нагрева плазмы удаётся повысить средний заряд ионов с  $2+$  до  $7+$ . При этом, максимальное зарядовое состояние ионов платины достигало  $10+$ . Полный ток ионного пучка составил 300 мА.

Главным преимуществом такого подхода является возможность повышать степень ионизации плазмы за один пролёт ионов сквозь магнитную ловушку. В исследованиях, проведённых нами ранее, была продемонстрирована возможность дополнительной ионизации ионов плазмы вакуумно-дугового разряда,

инжектируемой в магнитную ловушку [88]. В этих экспериментах для нагрева плазмы использовалось СВЧ излучение импульсного гиротрона с частотой 37.5 ГГц и мощностью 60 кВт. Для разрядной системы со свинцовым катодом было продемонстрировано существенное повышение среднего заряда ионов в плазме вакуумной дуги. Эффективность данного метода генерации многозарядных ионов подтвердилась и для плазмы тугоплавких металлов [89]–[92]. Дальнейшее увеличение кратности ионизации плазмы предполагает соответствующий рост параметра удержания, напрямую связанного с максимальной плотностью плазмы, при которой ещё возможен эффективный СВЧ нагрев. Реализация же эффективного нагрева более плотной плазмы требует соответствующего увеличения частоты микроволнового излучения.

## 2.6. РАСЧЁТ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИОНОВ ПО КРАТНОСТЯМ ИОНИЗАЦИИ

Для определения условий, при которых возможна дополнительная ионизации ионов вакуумной дуги, был проведён оценочный расчёт зарядового состава плазмы. В расчётах принималось, что скорость  $V$  пролёта ионами сквозь ловушку фиксирована и равна  $1.5 \cdot 10^6$  см/с [83], [89]. Также считались постоянными температура электронов  $T_e$  и поток плазмы из плазмодгенератора. В расчёте принимались во внимание следующие процессы: заполнение ловушки плазмой с фиксированным зарядовым распределением, ступенчатая ионизация ионов электронным ударом, потери плазмы из ловушки с фиксированным временем жизни. Система уравнений выглядит следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_0}{dt} = F_0 - k_0 \cdot N_0 \cdot N_e - \frac{N_0}{\tau} \\ \frac{dN_1}{dt} = F_1 + k_0 \cdot N_0 \cdot N_e - k_1 \cdot N_1 \cdot N_e - \frac{N_1}{\tau} \\ \dots \\ \frac{dN_i}{dt} = F_i + k_{i-1} \cdot N_{i-1} \cdot N_e - k_i \cdot N_i \cdot N_e - \frac{N_i}{\tau} \\ N_e = \sum_{i=1} i \cdot N_i \end{array} \right. \quad (2.1),$$

где  $N_0, N_1, N_2, \dots$  - концентрации атомов и ионов с соответствующим зарядом,  $N_e$  - плотность плазмы,  $\tau$  - время пролёта ионами длины ловушки, в расчётах принято равным  $1.13 \cdot 10^{-5}$  с,  $F_0, F_1, F_2 \dots$  - плотности потока инжектируемых плазмодгенератором в магнитную ловушку атомов и ионов платины. Начальный средний заряд ионов в инжектируемом потоке составлял 1.5. Задача решалась с нулевыми начальными условиями. Плотность потока энергии, необходимой для поддержания температуры плазмы, то есть мощность СВЧ излучения, поглощаемого плазмой, вычислялась как сумма выносимой электронами энергии и затрат на ионизацию. Зависимость стационарного значения средней зарядности ионов от вводимой в плазму мощности СВЧ излучения представлена на рисунке 2.17

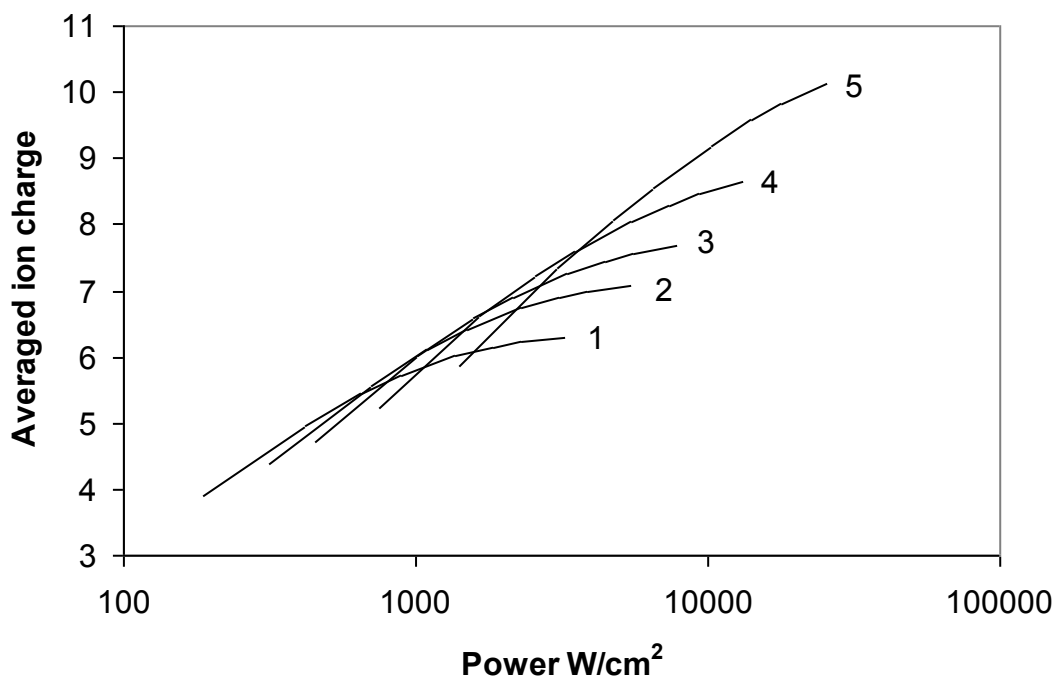


Рисунок 2.17. Расчёт среднего заряда ионов платины в плазме. Ток вакуумной дуги: 1 - 100 А, 2 - 150 А, 3 - 200 А, 4 - 300 А, 5 - 500 А.

Каждая отдельная кривая на графике соответствует определённому значению тока вакуумно-дугового плазмодогенератора. Увеличение мощности СВЧ излучения при постоянном токе разряда вакуумной дуги приводит к увеличению температуры электронов, а вместе с ней увеличивается и средний заряд ионов. Обращает на себя внимание факт существования оптимального тока разряда для получения заданной зарядности при минимальной мощности СВЧ нагрева. В реальных экспериментах увеличение концентрации плазмы в ловушке ограничено значением, соответствующим критическому для заданной частоты греющего поля. По-видимому, при достижении критической концентрации эффективность нагрева плазмы снижается из-за рефракции СВЧ волны. Результаты расчётов показывают, что в условиях наших экспериментов можно надеяться на достижение средней зарядности ионов близкой к 8+.

## 2.7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для проведения экспериментов по нагреву плазмы вакуумно-дугового разряда в магнитной ловушке в условиях ЭЦР с нагревом СВЧ излучением с частотой 75 ГГц использовался разработанный и изготовленный в ИПФ РАН гиротрон БРИДЕР-1. Основные параметры гиротрона приведены в таблице 2.1.

Параметр	Значение
частота излучения / длина волны	75 ГГц / 4 мм
Рабочая мода	TE 8.4.1
максимальная мощность излучения	400 кВт
поляризация	линейная
режим работы	импульсный
максимальная длительность импульса	1.0 мс
максимальная частота следования импульсов	1 Гц
выходное излучение	квазигауссов пучок

Таблица 2.1. Основные параметры гиротрона БРИДЕР-1.

Для проведения экспериментов по нагреву плазмы вакуумно-дугового разряда в магнитной ловушке в условиях ЭЦР с нагревом СВЧ излучением с частотой 75 ГГц потребовалось рассчитать и изготовить следующие новые

компоненты экспериментального стенда: вакуумную разрядную камеру, магнитные катушки, систему ввода СВЧ энергии, интегрированный в систему ввода СВЧ энергии плазмодгенератор.

### *2.7.1. МАГНИТНАЯ ЛОВУШКА*

Магнитное поле необходимое для выполнения условий ЭЦР при нагреве плазмы излучением с частотой 75 ГГц составляет 2.68 Т. Кроме того, опыт показывает, что величина магнитного поля во многом определяет средний заряд ионов в плазме, который можно получить. Поэтому были рассчитаны и изготовлены магнитные катушки с максимальным значением магнитного поля 5 Т. Магнитные катушки выполнены водоохлаждаемыми, что позволяет использовать их в режимах работы с частотой повторения до 1 Гц. Схема расположения витков катушки приведена на рисунке 2.18. Запитка катушек осуществлялась с использованием накопителя ёмкостью до 3 мФ и максимальным напряжением 5 кВ. Типичный импульс тока через катушки приведён на рисунке 2.19. Длительность импульса составляла 3.5 мс. За время импульса нагрева плазмы СВЧ излучением амплитуда магнитного поля изменялась не более чем на 10%. Конструкция позволяла изменять расстояние между катушками, что позволяло изменять пробочное отношение магнитной ловушки. На рисунке 2.20 приведено измеренное распределение магнитного поля на оси системы при расстоянии между катушками 6 см, а на рисунке 2.21 приведены расчётные силовые линии магнитного поля при различных расстояниях между катушками.

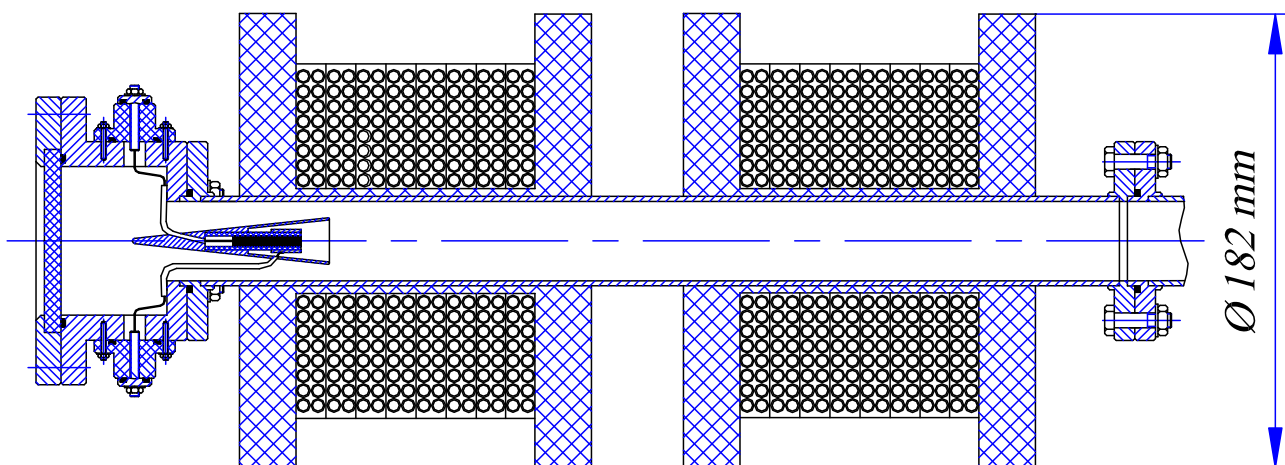


Рисунок 2.18. Схема расположения витков магнитных катушек.

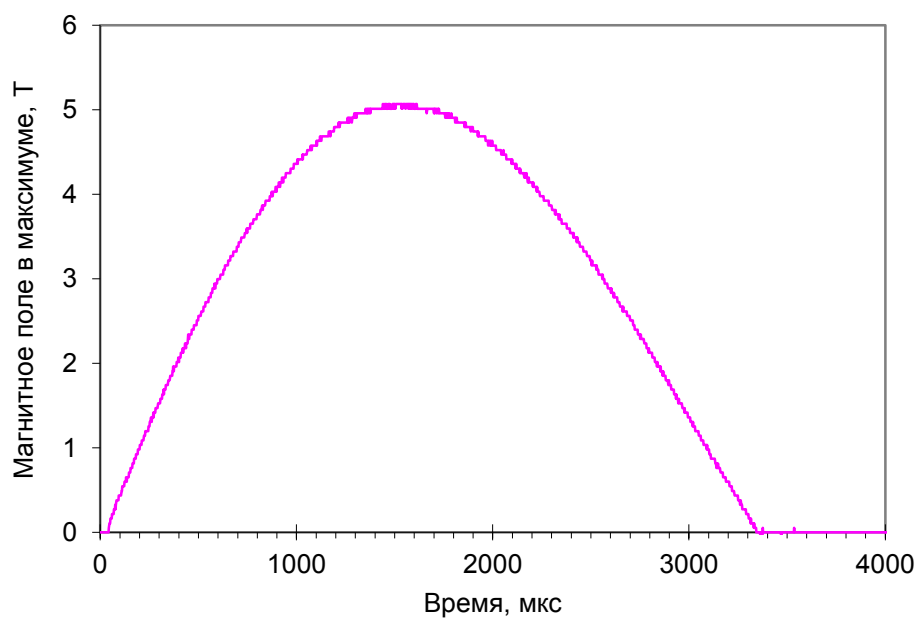
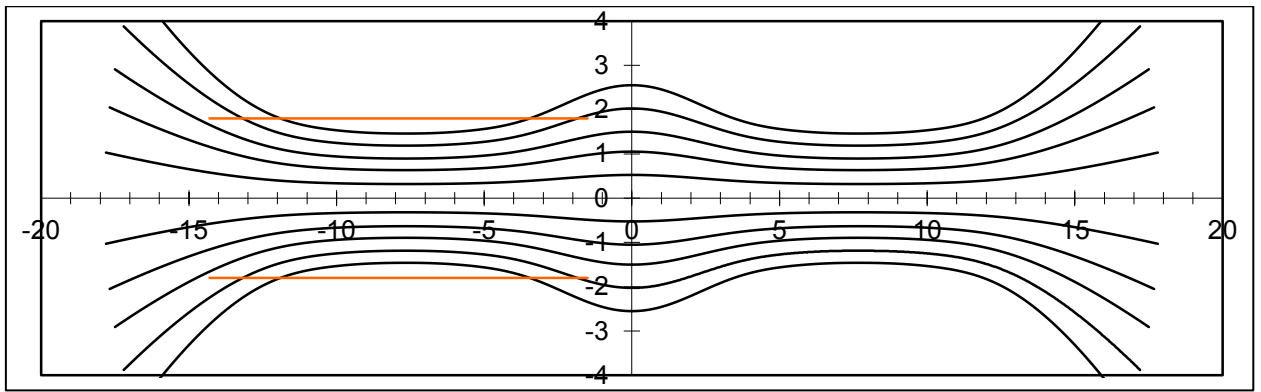


Рисунок 2.19. Напряжённость магнитного поля от времени.

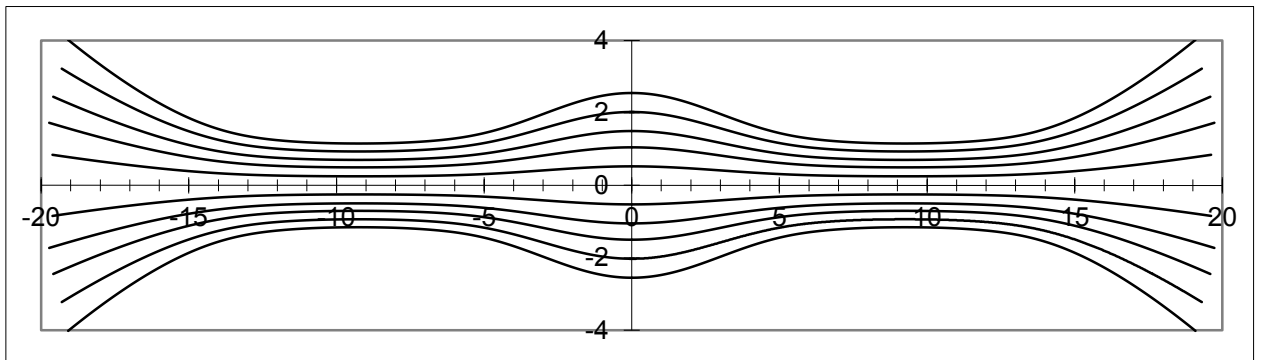


Рисунок 2.20. Измеренное распределение напряжённости магнитного поля на оси системы при расстоянии 6 см между катушками.

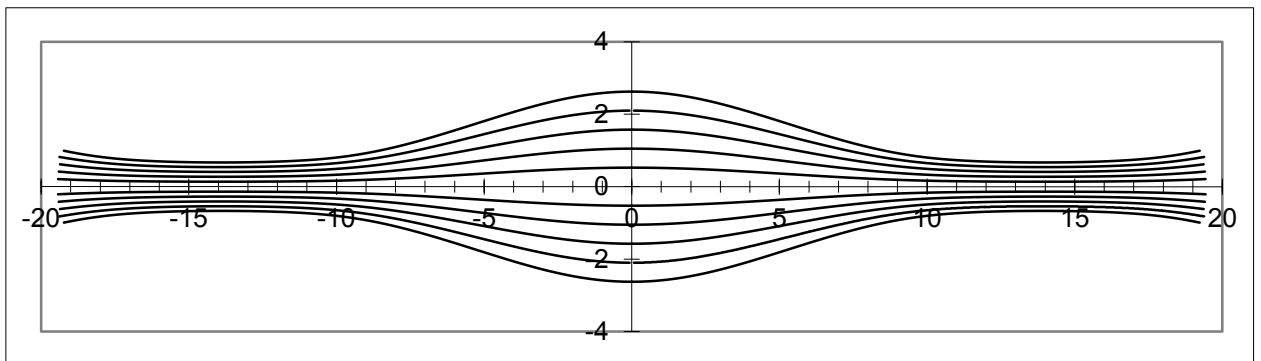




А.



Б.



В.

Рисунок 2.21. Картина силовых линий при различных расстояниях между катушками. Расстояние в сантиметрах. А - 3 см между катушками, пробочное отношение 2.6, Б - 6 см между катушками. Пробочное отношение 3.7, В - 15 см между катушками, пробочное отношение 13.1.

### 2.7.2. СИСТЕМА ВВОДА СВЧ ЭНЕРГИИ

Идеи, использованные при разработке и изготовлении системы ввода СВЧ энергии в плазму вакуумно-дугового разряда во многом те же, что и в случае нагрева плазмы излучением с частотой 37.5 ГГц (см. раздел 2.2). Система ввода СВЧ излучения в плазменную камеру сочетает в себе квазипродольный, по отношению к магнитному полю, ввод СВЧ излучения и продольный впрыск плазмы. Для фокусировки квазигауссова пучка СВЧ излучения использовалась тефлоновая линза с фокусным расстоянием 30 см и апертурой 20 см. Пучок СВЧ излучения проходил через кварцевое СВЧ окно толщиной<sup>11</sup> 11,5 мм и проходным диаметром 180 мм. Линза располагалась так, чтобы сфокусированный ею пучок сходиллся внутри магнитной ловушки, в зоне ближайшего ЭЦР резонанса.

Корпусом и одновременно анодом плазмогенератора являлся молибденовый конус, размеры которого выбирались исходя из следующих соображений: угол раствора конуса равен 7 градусов и лучи отражённые от конуса и от внутренней поверхности трубы фокусировались в той же точке, что и лучи не испытавшие отражения. Диаметр основания конуса был выбран равным 19 мм для того, чтобы вытекающая из ловушки по магнитным силовым линиям плазма не попадала на кварцевое окно, тем самым исключалось распыление окна и уменьшалось загрязнение плазмы посторонними примесями. След СВЧ пучка на термобумаге, помещённой в фокальную плоскость описываемой системы имел диаметр 5 мм. Можно утверждать, что плотность мощности в области ЭЦР резонанса превосходила 1000 кВт/см<sup>2</sup>.

Итак, система позволяла с одного торца магнитной ловушки одновременно осуществлять квазипродольный (по отношению к магнитному полю ловушки) ввод микроволнового излучения в плазму со стороны большего магнитного поля, инжектировать металлическую плазму в ловушку по линиям магнитного поля, изолировать входное СВЧ окно от плазмы, исключая, таким образом, его распыление и загрязнение.

---

<sup>11</sup> Толщина окна выбиралась из соображений минимизации коэффициента отражения СВЧ волны.

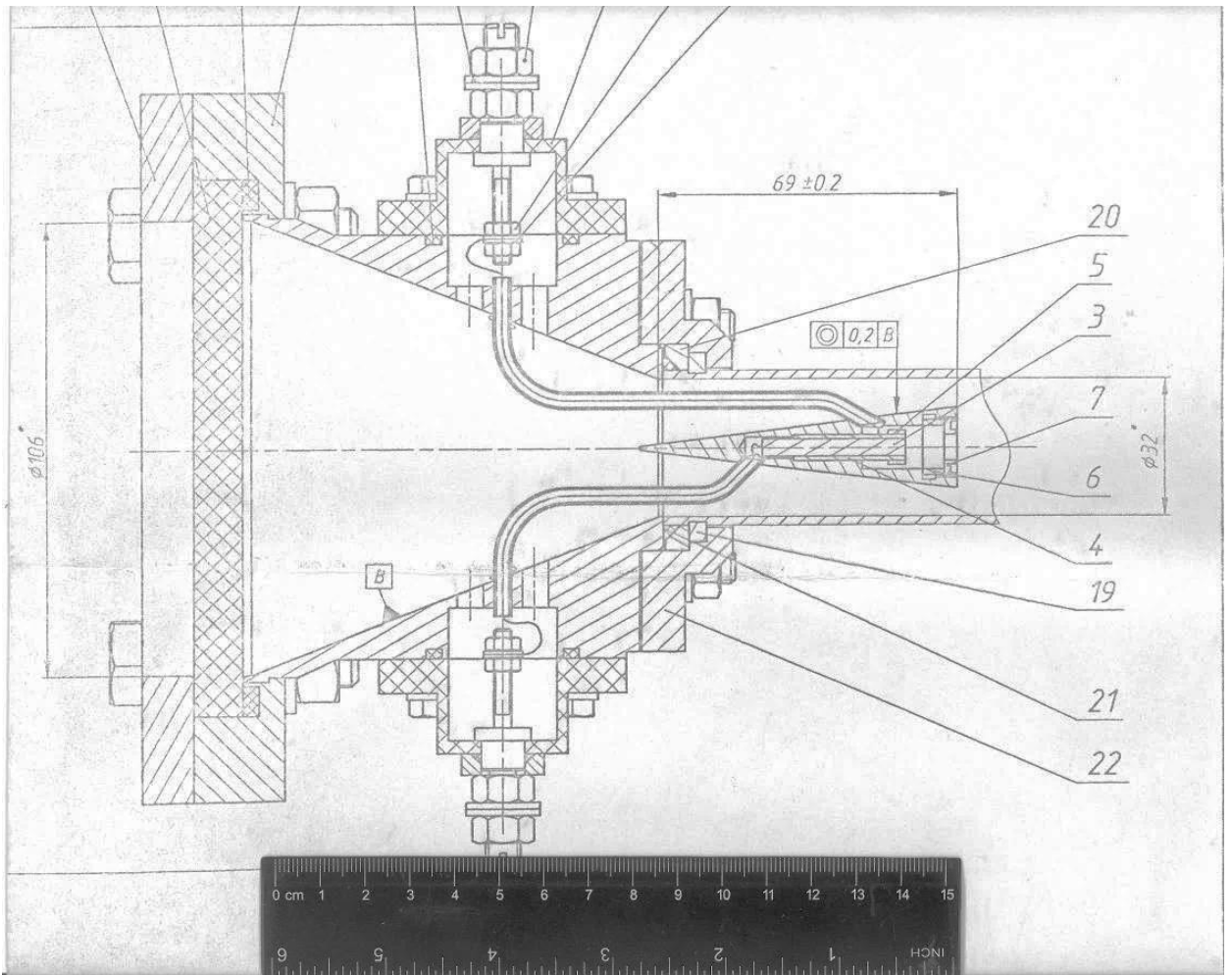


Рисунок 2.22. Чертёж СВЧ ввода с интегрированным плазмодгенератором.

### *2.7.3. ИНТЕГРИРОВАННЫЙ ПЛАЗМОГЕНЕРАТОР*

Особенностями системы инъекции плазмы были миниатюрное исполнение источника плазмы тяжёлых металлов на основе вакуумного дугового разряда и оригинальная система ввода СВЧ излучения в ловушку, препятствующая осаждению материала катода на окно ввода микроволнового излучения. Чертеж системы инъекции представлен на рисунке 2.22. Система имеет два высоковольтных ввода, выполненных на изоляторах и рассчитанных на максимальные напряжения «поджигающего» импульса (10 кВ) и импульса вакуумной дуги (1,5 кВ). При подаче поджигающего импульса длительностью 20 мкс между катодом и поджигающим электродом возникает разряд по торцу поверхности керамики, расположенной коаксиально между этими электродами. Плазма этого разряда инициирует зажигание импульсного вакуумного дугового разряда с длительностью от 100 до 500 мкс между катодом и анодом. Катодные пятна, образующиеся на поверхности катода, являются источниками плазмы материала катода, которая, проходя через отверстия в аноде, заполняет магнитную ловушку. Миниатюрная конструкция разрядной системы обеспечивала минимальное поглощение СВЧ мощности в её конструктивных элементах и предотвращала развитие на них паразитных разрядов. Общий вид экспериментальной установки схематично изображён на рисунке 2.23.

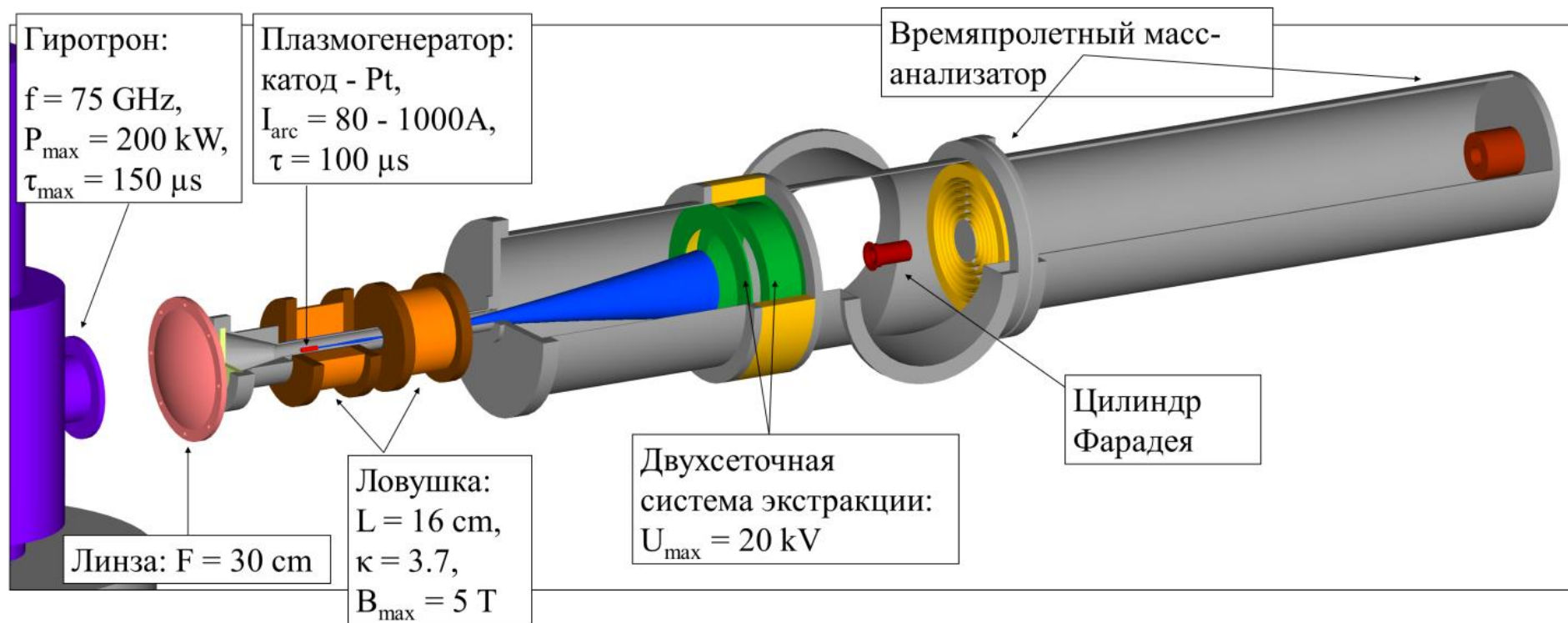


Рисунок 2.23. Схема экспериментальной установки.

## 2.8. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Ниже приведены результаты экспериментальных исследований по генерации многозарядных ионов металлов, в которых для нагрева плазмы вакуумного дугового разряда использовалось излучение гиротрона с большей частотой (75 ГГц) и с более высокой мощностью (до 200 кВт).

Эксперименты проводились на экспериментальном стенде SMIS 75. Источник питания генератора плазмы обеспечивал импульс тока дугового разряда длительностью  $\sim 100$  мкс, а величина тока могла варьироваться от 80 А до 1 кА, соответственно концентрация плазмы в ловушке была от  $2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> до  $5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Источник питания размещался на изолированной платформе, что позволяло ускорять ионы напряжением до 20 кВ. Разрядная вакуумная камера, помещённая внутри магнитной ловушки, имела кварцевое окно, через которое излучение гиротрона вводилось в область разряда, частота излучения 75 ГГц, мощность до 200 кВт, интенсивность в зоне нагрева до 200 кВт/см<sup>2</sup>, длительность импульса до 150 мкс. СВЧ излучение, взаимодействуя с электронами плазмы, значительно увеличивало их энергию, что, в свою очередь, приводило к дополнительной ионизации ионов электронным ударом. На расстоянии 55 см за второй пробкой магнитной ловушки был установлен двухсеточный экстрактор 5, предназначенный для ускорения ионов. На таком расстоянии плотность потока плазмы спадает примерно в 1000 раз и становится приемлемой для формирования ионного пучка. Дополнительное уменьшение плотности потока плазмы осуществлялось изменением коэффициента прозрачности эмиттерной сетки экстрактора. В описываемых экспериментах этот коэффициент равнялся 0.3. Ток ионного пучка и его зарядовое распределение измерялись, соответственно, с помощью передвижного цилиндра Фарадея и времяпролетного масс-анализатора.

В эксперименте максимальной эффективности дополнительной ионизации, а, следовательно, и наиболее высокого зарядового состояния ионов в плазме, удалось достичь при следующих основных параметрах установки: мощность СВЧ 200 кВт, ток вакуумной дуги 120 А, величина магнитного поля в пробке ловушки 1.4 Тл. На

гистограмме, представленной на рисунке 2.24, показано распределение ионов платины по кратностям ионизации в оптимальных для величины среднего заряда условиях. На спектре виден значительный сигнал иона Pt10+. Для наглядности на этом же рисунке приведены спектры ионов полученные в экспериментах с нагревом излучением с частотой 37.5 ГГц.

Долю примесей в спектре в этих экспериментах удалось снизить до уровня менее 10% за счёт повышения частоты повторения разрядных импульсов до 1 Гц. На рисунке 2.25 приведена характерная зависимость доли газовых ионов в спектрах в зависимости от частоты повторения разрядных импульсов. Такая зависимость свидетельствует, прежде всего, о том, что источником примесей является остаточный газ, который за время между импульсами плазмы частично осаждается на поверхностях, контактирующих с плазмой во время разрядных импульсов. Таким образом, чем меньше время между импульсами, тем меньше атомов успеет адсорбироваться на стенке, и, соответственно, меньше будет загрязнение плазмы примесями.

Полный ток пучка в этом эксперименте составил 300 мА. Измерение тока ионного пучка с помощью передвижного цилиндра Фарадея продемонстрировало, что поперечное распределение плотности тока – однородное, с точностью 10%.

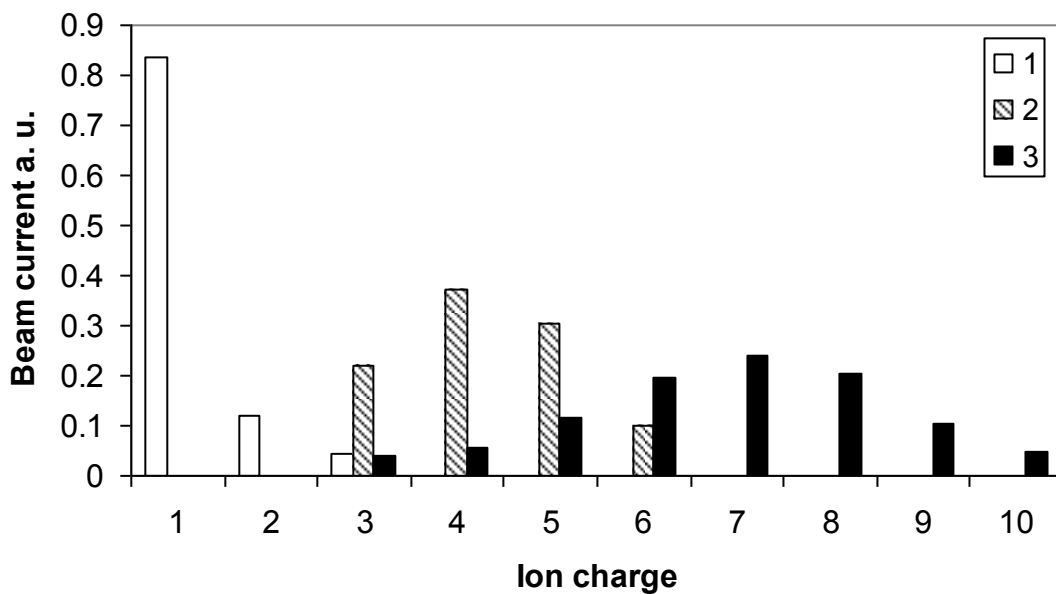


Рисунок 2.24. Распределение ионов платины по кратностям ионизации при оптимальных условиях. 1 - без СВЧ нагрева, 2 - нагрев излучением с частотой 37 ГГц, мощностью 65 кВт, 3 - нагрев излучением с частотой 75 ГГц, мощностью 200 кВт.

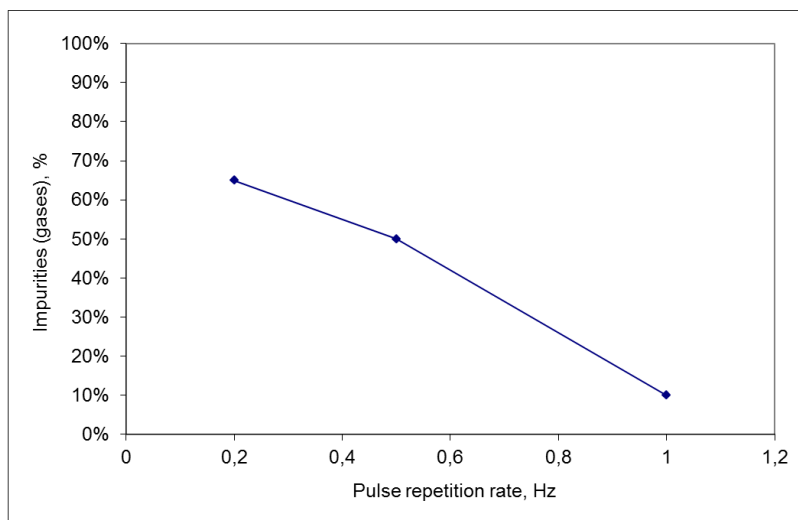


Рисунок 2.25. Зависимость доли ионов газов в спектре от частоты повторения разрядных импульсов.



## 2.9. ВЫВОДЫ ГЛАВЫ

Полученные в этой главе диссертационной работы основные научные результаты заключаются в следующем:

1. Впервые продемонстрирована возможность дополнительной ионизации ионов металлов плазмы вакуумной дуги, инжектируемой в магнитную ловушку, за счет ЭЦР нагрева электронов плазмы СВЧ излучением. Использование в экспериментах мощного коротковолнового электромагнитного излучения гиротронов позволило работать с большой (порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) концентрацией плазмы и обеспечить многократную дополнительную ионизацию. Эффект повышения кратности ионизации продемонстрирован как для легкоплавкого (свинец), так и для тугоплавкого (платина) материалов. При оптимальных параметрах эксперимента получен пучок металлических ионов со средним зарядом +7. Максимальная достигнутая кратность ионизации металлических ионов составила  $10+$
2. Установлено, что время удержания плазмы вакуумно-дугового разряда, инжектируемой в прямую магнитную ловушку, определяется пролетом ионов вдоль оси системы. При плотности плазмы в ЭЦР разряде более  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  этого времени достаточно для дополнительной многократной ионизации ионов. Исследованы характеристики заполнения магнитной ловушки плазмой при различных конфигурациях магнитного поля. Проведенные эксперименты продемонстрировали перспективность данного метода получения МЗИ тугоплавких металлов.
3. Экспериментально удалось показать перспективность данного метода получения МЗИ тугоплавких металлов. Повышение частоты греющего поля в два раза привело к существенному сдвигу распределения ионов по зарядовым состояниям в сторону больших кратностей ионизации.

4. Повышение частоты повторения следования импульсов до 1 Гц позволило снизить содержание газовых примесей в разряде, что, в свою очередь, увеличило стабильность работы источника.

Результаты, описанные в главе 2 опубликованы в научных журналах [88]–[95] и легли в основу патента [96].

## ГЛАВА 3. ИСТОЧНИК АЛЬФА ЧАСТИЦ

### 3.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Как уже отмечалось, наиболее интересным направлением развития исследований неравновесной плазмы ЭЦР разряда, с точки зрения фундаментальных знаний и перспективным для приложений, является увеличение концентрации плазмы при одновременном повышении энерговклада в плазму. Использование современных гиротронов позволяет существенно продвинуться в данном направлении. Основная идея такого метода состоит в том, что использование большей частоты греющего поля позволяет поддерживать электронную температуру плазмы на высоком уровне при большей концентрации плазмы. ЭЦР способ нагрева плазмы в магнитной ловушке является наиболее эффективным в интересующей нас области параметров, но, при этом, накладывает определённое ограничение на максимальную концентрацию плазмы  $N_e$ . Это ограничение связано с критической для заданной частоты излучения концентрацией плазмы, при превышении которой определяющими становятся явления рефракции, не позволяющие излучению достигать зоны ЭЦР резонанса. Таким образом, для повышения концентрации плазмы требуется увеличивать частоту греющего поля. В ЭЦР разрядах для качественных оценок среднего заряда ионов в плазме  $\langle Z \rangle$  можно считать, что  $\langle Z \rangle \sim N_e/N_a$ , где  $N_a$  - начальная концентрация атомов. Очевидно, что для повышения  $\langle Z \rangle$  в плазме ЭЦР разряда требуется понижать давление нейтрального газа и увеличивать концентрацию плазмы  $N_e$ . Хотя ЭЦР пробой газа низкого давления в магнитной ловушке происходит практически при любом, сколь угодно низком начальном давлении газа, для развития разряда при понижении давления требуется все большее время, что в случае импульсного режима делает невозможным организацию разряда ниже определённого порогового значения давления.

