

ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ РАН



На правах рукописи

Изотов Иван Владимирович

**Развитие разряда в магнитной ловушке ионного
источника в условиях электронно-циклотронного
резонанса**

01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук, профессор
Голубев Сергей Владимирович

г. Нижний Новгород, 2017 г.

Содержание

Введение.....	3
Глава 1. Моделирование развития разряда в магнитной ловушке.....	16
1.1 Постановка задачи.....	16
1.2 Численная модель.....	16
1.2 Апробирование модели.....	29
Глава 2. Экспериментальное исследование начальной стадии ЭЦР разряда.....	33
2.1. Исследование начальной стадии разряда в классическом режиме удержания с нагревом излучением на частоте 28 ГГц.....	33
2.2. Исследование начальной стадии разряда в классическом режиме удержания с нагревом излучением на частоте 14 ГГц.....	46
2.3. Исследование начальной стадии разряда в квазигазодинамическом режиме удержания с нагревом излучением на частоте 37 ГГц.....	63
Глава 3. Физическая интерпретация эффекта «Preglow».....	76
3.1 Численное моделирование эффекта «Preglow».....	76
3.2 Прототип короткоимпульсного источника ионов с нагревом плазмы СВЧ излучением с частотой 60 ГГц.....	90
Заключение.....	96
Список публикаций по теме диссертации.....	98
Список литературы.....	100

Введение

Актуальность темы исследования

В настоящее время плазменные источники одно- и многозарядных ионов (МЗИ) на основе разряда, поддерживаемого в магнитных ловушках мощным электромагнитным излучением в условиях электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР), получили широкое распространение для решения как фундаментальных, так и прикладных задач. Подобные источники применяются, в частности, в медицине — в качестве преинжекторов в ускорители и для дезинфекции поверхностей, в микроэлектронике — для ионной имплантации, в ядерной физике — для инъекции в ускорители заряженных частиц, и многих других областях. ЭЦР источники ионов применяются на большинстве современных ускорителей, причём используются пучки ионов различных химических элементов (от водорода до урана), включая короткоживущие радиоактивные изотопы. Большинство ЭЦР источников построено на основе зеркальных магнитных ловушек, обеспечивающих магнитогидродинамическую (МГД) стабильность плазмы: это открытые магнитные ловушки с конфигурацией магнитного поля типа «минимум-В», которая создаётся комбинацией поля простого пробкотрона и поля многополюсной (обычно шестиполюсной) магнитной системы [1]. Подобная система обеспечивает эффективное удержание плазмы, причём основные потери плазмы связаны с её выносом через магнитные пробки ловушки, что позволяет с помощью традиционных систем экстракции формировать качественные и интенсивные ионные пучки. Нагрев плазмы мощным СВЧ излучением в условиях электронно-циклотронного резонанса позволяет поддерживать температуру электронов на уровне, необходимом для многоступенчатой ионизации. В подобных системах возможно создание плазмы с концентрацией электронов от 10^{11} до $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и характерной энергией до нескольких кэВ, что позволяет получать пучки ионов с уникальными характеристиками: ${}^4\text{He}^{2+}$ - 11 мА; ${}^{40}\text{Ar}^{11+}$ - 860 мкА; ${}^{40}\text{Ca}^{12+}$ - 400 мкА; ${}^{238}\text{U}^{50+}$ - 13 мкА [2]. В подобных системах реализуется классический режим удержания плазмы [3] (что и даёт название такому типу источников), характеризующийся большим временем жизни плазмы в магнитной ловушке, за счёт чего обеспечивается высокая кратность ионизации нейтрального газа. Характерные частоты СВЧ излучения, используемые в классических ЭЦР источниках МЗИ, в настоящее время составляют от 14 до 28 ГГц [4,

5, 6, 7]. Требования к ионным инжекторам постоянно возрастают вместе с производительностью современных ускорителей: необходимо повышать как заряд ионов, так и интенсивность ионных пучков при сохранении высокого качества пучка, причём необходимы как импульсные, так и непрерывные источники ионов.

Основным способом увеличения производительности ЭЦР источников ионов, включая многозарядные, является повышение частоты и мощности СВЧ излучения. Это стало явным после того, как в работах [8, 9] было экспериментально продемонстрировано значительное увеличение выхода многозарядных ионов из ЭЦР источника при повышении частоты греющего СВЧ излучения с 10 до 18 ГГц: экстрагированный ионный ток увеличился пропорционально квадрату частоты излучения. Однако строительство ловушек с конфигурацией магнитного поля «минимум-В», рассчитанных на частоты накачки свыше 30 ГГц, является трудоёмкой и ресурсозатратной задачей из-за необходимости создания сильных магнитных полей сложной конфигурации. Условие гирорезонанса при частотах накачки выше 30 ГГц требует величины магнитного поля более 1 Тл, при этом экспериментально установлено, что время жизни плазмы достигает достаточных для образования многозарядных ионов величин только в случае, когда максимальная напряжённость магнитного поля в ловушке превышает резонансную величину не менее, чем в 4 раза [10]. Несмотря на описанные сложности, в настоящее время ведётся разработка классических непрерывных ЭЦР ионных источников с частотами накачки 45 и 56 ГГц [11, 12].