Для реализации принятой Европейской программы исследований осцилляций нейтрино «Beta Beam» необходимо создание мощных короткоимпульсных (от 10 до 100 микросекунд) пучков многозарядных ионов радиоактивных изотопов газов (гелий, неон) [97]. Использование для этого классических ЭЦР источников ионов невозможно ввиду того, что времена пробоя газа и выхода плотности плазмы на стационарный уровень существенно больше миллисекунды и, соответственно, больше необходимой длительности импульса. Один из возможных вариантов формирования мощных короткоимпульсных пучков ионов связан с использованием импульсного ЭЦР источника многозарядных ионов с квазигазодинамическим режимом удержания, время жизни плазмы в котором порядка 10 мкс. В данной главе исследуется возможность формирования короткоимпульсных пучков многозарядных ионов с высоким средним зарядом.

### 3.2. РАЗВИТИЕ ЭЦР РАЗРЯДА В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ

Скорость развития разряда в магнитной ловушке на начальном этапе определяется произведением плотности нейтральных частиц и константы скорости ионизации, зависящей от энергии электронов. Время, необходимое для нарастания концентрации плазмы в ловушке с затравочного значения до стационарного значения, определяется начальной концентрацией затравочных электронов и давлением газа в вакуумной камере. При достаточно низких давлениях, необходимых для достижения высокой кратности ионизации ионов, в случае использования импульсного источника микроволнового излучения время развития разряда может стать существенным параметром, ограничивающим пространство параметров эксперимента. Для иллюстрации этого утверждения приведём результаты экспериментов по исследованию скорости развития разряда в магнитной ловушке.

Эксперименты проводились на установке, схематично представленной на рисунке 3.1. Квазигауссов пучок вводился в камеру через кварцевое окно. Камера помещалась в магнитную ловушку типа пробкотрон с максимальным значением магнитного поля 5 Тл. Нагрев электронов осуществлялся в условиях ЭЦР. Плазма, вытекающая по магнитным силовым линиям, разрывалась двухсеточным экстрактором и ионный пучок исследовался с помощью цилиндра Фарадея и времяпролётного анализатора ионов.

Осциллограммы тока пучка ионов, извлечённого из плазмы при различных давлениях нейтрального газа в разрядной камере, приведены на рисунке 3.2. В данном эксперименте в качестве рабочего газа использовался азот. Видно, что с ростом давления время от начала СВЧ импульса до момента, когда ток пучка приобретает заметное значение, уменьшается, в то время как форма осциллограммы тока остаётся неизменной. Экспериментальная зависимость обратного времени появления тока пучка, зарегистрированного при помощи цилиндра Фарадея, от давления газа приведены на рисунке 3.3.

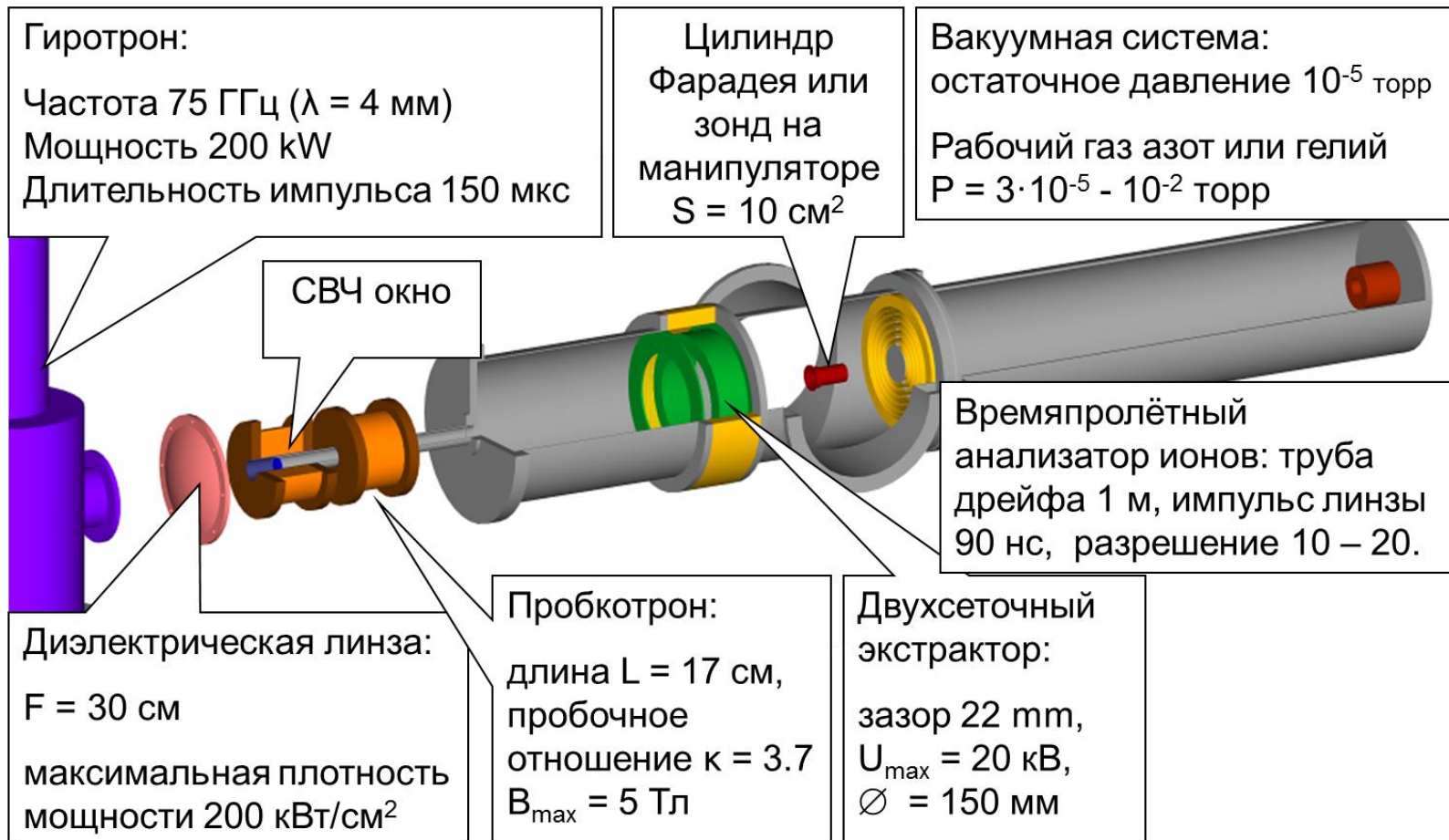


Рисунок 3.1. Схема экспериментальной установки.

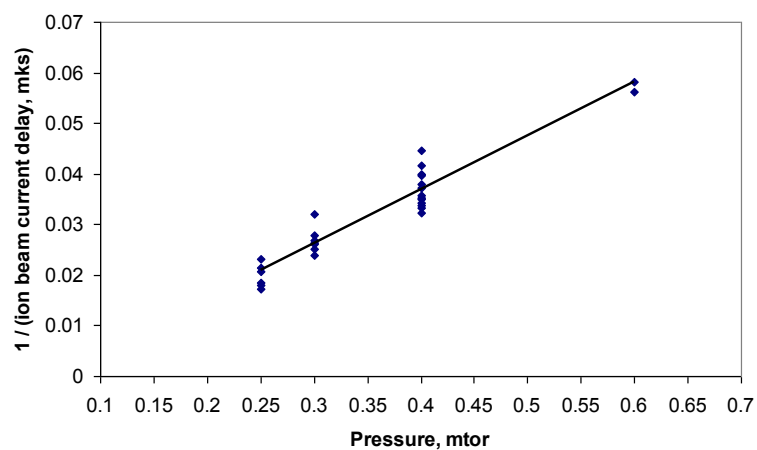
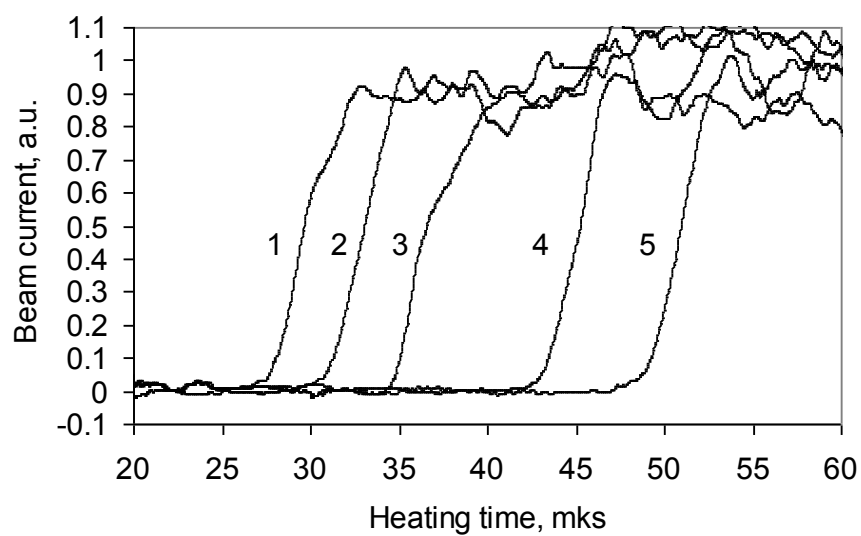


Рисунок 3.3. Зависимость обратного времени развития разряда от давления.

### 3.3. РАЗРЯДЫ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

В предыдущем разделе было показано, что для развития разряда при понижении давления требуется все большее время. В случае использования импульсного режима с длительностью импульса греющего поля 150 мкс невозможно реализовать устойчивый разряд при давлении ниже  $1 \cdot 10^{-4}$  мбар, а, следовательно, и достичь значительных кратностей ионизации ионов.

Данная проблема может быть решена за счёт быстрой предварительной ионизации газа в магнитной ловушке с сильным полем, при этом, наличие предварительной плазмы приведёт к резкому сокращению времени зажигания разряда и возможности его развития в диапазоне давления газа экспериментально недостижимом ранее. Предлагаемый подход представляется, несомненно, новым.

Для предварительной ионизации газа предполагается использовать импульсные разряды следующих типов: индукционно-связанный, с полым катодом, с плазменным катодом. Исследованию развития таких разрядов в сильном (до 5 Тл) неоднородном магнитном поле пробочной конфигурации посвящён данный раздел.

Для реализации поставленной задачи были разработаны и изготовлены разрядные системы на основе отражательных разрядов в скрещенных ЕхН полях магнетронного и пеннинговского типа, предназначенных для инициирования ЭЦР в открытой магнитной ловушке. Эксперименты показали, что разрядные системы позволяют создавать плазму при давлении менее  $10^{-4}$  мбар, а концентрация плазмы может достигать  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> при степени ионизации на уровне 10-50%. Ниже приведено описание этих конструкций.

За основу при конструировании экспериментальных камер была взята экспериментальная установка, использованная нами ранее для исследований процесса нагрева плазмы вакуумного дугового разряда СВЧ излучением гиротрона с мощностью излучения до 200 кВт и частотой излучения 75 ГГц. Она включает в



себя, помимо разрядной ячейки, магнитную ловушку, средства диагностики плазмы: систему формирования и регистрации ионного пучка и времяпролетный спектрометр для исследования зарядового состава пучка. На рисунках 2.20 и 2.21 показаны распределения магнитного поля в этой системе. На рисунке 3.4 показана модификация такой магнитной ловушки, предназначенная для инициирования пеннинговского разряда.

Пеннинговская ячейка образована полыми катодами разрядной системы, которыми являются трубы 1 и 2. Они разделены между собой капралоновым изолятором 3. На трубах размещаются соленоиды, способные создавать магнитное поле величиной до 5 Тл. Анодом является кольцо 4, выполненное из нержавеющей стали. Напуск рабочего газа осуществляется через отверстие в держателе 5 непосредственно в анодную полость.

Электроны, вышедшие с катодов, попадают в область скрещенных ЕхН полей и, удерживаясь магнитным полем, начинают осциллировать вдоль оси разрядной системы, очень медленно приближаясь к аноду за счёт столкновений с атомами газа. Образованные таким образом ионы, попадая на катоды, в свою очередь, выбивают вторичные электроны. Такой механизм горения разряда обеспечивает высокую степень ионизации рабочего газа. Обычный пеннинговский разряд способен функционировать в сильноточной форме при давлениях уровня  $10^{-4}$  Торр и напряжении несколько сотен вольт. При этом, для инициирования разряда требуется напряжение вплоть до нескольких киловольт. Ток разряда составляет от сотни миллиампер до ампера и ограничен только переходом разряда в дуговой режим горения. Концентрация плазмы в разряде, в зависимости от тока, находится в пределах  $10^{10}$ - $10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Наши предыдущие эксперименты показали, что при использовании сильного магнитного поля более 1 Тл, стабильное зажигание пеннинговского разряда в сильноточной форме горения наблюдалось при давлении менее  $3 \cdot 10^{-5}$  Торр. Таким образом, измерение характеристик разряда при использовании сильного магнитного поля в такой конфигурации электродов представляется, несомненно, интересным.

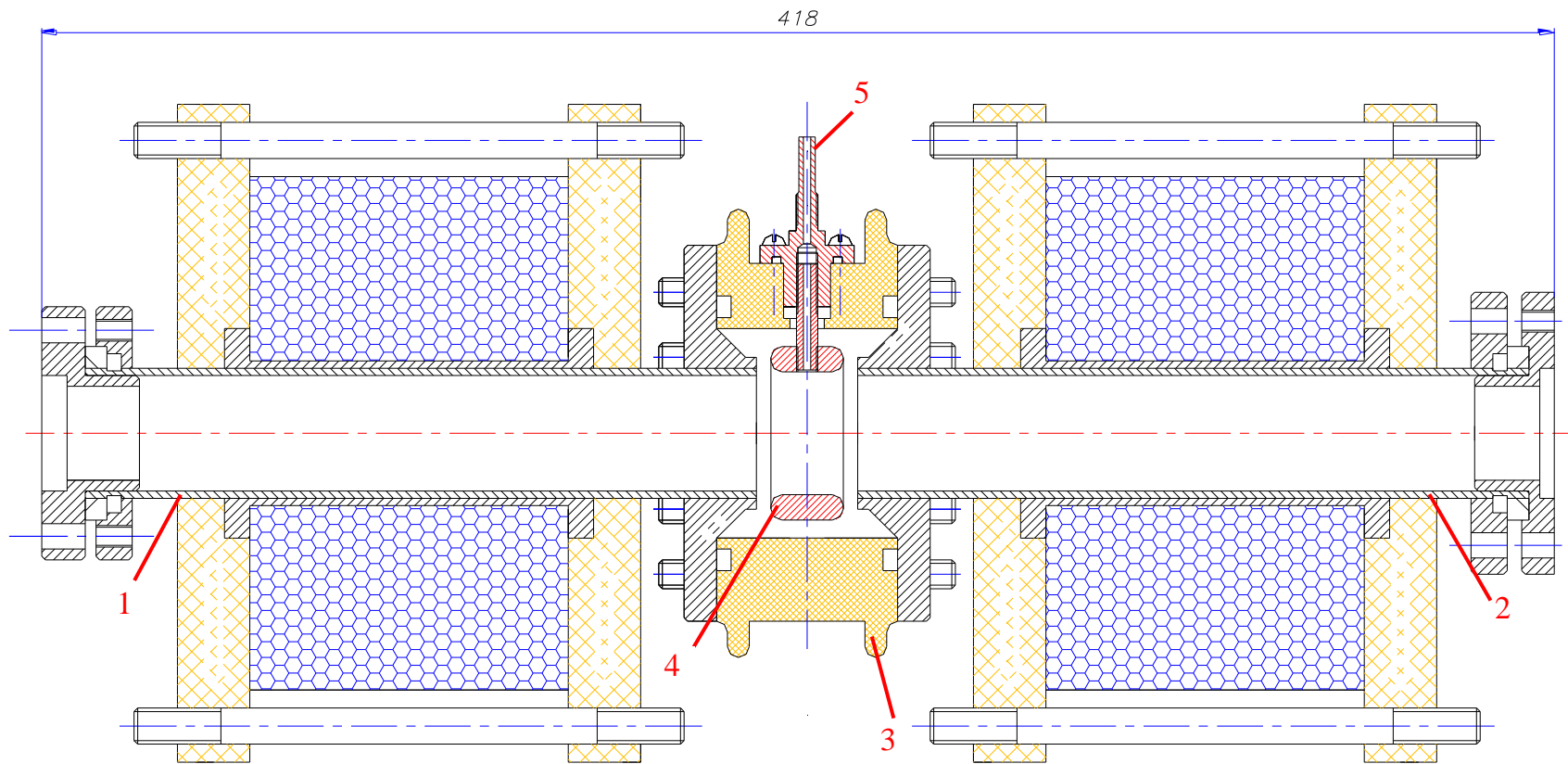


Рисунок 3.4. Пеннинговская ячейка образованная полыми катодами разрядной системы. 1 и 2 – полые катоды, 3 - капраноный изолятор, 4 – кольцевой анод, 5 - держатель.

На рисунке 3.5 представлена конструкция разрядной системы с магнетронным разрядом. Как и в предыдущем случае, катодом являются трубы 1 и 2, разделённые изолятором 3. Анодом магнетронного разряда является штырь 4, изготовленный из нержавеющей стали. Он размещается вдоль центральной оси катодной трубы и имеет диаметр 6,8 мм и длину 260 мм. От середины к обоим торцам анод сужается под конус под углом примерно 1 градус. Торцы анода скруглены. Такая конструкция анода необходима для волнового согласования с СВЧ трактом ввода излучения, чтобы обеспечить минимальное отражение мощности микроволнового потока от элементов конструкции. Магнетронный разряд также относится к тлеющим разрядам в скрещенных  $E \times H$  полях и его механизм образования плазмы, условия токопрохождения и параметры близки к разряду Пеннинга. Отличие только в том, что электроны в магнетронном разряде осциллируют в магнитном поле между катодом и анодом по циклоиде. Конфигурация электродов, использованная нами в конструкции, представленной на рисунке 3.5, когда анод располагается внутри трубчатого катода, называется «обращённый магнетрон». Для стабильного инициирования такого разряда обычно используется магнитное поле около 0,01 Тл, и, поэтому, исследование влияния полей уровня более 1 Тл также необходимо.

На рисунке 3.6 и рисунке 3.7 приведены ещё две разработанные нами конструкции разрядных систем на основе пеннинговского и магнетронного разрядов. Конфигурация электродов в них полностью повторяет конструкции представленные на рисунке 3.4 и рисунке 3.5. Особенностью этих систем является использование более высоковольтного изолятора 1, позволяющего подавать на анод, при необходимости, напряжение до 20 кВ. Кроме того, система дополнена вспомогательным патрубком 2. Через него можно вести дополнительную откачку разрядной камеры или вести визуальные наблюдения за горением разряда, а также вводить зонды для измерения параметров плазмы.

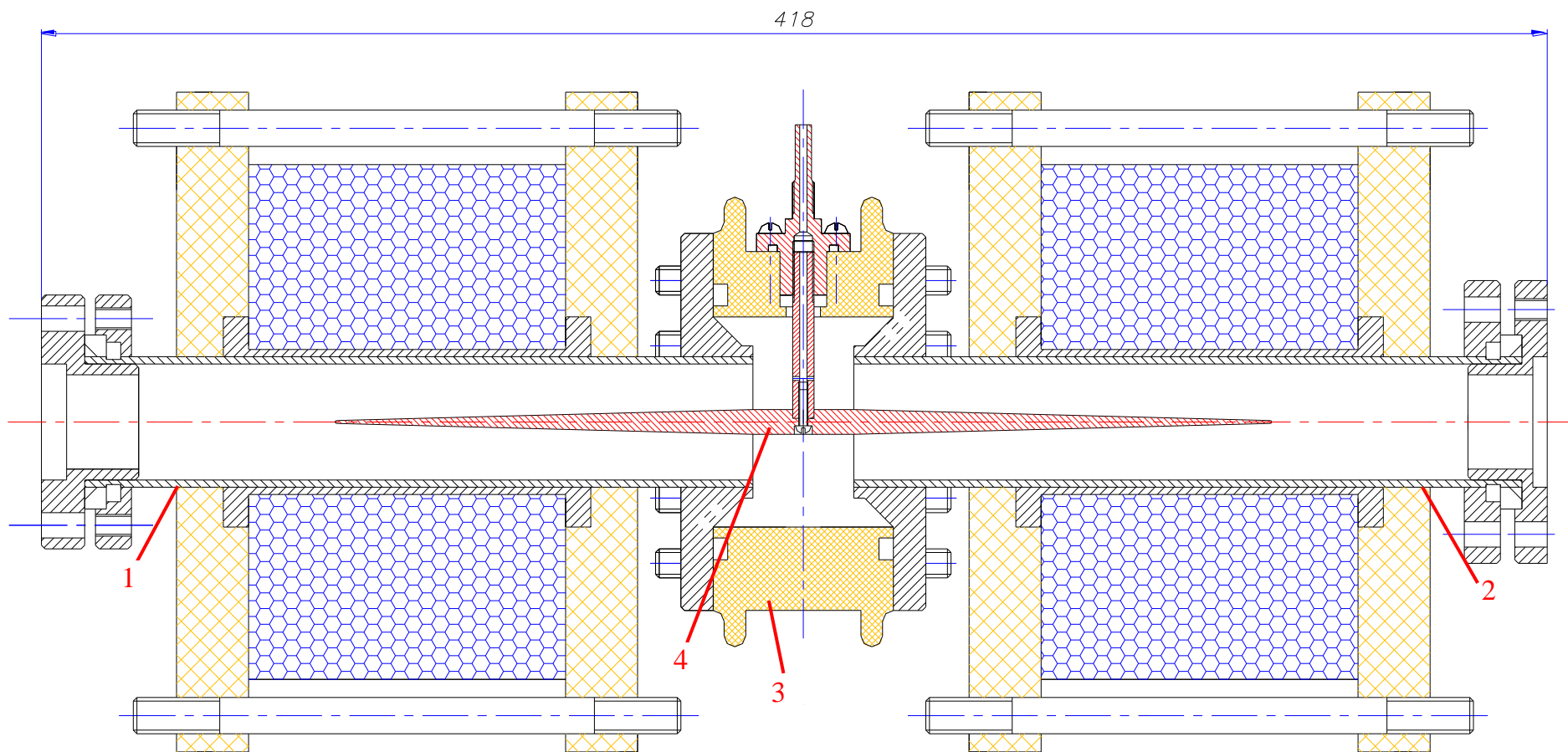


Рисунок 3.5. Конструкция разрядной системы с магнетронным разрядом. 1 и 2 - катоды, 3 – изолятор, 4 – анод.

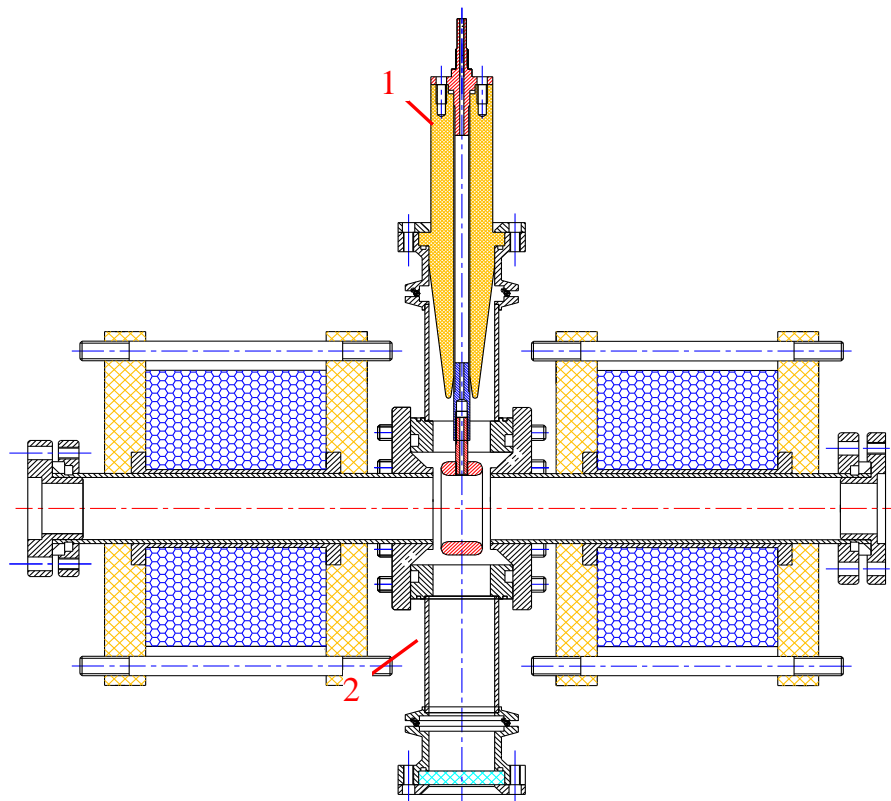


Рисунок 3.6. Пеннинговская разрядная система. 1 – изолятор, 2 - патрубок.

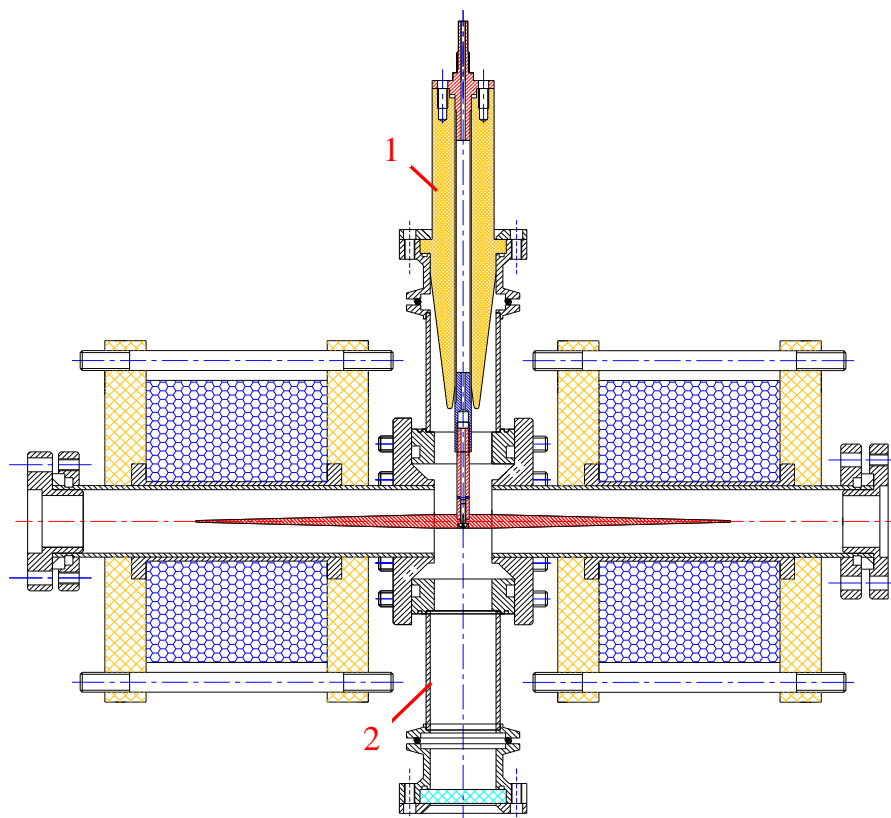


Рисунок 3.7. Магнетронная разрядная система. 1 – изолятор, 2 - патрубок.

Таким образом, были разработаны и изготовлены 4 конструкции разрядных систем на основе отражательных разрядов в скрещенных ЕхН полях. Системы предназначены для инициирования ЭЦР разряда в открытой магнитной ловушке.

Разряд пеннинговского типа является наиболее подходящим для наших целей. Первый ключевой особенностью разряда пеннинговского типа является возможность горения в сильном магнитном поле, - чем выше магнитное поле, тем лучше условия для горения разряда. Второй ключевой особенностью разряда пеннинговского типа является то, что все его электроды находятся на периферии магнитной ловушки и не влияют на ЭЦР разряд.

Рассмотрим принцип работы разряда пеннинговского типа. Положительное напряжение, до 15 кВ, прикладывалось на кольцевой анод с использованием ёмкости 0,5 мкФ. Как только импульс магнитного поля ловушки достигал определённого значения, зажигался тлеющий разряд и ловушка была заполнена плазмой. Напряжения 5 кВ и магнитного поля в пробках ловушки 1 Т, как правило, было достаточно для зажигания разряда. Разряд зажигался в ловушке при очень низких давлениях (около  $3 \cdot 10^{-5}$  мбар) для всех исследуемых газов (Ar, N<sub>2</sub>, He) и стабильно горел с током 2 А. Оценки свидетельствуют о высокой степени ионизации газа в разряде пеннинговского типа. Степень ионизации достигала 50% для гелия при минимально возможном давлении. Система питания пеннинговского разряда обеспечивала плотность плазмы  $N_e$  до  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Плазма разряда была проанализирована с помощью времяпролетного анализатора, измеряющего зарядовый спектр ионного пучка, извлечённого из магнитной ловушки при токе пучка в несколько миллиампер и ускоряющем напряжении 20 кВ. Пример спектра для аргона показана на рисунке 3.8. Отметим, что в пеннинговском разряде максимум в распределении ионов по зарядовым состояниям попадает на Ar<sup>3+</sup> с максимальным зарядом спектра Ar<sup>5+</sup>. Оценки показывают, что такое распределение ионов по зарядам соответствует температуре электронов в плазмы около 20 эВ. Заметной степени многократной ионизации в разряде пеннинговского типа в гелии достигнуто не было. Средний заряд ионов  $\langle Z \rangle$  в пучке ионов гелия составлял от 1 до 1,15.

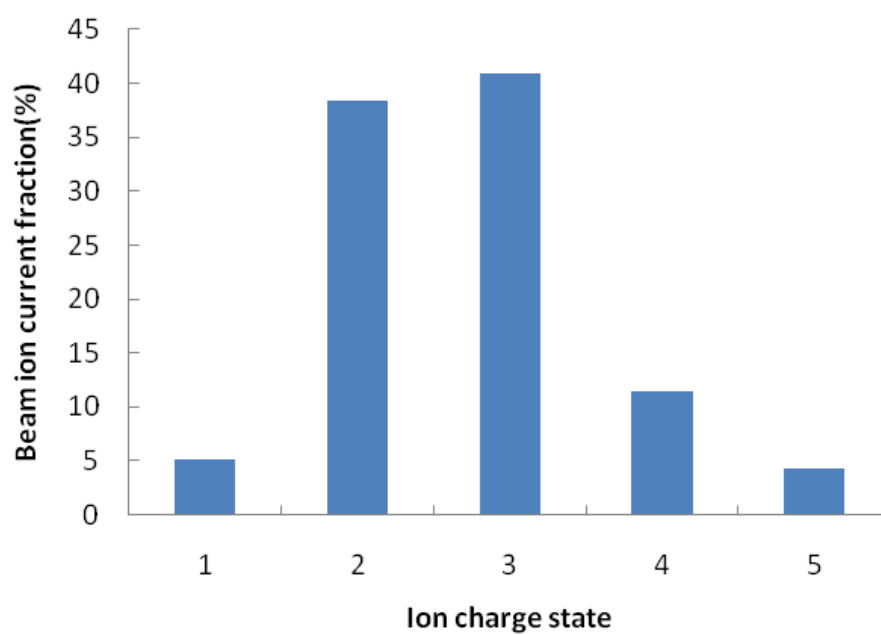


Рисунок 3.8. Распределение ионов аргона по зарядовым состояниям в пучке, извлечённом из плазмы пеннинговского разряда.

### 3.4. СРЕДНИЙ ЗАРЯД ИОНОВ В ЭЦР РАЗРЯДЕ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ ГАЗА

Использование предварительной ионизации газа с помощью пеннинговского разряда значительно снизило пороговое значение давления существования ЭЦР разряда, что дало возможность работать при более низком давлении, ранее недостижимом. В качестве рабочего газа использовали Гелий. Проведенные эксперименты показывают, что максимальный средний заряд  $\langle Z \rangle$  может быть достигнут при минимальном давлении. На рисунке 3.9 показана временная зависимость среднего заряда ионов гелия. По горизонтальной оси отложено время от начала СВЧ-нагревающего импульса. Разряд пеннинговского типа был уже хорошо развит до начала импульса греющего излучения и обеспечивал плотность плазмы в ловушке около  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , при начальном давлении газа  $5 \cdot 10^{-5}$  мбар. Расчётная температура электронов  $T_e$  составляла около 20 эВ. Степень ионизации была 30-50%. Средний заряд ионов в плазме составлял около 1.1. Введение микроволнового излучения в плазму приводило к значительному ЭЦР-нагреву электронов и постепенно увеличивало  $\langle Z \rangle$  за счёт ионизации ионов и атомов электронным ударом.

На рисунке 3.9 приводится  $\langle Z \rangle$  ионов гелия с течением времени от начала ЭЦР-нагрева для двух различных давлений. Очевидно, что больший  $\langle Z \rangle$  может быть достигнут при более низком давлении. Обе кривые были записаны для СВЧ-мощности 150 кВт и длительности импульса нагрева 800 мкс. Как видно из рисунка, накопленные за время нагрева электроны удерживаются в ловушке и продолжают ионизовывать ионы и атомы после окончания СВЧ импульса. Удалось реализовать  $\langle Z \rangle$  ионов гелия равным 2, это означает, что плазма в ловушке состояла из ядер гелия и электронов. Ток выведенного пучка в данном случае составлял несколько единиц миллиампер. Измерение тока производилось с помощью цилиндра Фарадея, расположенного после системы экстракции.

Типичный масс-спектр пучка, извлечённого из плазмы, показан на рисунке 3.10. Верхняя кривая – осциллограмма сигнала пропорционального высокому напряжению на затворе времяпролетного масс-спектрометра; нижняя кривая – сигнал коллектора масс-спектрометра (только небольшое количество водорода наблюдалось в спектрах, за исключением гелия, другие примеси зарегистрированы не были).



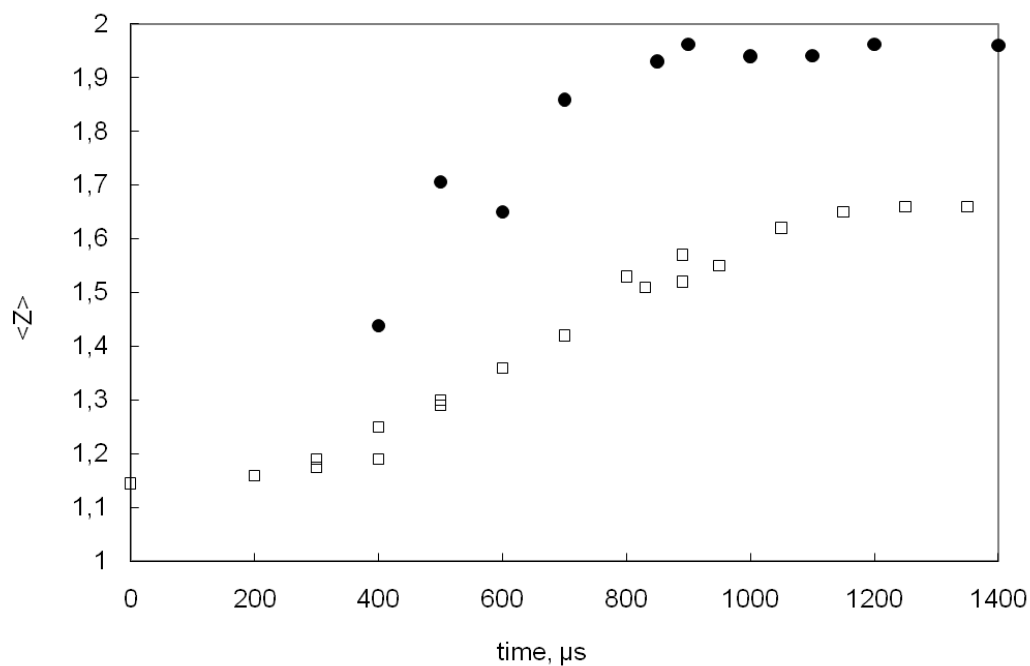


Рисунок 3.9. Средний заряд ионов гелия от времени с начала импульса греющего излучения. Черные кружки - давление  $8 \cdot 10^{-5}$  мбар, квадраты – давление  $1.7 \cdot 10^{-4}$  мбар.

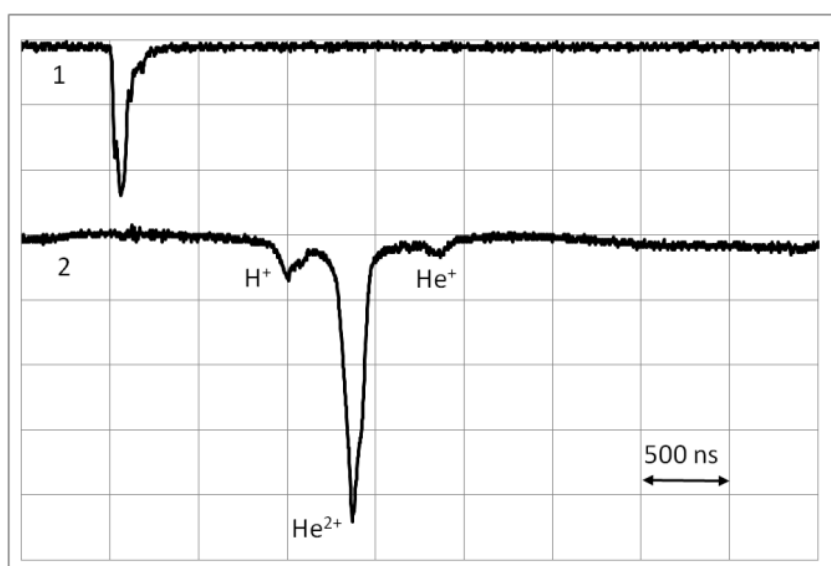


Рисунок 3.10. Типичный масс-спектр пучка, извлечённого из плазмы. Верхняя кривая – напряжение на затворе время-пролетного масс-спектрометра; нижняя кривая - сигнал коллектора масс-спектрометра. Временной масштаб 500 нс/дел.

На рисунке 3.11 показана зависимость  $\langle Z \rangle$  гелия от подводимой СВЧ мощности. На рисунке представлены две кривые для разного времени от начала импульса СВЧ-нагрева. Черные квадраты и сплошная линия соответствуют моменту 1400 мкс, кружки и пунктирная линия соответствуют моменту времени 900 мкс. Давление  $6 \cdot 10^{-5}$  мбар. Из рисунка видно, что  $\langle Z \rangle$  насыщается, начиная с уровня мощности 100 кВт. Кроме того, из графиков понятно, что при большей СВЧ мощности достигается более быстрое увеличение  $\langle Z \rangle$ .

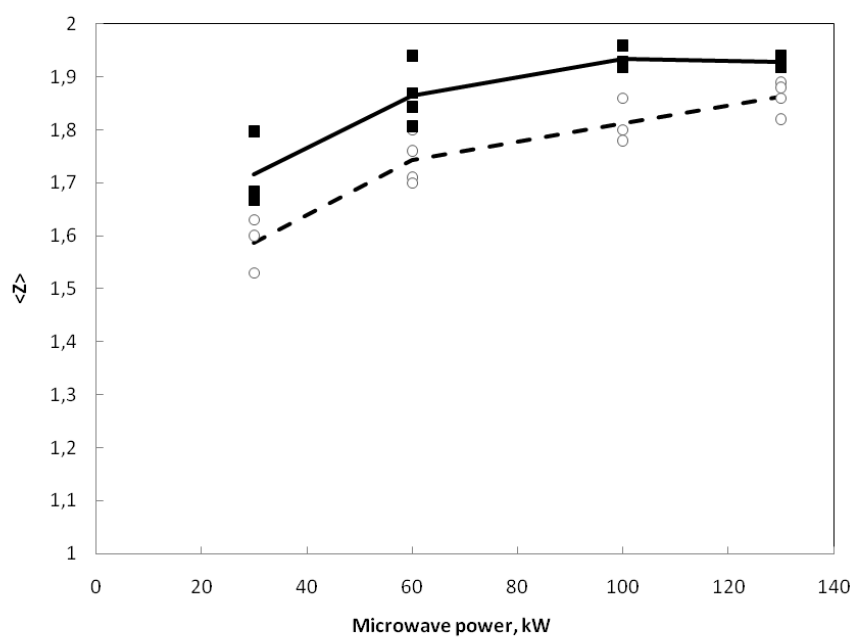


Рисунок 3.11. Средний заряд ионов гелия в зависимости от мощности греющего поля в разные моменты времени от начала импульса СВЧ излучения. Черные квадраты и сплошная линия в момент времени 1400  $\mu\text{s}$ , кружки и штриховая линия в момент времени 900  $\mu\text{s}$ . Давление  $8 \cdot 10^5$  мбар.

### 3.5. ВЫВОДЫ ГЛАВЫ

Проведены исследования ионного состава плазмы импульсного ЭЦР разряда при низком (ниже пробойного при заданной длительности импульса) давлении в условиях сильной предварительной ионизации газа с помощью непрерывно горящего разряда пеннинговского типа. Продемонстрирован существенный сдвиг распределения ионов по кратностям ионизации в сторону больших зарядностей. Так, в случае использования гелия в качестве рабочего газа, получена плазма, состоящая из полностью "ободранных" ионных остовов – альфа частиц и электронов. Средний заряд ионов в плазме равнялся 2. Благодаря непрерывно горящему разряду пеннинговского типа между импульсами ЭЦР разряда, удается избавиться от большей части примесей в разряде.

Результаты, описанные в этой главе опубликованы в [98]–[100].

## ГЛАВА 4. ИСТОЧНИК МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### 4.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Одним из перспективных применений ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением миллиметрового диапазона длин волн, является использование его в качестве источника ультрафиолетового излучения для проекционной литографии высокого разрешения. Речь, в основном, пойдет об излучении в спектральной полосе  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$ . В русскоязычной литературе излучение с такой длиной волны традиционно относят к диапазону мягкого рентгеновского излучения (МРИ), а в англоязычных источниках такое излучение называют экстремальным ультрафиолетовым излучением (extreme ultraviolet light). В данной работе будем придерживаться термина «мягкое рентгеновское излучение».

Согласно эмпирическому закону Мура [101], описывающего интенсивное развитие электроники в последние 50 лет, количество транзисторов, размещаемых на кристалле интегральной схемы, удваивается каждые 24 месяца. Размеры самих транзисторов, соответственно, уменьшаются и для производства интегральных схем требуются технологии литографии все более высокого разрешения.

В настоящее время в мире ведутся интенсивные исследования, направленные на создание источника излучения для проекционной литографии высокого разрешения с длиной волны 13.5 нм. Такая длина волны задана в стандартах развития отрасли [12] что, отчасти, обусловлено развитием оптических элементов для данной длины волны [13]. В наиболее эффективных источниках излучения используется линейчатое излучение многозарядных ионов олова (более 100 линий излучения ионов олова с зарядом от +6 до +11 попадают в указанный диапазон). В основном, для получения такой плазмы используются установки с мощными лазерами или с различного типа пинчами (см., например, книги [14], [15], современный обзор [16]).

Установки, использующие для генерации экстремального ультрафиолетового излучения импульсное излучение CO<sub>2</sub> лазера, работают следующим образом. Излучение лазера при низких давлениях остаточного газа (в глубоком вакууме) фокусируется на специально сформированный поток капель олова с размерами меньше 1 мм. Момент влета очередной капли в фокус оптической лазерной системы синхронизируют с моментом включения короткого лазерного импульса. Параметры взаимодействия (интенсивность и длительность импульса излучения, размеры капель) подбирают так, чтобы образовалось облако многократно ионизированной плазмы, причем кратность ионизации была оптимальной для генерации мягкого рентгеновского излучения в заданном диапазоне, таким образом, получают «точечный» с характерными размерами 50 – 100 мкм, быстро (со скоростью ~10<sup>6</sup> см/с) расширяющийся источник мягкого рентгеновского излучения. Излучающую область - фокус оптической системы CO<sub>2</sub> лазера совмещают с фокусом первого (параболического или эллипсоидального) рентгеновского зеркала системы рентгеновской оптики, обеспечивая тем самым спектральную фильтрацию и формирование направленного излучения в виде параллельного или сходящегося в промежуточный фокус пучка излучения [102]– [104].

Другой разновидностью плазменных источников МРИ излучения являются разрядные источники, в которых создание и нагрев плазмы осуществляется с помощью электрического разряда. Нагрев плазмы до нужной температуры в таких источниках происходит благодаря использованию пинч-эффекта, когда разрядная плазма начинает сжиматься под действием собственного магнитного поля, что приводит к повышению ее температуры до десятков и сотен эВ. Основными преимуществами подобных источников является относительно высокий уровень общего КПД, они имеют малые габариты и массу, а также существенно дешевле лазерных [105], [106].

Наряду с ощутимым прогрессом в этом направлении, у разрабатываемых схем есть ряд недостатков, которые не позволяют считать проблему создания источника экстремального ультрафиолета решенной. Прежде всего, отметим

проблемы, связанные с малым ресурсом работы источника, с загрязнением элементов оптической системы распыляемыми веществами, с бомбардировкой поверхности зеркал быстрыми ионами. Поиски новых источников МРИ остаются актуальными в настоящее время.

В данной главе описывается альтернатива существующим схемам, - мы предлагаем источник мягкого рентгеновского излучения на основе плазмы нагреваемой СВЧ излучением. В разделе 4.2 описываются результаты исследований ЭЦР разряда в газах, как источника МРИ; в разделе 4.3 описаны результаты исследований плазмы вакуумно-дугового разряда в парах олова, дополнительно нагреваемого в условиях ЭЦР излучением гиротронов, как источника МРИ; в разделе 4.4 описывается результаты моделирования плазмы и обсуждаются возможные перспективы построения точечного источника МРИ с высокой яркостью.

## 4.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЦР РАЗРЯДА В ТЯЖЕЛЫХ ГАЗАХ КАК ИСТОЧНИКА МЯГКОГО РЕНГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Неравновесная плазма ЭЦР разряда является эффективным источником излучения в области мягкого рентгена. Излучение плазмы может лежать в области 100 ангстрем, в этом диапазоне лежит линейчатое излучение многозарядных ионов, возбуждаемых электронным ударом.

В этом разделе описываются эксперименты по исследованию мягкого рентгеновского излучения плазмы импульсного ЭЦР разряда, возбуждаемого в прямой осесимметричной магнитной ловушке излучением гиротрона миллиметрового диапазона длин волн. В ходе этих экспериментов, в частности, были найдены условия, оптимальные для генерации МРИ с  $\lambda \sim 100 \text{ \AA}$  разрядом в аргоне, измерена абсолютная спектральная интенсивность рентгеновского излучения в указанном диапазоне, определена эффективность трансформации СВЧ излучения гиротрона в мягкий рентген.

Эксперименты проводились на установке, общая схема которой приведена на рисунке 1.1. Подробное описание экспериментальной установки приведено в разделе 1.2. В описываемых в данном разделе экспериментах источником мощного СВЧ излучения служил гиротрон ( $f_{\text{СВЧ}} = 37.5 \text{ ГГц}$ , линейная поляризация,  $\tau_{\text{СВЧ}} = 1 - 1.5 \text{ мс}$ ,  $P_{\text{СВЧ}} = 130 \text{ кВт}$ ). Нагрев плазмы осуществлялся на первой гармонике гирочастоты ( $\omega_{\text{СВЧ}} = \omega_{\text{се}}$ ) при продольном, по отношению к силовым линиям магнитного поля ловушки, вводе СВЧ мощности. Расстояние между магнитными пробками ловушки составляло 25 см, пробочное отношение равнялось 3.4. Импульс магнитного поля ловушки имел длительность 13 мс. В качестве рабочего газа использовался воздух, технический кислород  $\text{O}_2$  и чистый аргон  $\text{Ar}$ . Диапазон рабочих давлений составлял от  $p \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ Торр}$  до  $p \approx 8 \cdot 10^{-4} \text{ Торр}$ , остаточное давление в камере было на уровне  $10^{-6} \text{ Торр}$ . В большинстве экспериментов, описываемых в данном разделе, подача газа в разрядную камеру осуществлялась импульсно через электромагнитный клапан. Импульсный напуск давал



возможность получать необходимое давление в разрядной камере, сохраняя его в остальном вакуумном объёме установки практически на уровне фонового.

Использование сменных фильтров и р-і-п диодов СППД-11-04 с различными (Ag и Al) защитными напылениями на входных окнах (т.е. с различными спектральными чувствительностями, см. рисунок 4.1) позволило грубо определить спектральный состав и абсолютное значение интенсивности рентгеновского излучения плазмы ЭЦР разряда [107], [108]. Затем, с помощью монохроматора на основе многослойного рентгеновского зеркала, параметры МРИ разряда были уточнены [109]–[112]. Все приводимые в дальнейшем экспериментальные результаты были получены при максимальной для нашей установки СВЧ мощности 130 кВт, так как и интегральное по спектру (интервал длин волн  $\lambda \approx 10 - 250 \text{ \AA}$ ) рентгеновское излучение, и излучение в сравнительно узком спектральном диапазоне 65 – 200  $\text{ \AA}$  (рабочая область монохроматора) при фиксированных остальных параметрах установки существенно возрастало с увеличением мощности СВЧ излучения. (см. рисунок 4.2).

С увеличением магнитного поля ловушки рентгеновские сигналы также возрастали (см. рисунок 4.3), но в экспериментах пришлось ограничиться величиной магнитного поля в пробках  $B_m \approx 2.3 \text{ Тл}$  (ограничение было связано с механической прочностью соленоидов).

Описываемые эксперименты первоначально проводились в воздухе и техническом кислороде. Максимальные рентгеновские сигналы наблюдались при давлениях газа  $(3-6) \cdot 10^{-4} \text{ Торр}$ . Анализ сигналов с р-і-п диодов показал, что основная часть рентгеновского излучения разряда лежит в диапазоне длин волн приблизительно от 45 до 120  $\text{ \AA}$  с максимумом в области 70  $\text{ \AA}$ . Об этом свидетельствуют следующие экспериментальные факты. В отсутствие фильтров интегральные по спектру сигналы с р-і-п диодов с алюминиевым и серебряным защитными напылениями (для краткости назовём эти диоды соответственно СППД-Al и СППД-Ag) были приблизительно одинаковыми.

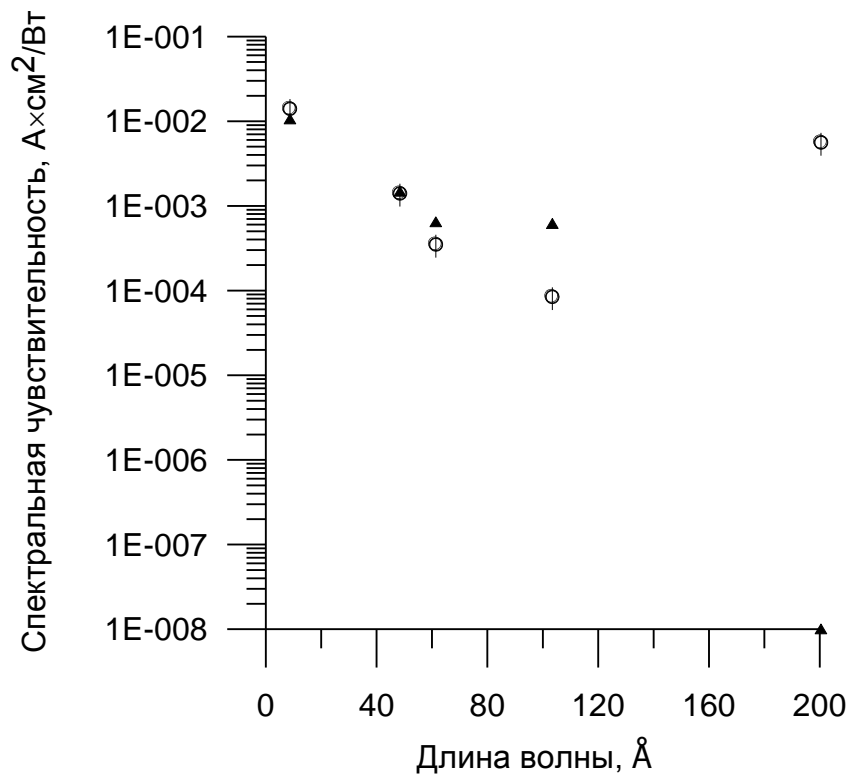


Рисунок 4.1. Абсолютные спектральные чувствительности р-і-п диодов:  $\circ$  – с алюминиевым защитным слоем на входном окне;  $\blacktriangle$  – с серебряным защитным слоем.

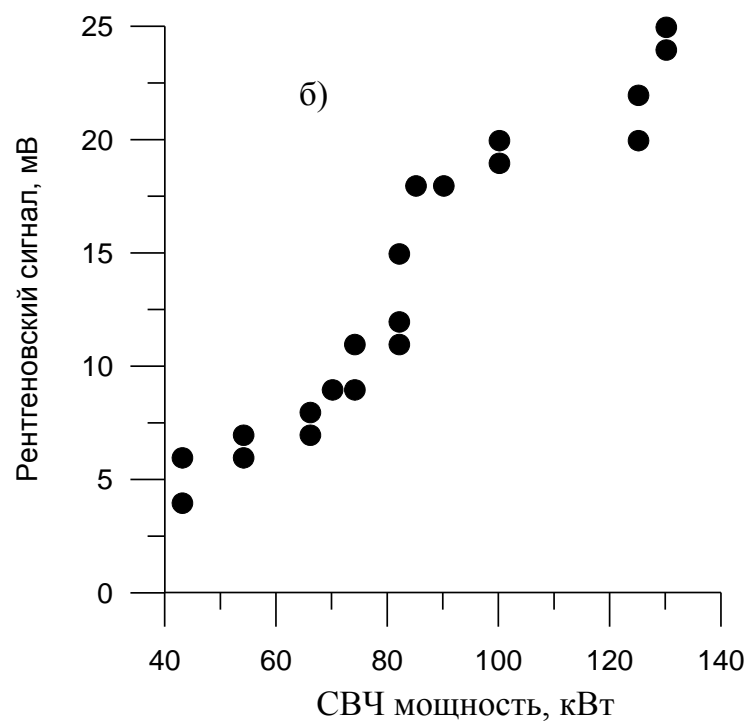
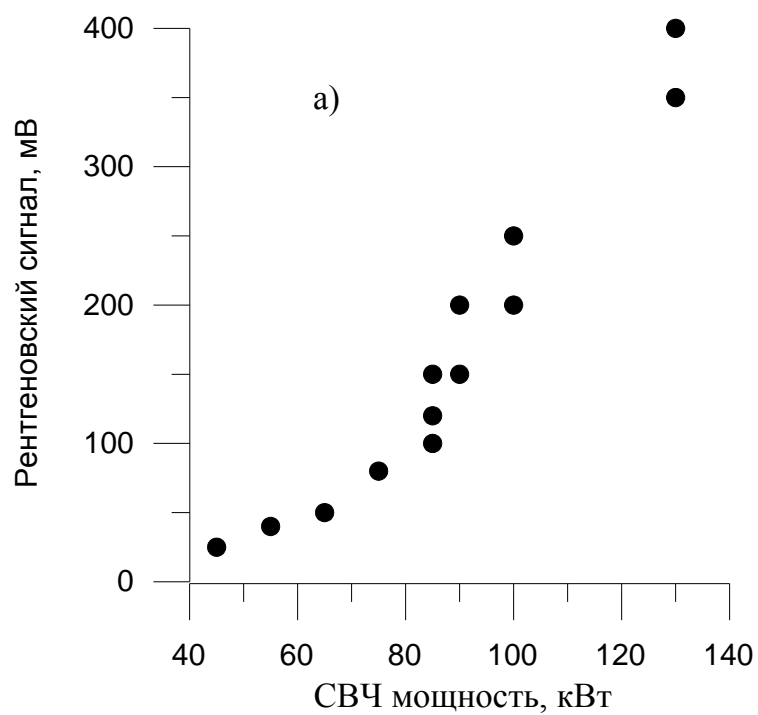


Рисунок 4.2. Зависимости интегральной по спектру (длины волн  $\approx 10 - 250 \text{ \AA}$ ) интенсивности рентгеновского излучения (а) и интенсивности излучения в области длин волн  $\approx 70 \text{ \AA}$  (б) от СВЧ мощности гиротрона при давлении аргона  $1.5 \cdot 10^{-4}$  Торр и магнитном поле в пробках ловушки 2.3 Тл.

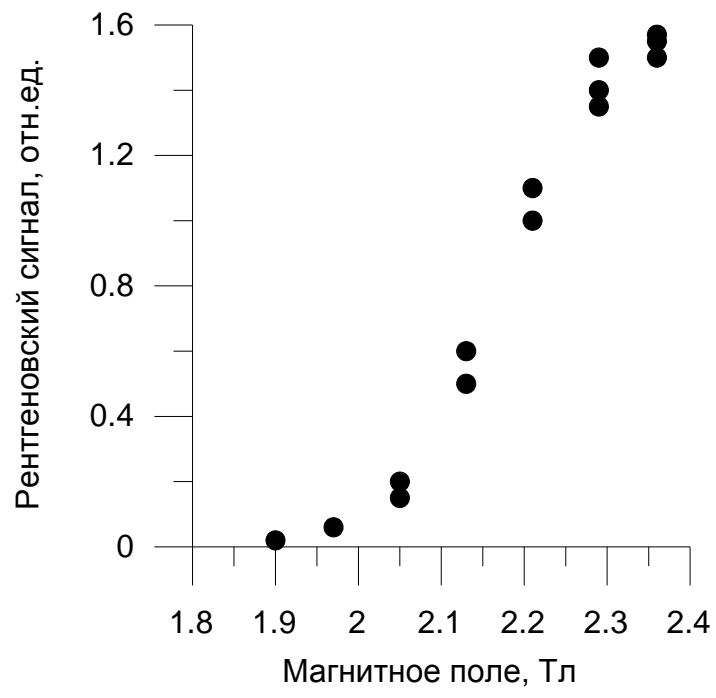


Рисунок 4.3. Зависимость интенсивности интегрального по длинам волн ( $\lambda \approx 10 - 250 \text{ \AA}$ ) рентгеновского излучения ЭЦР разряда от величины магнитного поля в пробках ловушки.

Это указывает на отсутствие заметного излучения с длинами волн в области  $\lambda \geq 170 \text{ \AA}$ , где чувствительности указанных диодов различаются более чем на пять порядков (см. рисунок 4.1). Сигналы с обоих р-і-п диодов уменьшались примерно в 10-12 раз, если перед ними помещался двойной фильтр, состоящий из лавсановой и алюминиевой плёнок. Кварцевый фильтр уменьшал сигналы с обоих диодов до нуля. Сигнал р-і-п диода СППД-Ag уменьшался лавсановым фильтром приблизительно в 3 раза, а фильтром из алюминия – в 7-10 раз. Сигналы с обоих диодов при наличии двойного фильтра, а также сигнал с диода СППД-Ag с фильтром из алюминия обусловлены, по-видимому, более коротковолновым излучением, обладающим большим коэффициентом прохождения через фильтры и входные окна диодов, т.е. излучением с длинами волн короче 10-20  $\text{\AA}$ . Сравнительно слабое уменьшение сигнала р-і-п диода СППД-Ag при использовании лавсанового фильтра обусловлено частичной прозрачностью последнего в полосе длин волн  $\lambda \approx 45-120 \text{ \AA}$  (см. рисунок 4.4). Следует отметить, что результаты экспериментов по наблюдению мягкого рентгеновского излучения как вдоль, так и поперёк магнитного поля ловушки, оказались практически одинаковыми. По измеренному току р-і-п диодов, с учётом их спектральных чувствительностей, можно оценить плотность потока рентгеновского излучения в месте расположения диодов ( $r = 55 \text{ см}$  от центра разряда). В экспериментах характерная величина токов достигала  $i_d \approx (5-7) \cdot 10^{-4} \text{ А}$ . Чувствительность СППД-Ag, например, на длинах волн  $\lambda \approx 70 - 100 \text{ \AA}$  составляет  $K_q \approx 6.5 \cdot 10^{-4} \text{ А} \cdot \text{см}^2 / \text{Вт}$  (см. рисунок 4.1). Отсюда для интенсивности  $I$  рентгеновского излучения в области длин волн  $\lambda \sim 70 - 100 \text{ \AA}$  получаем значение  $I = i_d / K_q \approx 0.8 - 1.1 \text{ Вт/см}^2 \sim 1 \text{ Вт/см}^2$ . Аналогичные измерения для диапазона  $\lambda \leq 10 \text{ \AA}$  дают величину  $I \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2$ .

Полную мощность МРИ разряда  $W_{\text{мри}}$  легко оценить, если аппроксимировать разряд точечным изотропным источником излучения, расположенным в центре магнитной ловушки (это можно сделать, поскольку характерный размер плазмы

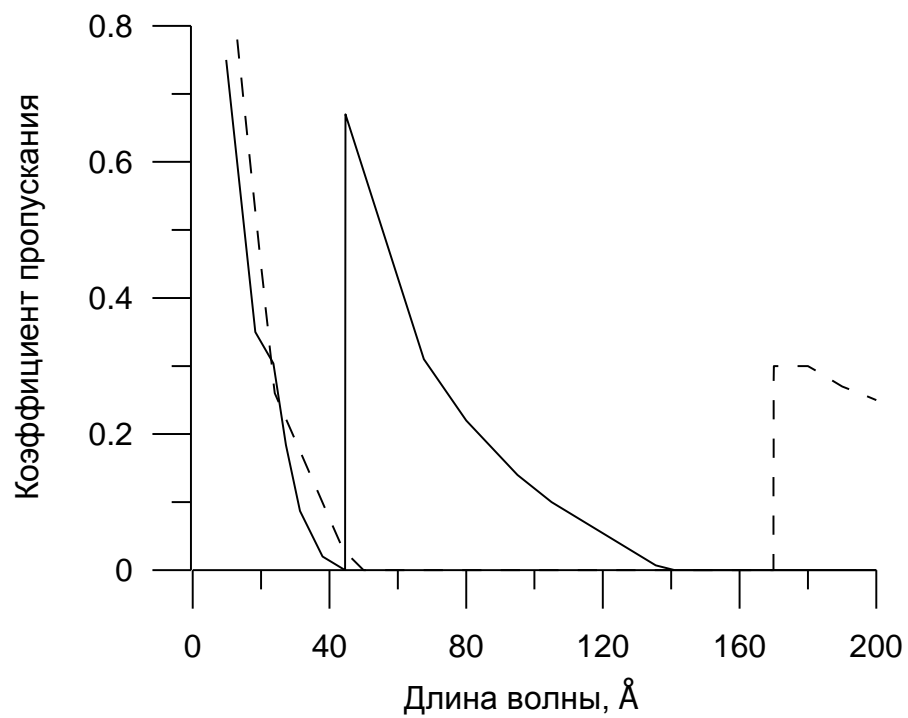


Рисунок 4.4. Зависимости коэффициентов пропускания рентгеновских фильтров от длины волны. Сплошная кривая – лавсановая плёнка толщиной 1 мкм, пунктир – алюминиевая плёнка толщиной 0.8 мкм.

заметно меньше расстояния до приёмника излучения). В области длин волн  $\lambda \sim 70 - 100 \text{ \AA}$ .

$$W_{\text{мри}} = 4\pi r^2 \cdot I \approx 38 \text{ кВт.}$$

Аналогичные оценки для диапазона  $\lambda \leq 10 \text{ \AA}$  дают значение  $W_{\text{мри}} \approx 190 \text{ Вт}$ .

Таким образом, эффективность преобразования СВЧ мощности гиротрона в мягкое рентгеновское излучение ЭЦР разряда в воздухе и техническом кислороде с длиной волны порядка  $70 - 100 \text{ \AA}$  составляет

$$\eta = W_{\text{мри}} / P_{\text{свч}} = 38 \text{ кВт} / 130 \text{ кВт} \approx 0.29.$$

Заметим, однако, что эти результаты носят предварительный характер, так как они получены в предположении, что в указанном диапазоне длин волн интенсивность рентгеновского излучения и спектральные чувствительности р-і-п диодов постоянны. Тем не менее, ввиду отсутствия в литературе каких-либо данных по абсолютным измерениям интенсивности МРИ с длинами волн  $\lambda \sim 100 \text{ \AA}$  в ЭЦР разрядах, даже такой не претендующий на высокую точность результат представляется нам достаточно важным и интересным.

Теперь необходимо обратить внимание на то, что в дальнейшем эксперименты проводились в аргоне, поскольку в этом газе при оптимальном давлении  $p \approx (1 - 3) \cdot 10^{-4} \text{ Торр}$  (см. рисунок 4.5) интегральный по всему спектру сигнал р-і-п диода СППД-Аg оказался в 3-4 раза большим, чем в экспериментах с разрядом в воздухе и техническом кислороде. Интегральный же сигнал диода СППД-Аl при этом заметно не изменился. Эти факты могут говорить о том, что максимум спектра излучения аргонового разряда несколько сместился в более длинноволновую область спектра, возможно, в область  $\lambda \approx 100 \text{ \AA}$  (см. рисунок 4.1).

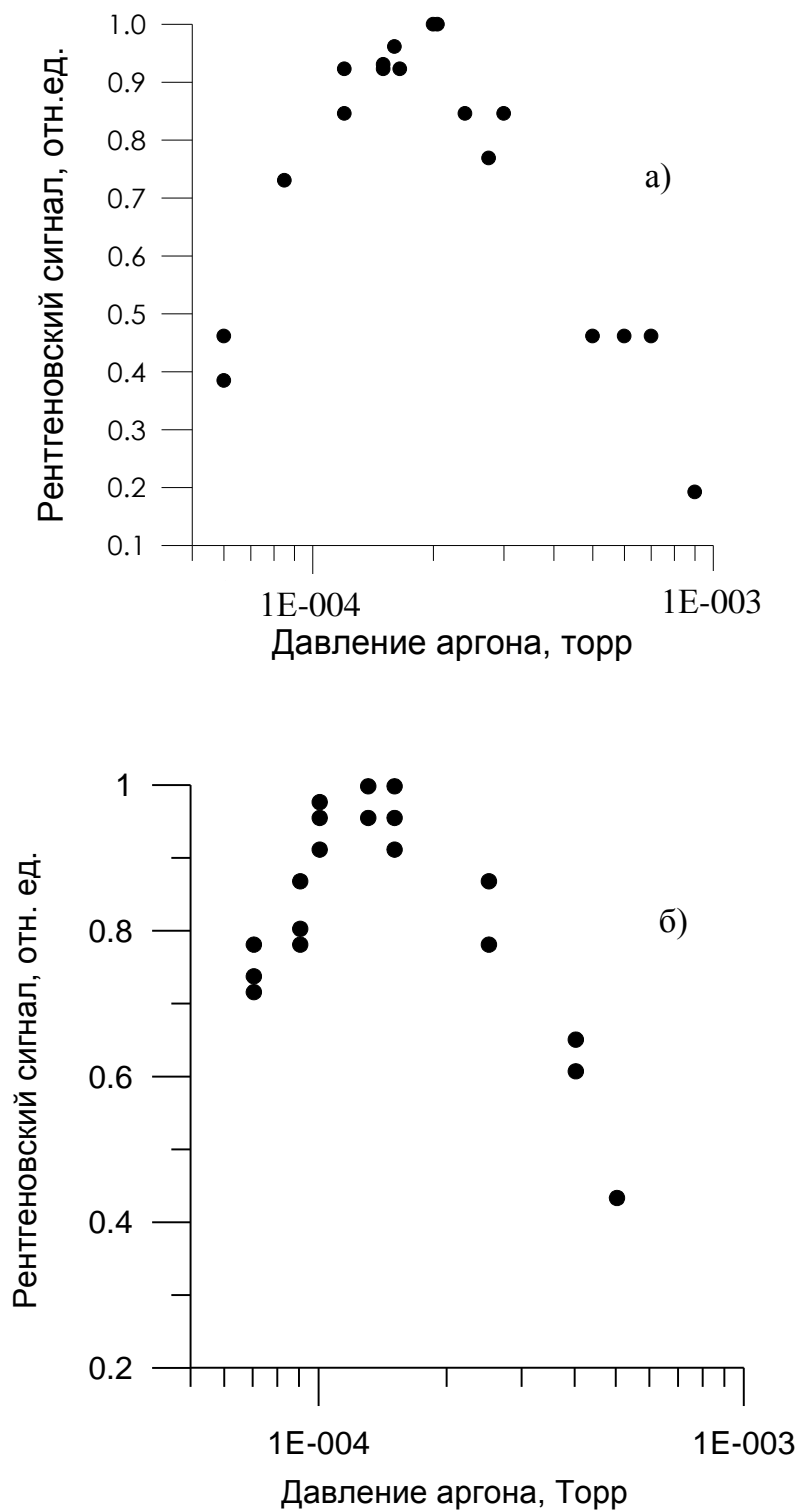


Рисунок 4.5. Зависимости интегральной по спектру (длины волн  $\approx 10 - 250 \text{ \AA}$ ) интенсивности рентгеновского излучения (а) и интенсивности излучения в области длин волн  $\approx 70 \text{ \AA}$  (б) от давления аргона при магнитном поле в пробках ловушки 2.3 Тл.



Детальное исследование спектра мягкого рентгеновского излучения ЭЦР разряда в аргоне было проведено с использованием монохроматора на основе сменных многослойных рентгеновских зеркал. Измерения спектра МРИ проводились при оптимальном давлении газа  $p \approx 2 \cdot 10^{-4}$  Торр. Осциллограммы интегрального по спектру ( $\lambda \approx 10 - 250 \text{ \AA}$ ) свечения разряда, а также излучения плазмы в области длин волн  $\lambda \sim 70 \text{ \AA}$  приведены на рисунке 4.6.

На рисунке 4.7 показана экспериментальная зависимость амплитуды сигнала p-i-n диода  $i_d$  монохроматора от угла скольжения падающего на многослойное зеркало рентгеновского излучения, т.е. от длины волны  $\lambda$ . Последующая обработка полученных данных велась с учётом спектральных зависимостей чувствительности p-i-n диода  $K_q(\lambda)$ , коэффициентов отражения многослойных рентгеновских зеркал  $K_{отр}(\lambda)$  и ширины аппаратной функции монохроматора  $\Delta F(\lambda)$ :

$$I_\lambda(\lambda) = i_d(\lambda) / [K_q(\lambda) \cdot K_{отр}(\lambda) \cdot \Delta F(\lambda)].$$

Результаты измерений в виде зависимости абсолютной спектральной интенсивности МРИ от длины волны  $I_\lambda(\lambda)$  представлены на рисунке 4.8. Из рисунка видно, что основное рентгеновское излучение разряда лежит в интервале  $\lambda \approx 70 - 110 \text{ \AA}$ , на краях которого интенсивность спадает на порядок от максимума, расположенного на длине волны  $\lambda \approx 90 \text{ \AA}$ . Всё это согласуется с результатами спектральных измерений, проведённых методом фильтров.

Полученные с помощью рентгеновского монохроматора данные о распределении спектральной интенсивности МРИ позволяют уже достаточно точно определить эффективность преобразования СВЧ излучения в рентген, но при условии, что известен полный объём излучающей плазмы.

СВЧ импульс гиротрона

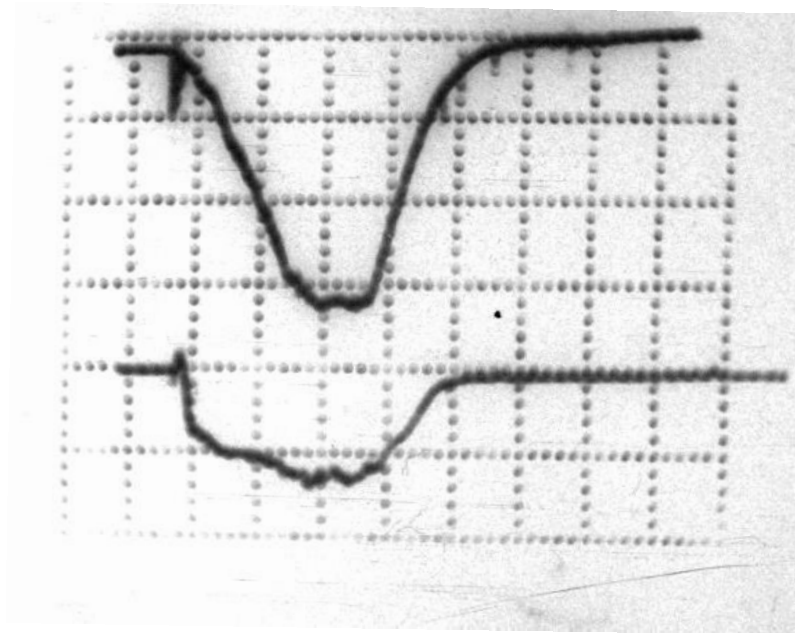
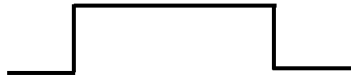


Рисунок 4.6. Верхний луч – сигнал с рентгеновского монохроматора (излучение в области длин волн  $\lambda \sim 70 \text{ \AA}$ ); нижний луч – интегральный по длинам волн ( $\lambda \approx 10 - 250 \text{ \AA}$ ) рентгеновский сигнал с p-i-n диода. Временной масштаб – 0.5 мс/дел.

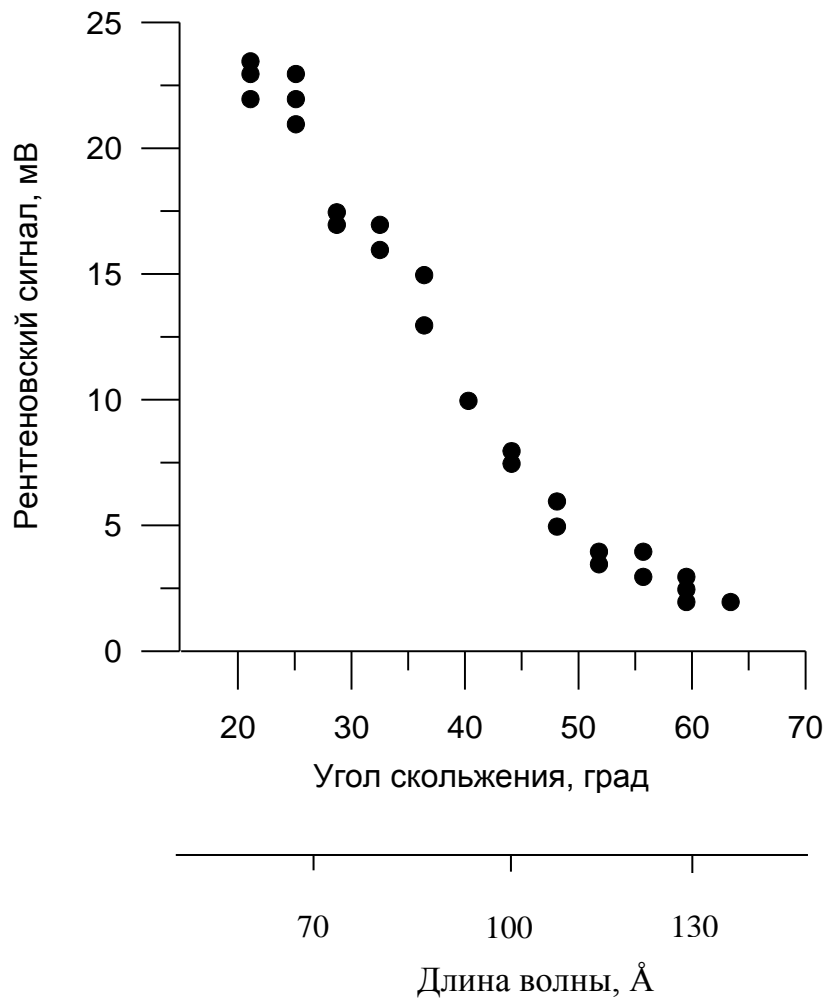


Рисунок 4.7. Экспериментальная зависимость величины рентгеновского сигнала монохроматора от угла скольжения падающего на многослойное зеркало рентгеновского излучения.

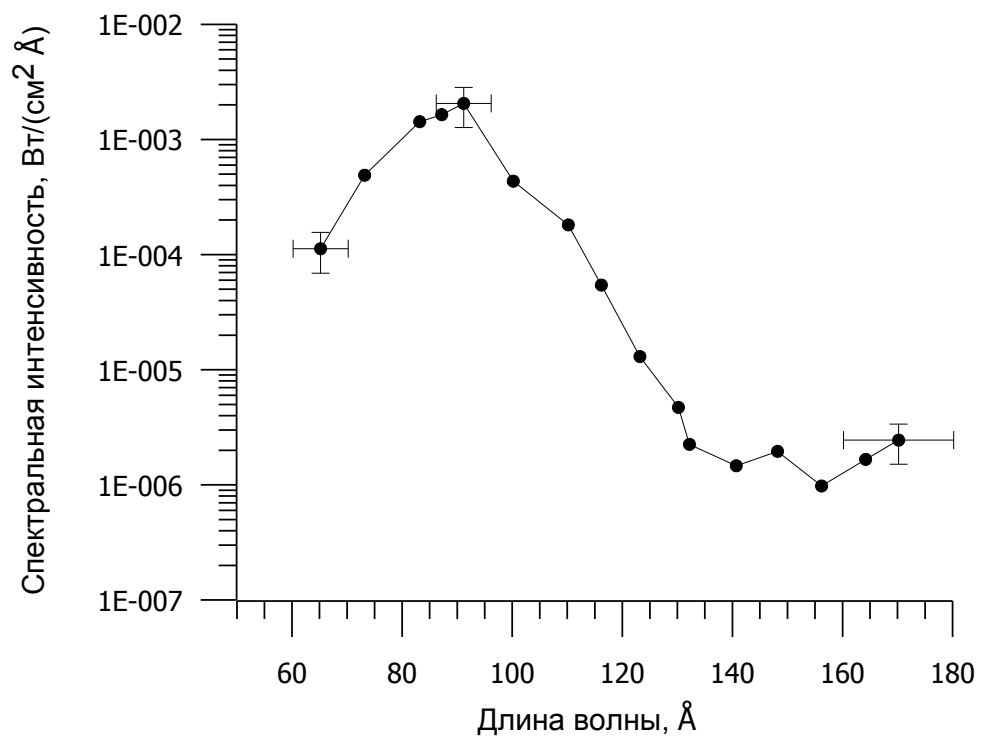


Рисунок 4.8. Зависимость абсолютной спектральной интенсивности рентгеновского излучения от длины волны в точке расположения р-і-п диода (36 см от центра разряда). Излучение принималось от  $\approx 1/22$ -ой части полного объема плазмы.