Заметное место среди источников ионов занимают импульсные системы, обеспечивающие инжекцию сильнофокусированных пучков ионов в современные ускорители. Одним из таких проектов является Европейский испарительный источник нейтронов («European Spallation Source»), целью которого является создание альтернативы ядерным реакторам в области генерации мощного потока нейтронов для исследований в медицине, науках о жизни, материаловедении и т. п. В рамках этого проекта необходимо создание ЭЦР источника, генерирующего импульсы ионов H^+ и D^+ с током не менее 90 мА, длительностью не более 3 мс и частотой повторения 14 Гц [13].

Другим примером является Европейский проект по исследованиям осцилляций нейтрино «Beta Beam» [14]. Для его реализации необходимо достичь быстрой и эффективной многократной ионизации короткоживущих изотопов 6He и ${}^{18}Ne$, время полураспада которых не превышает 1 с. Ионный источник в составе ускорительного

комплекса должен обеспечить импульсную генерацию мощных пучков многозарядных ионов радиоактивных изотопов, которые могут производиться в ограниченных количествах при облучении специальных мишеней интенсивным протонным пучком. Данная технологическая цепочка может работать только в непрерывном режиме, однако особенности ускорения частиц диктуют необходимость подачи короткоимпульсного (длительность импульса от 20 до 100 мкс) пучка многозарядных ионов на вход ускорителя. Поскольку возможности для производства изотопов ограничены, источник должен обладать высокой эффективностью использования материала. Требования, предъявляемые к источнику ионов, оказываются достаточно специфическими, и ни один из современных источников им не удовлетворяет.

Установка «HIF» («Heavy Ion Facility») в ЦЕРНе, на которой производится ускорение пучков многозарядных ионов свинца до энергий 160 ГэВ, также использует в работе источник многозарядных ионов, производящий импульсы тока ионов Pb^{27+} длительностью несколько мс и частотой следования импульсов до 10 Гц [15, 16]. ЭЦР источник, используемый на этой установке, работает в режиме послесвечения («Afterglow») [17, 18]. Суть данного режима в том, что сразу после выключения греющего СВЧ излучения низкоэнергичная электронная фракция, сосредоточенная внутри резонансной поверхности, перестает удерживаться СВЧ полем (удержание обеспечивается тем, что при ЭЦР взаимодействии электронов с греющей волной частицы приобретают, в основном, поперечную относительно магнитного поля скорость, тем самым обеспечивается их выход из конуса потерь в пространстве скоростей) и покидает магнитную ловушку. Вызванный резким скачком потока электронов рост амбиполярного потенциала приводит к кулоновскому ускорению многозарядных ионов по направлению к стенкам и, в частности, к экстрагирующему отверстию, что приводит к наблюдаемому всплеску высокой интенсивности тока МЗИ. На ранней стадии послесвечения высокоэнергичная часть электронного спектра оказывается мало затронута, так как время жизни таких электронов много больше характерного временного масштаба процесса, так что ионизация многозарядных ионов продолжается, средний заряд ионов в плазме может сохраняться в течение длительного времени. Таким образом, источник продолжает работать с выходом МЗИ, распределение зарядового состояния которого сдвигается, однако, в сторону низких зарядов и меньшей плотности тока из-за постепенной выработки высокоэнергичной компоненты [18]. Данный режим работы позволяет получить

импульсы ионного тока с длительностью, сравнимой с характерным временем жизни плазмы в классических источниках МЗИ, при этом амплитуда импульса может существенно превышать стационарные значения. Однако подобный режим работы всё равно требует предварительной «подготовки» источника: ЭЦР разряд должен достичь стационарных параметров перед началом формирования импульса послесвечения, что может составлять недопустимо большие времена для некоторых приложений (десятки и сотни мс).

Таким образом поиск возможностей увеличения производительности и эффективности импульсных источников ионов является актуальной задачей.

На первый взгляд, применение классического ЭЦР источника ионов в приложениях, требующих использования коротких и интенсивных импульсов ионного тока, оказывается неэффективно из-за невозможности генерации достаточно коротких импульсов ионных пучков даже в режиме послесвечения. Время пробоя газа и выхода плотности плазмы на стационарный уровень обычно превышает миллисекунду, что существенно выше необходимой длительности импульса, тогда как уровень тока в стационарном состоянии оказывается недостаточным. Решение проблемы может быть связано с так называемым эффектом «Preglow», обнаруженным сравнительно недавно [3А, 5А]. Суть эффекта заключается в том, что при некоторых условиях в начале импульса тока ионов присутствует короткий мощный всплеск, после которого происходит его релаксация до стационарного значения. Исследованию этого эффекта и посвящена, в основном, данная работа.

Цели и задачи

Основной целью диссертационной работы являлось экспериментальное исследование начальной стадии ЭЦР разряда в магнитной ловушке, в частности, исследование особенностей функции распределения электронов по энергиям и её влияния на развитие разряда, и условий реализации эффекта «Preglow» с целью предложения нового типа короткоимпульсного ЭЦР источника ионов.

Объект исследования

Объектом исследований, описанных в диссертационной работе, является плазма ЭЦР разряда в открытых магнитных ловушках различных конфигураций с классическим и квазигазодинамическим режимами удержания, поддерживаемая мощным СВЧ излучением с частотами 14, 18, 28, 37.5 и 60 ГГц.

Научная новизна

1. Экспериментально обнаружен эффект «Preglow», исследование которого на различных установках позволило предложить новый тип короткоимпульсного ЭЦР источника ионов с улучшенными по сравнению с существующими источниками характеристиками.

2. Впервые проведены эксперименты по измерению тормозного излучения ЭЦР плазмы с временным и энергетическим разрешением, позволяющим восстановить эволюцию спектра тормозного излучения в диапазоне 1.5-400 кэВ с точностью до 100 микросекунд.