Геометрия описываемых экспериментов была такова, что p-i-n диод монохроматора принимал излучение от объёма плазмы  $V^* \approx 20 \text{ см}^3$ , составляющего лишь  $\approx 1/22$ -ю часть полного плазменного объёма  $V_\Sigma$ , который оценивался следующим образом. Зная распределение магнитного поля вдоль оси ловушки  $B(z)$  и используя сохранение магнитного потока  $\Phi(z)$  через любое поперечное сечение  $S(z)$  области, занятой плазмой

$$\Phi(z) = B(z) \cdot S(z) = \text{const},$$

легко определить поперечный размер плазмы  $\varnothing_{\text{пл}}(z^*)$  в любом сечении ловушки  $z = z^*$ :

$$\varnothing_{\text{пл}}(z^*) = (B_0/B(z^*))^{1/2} \cdot \varnothing_0.$$

Предполагая, что размер плазмы определяется лимитером (часть вакуумной камеры, касающаяся ближайшей к оси силовой линии) вычисляем диаметр плазмы во всех сечениях ловушки. Заметим, что этот расчет подтверждается визуальными наблюдениями разряда. Знание диаметра плазмы в любом сечении магнитной ловушки позволяет определить искомый объём  $V_\Sigma$ . Полный объём плазмы  $V_\Sigma$  в магнитной ловушке оценивается в  $450 \text{ см}^3$ . При этом интегральная, по указанному на рисунке 4.8 интервалу длин волн, интенсивность МРИ (на расстоянии 36 см от центра разряда) составляет  $I \approx 1 \text{ Вт/см}^2$ . Аппроксимируя, как и раньше, разряд точечным изотропным источником рентгена, расположенным в центре магнитной ловушки, мощность генерируемого ЭЦР разрядом мягкого рентгеновского излучения оцениваем на уровне 16 кВт:

$$W_{\text{мри}} = 4\pi r^2 \cdot I \approx 16 \text{ кВт}$$

Следовательно, эффективность преобразования мощности СВЧ пучка в мощность мягкого рентгена, согласно уточнённым данным, составляет

$$\eta = W_{\text{мри}} / P_{\text{свч}} = 16 \text{ кВт} / 130 \text{ кВт} \approx 0.12,$$

удельная мощность МРИ достигает  $16 \text{ кВт} / 450 \text{ см}^3 \approx 35 \text{ Вт/см}^3$ .

Таким образом, проведённые исследования спектра мягкого рентгеновского излучения ЭЦР разряда в воздухе, кислороде и аргоне с помощью фильтров и р-і-п диодов с различными спектральными чувствительностями показали, что основная часть рентгеновского излучения плазмы генерируется в интервале длин волн приблизительно  $\lambda \approx 45 - 120 \text{ \AA}$ , а максимум излучения принадлежит области  $\lambda \approx 70 - 100 \text{ \AA}$ . Более детальное исследование мягкого рентгеновского спектра разряда в аргоне с помощью монохроматора на основе многослойного рентгеновского зеркала позволило уточнить параметры МРИ аргонной плазмы. Оказалось, что основное рентгеновское излучение лежит в интервале  $\lambda \approx 70 - 110 \text{ \AA}$  с максимумом спектральной мощности  $730 \text{ Вт/\AA}$  на длине волны  $\lambda \approx 90 \text{ \AA}$ . При этом, интегральная излучаемая мощность достигает  $16 \text{ кВт}$ , а эффективность преобразования СВЧ мощности в мощность МРИ составляет  $12 \%$ .

### 4.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ПАРАХ ОЛОВА, ДОПОЛНИТЕЛЬНО НАГРЕВАЕМОЙ В УСЛОВИЯХ ЭЦР, КАК ИСТОЧНИКА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Главным недостатком описанного в разделе 4.2 разряда, с точки зрения источника излучения, является его размер. Объем плазмы в этих экспериментах составлял около  $500 \text{ см}^3$ . Соответственно линейный размер плазмы составлял порядка 10 см. Использование источника с таким размером невозможно в системах проекционной литографии. Для того, чтобы использовать источник излучения в литографической системе, его размер не должен превосходить 1 мм [12]. Тем не менее, несомненным успехом экспериментальных работ описанных в разделе 4.2 является демонстрация факта, что ЭЦР разряд может являться источником МРИ со значительным коэффициентом преобразования мощности СВЧ излучения в мягкий рентген.

Наиболее подходящим материалом с точки зрения излучения в спектральном диапазоне  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$  является олово [14], [15] поскольку более 100 сильных линий излучения переходов  $4d^m - (4d^{m-1}4f + 4p^5 4d^{m+1})$  ( $m=6-3$ ) ионов олова SnIX–SnXII попадают именно в этот диапазон [113]. В указанном диапазоне есть сильные линии излучения и других материалов. Кандидатами на роль источника излучения рассматривались плазмы ксенона, кислорода, лития. Анализ литературы [114]–[121] показывает, что коэффициенты преобразования мощности вкладываемой в плазму в МРИ в диапазоне  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$  оказываются существенно меньше, чем в случае использования плазмы олова, как по результатам теоретических расчетов, так и получаемые в экспериментах.

В данном разделе описываются исследования перспективности использования плазмы вакуумно-дугового разряда, дополнительно нагреваемой в условиях ЭЦР излучением мощных гиротронов, как источника излучения с длиной волны  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$ .

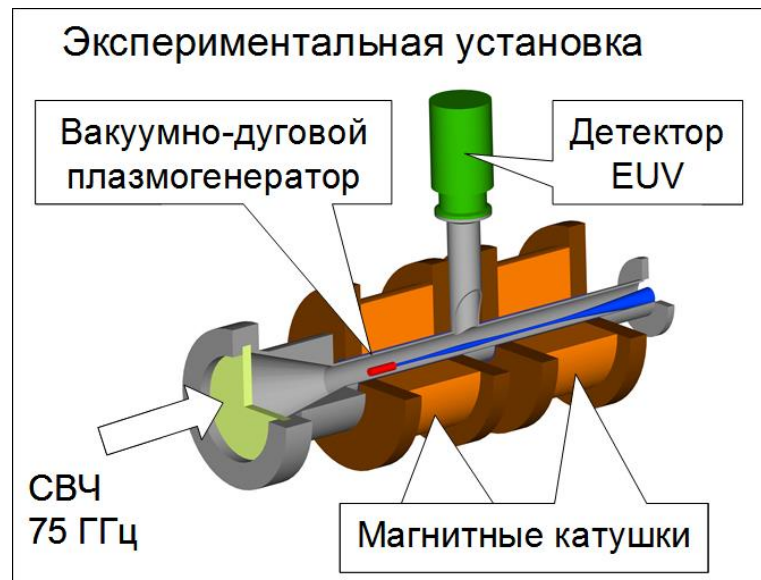
Экспериментальная установка, используемая в данном исследовании является переоборудованным стендом, описанным в разделе 2.7 (см. рисунок 2.23, рисунок 4.9). Отличием, прежде всего, является используемый катод. В данном случае мы использовали миниатюрный плазмогенератор с катодом из высокочистого олова марки ОВЧ-000 (см. рисунок 1.43). Для регистрации МРИ к экспериментальной установке присоединялся измеритель мощности либо поперек оси магнитного поля в среднем сечении ловушки, либо вдоль магнитного поля на оси магнитной ловушки (см. рисунок 4.9).

Осесимметричная магнитная ловушка (пробкотрон) создавалась током, протекающим через катушки. Длина ловушки составляла 26 см, максимальное магнитное поле в пробке 4 Тл., длительность импульса тока катушки - 5 мс. Источником плазмы является вакуумно-дуговой плазмогенератор типа MEVVA, устанавливаемый на оси системы вблизи одной из пробок магнитной ловушки. Конструкция плазмогенератора схематично показана на рисунке 1.43. Описание работы плазмогенератора приведено в разделе 2.2.

Для дополнительного нагрева плазмы вакуумно-дугового разряда использовалось излучение гиротрона с частотой излучения 75 ГГц, мощностью до 50 кВт, длительностью импульса 150 мкс. Разрядная вакуумная камера, помещенная внутрь магнитной ловушки, имела тефлоновое окно (см. рисунок 4.9), через которое излучение гиротрона вводилось в область разряда. Поглощение излучения в плазме приводило к значительному увеличению энергии электронов, что обеспечивало дополнительную ионизацию ионов и их эффективное возбуждение с последующим спонтанным высвечиванием. Экспериментальная установка работала в импульсном режиме, с частотой следования импульсов до 1 Гц.

Для анализа ионного состава плазмы использовались двухсеточный экстрактор ионного пучка с напряжением ускорения ионов до 20 кВ и времяпролетный анализатор.





б)

Рисунок 4.9. Схематическое расположение измерителя мощности в экспериментальной установке поперек магнитного поля.

Измерения мощности излучения, испускаемого плазмой в полосе частот  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$  проводились с помощью специально разработанного в ИФМ РАН измерителя мощности [122]. Основной блок содержит сборку двух Nb/Si многослойных зеркал, фильтры, регистрирующий диод и входные элементы (см. рисунок 4.10). Измеритель мощности очень компактен и может присоединяться к вакуумной камере через стандартное окно. Манипулирование входными элементами: сменными диафрагмами, дополнительными фильтрами, затвором осуществляется без нарушения вакуума. Установка другой сборки многослойных зеркал (с другой требуемой центральной длиной волны и шириной полосы пропускания) не требует юстировки. Такая простота использования обеспечивается точным изготовлением многослойных зеркал в сборке, установленных в монтируемой части с фиксированным углом  $7^\circ$ . Точное позиционирование сборки многослойных зеркал обеспечивается за счет использования калиброванных штифтов. Все оптические и механические компоненты собраны в единый блок (см. рисунок 4.10), который может быть использован как компонент вакуумной камеры.

На рисунке 4.11 показана оптическая схема прибора, включающая основные элементы измерителя мощности, угловые и линейные размеры в мм. Основной блок размещается внутри цилиндра для защиты оптических элементов от рассеянного излучения и от загрязнения частицами, летящими от источника. Корпус прибора подсоединяется к вакуумной системе с помощью стандартного фланца KF40. Корпус прибора имеет сильфонный настраиваемый узел, позволяющий производить точную юстировку на источник МРИ. Эффективная площадь апертуры определяется наложением двух диафрагм: вертикальный размер составляет 2 мм и обусловлен шириной входной щели блока многослойных зеркал; ширину горизонтальной диафрагмы можно изменять, она определяется диаметром отверстия диафрагмы, установленной во вращающемся диске. Максимальный диаметр отверстия 7 мм. Чтобы свести к минимуму загрязнение оптических элементов детектора, затвор держится открытым только во время, когда производятся фактические измерения.

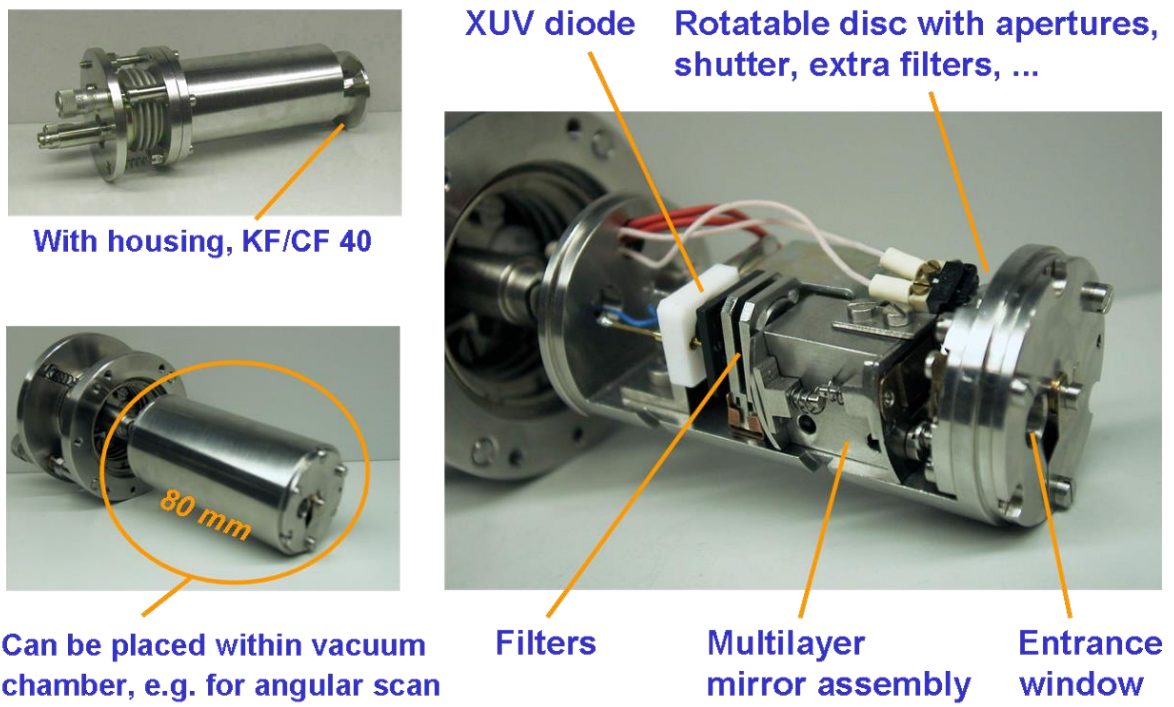


Рисунок 4.10. Внешний вид и устройство основных элементов измерителя мощности МРИ.

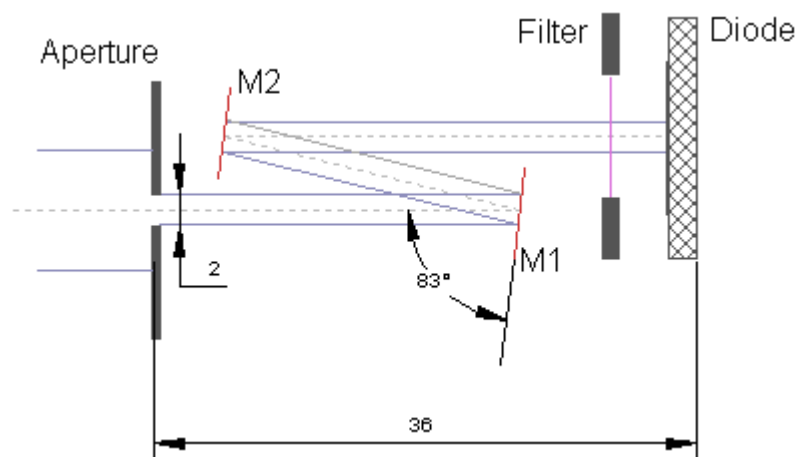


Рисунок 4.11. Оптическая схема прибора. Ширина диафрагмы (перпендикулярно плоскости чертежа) составляет 6 мм, размер чувствительной области диода составляет  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ .

Калибровка сборки многослойных зеркал была выполнена как в ИФМ РАН с использованием рефлектометра [123], [124], так и в РТВ (BESSY-2, Берлин). Сравнение результатов калибровки показано на рисунке 4.12, которое демонстрирует хорошее согласие. Максимальный коэффициент передачи на длине волны 13,5 нм составил 0,28.

Согласно информации производителя диода AXUV100 (IRD Inc), который используется в измерителе мощности, чувствительность на длине волны 13,5 нм составляет 0,19 А/Вт (Кл/Дж) с погрешностью  $\pm 10\%$ . Таким образом, общая чувствительность измерителя мощности в диапазоне 13.5 нм  $\pm 1\%$  с учетом фильтра (обычно 0,4) и коэффициента пропускания сборки многослойных зеркал составляет около 0,021 А/Вт. Минимальная регистрируемая мощность излучения с длиной волны 13,5 нм (обнаружительная способность) составляла  $3.3 \times 10^{-10}$  Вт. Более подробное описание прибора приведено в [122].

Измеритель мощности располагался либо поперек оси системы и в его поле зрения попадала средняя часть магнитной ловушки с плазмой, либо вдоль оси системы, и тогда в его поле зрения попадала вся плазма<sup>12</sup>. Для исключения попадания плазмы в измеритель мощности в эксперименте использовалась "магнитная завеса", представляющая собой систему из постоянных магнитов, создающих на пути плазменного потока магнитное поле, препятствующее попаданию плазмы в измеритель мощности.

Распределение ионов олова по кратностям ионизации без СВЧ нагрева приведено на рисунке 4.13. Величина среднего заряда  $\langle Z \rangle = 2$ , максимальный заряд  $Z_{\max} = 3$ . Магнитное поле в пробках ловушки составляло 2 Тл. Величина тока вакуумной дуги  $I_{\text{arc}} = 150$  ампер. Отметим здесь, что распределение ионов по кратностям ионизации в вакуумно-дуговом разряде практически не зависит ни от величины тока вакуумной дуги, ни от величины магнитного поля при полях свыше 1 Тл [83], [89].

---

<sup>12</sup> Отметим здесь, что в диапазоне МРИ плазма, с параметрами, характерными для условий эксперимента, является оптически прозрачной.

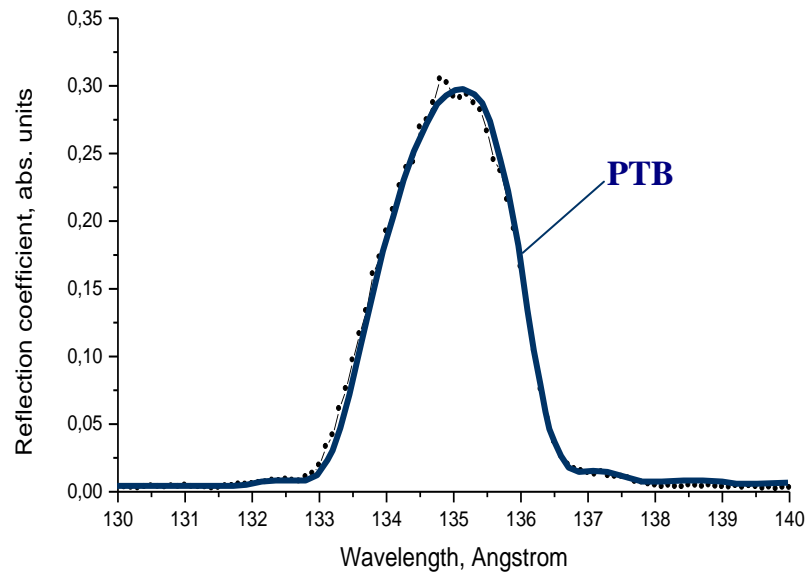


Рисунок 4.12 Сравнение результатов калибровки двойной сборки многослойных зеркал. Сплошная кривая – калибровка полученная в РТВ, точки – результат калибровки в ИФМ РАН.

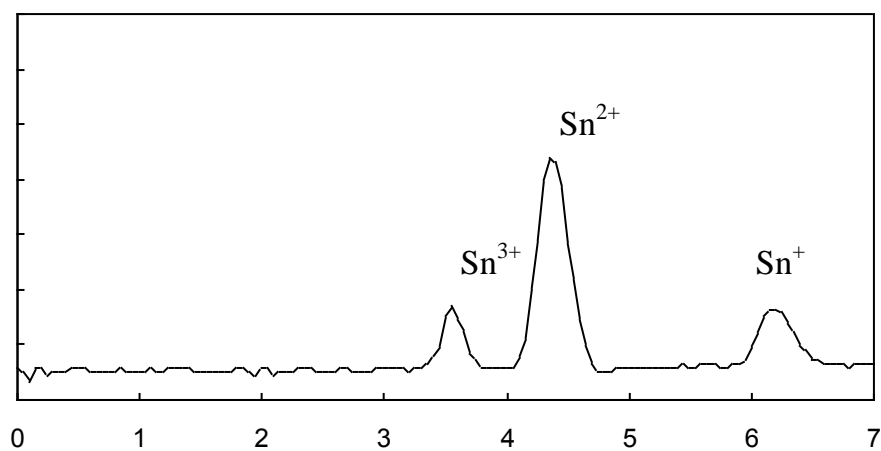


Рисунок 4.13 Распределение ионов олова плазмы вакуумно-дугового разряда по кратностям ионизации (без СВЧ нагрева). Осциллограмма тока коллектора цилиндра Фарадея анализатора. По горизонтальной оси отложено время в микросекундах от момента срабатывания затвора времяпролетного анализатора.

СВЧ нагрев плазмы приводил к существенному сдвигу распределения ионов по кратностям ионизации в область больших зарядностей. Типичное распределение ионов по кратностям ионизации представлено на рисунке 4.14. Такое распределение ионов по кратностям ионизации удалось реализовать при следующих параметрах работы установки: магнитное поле в пробках - 1 Тл, мощность СВЧ - 50 кВт, ток вакуумной дуги - 100 ампер. Несмотря на то, что представленное распределение ионов по кратностям ионизации не является оптимальным с точки зрения излучения в диапазоне  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$  (см. например, [125], расчеты приведенные в следующем разделе), но уже при таком распределении удалось зарегистрировать экстремальное ультрафиолетовое излучение мощностью  $\approx 4 \text{ Вт}$  в телесный угол  $4\pi \text{ ст.рад.}$  в указанном спектральном диапазоне. При увеличении напряженности магнитного поле ловушки (до 4 Тл), т.е. при реализации резонансных условий нагрева электронов, интенсивность излучения плазмы в указанном диапазоне существенно возрастала и достигала  $\approx 50 \text{ Вт}$  в телесный угол  $4\pi \text{ ст.рад.}$

Для источника МРИ, кроме мощности излучения, важную роль играет размер излучающей области плазмы. Поперечный размер плазмы в наших экспериментах определяется диаметром отверстия в аноде вакуумно-дугового плазмогенератора и составляет 3 мм (отметим, что этот размер можно существенно уменьшить до размера определяемого диффузионными процессами в плазме (по оценкам  $\sim 0,1 \text{ мм}$ ). Для оценки продольного размера излучающей области будем считать, что по мере движения плазмы от плазмогенератора сквозь ловушку ионы повышают свой средний заряд от 2 до 6-8 в соответствии со значениями констант скорости ионизации соответствующих ионов. При параметрах плазмы, характерных для условий экспериментов, длина ионизации иона  $\text{Sn}^{6+}$  оказывается  $\approx 5 \text{ см}$ . Для оценок примем, что поперечный размер излучающей области плазмы 3 мм а продольный 5 см, тогда объем излучающей плазмы составляет  $0.35 \text{ см}^3$ . Удельная мощность свечения в указанном спектральном диапазоне достигает  $\sim 100 \text{ Вт/см}^3$ .

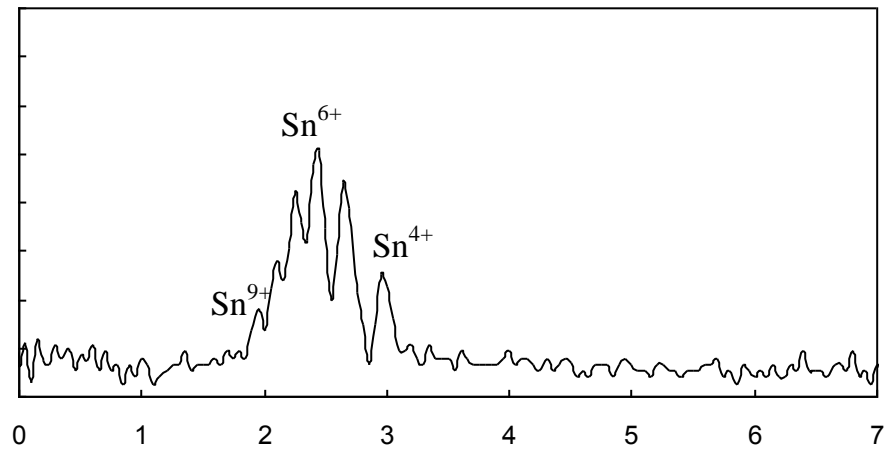


Рисунок 4.14 Распределение ионов олова по кратностям ионизации при нагреве плазмы микроволновым излучением. Осциллограмма тока коллектора цилиндра Фарадея анализатора. По горизонтальной оси отложено время в микросекундах от момента срабатывания затвора времяпролетного анализатора.

#### 4.4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ПАРАХ ОЛОВА, НАГРЕВАЕМОЙ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЕМ В УСЛОВИЯХ ЭЦР, И ВОЗМОЖНЫЕ ПЕРСПЕКТИВЫ ПОСТРОЕНИЯ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЫСОКОЙ ЯРКОСТЬЮ

Оценка температуры плазмы, энергетического баланса и излучательной способности плазмы в диапазоне МРИ проводилась на основе стандартного подхода, основанного на балансных уравнениях для концентрации нейтральных и заряженных частиц. В расчетах принималось, что скорость  $V$  пролета ионами сквозь ловушку фиксирована и равна  $1 \cdot 10^6$  cm/s [83], [89]. Также считались постоянными температура электронов  $T_e$  и поток плазмы из плазмодгенератора. В расчёте принимались во внимание следующие процессы: заполнение ловушки плазмой с фиксированным зарядовым распределением, ступенчатая ионизация ионов электронным ударом, потери плазмы с фиксированным временем жизни в ловушке. Система уравнений выглядит следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_0}{dt} = F_0 - k_0 \cdot N_0 \cdot N_e - \frac{N_0}{\tau} \\ \frac{dN_1}{dt} = F_1 + k_0 \cdot N_0 \cdot N_e - k_1 \cdot N_1 \cdot N_e - \frac{N_1}{\tau} \\ \dots \\ \frac{dN_i}{dt} = F_i + k_{i-1} \cdot N_{i-1} \cdot N_e - k_i \cdot N_i \cdot N_e - \frac{N_i}{\tau} \\ N_e = \sum_{i=1} i \cdot N_i \end{array} \right. ,$$

где  $N_0, N_1, N_2, \dots$  - концентрации атомов и ионов с соответствующим зарядом,  $N_e$  - плотность плазмы,  $\tau = L/V$  - время пролета ионами длины ловушки, в расчетах принято равным  $26 \mu\text{s}$ ,  $F_0, F_1, F_2 \dots$  - плотности потока инжектируемых плазмодгенератором в магнитную ловушку атомов и ионов,  $k_0, k_1, k_2, \dots$  - константы скорости ионизации, вычисленные для максвелловского распределения электронов по скоростям на основании сечений ионизации олова, приведенных в [126]. Начальный средний заряд ионов в инжектируемом потоке составлял 1.8. Задача решалась с нулевыми начальными условиями. Плотность потока энергии необходимой для поддержания температуры плазмы, то есть мощность СВЧ



излучения, поглощаемого плазмой, вычислялась как сумма выносимой электронами энергии и затрат на ионизацию и возбуждение ионов.

Стационарное решение этой системы уравнений представляет собой распределение ионов по кратностям ионизации для заданных плотности плазмы и температуры электронов. На основе полученных распределений вычислялась излучательная способность плазмы в диапазоне МРИ. Для этого использовались константы скорости возбуждения ионов, вычисленные в приближении Бете с использованием данных работы [125].

Отличительной особенностью плазмы с многозарядными ионами олова является большая излучательная способность в области МРИ. Дело в том, что обобщенные по UTA (Unresolved Transition Array) методу сечения возбуждения ионов с кратностью ионизации больше 5, намного превосходят сечения ионизации этих ионов, а, следовательно, энергетические потери такой плазмы связаны в основном с высвечиванием. Для иллюстрации на рисунке 4.15 приведена рассчитанная зависимость доли потерь плазмы на излучение от величины среднего заряда ионов в плазме. В расчете, кроме потерь на излучение, учитывались потери на ионизацию и вынос плазмы из ловушки. При проведении расчетов задается ток вакуумно-дугового разряда и температура электронов, в процессе счета вычисляется концентрация плазмы и характеристики излучения.

На рисунке 4.15 представлены серия линий, каждая из которых соответствует фиксированному току вакуумной дуги при варьировании температуры электронов. Ток дуги меняется от одной кривой к другой. Из графика видно, что при среднем заряде ионов менее 5 основные потери плазмы связаны с ионизацией и выносом плазмы из ловушки, а, начиная со среднего заряда более 6, можно подобрать такую температуру электронов, при которой более 90% энергетических потерь плазмы связаны с высвечиванием.

С точки зрения приложения такой плазмы в качестве источника МРИ для проекционной литографии высокого разрешения интерес представляет интенсивное излучение в диапазоне 13.5 нм  $\pm 1\%$ . На рисунке 4.16 приведена расчетная зависимость доли энергетических потерь плазмы, связанных с МРИ, в

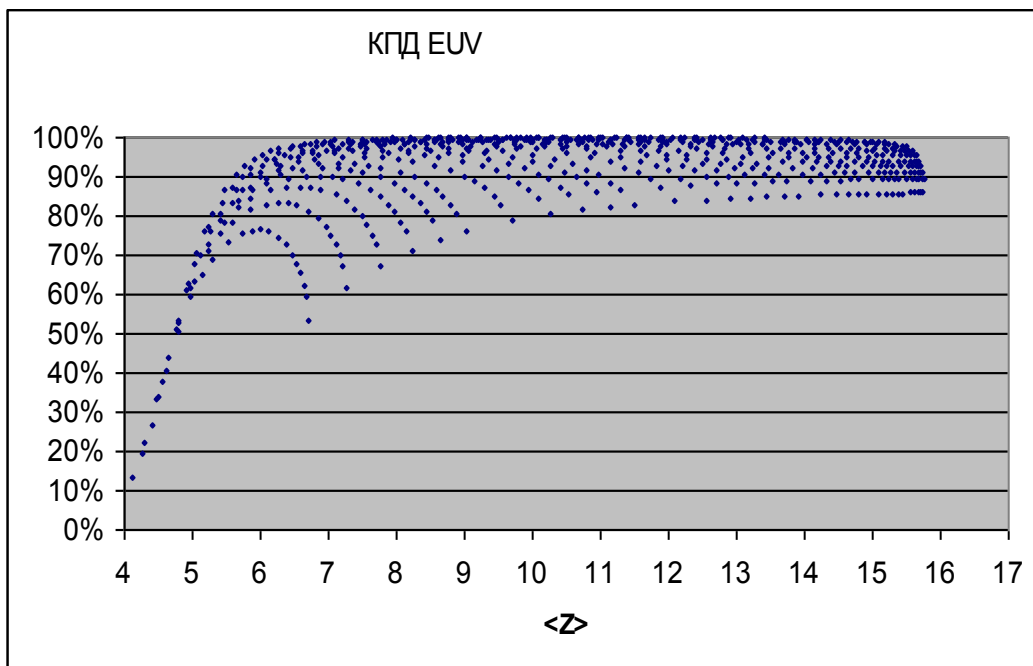


Рисунок 4.15. Зависимость доли потерь на излучение от среднего заряда ионов в плазме.

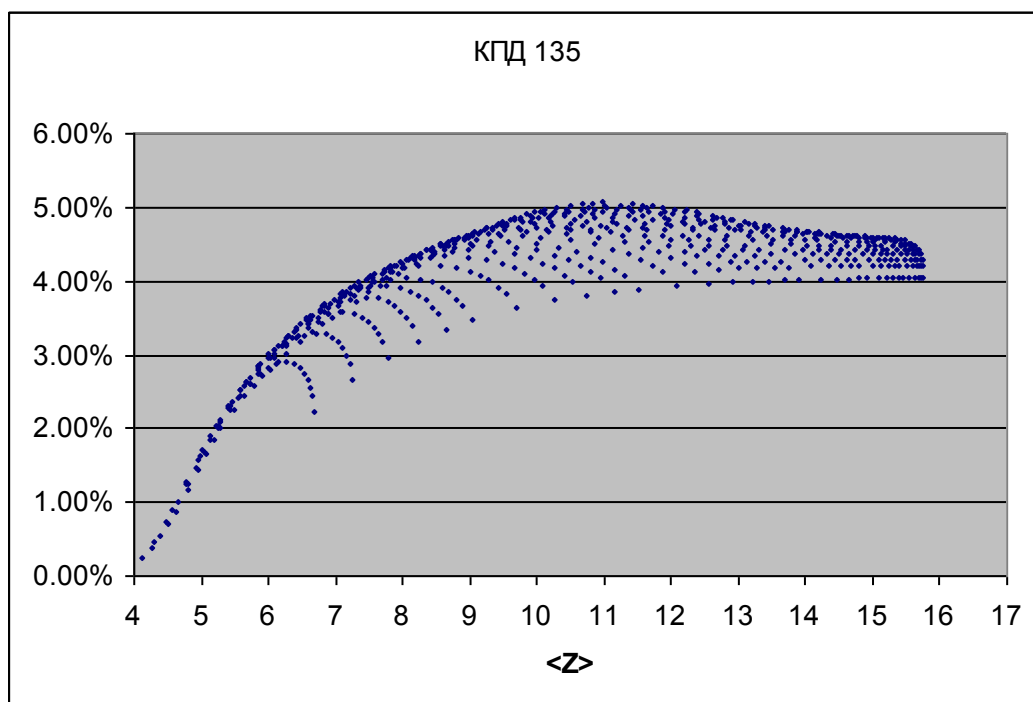


Рисунок 4.16. Зависимость доли потерь на излучение в диапазоне 13.5 нм  $\pm 1\%$  от среднего заряда ионов в плазме.

диапазоне 13.5 нм  $\pm 1\%$  от параметров плазмы. Здесь, как и на графике, приведенном на рисунке 4.15, приводятся результаты в виде серии линий, каждая из которых соответствует фиксированному току вакуумного дугового разряда при варьировании температуры электронов. Максимальная эффективность может составлять 5%, при этом средний заряд ионов должен быть 10 – 12. Отметим, что результаты расчетов согласуются с результатами расчетов и экспериментов для лазерной и искровой плазмы, приводимыми в литературе [114]–[121].

Таким образом, теоретический предел эффективности источника МРИ в диапазоне 13.5 нм  $\pm 1\%$  может достигать 5%, при этом почти 100% энергозатрата в плазму трансформируется в МРИ (существенно более широкого спектра).

Используя описанную модель, можно оценить температуру электронов в плазме, реализованной в эксперименте. Для этого рассчитывались распределения ионов по кратностям ионизации при варьировании электронной температуры. Зная ток вакуумно-дугового разряда и средний заряд ионов в плазме, можно определить концентрацию плазмы, которая для параметров эксперимента составляет  $1.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Вычисления показали, что минимальной невязка измеренного распределения ионов по кратностям ионизации с расчетным (см. рисунок 4.17, рисунок 4.18) оказывается при температуре электронов равным 80 эВ. Расчет показывает также, что 1  $\text{см}^3$  плазмы с такими параметрами должен излучать в спектральном интервале 13.5 нм  $\pm 1\%$  35 Вт в 4 $\pi$  ст. рад., что не противоречит экспериментальным наблюдениям.

Таким образом, получаем, что в условиях эксперимента, когда удалось реализовать распределение ионов по кратности ионизации с максимумом на 5-6 ионе, представленное на рисунке 4.14 и на рисунке 4.17, измеренная излучательная способность плазмы составляет **50 Вт**. В то время, как расчет, проведенный для температуры электронов 80 эВ, при которой расчетное распределение ионов по кратностям ионизации наилучшим образом совпадает с измеренным, предсказывает значение светимости плазмы равной **35 Вт**. Расчет, проведенный по описанной методике, продемонстрировал удовлетворительное совпадение с экспериментально измеренными значениями.

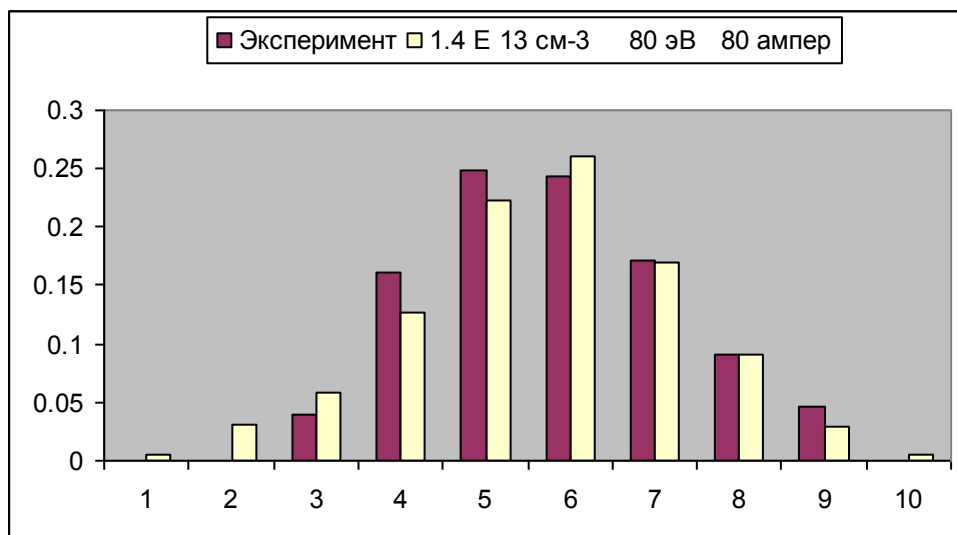


Рисунок 4.17. Распределение ионов по кратностям ионизации. Экспериментально измеренное и расчетное при температуре электронов 80 эВ (минимальная невязка)



Рисунок 4.18 Зависимость невязки экспериментального распределения ионов по кратностям ионизации с расчетным в зависимости от температуры электронов в расчете.

Итак, общая мощность МРИ в спектральном диапазоне  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$  излученная в телесный угол  $4\pi \text{ ст.рад.}$  в эксперименте составила **50 Вт**. Коэффициент преобразования СВЧ энергии в нашем эксперименте составил  $\sim 0.001$ . Объем излучающей области  $\sim 0.3 \text{ см}^3$ .

С точки зрения повышения эффективности преобразования энергии СВЧ поля в МРИ в спектральном диапазоне  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$ , то есть для достижения оптимальных параметров плазмы паров олова, когда максимум распределения ионов по кратностям ионизации приходится на 9-11 заряд, необходимо повысить плотность плазмы и улучшить ее согласование с греющей волной.

Важнейшим параметром источника МРИ для проекционной литографии является яркость - источник МРИ должен быть точечным, эффективным и достаточно мощным. Для успешного коммерческого применения мощность излучения в диапазоне  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$  должна быть порядка 1 кВт при размере источника не превосходящем 1 мм [12]. На рисунке 4.19 показана расчетная зависимость удельной мощности излучения плазмы в диапазоне  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$  в зависимости от плотности плазмы. На рисунке представлена серия линий, каждая из которых соответствует фиксированному току вакуумной дуги (определяющего начальную концентрацию плазмы) при варьировании температуры электронов. Из графика видно, что оптимальная температура спадает с ростом концентрации, а в двойном логарифмическом масштабе удельная светимость при оптимальной температуре зависит линейно от концентрации плазмы.

На рисунке 4.19 стрелка 1 обозначает параметры проведенного эксперимента – нагрев СВЧ излучением 75 ГГц, плотность плазмы  $1.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , температура электронов 80 эВ, полная мощность излучения в спектральной полосе 50 Вт, размер источника  $0.3 \text{ см}^3$ . Оценим параметры ЭЦР источника МРИ для применения в системе литографии высокого разрешения с нагревом плазмы современными гиротронами, работающими в непрерывном режиме. Для определенности возьмем гиротрон, производимый в НПП ГИКОМ с частотой излучения 170 ГГц, мощностью до 500 кВт (хотя для наших целей будет достаточно и 20 кВт).

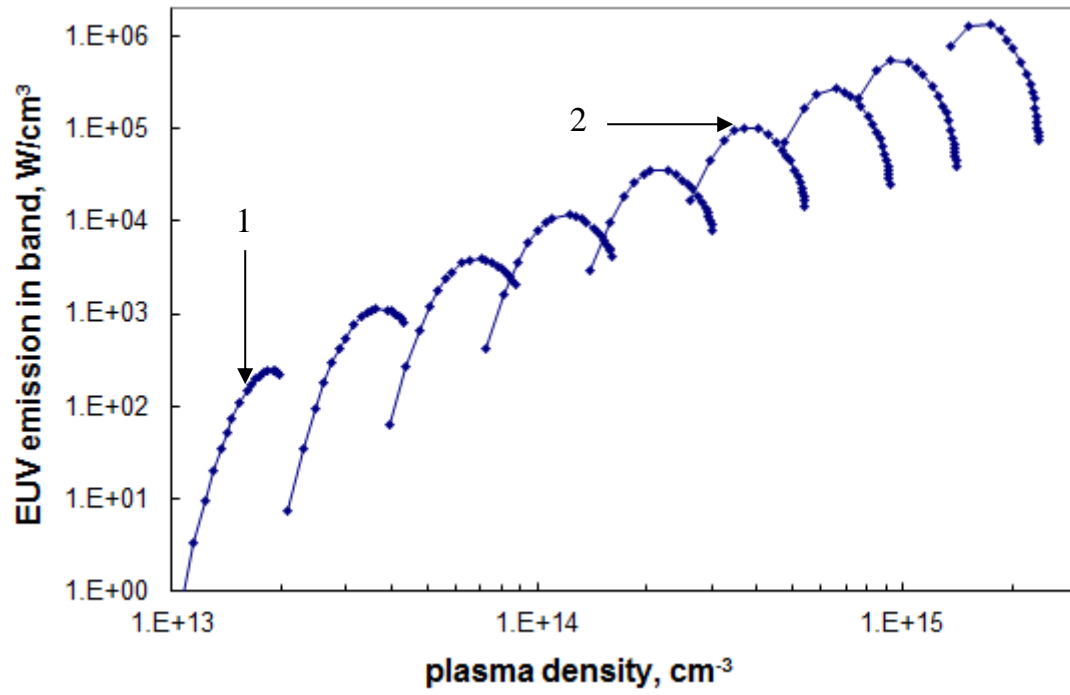


Рисунок 4.19. Зависимость удельной мощности светимости плазмы в диапазоне 13.5+-1% от плотности плазмы

Использование такого гиротрона позволяет поддерживать плазму с характерными размерами 1 мм x 1 мм x 10 мм с  $\langle Z \rangle = 9$ ,  $T_e = 200 - 300$  эВ. Как показывают расчеты, такая плазма в диапазоне 13.5 нм  $\pm 1$  % будет излучать 1 кВт мощности (стрелка 2 на рисунке 4.19) при эффективности преобразования СВЧ излучения в МРИ на уровне 5 %.

Проведенные расчеты позволяют нам предложить следующую концепцию источника непрерывного мощного МРИ для проекционной литографии высокого разрешения. Источник направленного МРИ для проекционной литографии высокого разрешения, представленный на рисунке 4.20, содержит инжектор 1 с катодом 2 узконаправленного потока плазмы 3 в магнитную ловушку 4, на выходе которой установлено многослойное рентгеновское зеркало 11, развернутое рабочей стороной в сторону от инжектора 1. Отверстие 16 на оси симметрии зеркала 11 ограничивает поперечный размер потока плазмы 3. За фокальной областью 12 многослойного рентгеновского зеркала 11 расположен компактный уловитель плазмы 15, обеспечивающий поглощение потока плазмы 3. Распределение силовых линий 5 магнитного поля магнитной ловушки 4, размеры уловителя плазмы 15 и отверстия 16 на оси многослойного рентгеновского зеркала 11 подобраны таким образом, чтобы обеспечить изоляцию элементов рентгеновской оптики от потоков заряженных и нейтральных частиц. Генератор 6 электромагнитного излучения 7 миллиметрового диапазона длин волн для нагрева электронов потока плазмы 3 снабжен вогнутыми зеркалами 8, направляющими электромагнитное излучение 7 со стороны инжектора 1 на поток плазмы 3 в магнитной ловушке 4 в область электронно-циклотронного резонанса 9.

Инжектор 1 плазмы может быть выполнен на основе вакуумно-дугового разряда с катодом 2 из олова. Магнитная ловушка 4 может быть выполнена в виде простого осесимметричного пробкотрона, формируемого двумя катушками, распределение силовых линий 5 магнитного поля которого показано на рисунке 4.20, при этом, инжектор 1 плазмы установлен в начале магнитной ловушки 4 в области максимальной напряженности магнитного поля.

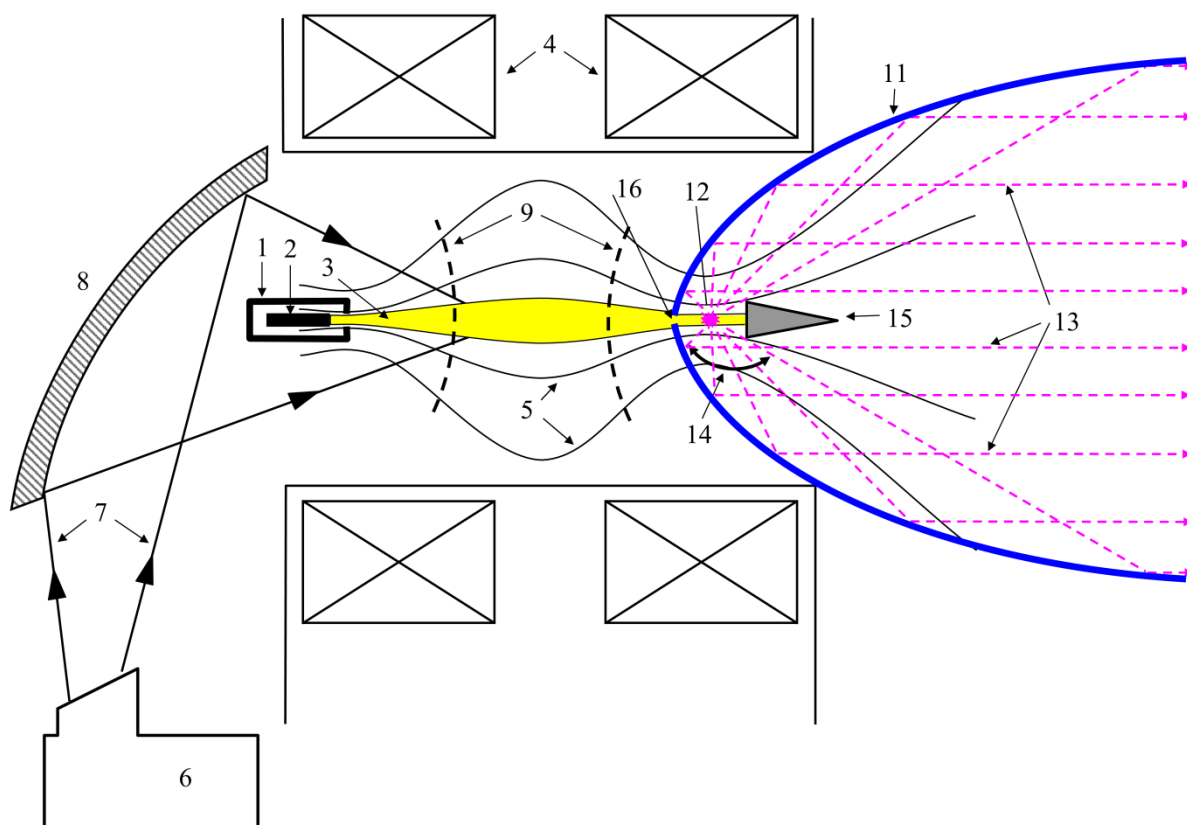


Рисунок 4.20. Схема предлагаемого непрерывного источника МРИ для проекционной литографии высокого разрешения. 1- инжектор (плазмогенератор вакуумно-дуговой), 2 – катод инжектора, 3 – поток плазмы, 4 – магнитная ловушка пробкотрон, 5 – силовые линии магнитного поля, 6 – гиротрон, 7 – пучок СВЧ излучения, 8 – фокусирующие зеркала, 9 – ЭЦР зоны нагрева электронов в магнитной ловушке, 11 – многослойное рентгеновское зеркало (коллектор), 12 – область излучения МРИ, 13 – МРИ, 14 – телесный угол собираемого коллектором МРИ, 15 – уловитель плазмы, 16 – ограничитель плазмы.



Для формирования в фокусе 12 рентгеновского зеркала 11 плазмы с ограниченными поперечными размерами отверстие 16 на оси рентгеновского зеркала должно быть выполнено с диаметром 0,1 – 0,3 мм. В качестве генератора 6 мощного электромагнитного излучения миллиметрового или субмиллиметрового диапазона длин волн может быть использован гиротрон. Осесимметричное рентгеновское зеркало 11 может быть выполнено в виде многослойного резонансного зеркала брэгговского типа нормального падения с формой параболоида или эллипсоида вращения, или другой формы, с отверстием 16 на оси симметрии. Длина магнитной ловушки 4 и положение рентгеновского зеркала 11 выбраны таким образом, чтобы оптимальный заряд ионов и соответственно максимум излучения плазмы в диапазоне,  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$ , располагался в фокусе 12 зеркала 11. Многослойное рентгеновское зеркало 11 обеспечивает спектральную фильтрацию и формирование направленного ЭУФ излучения в виде параллельного или сходящегося в промежуточный фокус пучка. Причем размеры и расположение упомянутых элементов источника обеспечивают большой телесный угол сбора 14 экстремального ультрафиолетового излучения - до 6 стерадиан. Таким образом, предлагаемая схема сможет удовлетворить требования предъявляемым электронной промышленностью к источнику МРИ для проекционной литографии высокого разрешения. Предложенная схема легла в основу патента [127].

#### 4.5. ВЫВОДЫ ГЛАВЫ

Полученные в этой главе диссертационной работы основные научные результаты заключаются в следующем.

Исследованные в ходе экспериментов рентгеновские спектры излучения плазмы ЭЦР разряда в тяжёлых (воздух, кислород, аргон) газах и проведённые абсолютные измерения интенсивностей рентгеновского излучения в диапазонах длин волн  $\lambda = 65 - 200 \text{ \AA}$  (энергия квантов  $h\nu \approx 60 - 190 \text{ эВ}$ ) и  $\lambda \approx 1 - 6 \text{ \AA}$  ( $h\nu \approx 2 - 10 \text{ кэВ}$ ) показали, что такой разряд является весьма эффективным источником мягкого рентгеновского излучения, максимум которого приходится на область длин волн порядка  $100 \text{ \AA}$  (энергия квантов  $h\nu \sim 120 \text{ эВ}$ ). Наиболее интенсивное МРИ наблюдалось в экспериментах с разрядом в аргоне. В воздухе и кислороде интегральная по длинам волн интенсивность МР излучения была меньше в 3 – 4 раза. Абсолютные измерения показали, что эффективность преобразования СВЧ излучения в мягкое рентгеновское излучение может достигать уровня 10%.

Инжектирование вакуумно-дугового разряда с катодом выполненным из олова в магнитную ловушку и последующий нагрев плазмы в условиях ЭЦР излучением миллиметрового диапазона длин волн позволяет реализовать плазму олова с кратностями ионизации ионов  $+7 - +9$ , излучающую в диапазоне длин волн  $13.5 \text{ нм} \pm 1\% \approx 50 \text{ Вт}$  в телесный угол  $4\pi \text{ ст.рад.}$  При этом поперечный размер излучающей области плазмы составлял 3 мм, а продольный - 5 см, объем излучающей плазмы -  $0.35 \text{ см}^3$ , при этом, удельная мощность свечения в указанном спектральном диапазоне достигала  $\sim 100 \text{ Вт/см}^3$ .

Проведенные расчеты показывают, что использование для нагрева плазмы излучения существующих гиротронов (например, с частотой излучения 170 ГГц, мощностью 20 кВт) позволяет поддерживать плазму с характерными размерами 1 мм x 1 мм x 10 мм с  $\langle Z \rangle = 9$ ,  $T_e = 200 - 300 \text{ эВ}$ . Такая плазма будет излучать 1 кВт

в диапазоне  $13.5 \text{ нм} \pm 1 \%$  при эффективности преобразования СВЧ излучения в МРИ на уровне  $5 \%$ . Такие параметры источника излучения близки к требуемым для успешного коммерческого применения [12].

Результаты, описанные в этой главе опубликованы в научных статьях [77], [107], [109]–[112], [128]–[131] и легли в основу патента [127].

## ГЛАВА 5. ИСТОЧНИК АКТИВНОГО АЗОТА

### 5.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Нитриды металлов III группы периодической системы элементов (AlN, GaN, InN), их твердые сплавы (AlGaN, InGaN), считаются наиболее перспективными материалами для создания новых типов оптоэлектронных устройств, работающих в широком диапазоне длин волн от видимой до дальней УФ областей спектра, а также мощных СВЧ приборов, способных функционировать в агрессивных средах и при высоких температурах [17]–[28]. Одной из ключевых проблем синтеза нитридов металлов III группы является создание эффективных источников атомарного азота, необходимого для встраивания в кристаллическую решетку металлов (In, Ga) и образования нитридов (InN, GaN). Наиболее распространённой технологией получения атомарного азота является термическое разложение аммиака ( $\text{NH}_3$ ). Существенная диссоциация молекул аммиака происходит при температуре свыше  $650\text{ }^\circ\text{C}$  [132]. Для получения необходимого для выращивания структур количества азота процессы проводятся в больших потоках аммиака (десятки и сотни литров в минуту) при температурах свыше  $1000\text{ }^\circ\text{C}$ . Основной недостаток данной технологии связан с токсичностью аммиака, работа с которым требует специальных мер безопасности и усилий, направленных на снижение нагрузки на окружающую среду. Кроме того, использование высоких температур делает невозможным рост некоторых кристаллов, к примеру, нитрида индия, который начинает активно разлагаться при температуре свыше  $500\text{ }^\circ\text{C}$  [133].

Альтернативой аммиачной технологии является диссоциация и возбуждение молекул азота ( $\text{N}_2$ ) электронным ударом в плазме. Для этой цели использовались: высокочастотный разряд (см. например, [134]), и электронно-циклотронный резонансный (ЭЦР) разряд с нагревом плазмы излучением с частотой  $2.45\text{ ГГц}$  [135], [136]. Активация азота (под активацией азота мы понимаем приведение азота в реакционно способное состояние – достаточное колебательное возбуждение молекулы или диссоциация молекулы на атомы) происходит в плазменном

источнике под действием, преимущественно, электронного удара. Далее активный азот подается с потоком основного газа в зону роста. Рост кристаллических пленок нитридов металлов третьей группы на подложках происходит, как правило, методами молекулярно-лучевой эпитаксии [137]–[140] и осаждения из газовой фазы металлоорганических соединений [141]–[143]. Одной из главных проблем указанных подходов является невозможность достижения высоких скоростей роста пленок при использовании традиционных плазменных способов создания потока активного азота (скорости роста пленок не превышают 1 мкм/час [133], [144]–[148]). Кроме того, использование аммиачной технологии непригодно для выращивания нитрида индия из-за низкой температуры разложения нитрида индия.

Задача оптимизации производительности источника атомарного азота состоит в следующем: необходимо обеспечить максимально возможный стабильный поток (плотность потока) атомарного азота из плазмы, при этом сами по себе заряженные частицы плазмы нежелательны, потому, что заряженные частицы плазмы, попадая на поверхность полупроводника, могут породить различного рода дефекты в растущем кристалле [149]–[151].

Для рекомбинации атомов азота обратно в молекулу необходимо третье тело, и поэтому объемной рекомбинацией атомов, покинувших плазму, можно пренебречь. Согласно работам [152], [153] рекомбинация атомов обратно в молекулы при давлениях ниже 10 Торр идет преимущественно гетерогенным образом на стенках вакуумной камеры.

Мы предлагаем для активации азота использовать ЭЦР разряд, поддерживаемый излучением с частотой миллиметрового диапазона. Для определенности будем иметь ввиду технологический гиротрон с частотой излучения 24 ГГц. Такой разряд обладает рядом преимуществ по сравнению с другими типами разрядов:

- ЭЦР резонанс обеспечивает высокую эффективность взаимодействия СВЧ излучения с электронным компонентом плазмы. Обеспечивается высокий коэффициент поглощения СВЧ излучения в широком диапазоне давлений. Это дает

возможность осуществить быстрый высокий удельный энергозатрат в плазму и, тем самым, обеспечить высокий темп диссоциации молекул. Иначе говоря, можно обеспечить высокую скорость продува газа через плазму с заметной долей диссоциации молекул при достаточно низком давлении (оптимальном для диссоциации).

- Повышение частоты греющего поля с традиционных 2.45 ГГц до 24 ГГц позволяет поддерживать плазму при оптимальном давлении. Эффективность ЭЦР нагрева излучением с частотой 2.45 ГГц невелика при давлении порядка 1 Торр.

- Повышение частоты греющего поля позволяет поддерживать плазму с большей концентрацией, что, в свою очередь, обеспечивает большой поток атомов из плазмы.

- Характерной особенностью ЭЦР разряда в интересующей нас области давлений является локализация плазмы в области магнитного поля. Это позволяет организовать плазменную камеру таким образом, что плазма не контактирует с легко распыляемыми диэлектриками и не загрязняется примесями.

- Магнитное поле, необходимое для реализации ЭЦР пробоя, отделяет потоки заряженных частиц (электроны и ионы следуют вдоль линий магнитного поля) от потока атомов. Это необходимо, прежде всего, для того, чтобы на выращиваемые структуры не попадали ускоренные ионы, что приводит, как правило, к появлению дополнительных дефектов в выращиваемых структурах.

Для демонстрации преимуществ предлагаемого метода было проведено экспериментальное исследование перспективности использования ЭЦР разряда для роста пленок нитрида индия.

## 5.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема установки, созданной для роста пленок нитридных соединений, приведена на рисунке 5.1. Фотография установки приведена на рисунке 5.2.

Микроволновое излучение технологического гиротрона через вакуумное окно поступает в плазменную камеру, где обеспечиваются условия для горения ЭЦР разряда с помощью магнитной катушки. В экспериментах использовался технологический гиротрон с непрерывным режимом работы, с частотой излучения 24 ГГц и мощностью до 5 кВт. Непрерывное излучение (мода TE<sub>11</sub>) гиротрона подавалось через согласующее устройство в разрядную камеру. Конструкция согласующего устройства обеспечивает передачу более 95 % мощности гиротрона, защищает гиротрон от отраженного от плазмы СВЧ-излучения и исключает попадание потоков плазмы на вакуумное СВЧ-окно. Мощность микроволнового излучения могла варьироваться в диапазоне от 100 Вт до 5 кВт. Разрядная камера выполнена в виде цилиндрической трубы из нержавеющей стали (внутренний диаметр 32 мм, длина 20 см).

Разрядная камера частично помещена в магнитное поле, создаваемое магнитной катушкой Биттеровского типа с водяным охлаждением. Чертеж магнита приведен на рисунке 5.3. Максимальная величина магнитного поля составляет 1.05 Тл при протекающем токе 750 А. Распределение магнитного поля вдоль оси электромагнита приведено на рисунке 5.4. Для питания электромагнита используется стабилизированный источник постоянного тока Lambda EMI ESS 20-750 с выходной мощностью 15 кВт. Пробой газа и нагрев плазмы осуществляется в условиях электронно-циклотронного резонанса на основной гармонике гирочастоты ( $B_{рез} = 0,86$  Тл).

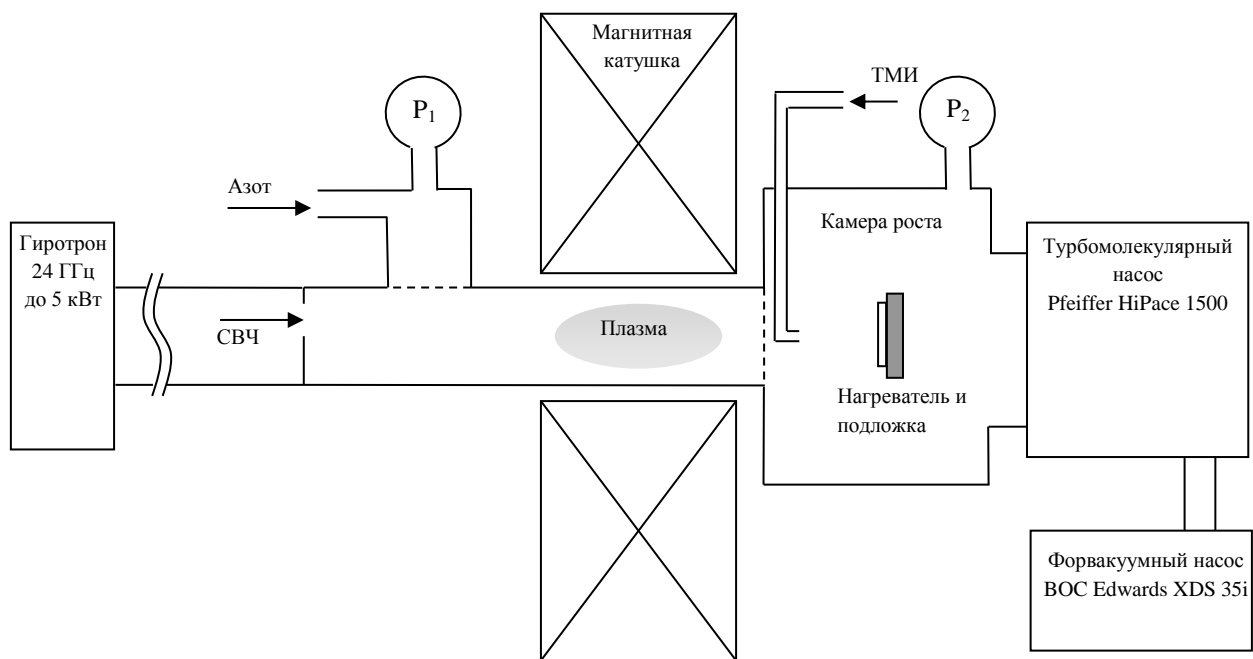


Рисунок 5.1. Схема установки.





Рисунок 5.2. Фотография экспериментальной установки.

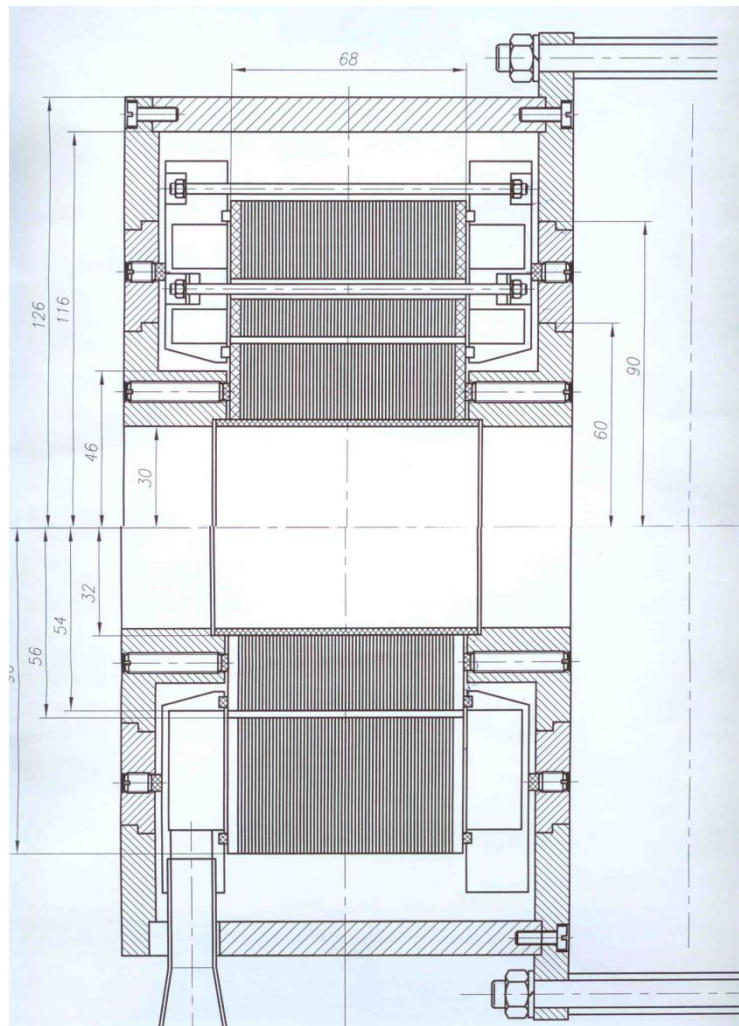


Рисунок 5.3. Чертеж электромагнита биттеровского типа.

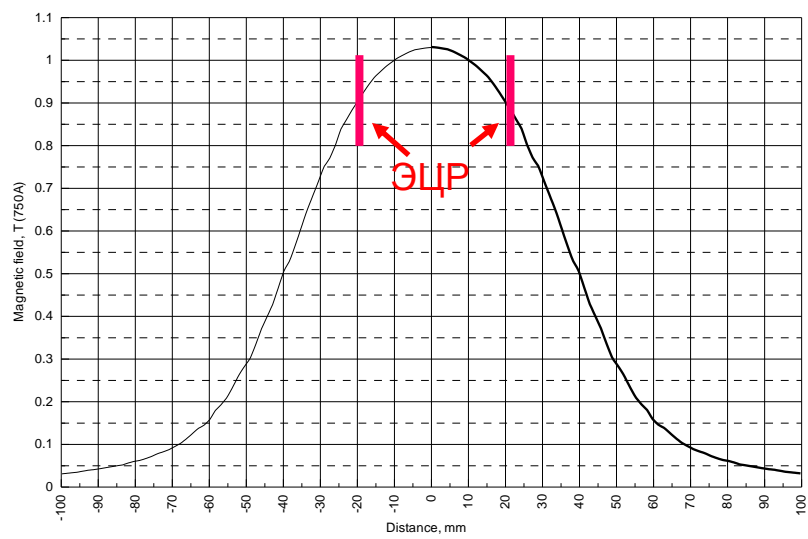


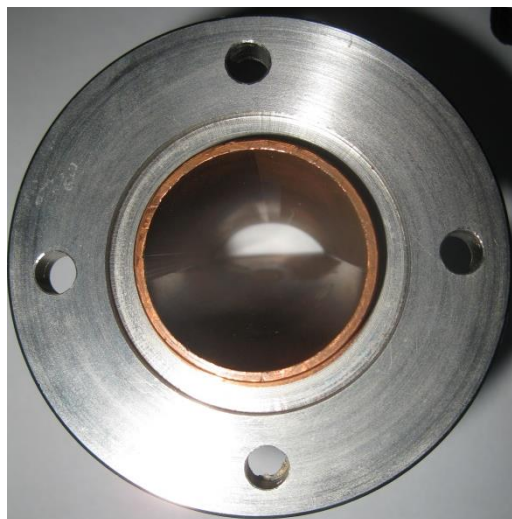
Рисунок 5.4. Распределение магнитного поля.

Согласующее устройство выполнено из бескислородной меди, представляет собой отрезок круглого волновода с внутренним диаметром 32 мм с расположенным внутри клином (см. фотографии на рисунке 5.5). Длина клиновидного перехода составляет 80 мм, она подобрана таким образом, чтобы отражение СВЧ мощности, подаваемой на моде TE<sub>11</sub>, не превосходило 5%. Минимальное сечение волноводного перехода (со стороны плазменной камеры) должно быть как можно меньшим, чтобы минимизировать отражение СВЧ энергии от плазмы обратно в волновод, но, при этом, оно должно оставаться достаточным для исключения пробоя в самом переходе. Высота сегмента круга равная 8 мм. в минимальном сечении перехода позволяет пропускать через такой переход СВЧ мощность свыше 2 кВт во всем диапазоне рабочих давлений.

Молекулярный азот поступает в зону плазменного разряда, где происходит его диссоциация и активация электронным ударом (см. рисунок 5.1). После выхода из реактора поток активированного азота поступает в камеру роста, где располагается подложка, помещенная на нагреваемый электрическим током подложкодержатель. Сюда же подается триметилиндий, термический распад которого в потоке активированного азота обеспечивает рост пленок InN. Откачка вакуумного объема осуществляется с помощью безмасляного турбомолекулярного насоса Pfeiffer HiPace 1500 в связке с форвакуумным насосом ВОС Edwards XDS 35i. Скорость откачки системы по азоту составляет 1200 литров в секунду. Для экспериментов по измерению плотности плазмы зонды помещались в центре реактора на месте подложкодержателя.



а)



б)



в)

Рисунок 5.5. Фотографии СВЧ согласующего устройства: а) – вид сбоку, б) – вид со стороны падающей СВЧ мощности, в) – вид со стороны плазменной камеры.

### 5.3. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ЭЦР РАЗРЯДА

На пердваритеольном этапе исследований необходимо было определить диапазон параметров, в котором существует ЭЦР разряд, а также измерить основные свойства плазмы. Цель эксперимента заключалась и в определении условий горения разряда, в которых достигаются максимальная плотность и температура электронов плазмы - ключевых факторов, влияющих на скорость активации азота в плазме.

Эксперименты по зажиганию непрерывного ЭЦР разряда проводились в азоте. Эксперименты проводились в вакуумной камере, которая состоит из плазменной камеры и камеры роста. Исследования показали, что в такой конфигурации вакуумной камеры устойчивое горение разряда происходит при магнитном поле больше резонансного значения 0,86 Т и давлении газа выше  $1,2 \cdot 10^{-2}$  мбар. Порог пробоя по давлению газа не зависит от мощности СВЧ излучения. Минимальный уровень мощности, необходимой для зажигания разряда, составляет 300 Вт. Для измерения параметров плазмы использовался двойной Зонд Ленгмюра, находящийся на оси системы в камере роста на расстоянии 26 см от центра разряда. Предполагается, что растекание плазмы происходит вдоль силовых линий магнитного поля, поэтому плотность плазмы в максимуме магнитного поля ( $B \sim 10000$  Гс) примерно в тысячу раз превышает плотность, измеренную зондом ( $B \sim 10$  Гс).

Далее приводятся результаты измерений плотности плазмы, пересчитанные в область максимального магнитного поля в центре разряда.

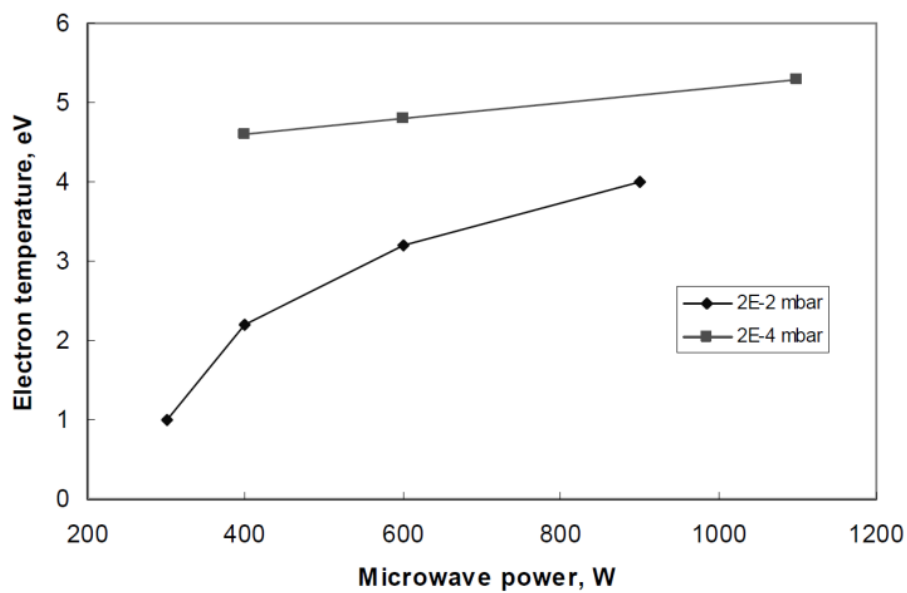


Рисунок 5.6. Температура электронов в зависимости от мощности СВЧ излучения при двух различных давлениях азота.

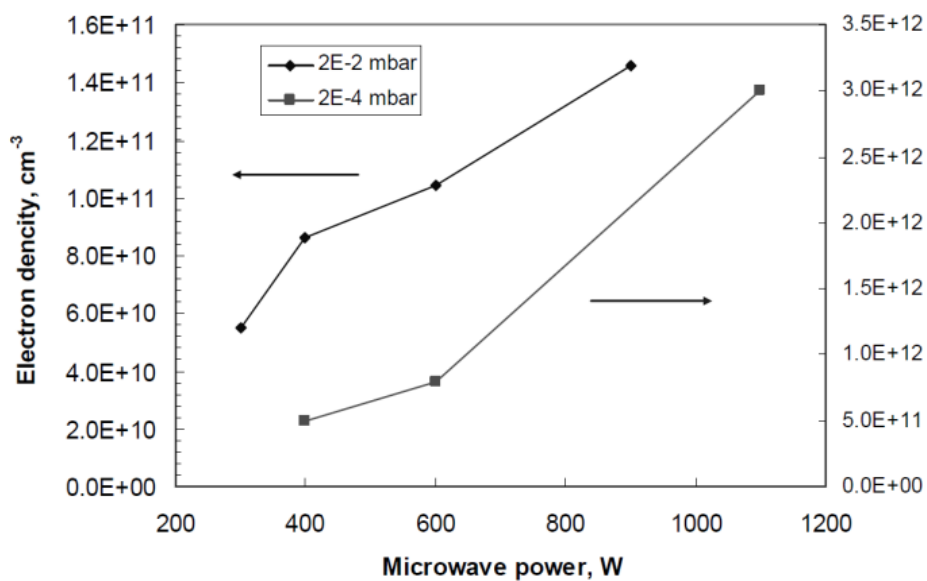


Рисунок 5.7. Плотность плазмы в зависимости от СВЧ мощности при двух различных давлениях азота.

На рисунках 5.6 и 5.7 показаны результаты измерения концентрации и температуры электронов в зависимости от мощности СВЧ нагрева при давлении газа  $2 \cdot 10^{-2}$  мбар. Видно, что плотность плазмы и температура возрастают с ростом приложенной СВЧ-мощности. В этих условиях эксперимента плотность плазмы и температура достигают максимального уровня  $1,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и 4 эВ на уровне мощности  $\approx 900$  Вт.

Существенно увеличить плотность плазмы удалось путем модификации вакуумной камеры. Модификация вакуумной камеры заключалась в устройстве резонатора для СВЧ излучения. Выход из плазменной секции вакуумной камеры был закрыт медной сеткой. Сетка была прозрачна для плазмы и потока атомарного азота, но СВЧ излучение оставалось внутри плазменной камеры. Важным фактором является тепловая нагрузка на сетку, поэтому она была выполнена из 2х миллиметрового листа безкислородной меди. Фотография сетки приведена на рисунке 5.8.

Очевидно, что в результате в резонаторе значительно увеличивается значение электрического поля и повышается эффективность передачи энергии от микроволнового излучения к электронам. В этой новой конфигурации стабильный пробой газа происходит при существенно более низком давлении газа  $\approx 8 \cdot 10^{-5}$  мбар, что приводит к увеличению степени ионизации плазмы. Таким образом, при давлении газа  $2 \cdot 10^{-2}$  мбар и мощности СВЧ излучения 400 Вт, электронная плотность составляет около  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и температура электронов составляет около 4 эВ, что в несколько раз выше, чем значения, полученные в предыдущем эксперименте.

На рисунках 5.6 и 5.7 показаны результаты измерения концентрации и температуры электронов в зависимости от мощности СВЧ нагрева при давлении газа  $2 \cdot 10^{-4}$  мбар. Видно, что в области низких давлений можно получить плотность плазмы более чем на порядок выше, чем в прежних условиях. Максимальная концентрация электронов  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  достигается при давлении газа  $2 \cdot 10^{-4}$  мбар, и уровне мощности 1100 Вт, температура электронов при этом составляет около **5,3 эВ**. Следует отметить, что в этом случае степень ионизации плазмы становится значительной и может достигать десятков процентов.

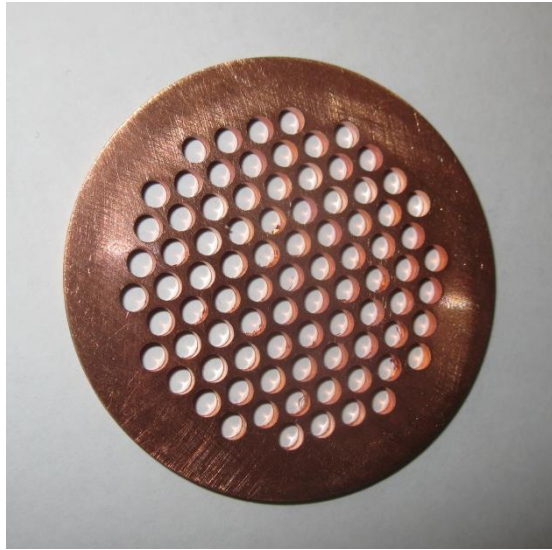


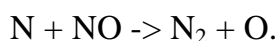
Рисунок 5.8. Фотография сетки, установленной между плазменной камерой и камерой роста.



#### 5.4. ИЗМЕРЕНИЕ ПОТОКА АТОМАРНОГО АЗОТА, ВЫТЕКАЮЩЕГО ИЗ ПЛАЗМЫ ЭЦР РАЗРЯДА

Главным параметром производительности источника активного азота для выращивания нитридных соединений является величина потока атомарного азота. Измерение потока атомов азота можно осуществлять с помощью различных методов: NO – титрации [152], [154]–[157], масс спектрометрии [157], [158], электронного парамагнитного резонанса [159], поглощения ЕА-излучения атомами [160], [161]. В наших условиях наиболее удобным и достоверным способом является NO-титрация.

Измерения величины потока атомарного азота из плазмы ЭЦР разряда проводились методом титрации по реакции восстановления. Суть метода состоит в проведении реакции восстановления азота из монооксида. В качестве титра выступает монооксид азота. Атомарный азот восстанавливает монооксид:



Монооксид добавляется в поток атомарного азота в известном количестве. В откачном тракте осуществляется пробоотбор и анализируется состав газа при помощи квадрупольного масс-анализатора остаточной атмосферы.

Оценим длину свободного пробега атомарного азота до рекомбинации в молекулу внутри камеры роста. Давление в камере роста возьмем равным  $5 \cdot 10^{-2}$  Торр. При этом давлении длина свободного пробега молекулы азота составляет  $\approx 1$  мм. Длина свободного пробега атома до столкновения с атомом при степени диссоциации 1% составляет  $\approx 10$  см. Но для объединения двух атомов в молекулу необходимо одновременное выполнение законов сохранения импульса и энергии, что, в этом случае, требует наличия третьего тела, способного унести необходимый избыток импульса. Вероятность тройного столкновения двух атомов и молекулы настолько мала, что длина свободного пробега атома до объединения в молекулу ( $10^8$  см) существенно превосходит размер установки. Таким образом, объемную рекомбинацию можно не учитывать. Единственной возможностью

объединения атомов в молекулу остается взаимодействие со стенками вакуумной камеры.

Схема установки, модернизированной для проведения данных измерений, представлена на рисунке 5.10. Монооксид азота напускался через трубку из нержавеющей стали, выход которой расположен в центре потока атомарного азота и направлен вниз по потоку газа, вытекающего из плазменной секции установки. В эксперименте использовалась поверочная газовая смесь, содержащая 10% монооксида азота и 90% молекулярного азота. Поток газовой смеси контролировался при помощи регулятора расхода газа Bronkhorst серии lowDr с точностью не хуже 1%.