3. Впервые проведены прямые измерения энергии горячих электронов, покидающих магнитную ловушку вдоль её оси на начальной стадии разряда.

Научная и практическая значимость

Достижения современной ядерной физики во многом обусловлены применением ЭЦР источников ионов в качестве инжекторов в циклотронные и линейные ускорители. Исследования способов усовершенствования таких источников являются актуальными для лабораторий, использующих ускорители тяжёлых ионов. Исследования, описанные в диссертационной работе, позволили предложить новый тип короткоимпульсного источника многозарядных ионов, основанного на эффекте «Preglow», с характеристиками, существенно превосходящими аналоги. В частности, длительность импульса ионного тока может быть уменьшена в несколько десятков раз, что позволяет существенно увеличить эффективность использования короткоживущих изотопов.

Результаты, описанные в диссертации, используются в работах лаборатории ионных источников и лаборатории прикладной физики плазмы ИПФ РАН, Лаборатории субатомной физики и космологии (LPSC, г. Гренобль, Франция), Института тяжёлых ионов (GSI, г. Дармштадт, Германия), Института физики плазмы (г. Милан, Италия) и Университета г. Ювяскюля (Финляндия).

На основе материалов, представленных в диссертации, в LPSC (г. Гренобль, Франция) в рамках совместного с ИПФ РАН проекта был разработан и успешно запущен новый тип короткоимпульсного ЭЦР источника многозарядных ионов с нагревом плазмы СВЧ излучением с частотой 60 ГГц, способный удовлетворить требования проекта «Beta Beam».

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, трёх глав, заключения, списка основных публикаций автора по теме работы и списка литературы. Общий объём диссертации составляет 104 страницы, включая 49 рисунков. Список публикаций автора по теме диссертации содержит 16 наименований, список литературы содержит 68 наименований.

Публикации, апробирование работы

Результаты выполненных исследований обсуждались на научных семинарах в Институте прикладной физики РАН, Лаборатории субатомной физики и космологии (LPSC, г. Гренобль, Франция), Институте физики плазмы (IFP, г. Милан, Италия), Университете г. Ювяскюля (Финляндия). Они докладывались на Международных и Всероссийских конференциях, в том числе на 16-ом, 17-ом, 18-ом, 19-ом, 20-ом, 21-ом и 22-ом международных совещаниях по ЭЦР источникам ионов (International Workshop on ECR Ion Sources Китай, 2006; США, 2008; Франция, 2010; Япония, 2012; Россия, 2014; Южная Корея, 2016), на 12-ой, 13-ой, 14-ой, 15-ой и 16-ой международных конференциях по ионным источникам (International Conference on Ion Sources Корея, 2007; США, 2009; Италия, 2011; Япония, 2013; США, 2015), на 6-ом, 7-м и 8-м международных совещаниях "Strong microwaves in plasmas" (2005, 2008, 2011 Russia), на 5-ой Международной конференции по ускорителям частиц (International conference on particle accelerators, Германия, 2014.)

Материалы диссертационной работы изложены в научных статьях, опубликованных в ведущих российских и зарубежных журналах: Журнал технической физики, Physical Review, Physics of Plasmas, Plasma Physics and Controlled Fusion, IEEE transactions on plasma science, Review of scientific instruments. Всего по теме диссертации опубликовано 34 работы, включая 16 статей в рецензируемых журналах и 18 статей в сборниках трудов международных конференций.

Проведённые исследования поддержаны 2-мя персональными стипендиями Президента РФ для молодых учёных. Автор работы был награждён международной премией им. Р. Желлера за «Экспериментальное и теоретическое исследование импульсных ЭЦР разрядов, в частности высокочастотных разрядов и эффекта «Preglow».

Краткое изложение материала диссертации

Во **введении** обоснована актуальность выбранной темы исследований, сформулированы цель и основные задачи работы, отмечены научная новизна и практическая значимость полученных результатов, кратко изложено содержание каждой главы, приведены положения, выносимые на защиту.

В **главе 1** введены основные понятия, описаны особенности удержания плазмы ЭЦР разряда в открытых магнитных ловушках. Обсуждены особенности функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) на начальной стадии разряда. Предложена численная модель, описывающая развитие ЭЦР разряда в открытой магнитной ловушке с учётом особенностей ФРЭЭ на начальной стадии.

В **разделе 1.1** приведена постановка задачи и указаны основные упрощения, принятые в ходе построения численной модели. Задача о моделировании динамики ЭЦР разряда в магнитной ловушке рассмотрена в рамках 0-мерной нестационарной модели в т. н. приближении «квадратной ямы», в рамках которого все параметры плазмы рассчитываются на единицу плазменного объёма и считаются однородными как вдоль, так и поперёк магнитной ловушки, магнитное поле которой плавно меняется вблизи пробок, а между ними остаётся практически неизменным, причём размер области однородного поля сравним с расстоянием между пробками.

В **разделе 1.2** описана система уравнений, позволяющая рассчитать динамику ЭЦР разряда, описан процесс удержания плазмы ЭЦР разряда в магнитной ловушке в двух режимах: в режиме с пустым конусом потерь и квазигазодинамическом, приведены основные временные характеристики, соотношение между которыми определяет реализующийся режим удержания плазмы. Обсуждается начальный этап развития ЭЦР разряда в магнитной ловушке, во время которого под действием интенсивного СВЧ-поля формируется функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) с квазилинейным плато. Кроме того, приведены оценки предела применимости использованной теории, введены балансные уравнения на концентрации частиц, описан момент, в который численный код переключается с использования для вычисления констант ионизации ФРЭЭ с фиксированной характерной энергией, определяемой параметрами ионного источника, на решение уравнения баланса энергосодержания плазмы. Приведены способы расчёта времён жизни частиц как в классическом, так и в квазигазодинамическом режиме удержания. В заключении раздела приведена полная система уравнений, использованная для моделирования развития ЭЦР разряда в магнитной ловушке.