Для анализа состава смеси прореагировавших газов в откачном тракте после турбомолекулярного насоса и перед входным портом форвакуумного насоса производился пробоотбор для анализа состава газа с помощью квадрупольного масс-спектрометра. В описываемом эксперименте использовался квадрупольный масс-спектрометр Balzers QMG 112 с шириной спектра регистрируемых масс 200 а.е.м. и минимальной чувствительностью  $1 \cdot 10^{-7}$  Торр парциального давления. Рабочее давление в масс-спектрометре должно быть не более  $1 \cdot 10^{-4}$  Торр, а в области пробоотбора давление газа составляет несколько единиц Торр, поэтому для измерения использовалась дифференциальная откачка масс-анализатора с помощью откачного поста Pfeiffer HiCube 80. Перед измерениями масс анализатор откачивался с прогревом до давления  $2 \cdot 10^{-7}$  Торр, что позволяло не принимать во внимание состав остаточной атмосферы анализатора при измерении напускаемого газа. Напуск газа осуществлялся через игольчатый натекатель ILMVAK VDH16, позволяющий точно дозировать поток. Давление в масс-спектрометре контролировалось с помощью широкодиапазонного вакуумметра Televac CC-10, обеспечивающего относительную точность измерения давления 3%, при абсолютной погрешности измерения давления 15%. Во время измерения масс-спектров давление поддерживалось равным  $3.0 \cdot 10^{-5}$  Торр с точностью  $\pm 3\%$ .

Типичный спектр, получаемый при проведении измерений, приведен на рисунке 5.11.

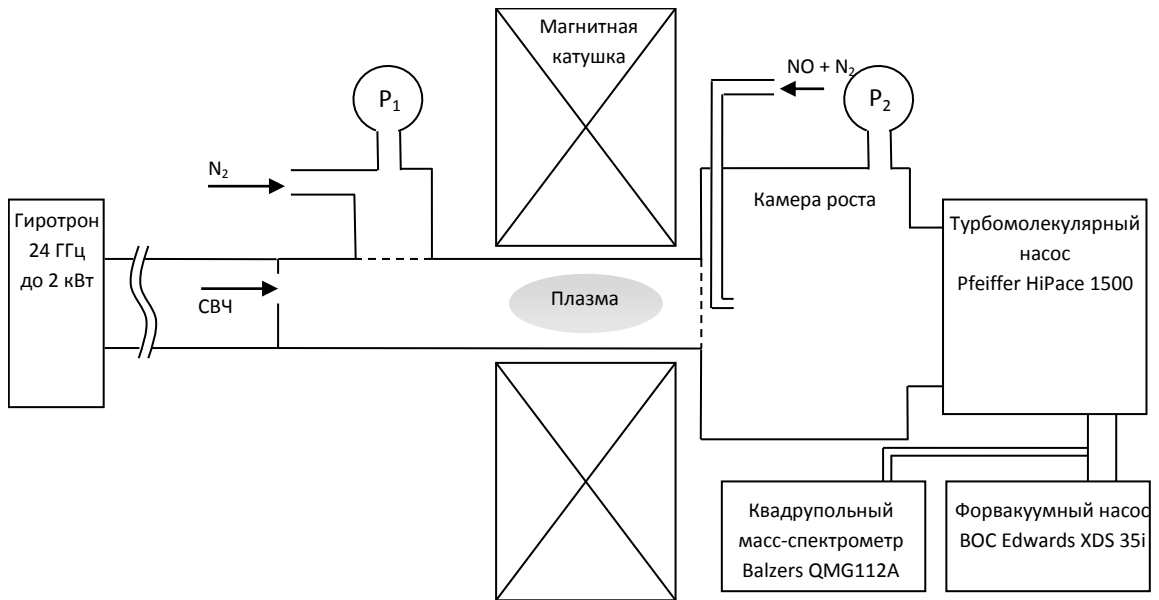


Рисунок 5.10. Схема измерения потока атомарного азота.

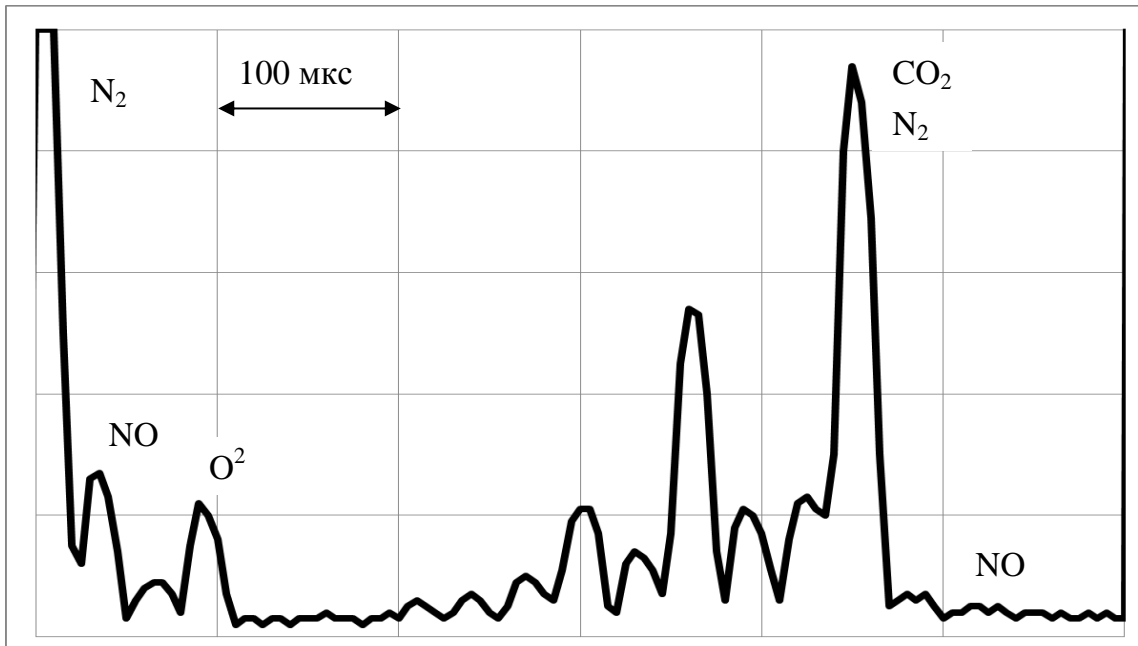


Рисунок 5.11. Типичная осциллограмма сигнала масс-спектрографа. Начальная масса 29, масштаб 30 мкс/а.е.м. Временной масштаб – 100 мкс в делении.

Длина свободного пробега молекулы монооксида азота до столкновения с атомом азота при степени диссоциации 1% составляет  $\approx 10$  см. С учетом стерического коэффициента, который в данном случае составляет порядка 0.1, длина взаимодействия монооксида азота с атомарным азотом составит  $\approx 100$  см. Это позволяет надеяться на то, что в потоке газа от трубки напуска монооксида до точки пробоотбора масс-анализатора возможная реакция восстановления монооксида азота пройдет до конца. По убыванию монооксида азота в масс-спектре можно судить о количестве атомарного азота, вытекающего из плазмы. Таким образом, измерение потока атомарного азота сводится к подбору потока монооксида азота, при котором регистрация монооксида азота на конце трассы распространения становится равной нулю (а при выключенном источнике атомарного азота не равной нулю).

Другая модификация способа измерения величины потока атомов азота по NO – титрации подразумевает регистрацию света, излучаемого при протекании реакции. Также, как и в первой модификации способа, проводится реакция восстановления азота из монооксида:  $N + NO \rightarrow N_2 + O$ , и, в случае избытка титра, начинает протекать следующая реакция:  $NO + O \rightarrow NO_2 + h\nu$ , которая сопровождается излучением света голубой части оптического спектра, по появлению которого судят о соотношении N и NO. Но в условиях эксперимента из-за низкого давления в камере роста интенсивность такого свечения оказывается чрезвычайно низкой и проводить практические измерения без существенной модернизации вакуумной камеры затруднительно. В экспериментах мы судили о величине потока атомарного азота по убыванию сигнала монооксида азота в масс-спектре.

На рисунке 5.12 показана экспериментально измеренная зависимость потока атомарного азота от мощности СВЧ излучения, греющего плазму, при двух различных давлениях в плазменной камере. Величина потока азота через плазму при этом сохранялась, а изменение давления достигалось изменением скорости откачки. При этом использовался турбомолекулярный насос с максимальной скоростью откачки 500 литров в секунду Pfeiffer TPU521

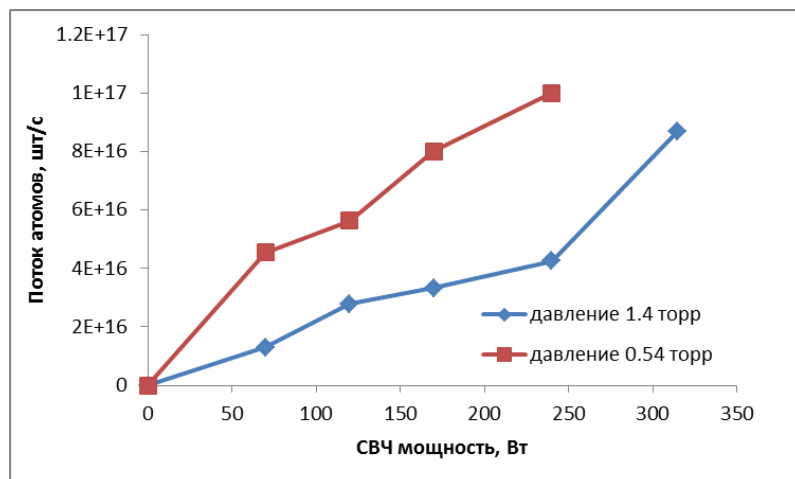


Рисунок 5.12. Зависимость потока атомарного азота из плазмы ЭЦР разряда от мощности СВЧ излучения, греющего плазму.

В данном измерении максимальный измеренный поток атомарного азота составил  $1 \cdot 10^{17}$  шт/сек. В данном эксперименте максимальное значение было достигнуто уже при мощности СВЧ излучения 250 Вт. С ростом мощности греющего излучения поток атомарного азота линейно растет. Ограничение на максимальное значение потока атомарного азота в данном случае связано с используемым титром. Линия напуска титра (смесь монооксида азота 0,5% с азотом 99,5%) позволяла подавать до  $10^{17}$  шт/сек молекул монооксида и при мощности 250 Вт весь титр связывался атомарным азотом вытекающим из плазмы.

Данный эксперимент показал, что на величину потока атомарного азота из плазмы ЭЦР разряда влияют, прежде всего, две величины – это мощность СВЧ излучения, вкладываемого в разряд и величина потока газа через плазму.

На этом опыте экспериментально продемонстрировано, что больший проток азота через плазму обеспечивает больший выход атомарного азота из области горения разряда, а от мощности СВЧ излучения вкладываемой в разряд поток атомарного азота растет линейно.

Для дальнейшего увеличения потока атомарного азота необходимо обеспечить максимально возможный поток газа через плазму при заданном давлении в плазменной камере. Для этого был установлен более производительный турбомолекулярный насос Pfeiffer HiPace 1500 с максимальной скоростью откачки 1450 литров в секунду. В сочетании с форвакуумным насосом VocEdwards XDS35i общая производительность откачной системы позволяла поддерживать давление в камере роста на уровне  $7 \cdot 10^{-2}$  Торр при протоке газа 730 sccm. При этом падение давления на трубе вакуумной камеры, в которой горит разряд, определяет распределение давления газа во всей системе. Соответственно, дальнейшее увеличение скорости откачки не приводит к увеличению потока газа через плазму. На рисунке 5.13 приведена измеренная зависимость давлений на входе в плазменную камеру P1 и в камере роста P2 в зависимости от скорости напуска газа.

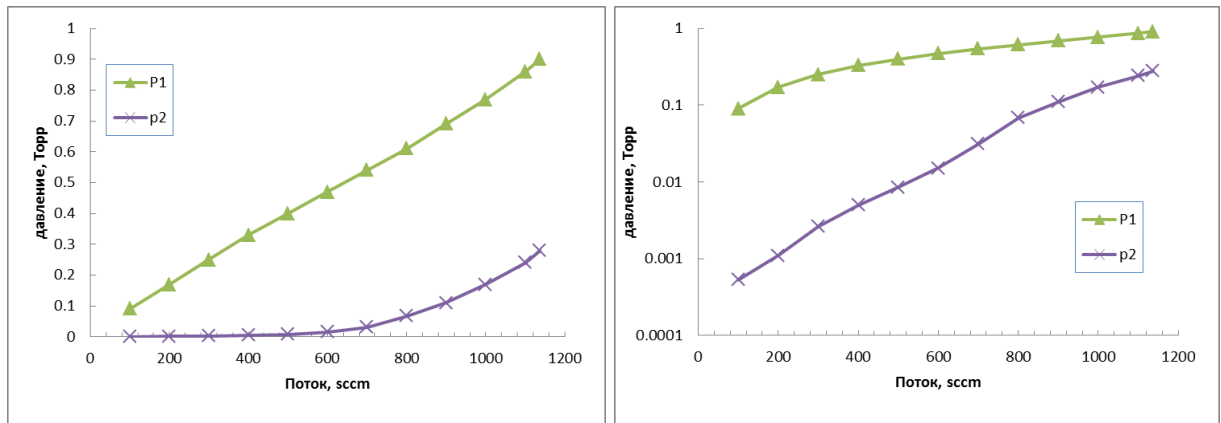


Рисунок 5.13. Зависимость давлений на входе в плазменную камеру P1 и в камере роста P2 от скорости напуска газа в линейном и полулогарифмическом масштабах.

Из графика видно, что при потоке газа более 1000 sccm распределение давления в системе определяется падением на плазменной камере, представляющей собой трубу с внутренним диаметром 36 мм и длиной 40 см. Полученный результат согласуется с оценкой падения давления при течении газа по трубе круглого сечения. В дальнейших экспериментах использовалась поверочная газовая смесь с большим содержанием монооксида азота (10%) и регулятор расхода газа с большим номиналом. Таким образом, предел измерения значения потока атомарного азота составил  $10^{19}$  шт/сек.

В модернизированной схеме измерения потока атомарного азота, вытекающего из плазмы ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротрона с частотой 24 ГГц, была проведена серия экспериментов. Результаты измерений показаны на рисунках 5.14 и 5.15.

Зависимость потока атомарного азота от мощности СВЧ излучения имеет насыщение. Так, при потоке газа через плазму 730 sccm насыщение достигается при 500 Вт. Зависимость величины потока атомарного азота от потока газа через плазму близка к линейной в области насыщения по мощности. Таким образом, продемонстрирован источник атомарного азота с производительностью  $4 \cdot 10^{18}$  шт/сек, или, в других единицах, поток атомарного азота составил 9 sccm. Такой показатель является рекордным на данный момент. Данный показатель удалось реализовать при напускаемом потоке 680 sccm, мощности СВЧ излучения 700 Вт. Степень диссоциации составила 0,5%. При этом, давление в камере роста составляло  $8 \cdot 10^{-2}$  Торр.



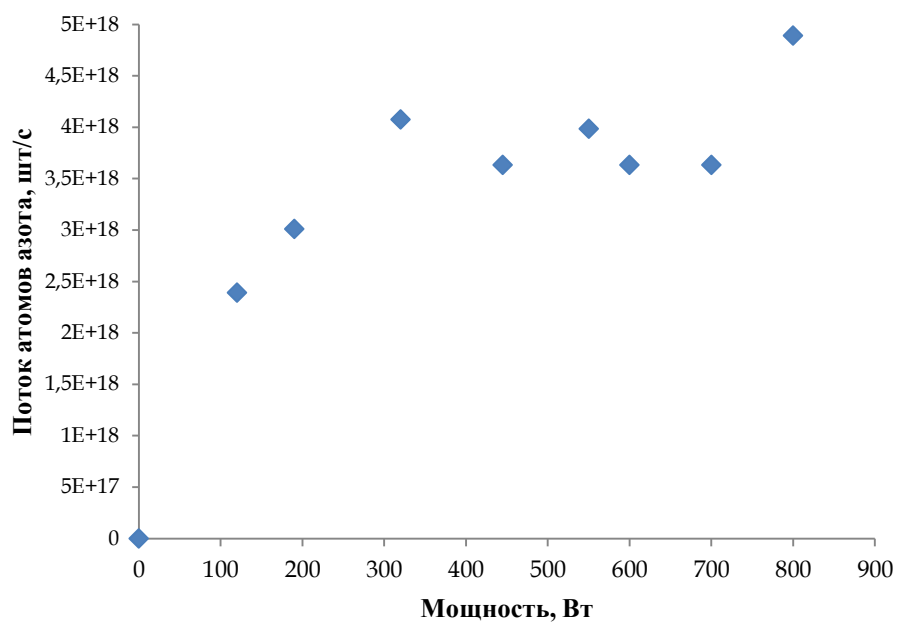


Рисунок 5.14. Зависимость потока атомарного азота от мощности СВЧ излучения. Поток азота через плазму составляет 730 сссм.

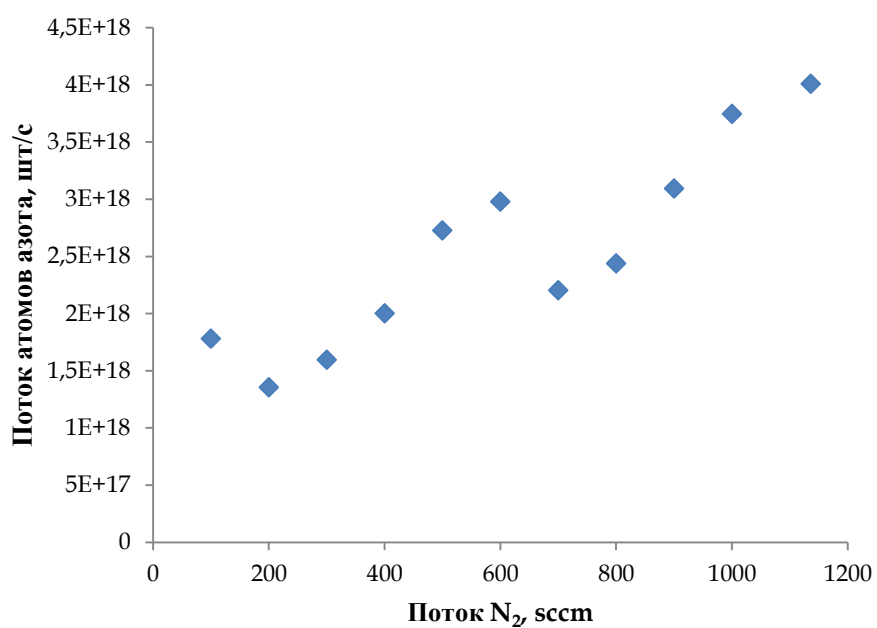


Рисунок 5.15. Зависимость потока атомарного азота от потока азота через плазму. Мощность СВЧ излучения 700Вт.

## 5.5. РОСТ ПЛЕНОК НИТРИДА ИНДИЯ МЕТОДОМ МЕТАЛОРГАНИЧЕСКОЙ ЭПИТАКСИИ С АКТИВАЦИЕЙ АЗОТА В ПЛАЗМЕ ЭЦР РАЗРЯДА

Разработанный источник атомарного азота на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением технологического гиротрона с частотой 24 ГГц, был использован для изучения процессов роста пленок InN с большой скоростью методом металлоорганической газофазной эпитаксии (ПА-МОГФЭ). Схема установки приведена на рисунке 5.1.

В проведенной серии экспериментов изучалось влияние материала подложки и буферных слоев на морфологию, структуру и фотолюминесцентные свойства пленок InN при их выращивании методом ПА-МОГФЭ. В качестве подложек использовались полированные пластины YSZ ориентации (111) и  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ориентации (0001). Подложки Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> применялись как без буферного слоя, так и с буферным слоем GaN, выращенным методом МОГФЭ. Рост буферного слоя GaN проводился по двухстадийному режиму. Сначала при температуре 550 °С наращивался тонкий зародышевый слой GaN, а затем проводился его отжиг и доращивался основной слой при температуре 1100°С. В этих темплейтах монокристаллические слои GaN при толщине 1  $\mu$ m имели значения полуширины рентгеновской кривой качания 0.13°. Для обеспечения равномерного нагрева на обратную сторону подложек методом электронно–лучевого напыления наносился слой титана толщиной 0,1 мм. Температура нагревателя измерялась с помощью термопары. Скорость роста оценивалась по высоте ступеньки на границе пленка–подложка, определенной с помощью интерференционного микроскопа Talysurf CCI 2000. Рост пленок InN проводился при температуре нагревателя 350-600° С, потоке азота через плазменный реактор 100-680 sccm, потоке азота через барботер 25-45 sccm, давлении на входе в плазменный источник 0,55 Торр, давлении в ростовой камере  $6 \cdot 10^{-2}$  Торр, мощности СВЧ-излучения 550-750Вт. Для исследования пленок InN применялись методы оптической и электронной микроскопии, вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), рентгеновской дифрактометрии (РД), и фотолюминесценции (ФЛ).

Температура подложки является одним из основных параметров, оказывающим определяющее влияние на структуру, морфологию и электрофизические параметры растущих пленок. Была проведена серия экспериментов по влиянию температуры подложки ( $T_s$ ) в интервале 340-595 °C на структуру пленок InN на подложках  $Al_2O_3(0001)$ .

Структурное качество слоев исследовалось методом РД на дифрактометре Bruker D8 Discover в геометрии параллельного пучка с фокусирующим зеркалом Гёбеля и прорезным асимметричным монохроматором двукратного отражения Ge(220) для  $CuK_{\alpha 1}$ -излучения. Записывались спектры  $\theta/2\theta$ ,  $\omega$  (кривая качания) и  $\varphi$ -сканирования. На рисунке 5.16 приведены кривые качания (КК) отражения (0002) InN слоев, выращенных при различной температуре. При температуре подложки 340 °C выраженного пика на КК не наблюдалось. С ростом температуры от 340 °C до 595 °C отмечается улучшение структурного качества пленок, что проявляется в уменьшении ширины кривой качания. Как видно из приведенных данных значение полуширины снижается от 2,5° для пленок, выращенных при температуре подложки 480 °C (линия 1 на рисунке 5.16 а) до 1,4° при  $T_s=535^\circ C$  (линия 2 на рисунке 5.16 а) и далее до 0,9 ° при  $T_s=595^\circ C$  (линия 3 на рисунке 5.16а). Данные пленки были выращены при скорости  $2,6 \mu m \cdot ч^{-1}$  и имели толщину 0,22  $\mu m$ . При  $T_s=480^\circ C$  на подложках сапфира получены пленки InN со скоростью  $10 \mu m \cdot ч^{-1}$ . При толщине пленки 1  $\mu m$  полуширина кривой качания составляла для них 2°. Несмотря на достаточно высокое значение ширины КК, пленки InN представляют собой эпитаксиальный монокристалл, о чем свидетельствуют острые пики, расположенные через 60° на  $\varphi$ -скане асимметричного отражения ( $10\bar{1}4$ ) InN (см. рисунок 5.16 б). Кластеры In наблюдаются многими исследователями при выращивании In- содержащих нитридов [162]–[164]. Есть данные, что эти включения могут вытягиваться вдоль направления роста на несколько сотен нанометров, образуя своеобразные провода, которые создают серьезные проблемы, связанные с возможными короткими p-n переходами. На рисунке 5.17 приведены спектры  $\theta/2\theta$  сканирования для слоев InN, полученных на подложках  $Al_2O_3$  при различных соотношениях III/V.

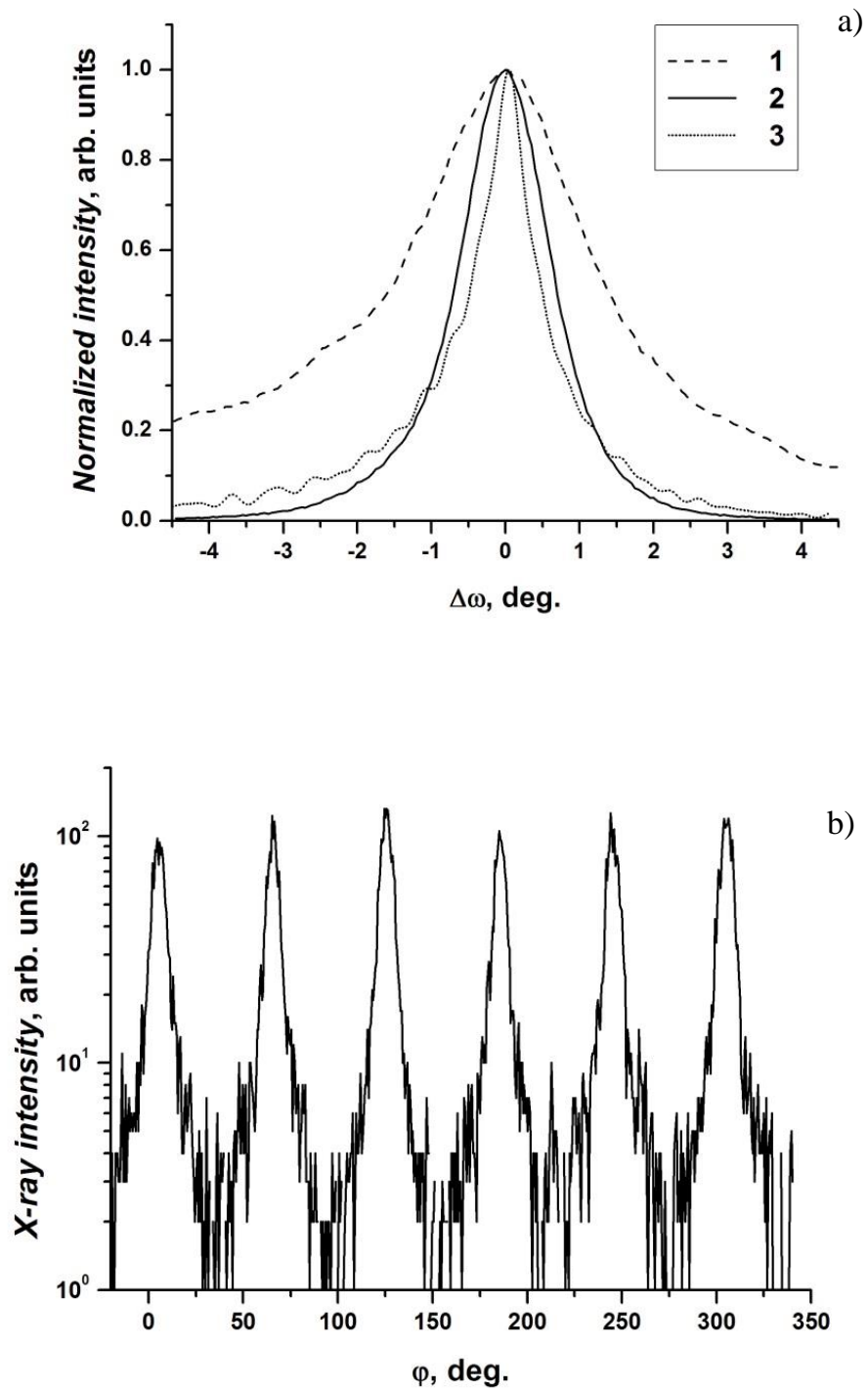
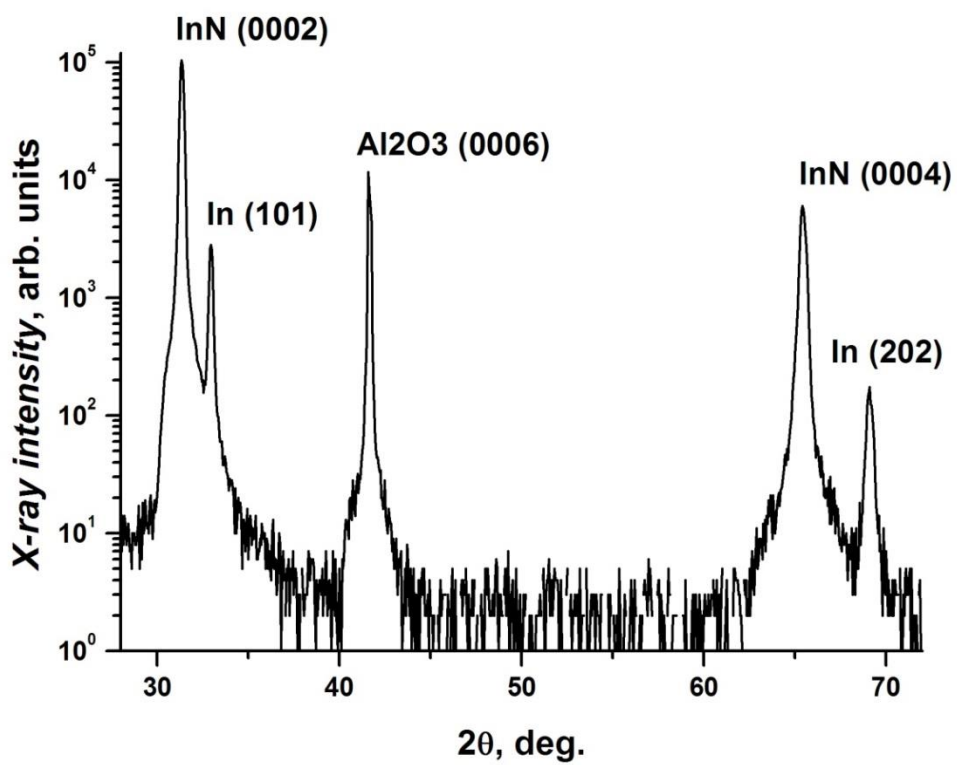
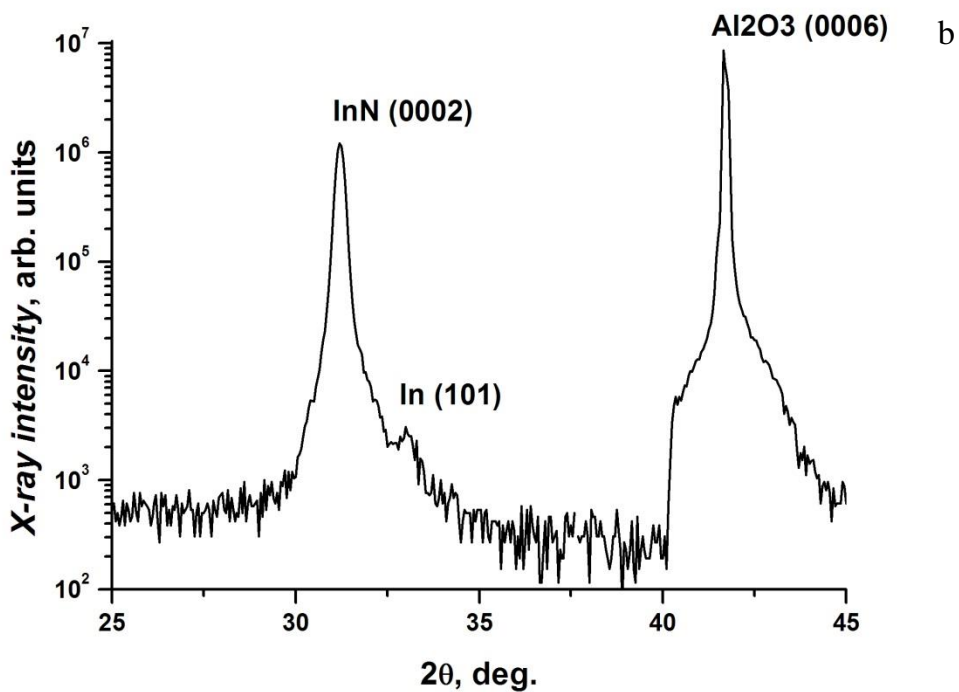


Рисунок 5.16. а - кривые качания отражения (0002) пленок InN на сапфире, полученных при различных температурах роста (1 - 480° C, 2 - 535° C, 3 - 595° C); б -  $\phi$ -скан отражения ( $10\bar{1}4$ ) пленки InN на сапфире, выращенной при 480° C



a



b

Рисунок 5.17. Спектры  $\theta/2\theta$  сканирования для слоев InN, полученных на подложках Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при различных соотношениях III/V.

На рисунке 5.17 а) приведен спектр для слоя, полученного при обычных потоках, а на рисунке 5.17 б) - при сниженном потоке ТМИ относительно потока активного азота. На рисунке 5.17 а) наблюдается интенсивный пик  $\text{In}(101)$ . Пик узкий, на КК отражения  $\text{In}(101)$  наблюдался максимум шириной  $\sim 5^\circ$ , это свидетельствует о том, что включения  $\text{In}$  текстурированы. Пленка  $\text{InN}$  имеет толщину  $1.1 \mu\text{m}$  и получена при скорости роста  $10 \mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$ . На рисунке 5.17 б) приведен спектр  $\theta/2\theta$  сканирования для слоя  $\text{InN}$ , полученного при сниженном потоке ТМИ. Съемка проводилась без монохроматора на первичном пучке, чтобы повысить чувствительность к побочным фазам. Видно, что даже в режиме съемки с повышенной чувствительностью к поликристаллическим фазам, такого узкого и интенсивного пика  $\text{In}$ , как в первом случае, не наблюдается, что свидетельствует о практически полном исчезновении крупных текстурированных включений  $\text{In}$ .

Материал подложки и буферного слоя оказывает определяющее влияние на параметры гетероэпитаксиальных пленок  $\text{InN}$ . В данной серии экспериментов в качестве подложек использовался сапфир, темплейт  $\text{GaN}/\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$  и фианит ориентации (111). При исследовании пленок снимались РД спектры  $\omega$ -сканирования, а также спектры фотолюминесценции при комнатной температуре (см. рисунок 5.18).

Как видно из приведенных данных (см. рисунок 5.18 а), для пленок  $\text{InN}$ , полученных на сапфире, полуширина кривой качания составляет  $2^\circ$  (рисунок 5.18 а), линия 1), в то время как при росте на темплейте это значение равно  $0,9^\circ$  (рисунок 5.18 а), линия 2). Лучшая по структурному совершенству пленка  $\text{InN}$  получена на подложке фианита ориентации (111). Для нее полуширина кривой качания не превышает  $0,26^\circ$  (рисунок 5.18 а, линия 3). Измерение ширины КК асимметричного отражения  $(10\bar{1}2)$   $\text{InN}$  для пленки на фианите дает значение  $0,44^\circ$ .

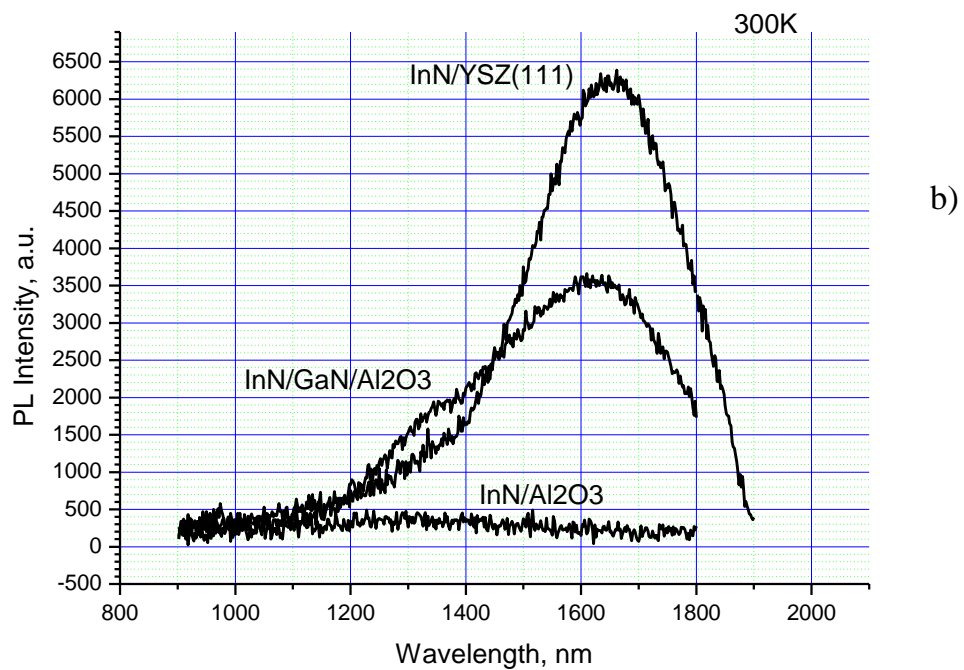
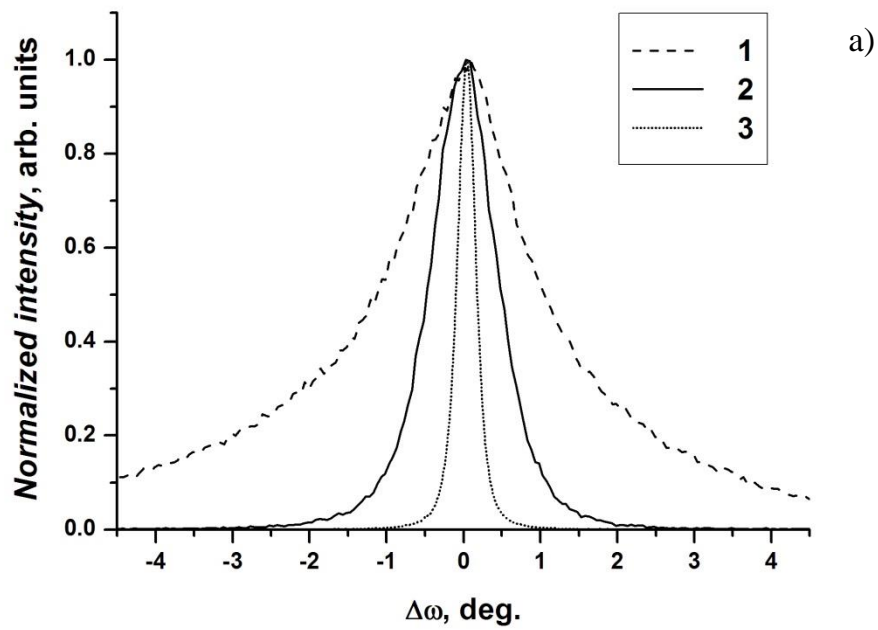


Рисунок 5.18. Рентгенодифракционные кривые качения (а) (0002) InN и спектры фотолюминесценции пленок InN (b), полученных на различных подложках ( $T_s=300^\circ\text{K}$ )

Эти результаты позволяют оценить значения разориентации ‘tilt’ и ‘twist’ блоков мозаичного кристалла InN в  $0,26^\circ$  и  $0,58^\circ$ . Значение среднеквадратичной поверхностной шероховатости для данных пленок толщиной  $0,4 \mu\text{m}$ , измеренные на площади  $100 \times 100 \mu\text{m}$ , составляет  $1,25 \text{ nm}$ . Среднеквадратичная шероховатость поверхности пленок InN на темплейте InN/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> несколько выше, чем для полученных на подложках YSZ, и составляет  $12 \text{ nm}$ . Это, вероятно, связано с тем, что выше и шероховатость ( $5 \text{ nm}$ ) примененного темплейта. Следует отметить, что рост на подложках фианита, по сравнению с ростом на темплейте, имеет, кроме улучшения качества слоев, еще и очевидные технологические преимущества - не требуется получения темплейта GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, что само по себе представляет сложную технологическую задачу.

Из приведенных спектров фотолюминесценции (рисунок 5.18 b) видно, что для пленки, выращенной на подложке сапфира, пик ФЛ очень слабый и положение его максимума соответствует длине волны  $1300 \text{ nm}$  ( $0,95 \text{ eV}$ ). На пленках InN, полученных на темплейте GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, интенсивность фотолюминесценции значительно выше, а положение пика соответствует длине волны  $1630 \text{ nm}$  ( $0,76 \text{ eV}$ ). Наиболее высокая интенсивность фотолюминесценции при положении максимума пика  $1650 \text{ nm}$  ( $0,75 \text{ eV}$ ) наблюдается для пленки, полученной на подложке YSZ(111). Пленки InN данной серии имели толщину  $0,4 \mu\text{m}$  и были выращены при скорости роста  $8 \mu\text{m} \cdot \text{ч}^{-1}$ .

На рисунках 5.19 и 5.20 приведены изображения кристаллитов нитрида индия на подложке фианита, полученные на сканирующем электронном микроскопе. На рисунке 5.19 видно, что происходит ориентированный колончатый рост кристаллической структуры гексагонального типа, характерного для нитрида индия.

На рисунке 5.20 приведено изображение кристаллитов нитрида индия на подложке фианита, полученное на сканирующем электронном микроскопе с меньшим увеличением.



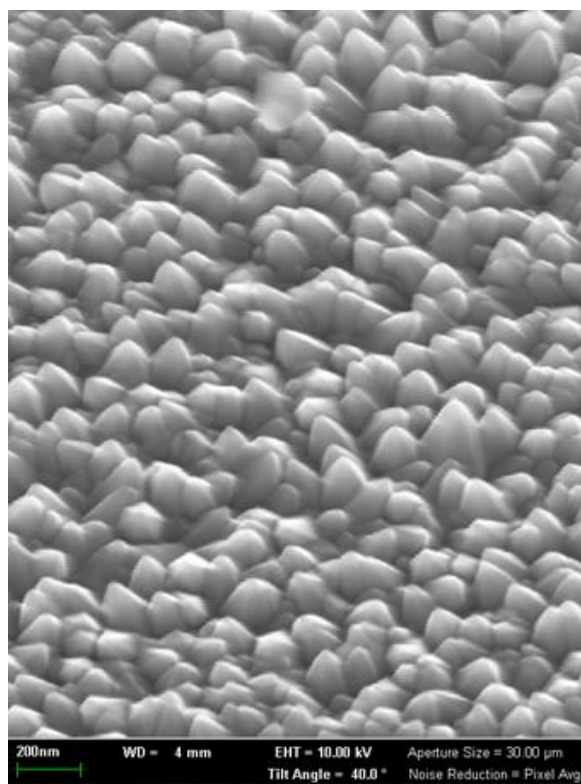


Рисунок 5.19. Изображение кристаллитов нитрида индия на подложке фианита, полученное на сканирующем электронном микроскопе

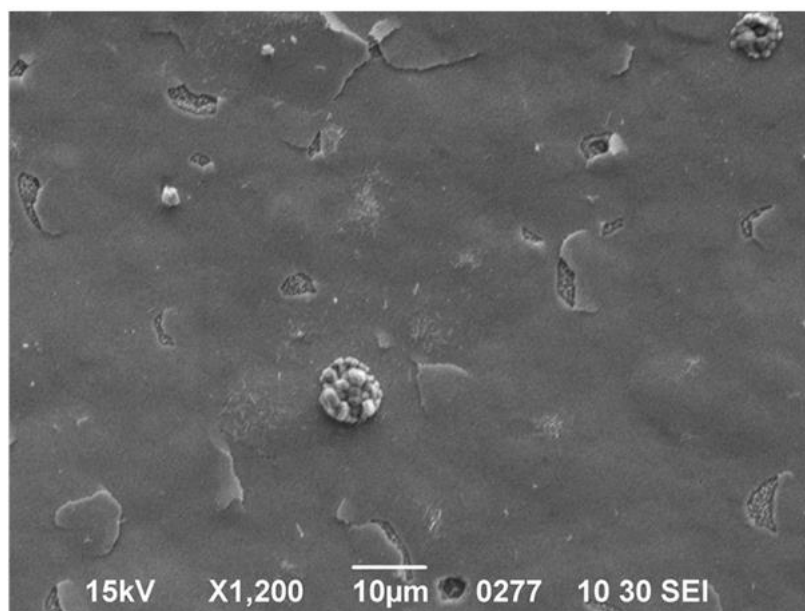


Рисунок 5.20. Изображение кристаллитов нитрида индия на подложке фианита, полученное на сканирующем электронном микроскопе с меньшим увеличением

Из рисунка видно, что образец характеризуется однородными участками большой площади. С помощью сканирующего электронного микроскопа удалось провести анализ характеристических линий рентгеновского излучения, тем самым исследовать элементный состав напыления. Как видно из рисунка 5.21, поверхность подложки фианита полностью покрыта соединением нитрида индия, пиков соответствующих атомам итербия и циркония не обнаружено.

Такие обнадеживающие результаты, полученные при выращивании тонких пленок нитрида индия хорошего качества, позволили нам приблизиться к решению задачи роста объемного кристалла. В результате проведенного длительного процесса роста был получен слой нитрида индия рекордной толщины. На рисунке 5.22 приведена фотография скола выращенного слоя. Слой был выращен на подложке  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с подслоем  $\text{AlN}$ .

Диаметр выращенного кристалла составил 50 мм, толщина 30 мкм. Такой объект уже можно назвать объемным кристаллом. До сих пор никому не удавалось вырастить пленки толщиной более 7 мкм., как представляется, прежде всего из-за проблем с напряжениями в кристалле, связанными с гетероэпитаксиальным ростом. В нашем случае удалось правильно подобрать последовательность буферных слоев и режимов роста, что позволило вырастить толстый образец с полностью релаксированными напряжениями. Распределение толщины по радиусу кристалла приведено на рисунке 5.23. Особенность на правом конце распределения связана с креплением кристалла на нагревателе. В итоге, большая производительность источника атомарного азота на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением технологического гиротрона, позволила реализовать режимы роста с достаточной скоростью для выращивания объемного кристалла нитрида индия.

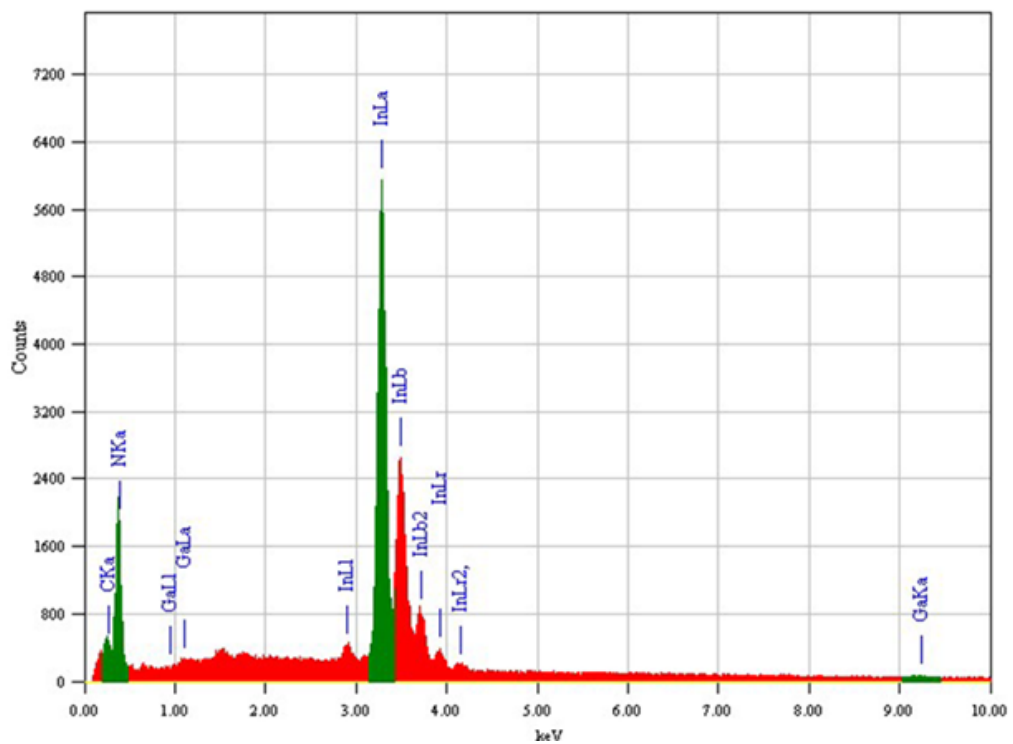


Рисунок 5.21. Результаты экспресс-анализа элементного состава поверхности по спектрам рентгеновского рассеяния

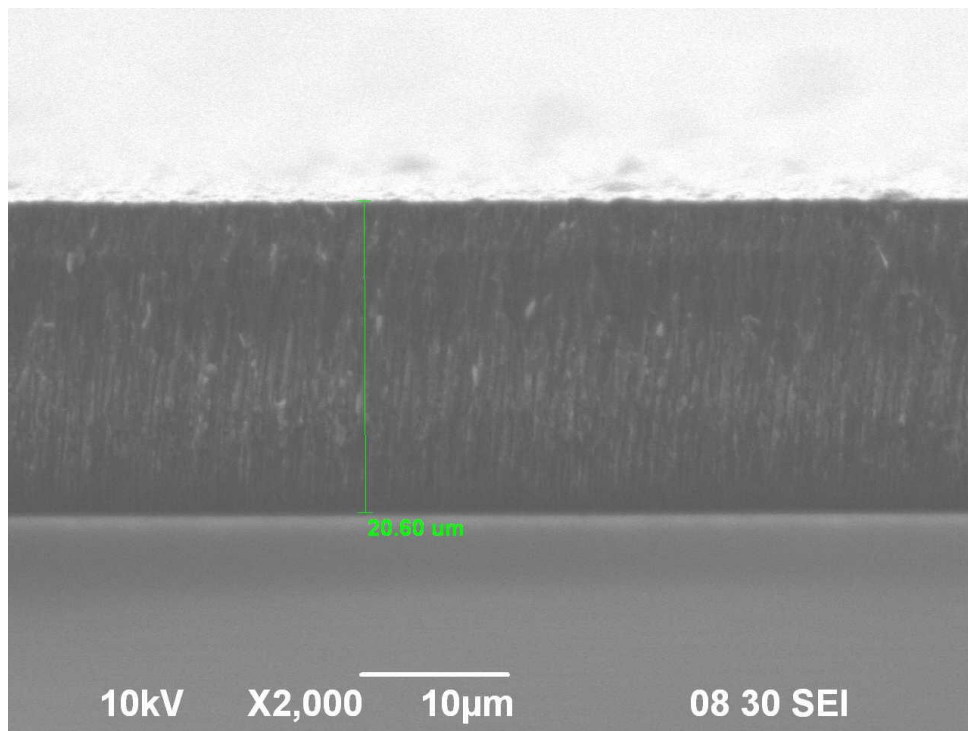


Рисунок 5.22. фотография скола толстого слоя нитрида индия.

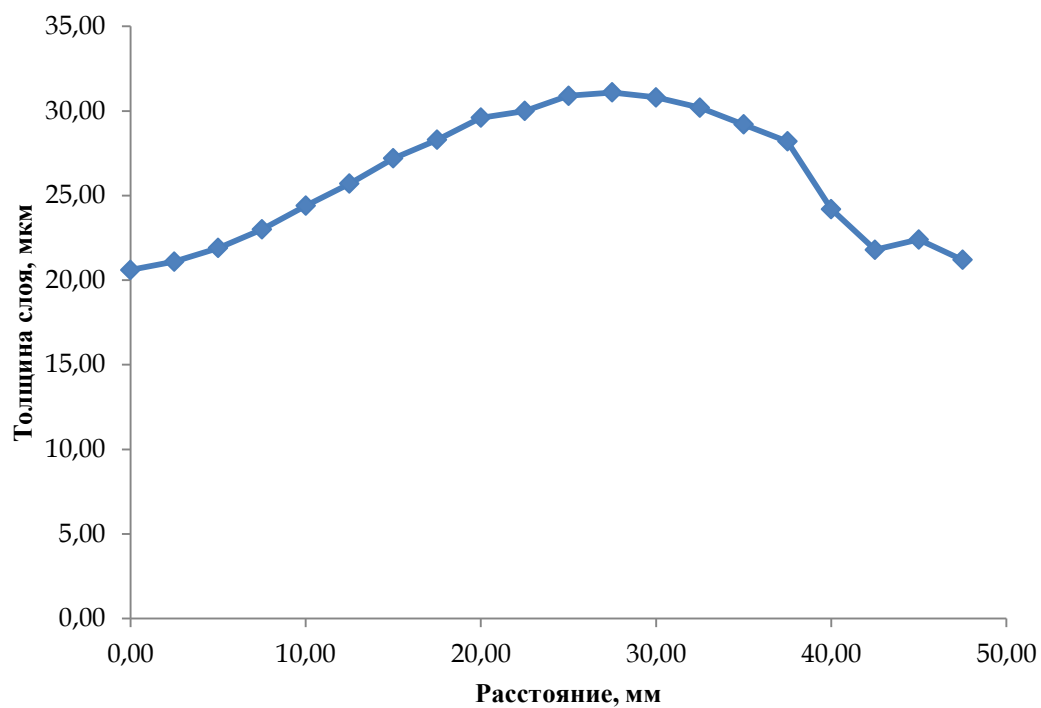


Рисунок 5.23. Профиль толщины кристалла нитрида индия.

## 5.6. ВЫВОДЫ ГЛАВЫ

Полученные в этой главе диссертационной работе основные научные результаты заключаются в следующем:

- Проведены исследования параметров плазмы источника атомарного азота на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением технологического гиротрона с частотой 24 ГГц и мощностью излучения до 5 кВт. Показано, что в таком ЭЦР-разряде в азоте возможно получение плазмы с уникальными параметрами: электронной плотностью на уровне до  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> и температурой электронов от 1 до 10 eV в диапазоне давлений газов от  $10^{-3}$  до 10 Торр.
- Проведены экспериментальные исследования свойств источника атомарного азота на основе плазмы ЭЦР разряда. Методом масс-спектрометрического анализа продуктов реакции титрации монооксида азота измерен поток атомарного азота в зависимости от мощности СВЧ нагрева и потока молекулярного азота через плазму. Продемонстрирован источник атомарного азота с максимальной производительностью  $4 \cdot 10^{18}$  шт/сек, что является рекордным значением на данный момент.
- Проведены процессы роста пленок нитрида индия. Показано, что метод металлоорганической газофазной эпитаксии при активации азота в плазме, создаваемой с помощью нового плазменного источника на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого непрерывным излучением гиротрона, позволяет получать пленки InN высокого качества при скоростях роста, достигающих значений  $10 \text{ мкм} \cdot \text{ч}^{-1}$ .

Результаты, описанные в этой главе опубликованы в научных статьях [165]–[172].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации представлены результаты исследования физических особенностей плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда, поддерживаемого СВЧ излучением гиротронов миллиметрового диапазона длин волн и рассматриваются различные применения таких разрядов. Основные результаты диссертации формулируются следующим образом.

1. Исследована плазма ЭЦР разряда в магнитной ловушке типа пробкотрон, поддерживаемая излучением миллиметрового диапазона длин волн. Показано, что в условиях эксперимента реализуется квазигазодинамический режим удержания плазмы в зеркальной магнитной ловушке. При уменьшении давления напускаемого газа распределение ионов смещается в сторону больших кратностей ионизации. В эксперименте удалось продемонстрировать средний заряд ионов азота +4, в аргоновой плазме средний заряд ионов был +8. Продемонстрирован пучок ионов, извлечённых из плотной плазмы ЭЦР разряда с током 0.5 мА и нормализованным эмиттансом менее 0.25 п·мм·мрад. Высокий средний заряд получаемых ионов и большая эмиссионная способность плазмы позволяет использовать такой разряд в источнике многозарядных ионов
2. Впервые продемонстрирована эффективность дополнительной ионизации ионов металлов плазмы вакуумной дуги, инжектируемой в магнитную ловушку, за счёт ЭЦР нагрева электронов плазмы СВЧ излучением. Использование в экспериментах мощного коротковолнового электромагнитного излучения гиротронов позволило работать с большой (порядка  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>) концентрацией плазмы и обеспечить многократную дополнительную ионизацию. Эффект повышения кратности ионизации продемонстрирован как для легкоплавкого (свинец), так и для тугоплавкого (платина) материалов.

3. Установлено, что время удержания плазмы вакуумно-дугового разряда, инжектируемой в прямую магнитную ловушку, определяется пролётом ионов вдоль оси системы. При плотности плазмы в ЭЦР разряде более  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> этого времени достаточно для дополнительной многократной ионизации ионов. Проведённые эксперименты продемонстрировали перспективность данного метода получения МЗИ тугоплавких металлов. Повышение частоты греющего поля в два раза привело к существенному сдвигу распределения ионов по зарядовым состояниям в сторону больших кратностей ионизации. При оптимальных параметрах эксперимента получен пучок металлических ионов со средним зарядом +7. Максимальная достигнутая кратность ионизации металлических ионов составила 10+
4. Повышение частоты повторения следования разрядных импульсов до 1 Гц позволило снизить содержание газовых примесей в разряде, что, в свою очередь, увеличило стабильность работы источника многозарядных металлических ионов.
5. Проведены исследования ионного состава плазмы импульсного ЭЦР разряда при низком (ниже пробойного при заданной длительности импульса) давлении в условиях сильной предварительной ионизации газа с помощью непрерывно горящего разряда пеннинговского типа. Продемонстрирован существенный сдвиг распределения ионов по кратностям ионизации в сторону больших зарядностей. Так, в случае использования гелия в качестве рабочего газа, получена плазма, состоящая из полностью "ободранных" ионных остовов и электронов. Средний заряд ионов в плазме равнялся 2. Благодаря непрерывно горящему разряду пеннинговского типа между импульсами ЭЦР разряда, удаётся избавиться от большей части примесей в разряде.
6. Исследованные в ходе экспериментов рентгеновские спектры излучения плазмы ЭЦР разряда в тяжёлых (воздух, кислород, аргон) газах и проведённые абсолютные измерения интенсивностей рентгеновского излучения в диапазонах длин волн  $\lambda = 6,5 - 20$  нм и  $\lambda \approx 0,1 - 0,6$  нм показали, что такой

разряд является эффективным источником мягкого рентгеновского излучения, максимум светимости приходится на область длин волн 10 нм. Наиболее интенсивное мягкое рентгеновское излучение наблюдалось в экспериментах с разрядом в аргоне. В воздухе и кислороде интегральная по длинам волн интенсивность МР излучения была меньше в 3 – 4 раза. Абсолютные измерения продемонстрировали эффективность преобразования СВЧ излучения в мягкое рентгеновское излучение на уровне 10%.

7. Экспериментально установлено, что плазма вакуумно-дугового разряда с катодом, выполненным из олова, дополнительно нагреваемая СВЧ излучением в условиях ЭЦР, при оптимальных условиях содержит ионы олова с кратностями ионизации от +7 до +9 и излучает в диапазоне длин волн  $13.5 \text{ нм} \pm 1\% \approx 50 \text{ Вт}$  в телесный угол  $4\pi \text{ ст.рад.}$  Поперечный размер излучающей области плазмы составлял 3 мм, а продольный - 5 см, объем излучающей плазмы -  $0.35 \text{ см}^3$ , удельная мощность свечения в указанном спектральном диапазоне достигала  $\sim 100 \text{ Вт/см}^3$ .
8. Проведённые расчёты показывают, что использование для нагрева плазмы излучения существующих гиротронов (например, с частотой излучения 170 ГГц, мощностью 20 кВт) позволяет поддерживать плазму с характерными размерами 1 мм x 1 мм x 10 мм с  $\langle Z \rangle = 9$ ,  $T_e = 200 - 300 \text{ эВ}$ . Такая плазма будет излучать 1 кВт в диапазоне  $13.5 \text{ нм} \pm 1\%$  при эффективности преобразования СВЧ излучения в МРИ на уровне 5%. Такие параметры источника излучения близки к требуемым для успешного коммерческого применения.
9. Проведены исследования параметров плазмы источника атомарного азота на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением технологического гиротрона с частотой 24 ГГц и мощностью излучения до 5 кВт. Показано, что в таком ЭЦР разряде в азоте возможно получение плазмы с уникальными параметрами: электронной плотностью на уровне до  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  и температурой электронов от 1 до 10 эВ в диапазоне давлений газов от  $10^{-3}$  до 10 Торр.



10. Методом масс-спектрометрического анализа продуктов реакции титрации монооксида азота измерен поток атомарного азота в зависимости от мощности СВЧ нагрева и потока молекулярного азота через плазму. Продемонстрирован источник атомарного азота с максимальной производительностью  $4 \cdot 10^{18}$  шт/сек, что является рекордным значением на данный момент.
11. Показано, что метод металлоорганической газофазной эпитаксии при активации азота в плазме, создаваемой с помощью нового плазменного источника на основе ЭЦР разряда, поддерживаемого излучением гиротрона, позволяет получать плёнки InN высокого качества при рекордных скоростях роста, достигающих значений  $10 \text{ мкм} \cdot \text{ч}^{-1}$ .

## СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи в научных журналах:

1. S. Golubev, I. Izotov, S. Razin, A. Sidorov, V. Skalyga, A. Vodopyanov, V. Zorin, and A. Bokhanov, "High current ECR source of multicharged ion beams," Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms, vol. 256, no. 1, pp. 537–542, 2007.
2. Водопьянов А.В., Голубев С.В., Зорин В.Г., Разин С.В., Шилов М.А., "Параметры плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда в открытой магнитной ловушке в квазигазодинамическом режиме удержания," Письма в журнал технической физики., т. 25, стр. 90-94, 1999.
3. V. G. Zorin, A. F. Bokhanov, S. V Golubev, I. V Izotov, D. A. Mansfeld, S. V Razin, A. V Sidorov, V. A. Skalyga, A. V Vodopyanov, A. Physics, and U. St, "Gasdynamic Ecr Sources of Multicharged Ions," High Energy Phys. Nucl. Phys., vol. 2007, no. 7, pp. 128–130, 2007.
4. M. A. Dorf, A. V. Sidorov, V. G. Zorin, A. F. Bohanov, A. V. Vodopyanov, I. V. Izotov, S. V. Razin, and V. A. Skalyga, "Noise suppression and stabilization of an ion beam extracted from dense plasma," J. Appl. Phys., vol. 102, no. 5, pp. 1–5, 2007.
5. Водопьянов А.В., Голубев С.В., Господчиков Е.Д., Смолякова О.Б., Суворов Е.В. «О возможности электронного циклотронного нагрева закритической плазмы в прямой магнитной ловушке», Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 6. С. 488.
6. Водопьянов А.В., Голубев С.В., Зорин В.Г., Разин С.В., Муругов В.М., Сенник А.В., Кравченко А.Г., Литвин Д.Н., Мисько В.Н., Петров С.И. и др., «Влияние газовыделения со стенок вакуумной камеры на динамику ЭЦР разряда в магнитной ловушке», Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2003. Т. 46. № 8-9. С. 830-835.
7. S. V. Golubev, S. V. Razin, V. E. Semenov, A. N. Smirnov, A. V. Vodopyanov, and V. G. Zorin, "Formation of multi-charged ions and plasma stability at

- quasigasdynamic plasma confinement in a mirror magnetic trap,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, no. 2, p. 669, 2000.
8. J. L. Bouly, J. C. Curdy, R. Geller, S. V. Golubev, A. Lacoste, T. Lamy, P. Sole, P. Sortais, S. V. Razin, J. L. Vieux-Rochaz, T. Thuillier, A. V. Vodopyanov, and V. G. Zorin, “High current density production of multicharged ions with ECR plasma heated by gyrotron transmitter,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 73, no. 2, p. 528, 2002.
  9. V. Zorin, S. Golubev, S. Razin, A. Sidorov, V. Skalyga, and A. Vodopyanov, “High current density ion beam formation from plasma of electron cyclotron resonance discharge,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 5, pp. 1675–1677, 2004.
  10. А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, В. Г. Зорин, А. Ю. Крячко, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин, С. В. Разин, А. Н. Смирнов, “Электронно-циклотронный резонансный разряд в тяжёлых газах, поддерживаемый мощным микроволновым пучком в магнитной ловушке, как источник мягкого рентгеновского излучения,” *Письма в ЖТФ*, Т. 26, В. 24, С. 7–12, 2000.
  11. E. D. Gospodchikov, S. V. Golubev, O. B. Smolyakova, E. V. Suvorov, and A. V. Vodopyanov, “On the Possibility of ECR-Discharge with Overcritical Plasma Density in Axisymmetrical Magnetic Trap,” *Fusion Sci. Technol.*, vol. 59, no. 1T, pp. 223–225, 2011.
  12. A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, V. G. Zorin, S. V. Razin, A. V. Vizir, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, and G. Y. Yushkov, “Multiple ionization of metal ions by ECR heating of electrons in vacuum arc plasmas,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 5, p. 1888, 2004.
  13. A. G. Nikolaev, K. P. Savkin, E. M. Oks, A. V. Vizir, G. Y. Yushkov, A. V. Vodopyanov, I. V. Izotov, and D. A. Mansfeld, “Generation of high charge state metal ion beams by electron cyclotron resonance heating of vacuum arc plasma in cusp trap,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 83, p. 02A309, 2012.
  14. Водопьянов А.В., Голубев С.В., Мансфельд Д.А., Николаев А.Г., Окс Е.М., Разин С.В., Савкин К.П., Юшков Г.Ю., «Генерация многозарядных ионов тугоплавких металлов в электронно-циклотронном резонансном разряде в прямой магнитной ловушке», *Журнал технической физики*, Т. 75, стр. 101-105.

15. Водопьянов А.В., Голубев С.В., Мансфельд Д.А., Николаев А.Г., Окс Е.М., Хижняк В.И., Юшков Г.Ю., «Многократная ионизация ионов металлов вакуумной дуги в магнитной ловушке с нагревом мощным СВЧ-излучением», Письма в журнал технической физики, Т. 33, 2007, Стр. 44-49.
16. G. Y. Yushkov, A. V. Vodopyanov, A. G. Nikolaev, I. V. Izotov, K. P. Savkin, S. V. Golubev, and E. M. Oks, "Gyrotron microwave heating of vacuum arc plasma for high-charge-state metal ion beam generation," IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 41, no. 8, pp. 2081–2086, 2013.
17. G. Y. Yushkov, K. P. Savkin, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, A. V. Vodopyanov, I. V. Izotov, and D. A. Mansfeld, "Formation of Multicharged Metal Ions in Vacuum Arc Plasma Heated by Gyrotron Radiation," Plasma Sci. Technol., vol. 13, no. 5, pp. 596–599, Oct. 2011.
18. A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, V. I. Khizhnyak, D. A. Mansfeld, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, K. P. Savkin, A. V. Vizir, and G. Y. Yushkov, "High current multicharged metal ion source using high power gyrotron heating of vacuum arc plasma," Rev. Sci. Instrum., vol. 79, no. 2, p. 02B304, 2008.
19. A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, V. I. Khizhnyak, D. A. Mansfeld, A. G. Nikolaev, and E. M. Oks, "Multiple Ionization of Metal Ions in SMIS 75," High Energy Phys. Nucl. Phys., vol. 2007, no. 7, pp. 159–161, 2007.
20. A. V. Vodopyanov, I. V. Izotov, D. A. Mansfeld, and G. Y. Yushkov, "Multicharged ion source based on Penning-type discharge with electron cyclotron resonance heating by millimeter waves," Rev. Sci. Instrum., vol. 83, p.02A325, 2012.
21. A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, I. V. Izotov, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, K. P. Savkin, and G. Y. Yushkov, "Glow plasma trigger for electron cyclotron resonance ion sources," Rev. Sci. Instrum., vol. 81, no. 2, p. 02A305, 2010.
22. A. V. Vodopyanov, "ECR Plasma with 75GHz Pumping," High Energy Phys. Nucl. Phys., vol. 2007, no. 2, pp. 152–155, 2007.
23. A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, I. V. Izotov, D. A. Mansfeld, and G. Y. Yushkov, "He 2+ source based on Penning-type discharge with electron cyclotron resonant heating by millimeter waves," Plasma Sources Sci. Technol., vol. 20, no. 3, p. 035014, 2011.

24. Водопьянов А.В., Голубев С.В., Мансфельд Д.А., Николаев А.Г., Савкин К.П., Салашенко Н.Н., Чхало Н.И., Юшков Г.Ю., «Источник жесткого ультрафиолетового излучения на основе ЭЦР разряда», Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. Т. 88. С. 103-106. 2008.
25. Скалыга В.А., Зорин В.Г., Изотов И.В., Водопьянов А.В., Голубев С.В., Мансфельд Д.А., Разин С.В., Сидоров А.В. «Короткоимпульсный электронный циклотронный резонансный источник многозарядных ионов», Письма в ЖТФ, том 80, вып.12, стр. 90–94, 2010.
26. А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, Д. А. Мансфельд, Н. Н. Салашенко, and Н. И. Чхало, “Источник экстремального ультрафиолетового излучения на основе плазмы, нагреваемой излучением миллиметрового диапазона,” Известия РАН. Серия физическая, том 75, вып. 1, стр. 68–70, 2011.
27. M. Glyavin, S. V. Golubev, I. V. Izotov, A. G. Litvak, A. G. Luchinin, S. V. Razin, A. V. Sidorov, V. A. Skalyga, and A. V. Vodopyanov, “A point-like source of extreme ultraviolet radiation based on a discharge in a non-uniform gas flow, sustained by powerful gyrotron radiation of terahertz frequency band,” Appl. Phys. Lett., vol. 105, no. 17, 2014.
28. A. Vodopyanov, Y. Buzynin, D. Mansfeld, O. Khrykin, Y. Drozdov, P. Yunin, A. Lukyanov, M. Viktorov, S. Golubev, and V. Shashkin, “Monocrystalline InN Films Grown at High Rate by Organometallic Vapor Phase Epitaxy with Nitrogen Plasma Activation Supported by Gyrotron Radiation,” Jpn. J. Appl. Phys., vol. 52, no. 11R, p. 110201, 2013.
29. A. Vodopyanov, D. Mansfeld, Y. Buzynin, M. Drozdov, Y. Drozdov, O. Khrykin, A. Lukyanov, M. Viktorov, S. Golubev, and V. Shashkin, “Indium Nitride Film Growth by Metal Organic Chemical Vapor Deposition with Nitrogen Activation in Electron Cyclotron Resonance Discharge Sustained by 24 GHz Gyrotron Radiation,” Jpn. J. Appl. Phys., vol. 52, no. 8S, p. 08JD07, 2013.
30. Ю. Н. Бузынин, М. Е. Викторов, А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, М. Н. Дроздов, Ю. Н. Дроздов, А. Ю. Лукьянов, Д. А. Мансфельд, Е. В. Скороходов, О. И. Хрыкин, and В. И. Шашкин, “Рост пленок InN методом металлоорганической газофазной эпитаксии на подложках  $Al_2O_3$  и иттрием стабилизированного циркония при активации азота в плазме, создаваемой

- излучением гиротрона в условиях электронно-циклотронного резонанса,”  
Письма в журнал технической физики, вып. 24, стр. 86, 2012.
31. A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, D. A. Mansfeld, P. G. Sennikov, and Y. N. Drozdov, “Experimental investigations of silicon tetrafluoride decomposition in ECR discharge plasma,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 82, no. 6, 2011.
32. A. V. Vodopyanov, D. A. Mansfeld, and S. V. Golubev, “Source of reactive nitrogen based on ECR plasma,” *Probl. At. Sci. Technol.*, vol. 1, no. 6, pp. 231–233, 2013.
33. A. Vodopyanov and D. Mansfeld, “Reactive nitrogen source based on ECR discharge sustained by 24 GHz radiation,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 54, no. 4, p. 040302, 2015.
34. Ю. Н. Бузынин, А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, М. Н. Дроздов, Ю. Н. Дроздов, А. Ю. Лукьянов, Д. А. Мансфельд, О. И. Хрыкин, В. И. Шашкин, and П. А. Юнин, “Рост с высокими скоростями пленок InN на подложках фианита и сапфира методом металлоорганической газофазной эпитаксии с плазменной активацией азота,” *Письма в журнал технической физики*, вып. 6, стр. 17–25, 2015.

#### Патенты

1. С. В. Голубев, В. Г. Зорин, А. В. Водопьянов, А. Ф. Боханов, С. В. Разин, Д. А. Мансфельд, М. Ю. Казаков, А. В. Сидоров, И. В. Изотов, В. А. Скалыга, В. А. Колданов, “Сильноточный источник многозарядных ионов на основе плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда, удерживаемой в открытой магнитной ловушке,” RU 2 480 858 C2, 2013.
2. А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, А. Г. Литвак, Д. А. Мансфельд, Е. М. Окс, Н. Н. Салашенко, Н. И. Чхало, Г. Ю. Юшков, “Способ получения направленного экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения для проекционной литографии высокого разрешения и источник направленного излучения для его реализации,” RU 2 523445 C2, 2014.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

- [1] M. Nastai, J. W. Mayer, and J. K. Hirvonen, *Ion - Solid Interactions: Fundamentals and Applications*. 1996.
- [2] J. Rabalais, a. Al-Bayati, K. Boyd, D. Marton, J. Kulik, Z. Zhang, and W. Chu, “Ion-energy effects in silicon ion-beam epitaxy,” *Phys. Rev. B*, vol. 53, no. 16, pp. 10781–10792, 1996.
- [3] M. Muramatsu, a Kitagawa, S. Sato, Y. Sato, S. Yamada, T. Hattori, and S. Shibuya, “Development of the compact electron cyclotron resonance ion source for heavy-ion therapy,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, pp. 984–986, 2000.
- [4] J. W. Kwan, “High current injectors for heavy ion driven inertial fusion,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, no. 2, p. 807, 2000.
- [5] Y. T. Oganessian, V. K. Utyonkov, Y. V. Lobanov, F. S. Abdullin, A. N. Polyakov, I. V. Shirokovsky, Y. S. Tsyganov, G. G. Gulbekian, S. L. Bogomolov, B. N. Gikal, A. N. Mezentsev, S. Iliev, V. G. Subbotin, A. M. Sukhov, O. V. Ivanov, G. V. Buklanov, K. Subotic, M. G. Itkis, K. J. Moody, J. F. Wild, N. J. Stoyer, M. A. Stoyer, R. W. Loughheed, C. A. Laue, Y. A. Karelin, and A. N. Tatarinov, “Observation of the decay of  $^{292}116$ ” *Phys. Rev. C*, vol. 63, no. 1, p. 011301, Dec. 2000.
- [6] R. Geller, *Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas*. Bristol: Institute of Physics, 1996.
- [7] E. D. Donets, “Electron beam ion sources and their development at JINR (invited),” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 61, no. 1, p. 225, 1990.
- [8] J. A. Bykovsky, “Laser-plasma ion sources (invited)(abstract),” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 63, no. 4, p. 2788, 1992.
- [9] R. GELLER, “ECRIS - CLOSING REMARKS,” *Le J. Phys. Colloq.*, vol. 50, no. C1, pp. C1–887–C1–892, Jan. 1989.

- [10] R. Geller, B. Jacquot, and P. Sortais, “The upgrading of the multiply charged heavy-ion source minimafios,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 243, no. 2–3, pp. 244–254, Mar. 1986.
- [11] G. A. Mesyats and S. A. Barengol’ts, “Mechanism of anomalous ion generation in vacuum arcs,” *Uspekhi Fiz. Nauk*, vol. 172, no. 10, p. 1113, 2002.
- [12] V. Jindal, F. Goodwin, and S. Wurm, “Getting up to speed with roadmap requirements for extreme-UV lithography,” *SPIE Newsroom*, pp. 10–13, 2011.
- [13] S. S. Andreev, S. V. Gaponov, S. A. Gusev, M. N. Haidl, E. B. Kluev, K. A. Prokhorov, N. I. Polushkin, E. N. Sadova, N. N. Salashchenko, L. A. Suslov, and S. Y. Zuev, “The microstructure and X-ray reflectivity of Mo/Si multilayers,” *Thin Solid Films*, vol. 415, no. 1–2, pp. 123–132, 2002.
- [14] M. Wang, *Lithography*. Intech, 2010.
- [15] V. Bakshi, *EUV Sources for Lithography*. SPIE Press, 2006.
- [16] G. Schriever, O. Semprez, J. Jonkers, M. Yoshioka, and R. Apetz, “Laser-produced plasma versus laser-assisted discharge plasma: physics and technology of extreme ultraviolet lithography light sources,” *J. Micro/Nanolithogr. MEMS MOEMS*, vol. 11, no. 2, p. 021104, 2012.
- [17] H. Morkoç, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices, Materials Properties, Physics and Growth*. Wiley, 2009.
- [18] Y. Kuwahara, Y. Fujiyama, M. Iwaya, S. Kamiyama, H. Amano, and I. Akasaki, “Nitride-based light-emitting solar cell,” *Phys. Status Solidi Curr. Top. Solid State Phys.*, vol. 7, no. 7–8, pp. 1807–1809, 2010.
- [19] J. Wu, “When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives,” *J. Appl. Phys.*, vol. 106, no. 1, pp. 1–28, 2009.
- [20] Y. K. Kuo, J. Y. Chang, M. C. Tsai, and S. H. Yen, “Advantages of blue InGaN multiple-quantum well light-emitting diodes with InGaN barriers,” *Appl. Phys.*



- Lett.*, vol. 95, no. 1, 2009.
- [21] S. Nakamura, “InGaN-based laser diodes,” *Annu. Rev. Mater. Sci.*, vol. 28, no. 1, pp. 125–152, 1998.
- [22] F. K. Yam and Z. Hassan, “InGaN: An overview of the growth kinetics, physical properties and emission mechanisms,” *Superlattices and Microstructures*, vol. 43, no. 1. pp. 1–23, 2008.
- [23] T. Matsuoka, “Progress in nitride semiconductors from GaN to InN - MOVPE growth and characteristics,” *Superlattices Microstruct.*, vol. 37, no. 1, pp. 19–32, 2005.
- [24] S. Strite, “GaN, AlN, and InN: A review,” *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct.*, vol. 10, no. 4, pp. 1237–1266, 1992.
- [25] S. Strite and H. Morkoc, “GAN, AIN, AND INN - A REVIEW,” *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 10, no. 4, pp. 1237–1266, 1992.
- [26] C. H. Kuo, Y. K. Fu, L. C. Chang, and Y. A. Chen, “Nitride-based blue light-emitting diodes grown with InN/GaN matrix quantum wells,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 50, no. 4, pp. 255–260, 2014.
- [27] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager, E. E. Haller, H. Lu, W. J. Schaff, Y. Saito, and Y. Nanishi, “Unusual properties of the fundamental band gap of InN,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 21, pp. 3967–3969, 2002.
- [28] A. G. Bhuiyan, A. Hashimoto, and A. Yamamoto, “Indium nitride (InN): A review on growth, characterization, and properties,” *Journal of Applied Physics*, vol. 94, no. 5. pp. 2779–2808, 2003.
- [29] М. Д. Габович, Н. В. Плешивцев, and Н. Н. Семашко, *Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей*. Москва: Энергоатомиздат, 1986.
- [30] Я. Браун, Ed., *Физика и технология источников ионов*. Москва: Мир, 1998.