В разделе **1.3** описан созданный численный код, решающий построенную систему уравнений методом Рунге-Кутта 4-го порядка с контролем погрешности на каждом шаге. Применимость построенной численной модели продемонстрирована на примере моделирования результатов экспериментов по исследованию временных характеристик и эффективности образования ионов при высокой плотности плазмы в рамках поиска пути создания короткоимпульсного источника МЗИ для проекта «Beta Beam», получено хорошее количественное согласие численно полученных результатов с экспериментальными данными.

Материалы, изложенные в первой главе, опубликованы в работах [1А, 2А, 4А, 6А, 7А, 8А, 16А].

В **главе 2** описаны экспериментальные исследования начальной стадии ЭЦР разряда в магнитных ловушках, проведённые на трёх установках.

В разделе **2.1** описаны эксперименты на установке «PHOENIX-V2» (классическом ЭЦР источнике МЗИ с частотой накачки 18 и 28 ГГц и магнитным полем конфигурации «минимум-В»), на которой был открыт эффект «Preglow». Впервые новый режим - всплеск ионного тока, возникающий в самом начале пробоя газа - был обнаружен при проведении экспериментов по созданию и нагреву гелиевой плазмы и экстракции из неё ионного пучка в случае использования импульсного СВЧ нагрева на частотах как 18 ГГц, так и 28 ГГц с высокой частотой следования импульсов (> 1 Гц). Этот режим был назван «Preglow» («Предсвечение») по аналогии с режимом «Afterglow» («Послесвечение»), реализующемся при некоторых параметрах в классических источниках в конце греющего импульса. После пика «Preglow» параметры плазмы релаксируют к стационарному состоянию. Эффект «Preglow» продемонстрирован в гелии и аргоне. Изучены зависимости характеристик «Preglow» от параметров магнитного удержания, мощности микроволнового излучения и давления рабочего газа. Сделан вывод, что эффект обусловлен особенностями формирования ФРЭЭ на начальной стадии пробоя - поглощённая энергия запасается в горячих электронах, а затем тратится на интенсивную ионизацию газа, обеспечивая всплеск ионного тока.

Приведены результаты моделирования экспериментальных пиков «Preglow» с помощью описанной в главе 1 модели. Хорошее согласие между численным моделированием и экспериментальными данными получено для осциллограмм тока обоих ионов гелия и для ионов аргона 4+ и ниже. Однако для более высоких зарядов аргона численно рассчитанные интенсивности ионного тока оказались завышенными. Одно из возможных объяснений причины расхождения связано с десорбцией газа со

стенок вакуумной камеры под воздействием ионной бомбардировки и последующим ростом плотности нейтралов в разряде.

В разделе **2.2** описаны эксперименты на установке «JYFL ECRIS», классическом ЭЦР источнике многозарядных ионов с частотой СВЧ излучения 14 ГГц и магнитной ловушкой с конфигурацией «минимум-В». Первый этап экспериментов был посвящён подтверждению возможности воспроизводства эффекта «Preglow» в гелии и аргоне при другой частоте СВЧ излучения. Продемонстрировано получение эффекта «Preglow», изучено влияние затравочной плазмы (плазмы, существующей в магнитной ловушке к моменту включения греющего излучения) на его параметры. Были получены и успешно смоделированы как осциллограммы пика «Preglow» для обоих ионов гелия, так и его основные параметры (интенсивность, длительность и т.п.). Расчёты показали качественное совпадение с результатами эксперимента.

Второй этап экспериментов направлен на подробное исследование характерной энергии электронов на начальной стадии разряда. Было проведено изучение спектра тормозного излучения аргоновой плазмы, возникающего в результате столкновений энергичных электронов с тяжёлыми частицами, в диапазоне энергий от 1.5 до 400 кэВ, что покрывает область энергии электронов, наиболее подходящей для процессов ионизации. Временное разрешение измерений составило 100 микросекунд, что позволило подробно исследовать динамику характерной энергии от времени в зависимости от следующих параметров источника ионов: СВЧ излучение (мощность, длительность, частота следования импульсов), давление нейтрального газа и магнитное поле. Продемонстрировано, что в начале греющего импульса наблюдается слабое поглощение СВЧ излучения, а средняя энергия квантов быстро достигает максимума и слабо зависит от мощности греющего излучения. Спустя некоторое время средняя энергия резко падает, а коэффициент поглощения - возрастает. Получено, что длительность начальной стадии с высокой средней энергией уменьшается при увеличении давления нейтрального газа, а конфигурация магнитного поля практически не влияет ни на среднюю энергию фотонов во время переходного процесса, ни на его длительность. В экспериментах по изучению влияния затравочной плазмы на среднюю энергию квантов тормозного излучения получено, что длительность стадии с высокой средней энергией уменьшается с ростом начальной плотности плазмы, а при плотности электронов в плазменной камере выше некоторого значения эта стадия вообще не наблюдается, и параметры плазмы сразу выходят на стационарный уровень.