- [31] Ю. В. Быков, А. Г. Еремеев, С. В. Голубев, and В. . Зорин, “ЭЦР разряд поддерживаемый излучением миллиметрового диапазона длин волн,” *Физика плазмы*, vol. 16, no. 4, p. 487, 1990.
- [32] M. Cavenago, T. Kulevoy, and S. Petrenko, “Operation of rf ovens in ECR ion sources,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 5, p. 1446, 2004.
- [33] В. И. Белоусов, М. И. Офицеров, В. Ю. Плахотник, and Ю. В. Родин, “Калориметр для измерения полной энергии импульсных мощных приборов миллиметрового диапазона,” *Приборы и техника эксперимента*, no. 3, p. 93, 1993.
- [34] J. H. Booske, W. D. Getty, R. M. Gilgenbach, and R. A. Jong, “Experiments on whistler mode electron-cyclotron resonance plasma startup and heating in an axisymmetric magnetic mirror,” *Phys. Fluids*, vol. 28, no. 10, p. 3116, 1985.
- [35] Разин Сергей Владимирович, “Импульсный разряд в тяжелых газах, возбуждаемый в магнитной ловушке мощным излучением миллиметрового диапазона длин волн в условиях электронного циклотронного резонанса,” Дисс. канд. физ.-мат. наук. Нижний Новгород, ИПФРАН, 2004.
- [36] С. В. Голубев, В. Г. Зорин, И. В. Плотников, С. В. Разин, Е. В. Суворов, and М. Д. Токман, “Импульсный разряд в тяжелых газах, возбуждаемый в магнитной ловушке мощным излучением миллиметрового диапазона длин волн в условиях электронного циклотронного резонанса,” *Физика плазмы*, vol. 22, no. 11, p. 1007, 1996.
- [37] Н. Н. Семашко, В. В. Владимиров, В. В. Кузнецов, В. М. Кулыгин, and А. А. Панасенков, *Инжекторы быстрых атомов водорода*. Москва: Энергоиздат, 1981.
- [38] Р. Хаддлстоун and С. Леонард, Eds., *Диагностика плазмы*. Москва: Мир, 1967.
- [39] Л. П. Пресняков, В. П. Шевелько, and Р. К. Янев, *Элементарные процессы с*

участием многозарядных ионов. Москва: Энергоатомиздат, 1986.

- [40] J. H. Booske, F. Aldabe, R. F. Ellis, and W. D. Getty, “Modeling of an electron cyclotron resonance heated mirror plasma for highly charged ion and soft x-ray sources,” *J. Appl. Phys.*, vol. 64, no. 3, p. 1055, 1988.
- [41] К. С. Головановский, “Зеркальная магнитная ловушка с электронно-циклотронным нагревом плазмы как источник многозарядных ионов (обзор),” *Приборы и техника эксперимента*, no. 5, p. 7, 1985.
- [42] Л. А. Вайнштейн and В. П. Шевелько, “Ионизация многозарядных ионов электронами,” *Труды ФИАН*, vol. 179, p. 97, 1987.
- [43] Y. Kato and S. Ishii, “Multiple-Ionization Effect on Charge-State Distribution in ECR Source,” *J. Phys. Soc. Japan*, vol. 64, no. 1, pp. 114–123, Jan. 1995.
- [44] H. Teng and Z. Xu, “Contribution of excitation autoionization to the electron-impact ionization of Ar<sup>7+</sup>,” *Phys. Rev. A*, vol. 54, no. 1, pp. 444–448, Jul. 1996.
- [45] R. Geller, “Electron cyclotron resonance sources: Historical review and future prospects (invited),” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 69, no. 3, p. 1302, 1998.
- [46] P. Sortais, “General review of recent developments for electron cyclotron resonance ion sources (invited),” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 67, no. 3, p. 867, 1996.
- [47] Б. А. Трубников, *Теория плазмы*. Москва: Энергоатомиздат, 1996.
- [48] Б. Б. Кадомцев, *Коллективные явления в плазме*. Москва: Наука, 1988.
- [49] G. Melin, A. G. Drentje, A. Girard, and D. Hitz, “Ion behavior and gas mixing in electron cyclotron resonance plasmas as sources of highly charged ions,” *J. Appl. Phys.*, vol. 86, no. 9, p. 4772, 1999.
- [50] A. Girard, K. Serebrennikov, and C. Lecot, “The role of the frequency in ECR ion sources,” in *Workshop on the Production of Intense Beams of Highly Charged Ions PIBHI-2000*, 2001, p. 141.
- [51] В. П. Пастухов, “Классические продольные потери плазмы в открытых

- адиабатических ловушках,” in *Вопросы Теории Плазмы. Вып. 13.*, Москва: Энергоатомиздат, 1984, p. 160.
- [52] A. V. Turlapov and V. E. Semenov, “Confinement of a mirror plasma with an anisotropic electron distribution function,” *Phys. Rev. E*, vol. 57, no. 5, pp. 5937–5944, May 1998.
- [53] V. Semenov, V. Skalyga, A. Smirnov, and V. Zorin, “Scaling for ECR sources of multicharged ions with pumping at frequencies from 10 to 100 GHz,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 73, no. 2, p. 635, 2002.
- [54] D. Hitz, A. Girard, K. Serebrennikov, G. Melin, D. Cormier, J. M. Mathonnet, J. Chartier, L. Sun, J. P. Briand, and M. Benhachoum, “Production of highly charged ion beams with the Grenoble test electron cyclotron resonance ion source (plenary),” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 5, p. 1403, 2004.
- [55] D. Hitz, A. Girard, G. Melin, S. Gammino, G. Ciavola, and L. Celona, “Results and interpretation of high frequency experiments at 28 GHz in ECR ion sources, future prospects,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 73, no. 2, p. 509, 2002.
- [56] J. L. Bouly, J. C. Curdy, R. Geller, S. V. Golubev, A. Lacoste, T. Lamy, P. Sole, P. Sortais, S. V. Razin, J. L. Vieux-Rochaz, T. Thuillier, A. V. Vodopyanov, and V. G. Zorin, “High current density production of multicharged ions with ECR plasma heated by gyrotron transmitter,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 73, no. 2, p. 528, 2002.
- [57] А. Г. Демехов, Б. Г. Ерёмин, А. В. Костров, Е. В. Суворов, А. А. Фрайман, А. Л. Чеканов, and Ю. М. Шагиев, *Исследование плазмы, создаваемой в прямой магнитной ловушке при циклотронном СВЧ пробое. Препринт № 146.* Горький: ИПФ АН СССР, 1986.
- [58] В. Е. Голант, А. П. Жилинский, and И. Е. Сахаров, *Основы физики плазмы.* Москва: Атомиздат, 1977.
- [59] М. Р. Айнбунд and Б. В. Поленов, *Вторично-электронные умножители открытого типа и их применение.* Москва: Энергоиздат, 1981.

- [60] M. A. Lennon, K. L. Bell, H. B. Gilbody, J. G. Hughes, A. E. Kingston, M. J. Murray, and F. J. Smith, “Recommended Data on the Electron Impact Ionization of Atoms and Ions: Fluorine to Nickel,” *J. Phys. Chem. Ref. Data*, vol. 17, no. 3, p. 1285, 1988.
- [61] Н. Кролл and А. Трайвелпис, *Основы физики плазмы*. Москва: Мир, 1975.
- [62] Ф. Чен, *Введение в физику плазмы*. Москва: Мир, 1987.
- [63] J. D. Huba, *NRL plasma formulary*. Washington: Naval Research Laboratory, 2011.
- [64] D. D. Ryutov, “Open-ended traps,” *Uspekhi Fiz. Nauk*, vol. 154, no. 4, p. 565, 1988.
- [65] Г. Бейтман, *МГД-неустойчивости*. Москва: Энергоиздат, 1982.
- [66] A. Girard, D. Hitz, G. Melin, and K. Serebrennikov, “Electron cyclotron resonance plasmas and electron cyclotron resonance ion sources: Physics and technology (invited),” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 5, p. 1381, 2004.
- [67] Е. В. Суворов and М. Д. Токман, “К теории СВЧ пробоя разреженного газа в адиабатической магнитной ловушке при электронно-циклотронном резонансе,” *Физика плазмы*, vol. 15, no. 8, p. 934, 1989.
- [68] Ю. В. Мартыненко, “Взаимодействие плазмы с поверхностями,” *Итоги науки и техники. “Физика плазмы,”* vol. 3, p. 119, 1982.
- [69] S. Golubev, I. Izotov, S. Razin, A. Sidorov, V. Skalyga, A. Vodopyanov, V. Zorin, and A. Bokhanov, “High current ECR source of multicharged ion beams,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 256, no. 1, pp. 537–542, Mar. 2007.
- [70] A. V. Vodop’yanov, S. V Golubev, V. G. Zorin, S. V Razin, and M. A. Shilov, “Plasma parameters of an electron cyclotron resonance discharge in a magnetic mirror in a quasi-gasdynamical confinement regime,” *Tech. Phys. Lett.*, vol. 25, no. 7, pp. 588–589, Jul. 1999.

- [71] V. G. Zorin, A. F. Bokhanov, S. V Golubev, I. V Izotov, D. A. Mansfeld, S. V Razin, A. V Sidorov, V. A. Skalyga, A. V Vodopyanov, A. Physics, and U. St, “Gasdynamic Ecr Sources of Multicharged Ions,” *HIGH ENERGY Phys. Nucl. Phys.*, vol. 2007, no. 7, pp. 128–130, 2007.
- [72] M. A. Dorf, A. V. Sidorov, V. G. Zorin, A. F. Bohanov, A. V. Vodopyanov, I. V. Izotov, S. V. Razin, and V. A. Skalyga, “Noise suppression and stabilization of an ion beam extracted from dense plasma,” *J. Appl. Phys.*, vol. 102, no. 5, pp. 1–5, 2007.
- [73] A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, E. D. Gospodchikov, O. B. Smolyakova, and E. V. Suvorov, “On the feasibility of electron cyclotron heating of overcritical plasma in a magnetic mirror trap,” *Plasma Phys. Reports*, vol. 38, no. 6, pp. 443–449, 2012.
- [74] A. V Vodopyanov, S. V Golubev, V. G. Zorin, S. V Razin, V. M. Murugov, A. V Senik, A. G. Kravchenko, D. N. Litvin, V. N. Misko, and S. I. Petrov, “Effect of Vacuum-Chamber Wall Gassing on the Evolution of an ECR Discharge in a Magnetic Trap,” *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 46, no. 8/9, pp. 744–748, Aug. 2003.
- [75] S. V. Golubev, S. V. Razin, V. E. Semenov, A. N. Smirnov, A. V. Vodopyanov, and V. G. Zorin, “Formation of multi-charged ions and plasma stability at quasigasdynamic plasma confinement in a mirror magnetic trap,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 71, no. 2, p. 669, 2000.
- [76] V. Zorin, S. Golubev, S. Razin, A. Sidorov, V. Skalyga, and A. Vodopyanov, “High current density ion beam formation from plasma of electron cyclotron resonance discharge,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 5 PART II, pp. 1675–1677, 2004.
- [77] A. В. Водопьянов, С. В. Голубев, В. Г. Зорин, А. Ю. Крячко, А. Я. Лопатин, В. И. Лучин, С. В. Разин, and А. Н. Смирнов, “Электронно-циклотронный резонансный разряд в тяжелых газах , поддерживаемый мощным

- микроволновым пучком в магнитной ловушке , как источник мягкого рентгеновского излучения,” *Письма в ЖТФ*, vol. 26, no. 24, pp. 7–12, 2000.
- [78] E. D. Gospodchikov, S. V. Golubev, O. B. Smolyakova, E. V. Suvorov, and A. V. Vodopyanov, “On the Possibility of ECR-Discharge with Overcritical Plasma Density in Axisymmetrical Magnetic Trap,” *Fusion Sci. Technol.*, vol. 59, no. 1T, pp. 223–225, 2011.
- [79] E. M. Oks, “Generation of multiply-charged metal ions in vacuum arc plasmas,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 30, no. 1, pp. 202–207, Feb. 2002.
- [80] V. A. Batalin, A. S. Bugaev, V. I. Gushenets, A. Hershcovitch, B. M. Johnson, A. A. Kolomiets, R. P. Kuibeda, T. V. Kulevoy, E. M. Oks, V. I. Pershin, S. V. Petrenko, D. N. Seleznev, and G. Y. Yushkov, “Electron-beam enhancement of the metal vapor vacuum arc ion source,” *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 5, p. 2884, 2002.
- [81] P. Spadtke, “Propagation of mevva plasma through ECR plasma,” 2000.
- [82] M. Cavenago, T. Kulevoy, and A. Vassiliev, “Propagation of metal vapor vacuum arc ions into electron cyclotron resonance ion sources,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 69, no. 2, p. 795, 1998.
- [83] A. Anders and G. Y. Yushkov, “Ion flux from vacuum arc cathode spots in the absence and presence of a magnetic field,” *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 8, p. 4824, 2002.
- [84] В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*. Москва: Наука, 1967.
- [85] G. Y. Yushkov and A. Anders, “Effect of the pulse repetition rate on the composition and ion charge-state distribution of pulsed vacuum arcs,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 26, no. 2, pp. 220–226, Apr. 1998.
- [86] E. D. Gospodchikov and O. B. Smolyakova, “The Features of Refraction of Electromagnetic Waves Near the Electron Cyclotron Resonance Surface in an Open Magnetic Trap,” *Radiophys. Quantum Electron.*, vol. 57, no. 12, pp. 857–

867, 2015.

- [87] A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, E. D. Gospodchikov, O. B. Smolyakova, and E. V. Suvorov, "On the feasibility of electron cyclotron heating of overcritical plasma in a magnetic mirror trap," *Plasma Phys. reports*, vol. 38, no. 6, pp. 443–449, 2012.
- [88] A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, V. G. Zorin, S. V. Razin, A. V. Vizir, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, and G. Y. Yushkov, "Multiple ionization of metal ions by ECR heating of electrons in vacuum arc plasmas," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 75, no. 5, p. 1888, 2004.
- [89] A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, D. A. Mansfeld, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, S. V. Razin, K. P. Savkin, and G. Y. Yushkov, "Generation of multiply charged refractory metals in an electron-cyclotron resonant discharge in a direct magnetic trap," *Tech. Phys.*, vol. 50, no. 9, pp. 1207–1211, Sep. 2005.
- [90] A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, D. A. Mansfeld, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, V. I. Khizhnyak, and G. Y. Yushkov, "Multiple ionization of vacuum-arc-generated metal ions in a magnetic trap heated by high-power microwave radiation," *Tech. Phys. Lett.*, vol. 33, no. 10, pp. 872–874, 2007.
- [91] A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, V. I. Khizhnyak, D. A. Mansfeld, A. G. Nikolaev, and E. M. Oks, "Multiple Ionization of Metal Ions in SMIS 75," *HIGH ENERGY Phys. Nucl. Phys.*, vol. 2007, no. 7, pp. 159–161, 2007.
- [92] G. Y. Yushkov, A. V. Vodopyanov, A. G. Nikolaev, I. V. Izotov, K. P. Savkin, S. V. Golubev, and E. M. Oks, "Gyrotron microwave heating of vacuum arc plasma for high-charge-state metal ion beam generation," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 41, no. 8, pp. 2081–2086, 2013.
- [93] A. G. Nikolaev, K. P. Savkin, E. M. Oks, A. V. Vizir, G. Y. Yushkov, A. V. Vodopyanov, I. V. Izotov, and D. A. Mansfeld, "Generation of high charge state metal ion beams by electron cyclotron resonance heating of vacuum arc plasma in cusp trap," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 83, no. 2, 2012.



- [94] G. Y. Yushkov, K. P. Savkin, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, A. V. Vodopyanov, I. V. Izotov, and D. A. Mansfeld, “Formation of Multicharged Metal Ions in Vacuum Arc Plasma Heated by Gyrotron Radiation,” *Plasma Sci. Technol.*, vol. 13, no. 5, pp. 596–599, Oct. 2011.
- [95] A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, V. I. Khizhnyak, D. A. Mansfeld, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, K. P. Savkin, A. V. Vizir, and G. Y. Yushkov, “High current multicharged metal ion source using high power gyrotron heating of vacuum arc plasma,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 79, no. 2, p. 02B304, 2008.
- [96] С. В. Голубев, В. Г. Зорин, А. В. Водопьянов, А. Ф. Боханов, С. В. Разин, Д. А. Мансфельд, М. Ю. Казаков, А. В. Сидоров, И. В. Изотов, В. А. Скалыга, and В. А. Колданов, “Сильноточный источник многозарядных ионов на основе плазмы электронно-циклотронного резонансного разряда, удерживаемой в открытой магнитной ловушке,” RU 2 480 858 C2, 2013.
- [97] P. Zucchelli, “A novel concept for a  $\bar{\nu}_e/\nu_e$  neutrino factory: The beta-beam,” *Phys. Lett. Sect. B Nucl. Elem. Part. High-Energy Phys.*, vol. 532, no. 3–4, pp. 166–172, 2002.
- [98] A. V. Vodopyanov, I. V. Izotov, D. A. Mansfeld, and G. Y. Yushkov, “Multicharged ion source based on Penning-type discharge with electron cyclotron resonance heating by millimeter waves,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 83, no. 2, 2012.
- [99] A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, I. V. Izotov, A. G. Nikolaev, E. M. Oks, K. P. Savkin, and G. Y. Yushkov, “Glow plasma trigger for electron cyclotron resonance ion sources,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 81, no. 2, p. 02A305, 2010.
- [100] A. V. Vodopyanov, “ECR Plasma with 75GHz Pumping,” *HIGH ENERGY Phys. Nucl. Phys.*, vol. 2007, no. 2, pp. 152–155, 2007.
- [101] G. E. Moore, “Cramming more components onto integrated circuits, Reprinted from Electronics, volume 38, number 8, April 19, 1965, pp.114 ff.,” *IEEE Solid-State Circuits Newsl.*, vol. 20, no. 3, pp. 33–35, 2006.

- [102] N. R. Farrar, D. C. Brandt, I. V. Fomenkov, A. I. Ershov, N. R. Bowering, W. N. Partlo, D. W. Myers, A. N. Bykanov, G. O. Vaschenko, O. V. Khodykin, J. R. Hoffman, and C. P. Chrobak, “EUV laser produced plasma source development,” *Microelectron. Eng.*, vol. 86, no. 4–6, pp. 509–512, 2009.
- [103] I. V. Fomenkov, D. C. Brandt, A. N. Bykanov, A. I. Ershov, W. N. Partlo, D. W. Myers, N. R. Bowering, N. R. Farrar, G. O. Vaschenko, O. V. Khodykin, J. R. Hoffman, C. P. Chrobak, S. N. Srivastava, D. J. Golich, D. a. Vidusek, S. De Dea, and R. R. Hou, “Laser-Produced Plasma Light Source for EUVL,” *Altern. Lithogr. Technol.*, vol. 7271, no. 727138, pp. 1–12, 2009.
- [104] D. C. Brandt, I. V. Fomenkov, A. I. Ershov, W. N. Partlo, D. W. Myers, R. L. Sandstrom, N. R. Bowering, G. O. Vaschenko, O. V. Khodykin, A. N. Bykanov, S. N. Srivastava, I. Ahmad, C. Rajyaguru, D. J. Golich, S. De Dea, R. R. Hou, K. M. O’Brien, and W. J. Dunstan, “LPP source system development for HVM” in *SPIE Proceedings*, 2010, vol. 7636, p. 76361I–76361I–6.
- [105] H. Yabuta, S. Mori, T. Inoue, Y. Teramoto, H. Sato, and K. Hotta, “Development of debris-mitigation tool for HVM DPP source,” in *SPIE Proceedings / Volume 7969*, 2011, p. 79692U–79692U–6.
- [106] В. М. Борисов, Г. Н. Борисова, А. Ю. Виноходов, С. В. Захаров, А. С. Иванов, Ю. Б. Кирюхин, В. А. Мищенко, А. В. Прокофьев, and О. Б. Христофоров, “Мощный источник света в экстремальном УФ диапазоне ( 13 . 5 нм ),” *Квантовая электроника*, vol. 40, no. 8, pp. 720–726, 2010.
- [107] С. В. Голубев, В. Г. Зорин, Ю. Я. Платонов, and С. В. Разин, “Мягкое рентгеновское излучение ЭЦР разряда, поддерживаемого пучком миллиметровых волн,” *Письма в ЖТФ*, vol. 20, no. 4, pp. 7–11, 1994.
- [108] S. V Golubev, Y. Y. Platonov, S. V Razin, and V. G. Zorin, “Soft x-ray emission from millimeter-wave electron cyclotron resonance discharge,” *J. Xray. Sci. Technol.*, vol. 6, no. 3, pp. 244–248, 1996.
- [109] S. V Golubev, S. V Razin, V. E. Semenov, A. N. Smirnov, A. V Vodopyanov, and

- V. G. Zorin, “Sources of soft X-rays and multicharged ions based on ECR discharge in heavy gases sustained by high-power gyrotron radiation,” *Proc. 4th Int. Work. Strong Microwaves Plasmas, Nizhny Novgorod*, ed. AG Litvak, *Inst. Appl. Physics, Russ. Acad. Sci. Nizhny Novgorod*, vol. 1, pp. 347–355, 2000.
- [110] A. V Vodopyanov, S. V Golubev, V. G. Zorin, A. Y. Kryachko, A. Y. Lopatin, V. I. Luchin, S. V Razin, and A. N. Smirnov, “Soft x-rays generated by the electron-cyclotron resonance discharge in heavy gases sustained by a high-power microwave beam in a magnetic trap,” *Tech. Phys. Lett.*, vol. 26, no. 12, pp. 1075–1077, 2000.
- [111] S. V Golubev, V. I. Luchin, S. V Razin, N. N. Salaschenko, A. N. Smirnov, A. V Vodopyanov, and V. G. Zorin, “Mirror-trapped plasma heated by powerful millimeter wave radiation as an ECR source of soft X-rays,” *Proc. 4th Int. Work. Strong Microwaves Plasmas, Nizhny Novgorod*, ed. AG Litvak, *Inst. Appl. Physics, Russ. Acad. Sci. Nizhny Novgorod*, vol. 1, pp. 356–370, 2000.
- [112] A. V Vodopyanov, S. V Golubev, V. G. Zorin, A. Y. Kryachko, Y. A. Lopatin, V. I. Luchin, S. V Razin, and A. N. Smirnov, “Mirror-trapped plasma heated by high-power millimeter wave radiation as an ECR source of soft X-rays,” in *High-Power Particle Beams, 2000 13th International Conference on*, 2000, pp. 155–157.
- [113] S. S. Churilov and A. N. Ryabtsev, “Analyses of the Sn IX–Sn XII spectra in the EUV region,” *Phys. Scr.*, vol. 73, no. 6, p. 614, 2006.
- [114] S. Ter-Avetisyan, U. Vogt, H. Stiel, M. Schnürer, I. Will, and P. V. Nickles, “Efficient extreme ultraviolet emission from xenon-cluster jet targets at high repetition rate laser illumination,” *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 9, p. 5489, 2003.
- [115] R. C. Spitzer, T. J. Orzechowski, D. W. Phillion, R. L. Kauffman, and C. Cerjan, “Conversion efficiencies from laser-produced plasmas in the extreme ultraviolet regime,” *J. Appl. Phys.*, vol. 79, no. 5, p. 2251, 1996.
- [116] Y. Shimada, H. Nishimura, M. Nakai, K. Hashimoto, M. Yamaura, Y. Tao, K. Shigemori, T. Okuno, K. Nishihara, T. Kawamura, A. Sunahara, T. Nishikawa, A.

- Sasaki, K. Nagai, T. Norimatsu, S. Fujioka, S. Uchida, N. Miyanaga, Y. Izawa, and C. Yamanaka, “Characterization of extreme ultraviolet emission from laser-produced spherical tin plasma generated with multiple laser beams,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 5, p. 051501, 2005.
- [117] P. A. C. Jansson, B. A. M. Hansson, O. Hemberg, M. Otendal, A. Holmberg, J. de Groot, and H. M. Hertz, “Liquid-tin-jet laser-plasma extreme ultraviolet generation,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 13, p. 2256, 2004.
- [118] U. Vogt, H. Stiel, I. Will, P. V. Nickles, W. Sandner, M. Wieland, and T. Wilhein, “Influence of laser intensity and pulse duration on the extreme ultraviolet yield from a water jet target laser plasma,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 15, p. 2336, 2001.
- [119] H. Komori, T. Abe, T. Sukanuma, Y. Imai, Y. Sugimoto, H. Someya, H. Hoshino, G. Soumagne, Y. Takabayashi, H. Mizoguchi, A. Endo, K. Toyoda, and Y. Horiike, “Laser-produced-plasma light source development for extreme ultraviolet lithography,” *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct.*, vol. 21, no. 6, p. 2843, 2003.
- [120] M. Segers, M. Bougeard, E. Caprin, T. Ceccotti, D. Normand, M. Schmidt, and O. Sublemontier, “Development of a laser-produced plasma source at 13.5 nm for the French extreme ultraviolet lithography test bench,” *Microelectron. Eng.*, vol. 61–62, pp. 139–144, Jul. 2002.
- [121] A. Endo, T. Abe, T. Sukanuma, Y. Imai, H. Someya, H. Hoshino, N. Masaki, G. Soumagne, H. Komori, Y. Takabayashi, and H. Mizoguchi, “Design of high-average-power clean EUV light source based on laser-produced Xenon plasma,” 2004, pp. 256–262.
- [122] И. Г. Забродин, Б. А. Закалов, С. Ю. Зуев, И. А. Каськов, Е. Б. Ключенков, А. Я. Лопатин, Н. Н. Салащенко, Л. А. Суслов, А. Е. Пестов, Н. И. Чхало, And Л. А. Шмаенок, “Абсолютно калиброванный измеритель эуф-мощности для аттестации источников излучения на 13.5 нм,” *Поверхность. Рентгеновские*,

- [123] S. Andreev, A. Akhsakhalyan, M. Bibishkin, N. Chkhalo, S. Gaponov, S. Gusev, E. Kluev, K. Prokhorov, N. Salashchenko, F. Schafers, and S. Zuev, “Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications,” *Open Phys.*, vol. 1, no. 1, Jan. 2003.
- [124] M. S. Bibishkin, D. P. Chekhonadskih, N. I. Chkhalo, E. B. Kluyenkov, A. E. Pestov, N. N. Salashchenko, L. A. Shmaenok, I. G. Zabrodin, and S. Y. Zuev, “Laboratory methods for investigations of multilayer mirrors in extreme ultraviolet and soft x-ray region,” *Proc. SPIE*, vol. 5401. pp. 8–15, 2004.
- [125] J. White, P. Hayden, P. Dunne, A. Cummings, N. Murphy, P. Sheridan, and G. O’Sullivan, “Simplified modeling of 13.5 nm unresolved transition array emission of a Sn plasma and comparison with experiment,” *J. Appl. Phys.*, vol. 98, no. 11, pp. 1–12, 2005.
- [126] A. V. Philippov, V. M. Povyshev, A. A. Sadovoy, V. P. Shavelko, G. D. Shirkov, E. G. Vasina, and V. V. Vatulin, “Electron-impact ionization cross sections of Ti, Kr, Sn, Ta, U atoms and their ions in the electron energy range from threshold up to 200 keV. Part 2.” VNIIEF, Dubna, p. 43, 2002.
- [127] А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, А. Г. Литвак, Д. А. Мансфельд, Е. М. Окс, Н. Н. Салашченко, Н. И. Чхало, and Г. Ю. Юшков, “Способ получения направленного экстремального ультрафиолетового (эуф) излучения для проекционной литографии высокого разрешения и источник направленного эуф излучения для его реализации,” RU 2 523445 C2, 2014.
- [128] A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, D. A. Mansfeld, N. N. Salashchenko, and N. I. Chkhalo, “An extreme ultraviolet radiation source based on plasma heated by millimeter range radiation,” *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, vol. 75, no. 1, pp. 64–66, 2011.
- [129] A. Vodopyanov and S. Golubev, “Extreme-ultraviolet source based on the electron-cyclotron-resonance discharge,” *JETP Lett.*, vol. 88, no. 2, pp. 103–106,

2008.

- [130] А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, Д. А. Мансфельд, Н. Н. Салашенко, and Н. И. Чхало, “Источник экстремального ультрафиолетового излучения на основе плазмы, нагреваемой излучением миллиметрового диапазона,” *Известия РАН. Серия физическая*, vol. 75, no. 1, pp. 68–70, 2011.
- [131] M. Glyavin, S. V. Golubev, I. V. Izotov, A. G. Litvak, A. G. Luchinin, S. V. Razin, A. V. Sidorov, V. A. Skalyga, and A. V. Vodopyanov, “A point-like source of extreme ultraviolet radiation based on a discharge in a non-uniform gas flow, sustained by powerful gyrotron radiation of terahertz frequency band,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 17, 2014.
- [132] R. E. Burk, “The thermal decomposition of ammonia upon the surface of a molybdenum wire,” *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 13, no. 2, pp. 67–74, 1927.
- [133] T. D. Veal, C. F. McConville, and W. J. Schaff, *Indium nitride and related alloys*. CRC Press, 2011.
- [134] K. S. A. Butcher, B. W. Kemp, I. B. Hristov, P. Terziyska, P. W. Binsted, and D. Alexandrov, “Gallium Nitride Film Growth Using a Plasma Based Migration Enhanced Afterglow Chemical Vapor Deposition System,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 51, no. 1S, p. 01AF02, 2012.
- [135] A.-B. Zhi, F.-W. Qin, D. Zhang, J. Bian, B. Yu, Z.-F. Zhou, and X. Jiang, “Low-temperature growth of highly c-oriented InN films on glass substrates with ECR-PEMOCVD,” *Vacuum*, vol. 86, no. 8, pp. 1102–1106, 2012.
- [136] B. Gu, Y. Xu, F. W. Qin, S. S. Wang, Y. Sui, and Z. G. Wang, “ECR Plasma in Growth of Cubic GaN by Low Pressure MOCVD,” vol. 22, no. 1, pp. 159–174, 2002.
- [137] G. Ferro, H. Okumura, T. Ide, and S. Yoshida, “RHEED monitoring of AlN epitaxial growth by plasma-assisted molecular beam epitaxy,” *J. Cryst. Growth*, vol. 210, no. 4, pp. 429–434, 2000.

- [138] N. Newman, "The energetics of the GaN MBE reaction: a case study of meta-stable growth," *J. Cryst. Growth*, vol. 178, no. 1–2, pp. 102–112, 1997.
- [139] W. Kim, "MBE grown high quality GaN films and devices," *Solid. State. Electron.*, vol. 41, no. 2, pp. 169–175, 1997.
- [140] E. J. Tarsa, B. Heying, X. H. Wu, P. Fini, S. P. Denbaars, and J. S. Speck, "Homoepitaxial growth of GaN under Ga-stable and N-stable conditions by plasma-assisted molecular beam epitaxy Homoeptaxial growth of GaN under Ga-stable and N-stable conditions by plasma-assisted molecular beam epitaxy," *J. Appl. Phys. J. Appl. Phys*, vol. 82, no. 88, 1997.
- [141] M. Sato, "Epitaxial Growth of InN by Plasma-Assisted Metalorganic Chemical Vapor Deposition," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. Part 2, No. 5B, pp. L595–L597, May 1997.
- [142] G. Dhanaraj, K. Byrappa, V. Prasad, and M. Dudley, Eds., *Springer Handbook of Crystal Growth*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [143] P. H. Holloway and G. E. McGuire, *Handbook of compound semiconductors: growth, processing, characterization, and devices*. Elsevier, 1996.
- [144] H. Search, C. Journals, A. Contact, M. Iopscience, and I. P. Address, "Dissociation of NZ in 2450 MHz discharges," vol. 1079, 1967.
- [145] R. P. Vaudo, Z. Yu, J. W. Cook, and J. F. Schetzina, "Atomic-nitrogen production in a radio-frequency plasmasource," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 21, pp. 1843–1845, 1993.
- [146] T. Godfroid, J. P. Dauchot, and M. Hecq, "Atomic nitrogen source for reactive magnetron sputtering," *Surf. Coatings Technol.*, vol. 174–175, no. 03, pp. 1276–1281, 2003.
- [147] D. Voulot, R. . McCullough, W. . Thompson, D. Burns, J. Geddes, G. . Cosimini, E. Nelson, P. . Chow, and J. Klaassen, "Characterisation of an RF atomic nitrogen plasma source," *J. Cryst. Growth*, vol. 201–202, pp. 399–401, 1999.

- [148] C. Boisse-Laporte, C. Chave-Normand, and J. Marec, "A microwave plasma source of neutral nitrogen atoms," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 6, no. 1, pp. 70–77, 1997.
- [149] Б. И. Болтакс, *Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках*. "Наука" Ленингр. отд-ние, 1972.
- [150] В. С. Вавилов, А. Е. Кив, and О. Р. Ниязова, *Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках*. Наука, 1981.
- [151] М. И. Клиnger, Ч. Б. Лущик, Т. В. Машовец, Г. А. Холодарь, М. К. Шейнкман, and М. А. Эланго, "Создание дефектов в твердых телах при распаде электронных возбуждений," *Успехи физических наук*, vol. 147, no. 11, pp. 523–558, 1985.
- [152] Д. И. Словецкий, *Механизмы химических реакций в неравновесной плазме*. Наука, 1980.
- [153] J. T. Herron, J. L. Franklin, P. Bradt, and V. H. Dibeler, "Kinetics of Nitrogen Atom Recombination," *J. Chem. Phys.*, vol. 30, no. 4, p. 879, 1959.
- [154] T. Iwai, M. I. Savadatti, and H. P. Broida, "Mechanisms of populating electronically excited CN in active nitrogen flames," *J. Chem. Phys.*, vol. 47, no. 10, pp. 3861–3874, 1967.
- [155] R. A. Young and R. L. Sharpless, "Chemiluminescent reactions involving atomic oxygen and nitrogen," *J. Chem. Phys.*, vol. 39, no. 4, pp. 1071–1102, 1963.
- [156] G. J. Verbeke and C. A. Winkler, "The reactions of active nitrogen with nitric oxide and nitrogen dioxide 1," *J. Phys. Chem.*, vol. 64, no. 3, pp. 319–323, Mar. 1960.
- [157] A. N. Wright, *Active nitrogen*. Elsevier, 2012.
- [158] T. D. Mark, "Massenspektrometrische Untersuchungen über die neutralen Teilchen im negativen Glimmlicht einer zylindrischen Hohlkathoden-Entladung in N<sub>2</sub>," *Z. Naturforsch.*, vol. 28a, pp. 1397–1404, 1973.



- [159] A. A. Westenberg and N. de Haas, "Quantitative Measurements of Gas Phase O and N Atom Concentrations by ESR," *J. Chem. Phys.*, vol. 40, no. 10, p. 3087, 1964.
- [160] F. A. Morse and F. Kaufman, "Determination of Ground-State O, N, and H by Light Absorption and Measurement of Oscillator Strengths," *J. Chem. Phys.*, vol. 42, no. 5, p. 1785, 1965.
- [161] C.-L. Lin, "Reactions of Metastable Nitrogen Atoms," *J. Chem. Phys.*, vol. 55, no. 8, p. 3760, 1971.
- [162] S. . Ivanov, T. . Shubina, V. . Jmerik, V. . Vekshin, P. . Kop'ev, and B. Monemar, "Plasma-assisted MBE growth and characterization of InN on sapphire," *J. Cryst. Growth*, vol. 269, no. 1, pp. 1–9, Aug. 2004.
- [163] S. V Ivanov, T. V Shubina, T. A. Komissarova, and V. N. Jmerik, "Metastable nature of InN and In-rich InGaN alloys," *J. Cryst. Growth*, vol. 403, pp. 83–89, 2014.
- [164] K. M. Yu, Z. Liliental-Weber, W. Walukiewicz, S. X. Li, R. E. Jones, W. Shan, J. W. Ager III, E. E. Haller, H. Lu, and W. J. Schaff, "On the crystalline structure, stoichiometry and band gap of InN thin films," *Lawrence Berkeley Natl. Lab.*, 2004.
- [165] A. Vodopyanov, Y. Buzynin, D. Mansfeld, O. Khrykin, Y. Drozdov, P. Yunin, A. Lukyanov, M. Viktorov, S. Golubev, and V. Shashkin, "Monocrystalline InN Films Grown at High Rate by Organometallic Vapor Phase Epitaxy with Nitrogen Plasma Activation Supported by Gyrotron Radiation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 52, no. 11R, p. 110201, Nov. 2013.
- [166] A. Vodopyanov, D. Mansfeld, Y. Buzynin, M. Drozdov, Y. Drozdov, O. Khrykin, A. Lukyanov, M. Viktorov, S. Golubev, and V. Shashkin, "Indium Nitride Film Growth by Metal Organic Chemical Vapor Deposition with Nitrogen Activation in Electron Cyclotron Resonance Discharge Sustained by 24 GHz Gyrotron Radiation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 52, no. 8S, p. 08JD07, Aug. 2013.

- [167] Y. N. Buzynin, M. E. Viktorov, a. V. Vodop'yanov, S. V. Golubev, M. N. Drozdov, Y. N. Drozdov, a. Y. Luk'yanov, D. a. Mansfeld, E. V. Skorokhodov, O. I. Khrykin, and V. I. Shashkin, "Growing InN films by plasma-assisted metalorganic vapor-phase epitaxy on Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and YSZ substrates in plasma generated by gyrotron radiation under electron cyclotron resonance conditions," *Tech. Phys. Lett.*, vol. 39, no. 1, pp. 51–54, 2013.
- [168] Ю. Н. Бузынин, М. Е. Викторов, А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, М. Н. Дроздов, Ю. Н. Дроздов, А. Ю. Лукьянов, Д. А. Мансфельд, Е. В. Скороходов, О. И. Хрыкин, and В. И. Шашкин, "Рост пленок InN методом металлоорганической газофазной эпитаксии на подложках Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и иттрием стабилизированного циркония при активации азота в плазме, создаваемой излучением гиротрона в условиях электронно-циклотронного резонанса," *Письма в журнал технической физики*, no. 24, p. 86, 2012.
- [169] A. V. Vodopyanov, S. V. Golubev, D. A. Mansfeld, P. G. Sennikov, and Y. N. Drozdov, "Experimental investigations of silicon tetrafluoride decomposition in ECR discharge plasma," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 82, no. 6, 2011.
- [170] A. V. Vodopyanov, D. A. Mansfeld, and S. V. Golubev, "Source of reactive nitrogen based on ECR plasma," *Probl. At. Sci. Technol.*, vol. 1, no. 6, pp. 231–233, 2013.
- [171] A. Vodopyanov and D. Mansfeld, "Reactive nitrogen source based on ECR discharge sustained by 24 GHz radiation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 54, no. 4, p. 040302, Apr. 2015.
- [172] Ю. Н. Бузынин, А. В. Водопьянов, С. В. Голубев, М. Н. Дроздов, Ю. Н. Дроздов, А. Ю. Лукьянов, Д. А. Мансфельд, О. И. Хрыкин, В. И. Шашкин, and П. А. Юнин, "Рост с высокими скоростями пленок InN на подложках фианита и сапфира методом металлоорганической газофазной эпитаксии с плазменной активацией азота," *Письма в журнал технической физики*, no. 6, pp. 17–25, 2015.