В разделе **2.3** описаны эксперименты по исследованию начальной стадии ЭЦР разряда на установке «SMIS-37» - квази-газодинамическом импульсном ЭЦР источнике ионов с осесимметричной конфигурацией магнитного поля. Для пробоя и поддержания плазмы на этой установке используется СВЧ излучение с частотой 37.5 ГГц и мощностью 100 кВт. Эксперименты проводились с целью исследования эффекта «Preglow» в условиях, когда на стационарной стадии ЭЦР разряда реализуется квазигазодинамический режим удержания плазмы. Первый этап исследований был направлен на изучение области параметров, в которой реализуется эффект «Preglow». Оказалось, что эффект устойчиво воспроизводится в узком диапазоне давления нейтрального газа и практически не зависит от напряжённости магнитного поля в ловушке. В условиях квазигазодинамического режима удержания плазмы длительность импульса «Preglow» составила ~20 мкс, что значительно короче импульсов, полученных на классических источниках. Экспериментально найден оптимум по давлению с точки зрения амплитуды пика «Preglow», при этом меньшее давление приводит к плавному нарастанию ионного тока от времени без выраженного пика, тогда как при слишком большом давлении ионный ток практически сразу выходит на стационарный уровень.

На втором этапе экспериментов были проведены прямые измерения энергии электронов, вылетевших из плазмы вдоль оси ловушки на начальной стадии разряда, с помощью магнитостатического анализатора. Измеренный спектр электронов медленно уменьшается с ростом энергии вплоть до 300 кэВ и резко падает при больших значениях. Средняя по спектру энергия при этом составила величину порядка 150 кэВ. Отмечено, что полученный энергетический спектр качественно совпадает с используемым в численных расчётах динамики разряда.

Материалы, изложенные в главе 2, опубликованы в [3А, 5А, 9А, 11А].

Глава 3 диссертационной работы посвящена подробному обсуждению физики возникновения эффекта «Preglow», оценке зависимости его количественных параметров от условий эксперимента, разработке на основе эффекта короткоимпульсного источника нового типа и описанию первых экспериментов на прототипе такого источника «SEISM».

Проведённое в разделе **3.1** численное моделирование даёт представление о природе эффекта «Preglow». Моделирование проводилось с использованием модели и программы, описанных в главе 1. В расчётах переменными параметрами являлись частота греющего СВЧ излучения f , плотность мощности СВЧ-излучения P , начальная

плотность нейтралов N_{a0} и плазмы N_{e0} . Частота излучения f варьировалась в диапазоне 28-60 ГГц, соответствующем частотам существующих и находящихся в разработке на сегодняшний день ЭЦР ионных источников МЗИ. Плотность мощности P варьировалась в диапазоне, доступном для современных источников СВЧ излучения (0.1-400 Вт/см³). Рабочим газом в расчётах был гелий.

Показано, что для каждой начальной плотности нейтралов существует оптимум по плотности мощности СВЧ излучения, соответствующий максимальной интенсивности пика «Preglow». Предложен безразмерный параметр $RP = \tau_g / \tau_c$, равный отношению газодинамического времени жизни электронов к классическому и характеризующий режим удержания плазмы в магнитной ловушке. Получено, что зависимости количественных характеристик пика «Preglow» являются, в основном, функциями параметра RP . Таким образом, введённая переменная позволила перевести многомерное пространство параметров на плоскость, удобную для восприятия и анализа. Показано, что (в численных расчётах) возможна генерация интенсивного пика «Preglow» ионов гелия с длительностью не более нескольких десятков микросекунд, что согласуется с результатами экспериментов на стенде «SMIS-37», описанными в разделе 2.3.

Проведённые численные эксперименты показали, что необходимым условием для реализации эффекта «Preglow» является интенсивный нагрев электронов СВЧ-излучением на начальной стадии ЭЦР разряда в магнитной ловушке источника ионов, который должен быть достаточным для образования и поддержания в течение некоторого времени функции распределения электронов по энергиям с высокой средней энергией. Сделан вывод о механизме формирования пика «Preglow», обусловленном запасанием энергии в горячих электронах на начальной стадии ЭЦР разряда.

На основе проведённых экспериментальных исследований и результатов численного моделирования предложен новый тип ЭЦР источника ионов с частотой греющего излучения на уровне 30-60 ГГц и мощностью на уровне сотен киловатт, позволяющий создавать плазму с плотностью выше 10^{13} см⁻³ и температурой в диапазоне несколько сот эВ - несколько кэВ и экстрагировать из неё импульсные пучки ионов с плотностью тока свыше 1 А/см². Такой источник в режиме «Preglow» будет способен производить импульсные ионные пучки с высокой ионизационной эффективностью, короткой длительностью и высоким уровнем ионного тока — с

характеристиками, достаточными для его применения в таких проектах, как «Beta Beam» и «ESS».

В разделе **3.2** приведено описание прототипа короткоимпульсного ионного источника, разработанного на основе представленных в диссертационной работе исследований. Прототип «SEISM» был успешно запущен в лаборатории LPSC (г. Гренобль, Франция) в рамках совместного с ИПФ РАН проекта. Данный ЭЦР источник ионов использует для нагрева плазмы СВЧ излучение импульсного гиротрона с частотой 60 ГГц и мощностью до 300 кВт. В ходе первых экспериментов на источнике «SEISM» было продемонстрировано получение ионных токов с плотностью до 1.2 А/см^2 , что хорошо согласуется с предсказанными численной моделью параметрами.

Материалы, изложенные в главе 3, опубликованы в [10А, 12А, 13А, 14А, 15А].

В **заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

Положения, выносимые на защиту

1) ЭЦР нагрев электронов на начальной стадии развития разряда в магнитной ловушке обеспечивает формирование неравновесной функции распределения электронов по энергиям с квазилинейным плато и резким обрывом при больших энергиях.

2) Запасённая во время лавинообразного роста концентрации электронов энергия обеспечивает эффективную (в том числе, многократную) ионизацию нейтрального газа, характеризующуюся всплеском ионного тока – этот процесс назван эффектом «Preglow».

3) Численная модель развития разряда, основанная на уравнениях баланса ионизации и энергии и учитывающая особенности функции распределения электронов по энергиям на начальной стадии разряда, хорошо согласуется с экспериментальными данными и описывает обнаруженный эффект.

4) Использование в ЭЦР источнике ионов мощного миллиметрового излучения обеспечивает в режиме «Preglow» высокую эффективность ионизации и формирование ионных пучков с плотностью тока более 1 А/см^2 и длительностью импульса менее 100 нс.

Личный вклад автора

Автор принимал активное участие в постановке задач и определении направлений исследований. Все оригинальные результаты исследований, описанных в диссертационной работе, получены лично автором либо при его определяющем участии. Содержание диссертационной работы и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы.

Глава 1. Моделирование развития разряда в магнитной ловушке

1.1 Постановка задачи

В экспериментальной части диссертационной работы (глава 2) проводятся исследования нескольких ЭЦР источников ионов, схожих конструктивно, однако, различающихся конфигурацией магнитного поля ловушки, частотой и мощностью греющего излучения. Параллельные исследования на различных установках, с одной стороны, позволяют всесторонне изучить наблюдаемые эффекты, с другой стороны, демонстрируют необходимость в развитии теоретических представлений, позволяющих моделировать протекающие в плазме процессы в широкой области параметров с единых позиций. В главе 1 построена модель динамики ЭЦР разряда в зеркальной магнитной ловушке, качественно описывающая результаты проведённых в данной работе экспериментов и демонстрирующая удовлетворительное количественное согласие с измеренными величинами. Задача о моделировании динамики ЭЦР разряда в магнитной ловушке рассмотрена в рамках 0-мерной нестационарной модели в т. н. приближении «квадратной ямы», в рамках которого все параметры плазмы рассчитываются на единицу плазменного объёма и считаются однородными как вдоль, так и поперёк магнитной ловушки, магнитное поле которой плавно меняется вблизи пробок, а между ними остаётся практически неизменным, причём размер области однородного поля сравним с расстоянием между пробками. Несмотря на подобное приближение, результаты моделирования экспериментов, проведённых на различных установках, демонстрируют хорошее согласие с данными расчётов, что позволяет применять модель в широком диапазоне параметров.

1.2 Численная модель

Процесс СВЧ-пробоя разреженного газа в магнитной ловушке в условиях ЭЦР можно условно разделить на две стадии, для которых скорость роста концентрации плазмы определяется разными параметрами. На первой стадии концентрация экспоненциально быстро растёт, на второй рост существенно замедляется, происходит переход к стационарному состоянию и формирование некоторого

распределения ионов по кратностям ионизации, определяемого текущими параметрами плазмы — концентрацией и временем жизни (пример расчёта динамики концентрации и времени жизни электронов приведён на рис. 1). На первой стадии происходит экспоненциальный рост концентрации плазмы, степень ионизации газа меньше 1, в распределении ионов по зарядовым состояниям доминируют ионы низкой кратности ионизации, плотность электронов недостаточна для поглощения всей СВЧ мощности. На второй стадии происходит процесс многократной ионизации, заряд ионов увеличивается, большая часть падающей мощности поглощается.

Рост концентрации плазмы N_e на первой стадии происходит экспоненциально:

$$N_e \propto \exp(\nu t) \quad (1)$$

инкремент ν линейно зависит от концентрации нейтральных атомов в ловушке источника. В случае, когда источник должен генерировать короткие импульсы тока ионов, очевидным способом уменьшения времени развития разряда является увеличение начальной плотности нейтралов. Однако было экспериментально [1] и теоретически [19, 20] показано, что при превышении плотностью плазмы критического значения для используемой частоты СВЧ излучения резко возрастает коэффициент отражения СВЧ излучения от плазмы и рефракция, в результате чего значительно падает эффективность нагрева и средний заряд ионов в плазме. Чтобы избежать такой ситуации, плотность плазмы в разряде должна быть меньше критической, определяемой условием:

$$\omega = \omega_{pe}, \quad (2)$$

или

$$N_e^{\max} = \frac{m_e \omega^2}{4 \pi e^2}, \quad (3)$$

где ω - циклическая частота накачки, m_e и e - масса и заряд электрона соответственно.

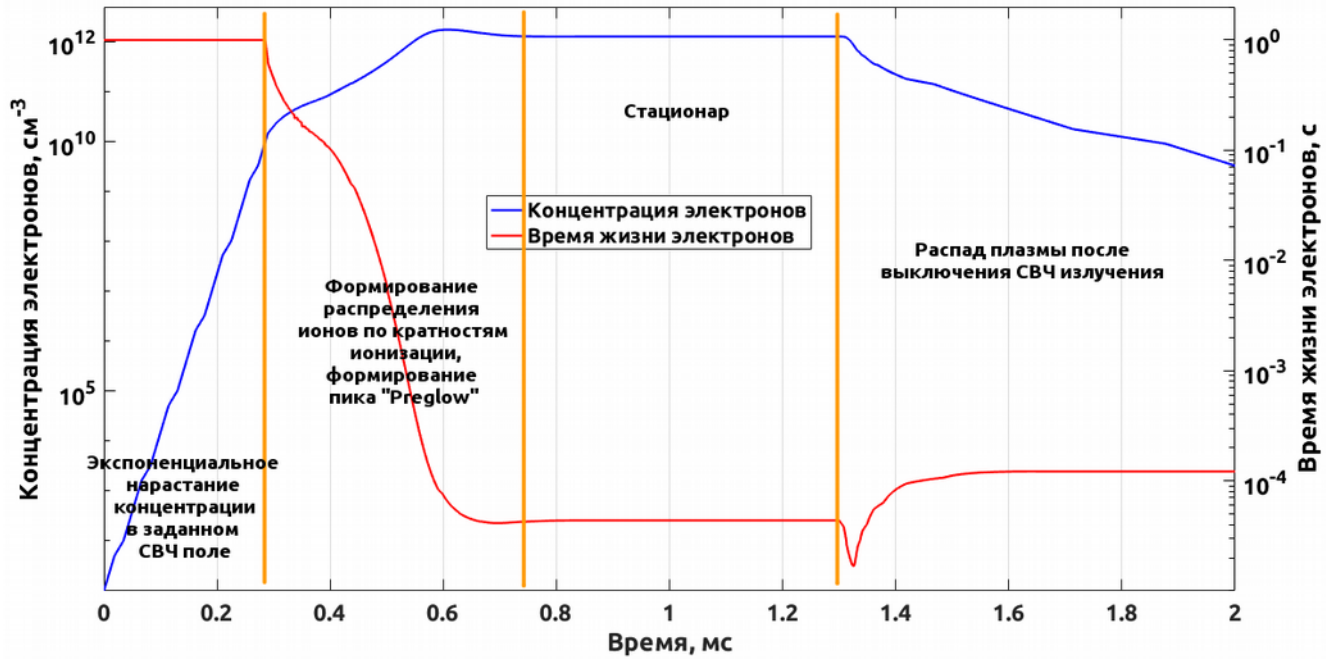


Рисунок 1. Пример расчёта динамики концентрации и времени жизни электронов. Разделение разряда на несколько стадий. Греющий импульс СВЧ излучения начинается в момент времени $t=0$ мс и заканчивается в момент времени $t=1.3$ мс.

При полной ионизации газа, когда средний заряд ионов равен $\langle z \rangle$, концентрация электронов равна

$$N_e^{max} = \langle z \rangle N_a, \quad (4)$$

где N_a - концентрация нейтралов к началу пробоя.

Из выражений (3), (4) следует, что начальная концентрация нейтралов не должна превышать величину $N_a^{кр}$:

$$N_a^{кр} = \frac{m_e \omega^2}{4 e^2 \langle z \rangle}, \quad (5)$$

растущую, как квадрат частоты СВЧ накачки.

На второй стадии пробоя формируется распределение ионов по кратностям ионизации. Характерное время его установления определяется временем жизни плазмы и уменьшается вместе с последним. Время жизни плазмы в свою очередь определяется режимом её удержания.

Можно выделить характерные времена, определяющие удержание плазмы в ловушке [1A], такие, как время кулоновского рассеяния электронов в конус потерь

$$\tau_c = \ln R / v_{ei}, \quad (6)$$

и газодинамическое время жизни плазмы

$$\tau_g = LR/V_s. \quad (7)$$

Здесь R – пробочное отношение (отношение максимальной напряжённости магнитного поля к минимальному), L – длина ловушки, ν_{ei} – частота электрон-ионных столкновений, $V_{is} = \sqrt{\langle z \rangle T_e / M}$ – ионно-звуковая скорость, T_i и T_e – характерные энергии ионов и электронов соответственно, M – атомная масса иона. В зависимости от соотношения этих характерных времён возможна реализация различных режимов удержания плазмы.

При выполнении условия $\tau_c > \tau_g$ реализуется так называемый классический режим удержания, для которого характерны низкие концентрации и высокие температуры электронов. При этом потери электронов из ловушки, в основном, определяются электрон-ионными столкновениями, и время жизни электронов τ_e (а также ионов, если предполагать их однозарядными) будет определяться следующим образом [3]:

$$\tau_e = \tau_c = \ln R / \nu_{ei}. \quad (8)$$

С ростом концентрации плазмы растёт скорость рассеяния электронов в конус потерь. Начиная с некоторого момента, происходит смена основного процесса, определяющего тип удержания, реализуется так называемый квазигазодинамический режим удержания. Его характерной особенностью является то, что скорость заполнения электронами конуса потерь в пространстве скоростей оказывается выше, чем максимально возможная скорость выноса плазмы из ловушки, т. е. $\tau_c < \tau_g$. Таким образом, конус потерь оказывается заполненным, а время жизни плазмы определяется ионно-звуковой скоростью и не зависит от плотности плазмы [21]:

$$\tau_e = \tau_g = LR/V_s \quad (9)$$

Газодинамическое время жизни при заданной температуре электронов является нижней границей для времени жизни плазмы в ловушке, поскольку ионы не могут выходить из ловушки со скоростью, превышающей ионно-звуковую [21]. С использованием выражений (8) и (9) может быть построена зависимость времени жизни электронов от их концентрации (рисунок 2).

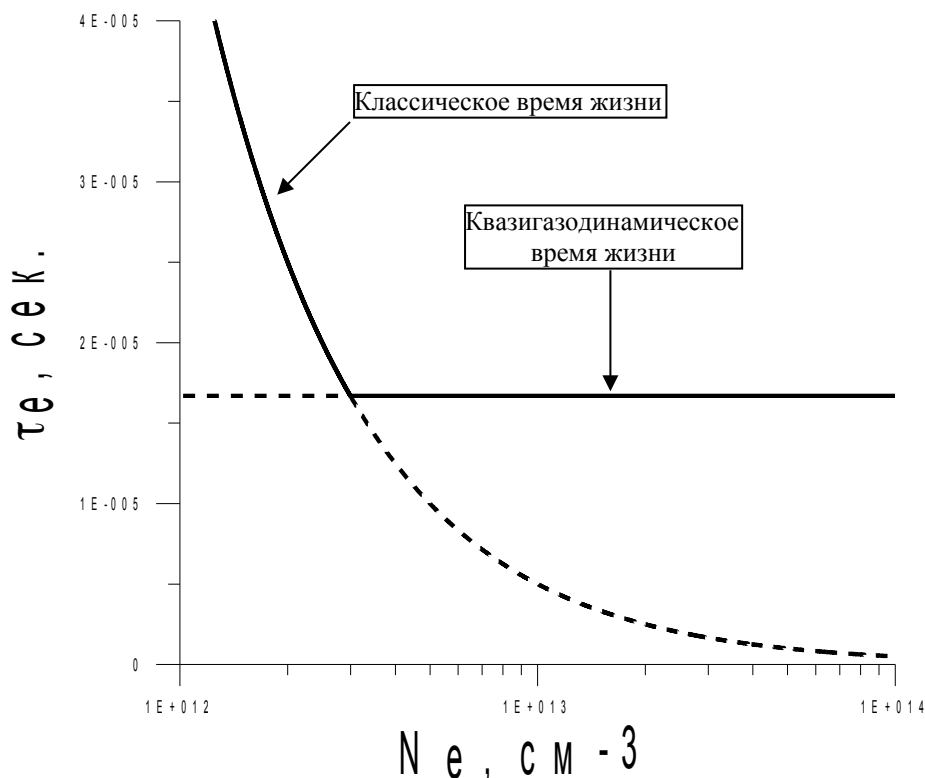


Рисунок 2. Зависимость времени жизни плазмы от концентрации электронов при характерной энергии электронов $T_e = 100 \text{ eV}$

Необходимо отметить, что кратность ионизации, а, следовательно, и средний заряд в экстрагируемом ионном пучке определяется так называемым параметром удержания $N_e \tau$ (строго говоря, распределение ионов по зарядовым состояниям зависит от $N_e \tau$ при условии, что характерная энергия электронов фиксирована и оптимальна для ионизации), который при классическом режиме удержания не зависит от концентрации электронов, тогда как при квазигазодинамическом он линейно растет вместе с концентрацией. При этом ток многозарядных ионов, определяемый параметром N_e / τ , возрастает пропорционально N_e [22].

В модели учитывалась только ступенчатая ионизация электронным ударом. Из-за сравнительно небольшого вклада в рассматриваемой области параметров такие каналы, как ионизация через автоионизационное состояние и многократная ионизация одним электронным ударом; оже-ионизация и ионизация через стряхивание в расчётах не учитывались. Не учитывались и процессы, связанные с перезарядкой, т.к. сечение столкновения ионов с нейтралами невелико в сравнении с сечением ионизации, а вероятность рекомбинации электрона и уже существующего иона мала ввиду высоких энергий электрона [23].

В рамках модели учитывались только продольные потери плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Такие диффузионные процессы, как классическая, амбиполярная и квазилинейная диффузии, не учитывались явно при расчёте динамики концентрации частиц, однако, перечисленные процессы косвенно «заложены» в предположениях о функции распределения электронов по энергиям и оценках их времени жизни. Предполагалось, что большая часть плазмы, покидающей ловушку, рекомбинирует на стенках вакуумной камеры и возвращается внутрь объёма в виде нейтрального газа, и лишь небольшая часть тяжёлых частиц извлекается из ловушки. С точки зрения баланса частиц это означает равенство скоростей напуска нейтрального газа и выноса частиц. Также необходимо отметить, что все расчёты выполнены в предположении, что неустойчивости плазмы не играют существенной роли.

Начальная стадия пробоя, когда концентрация плазмы достаточно мала, может быть описана аналитически в рамках теории СВЧ пробоя разреженного газа в прямых магнитных ловушках в условиях циклотронного резонанса, построенной в работе [24]. В указанной работе рассмотрение проводится в пренебрежении влиянием плазмы на характеристики СВЧ излучения, не учитывается также влияние кулоновских соударений на движение электронов. Считается, что при взаимодействии с полем волны электроны приобретают, в основном, поперечную энергию циклотронного вращения, которая значительно превышает энергию ионизации и кинетическую энергию продольного движения. В таких условиях взаимодействие с СВЧ излучением определяет как ускорение электронов, рождающихся в результате ионизации нейтрального газа, так и их выход в конус потерь, а формирование функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) может быть описано уравнением Фоккера-Планка [24, 25, 26, 27, 28]. Геометрия магнитной ловушки, принятая в модели, соответствует изображённой на рис. 3, в которой ввод электромагнитного излучения осуществляется вдоль оси системы, а условие циклотронного резонанса выполняется на двух поверхностях, расположенных между пробками и центральной частью ловушки (изображены красными линиями).

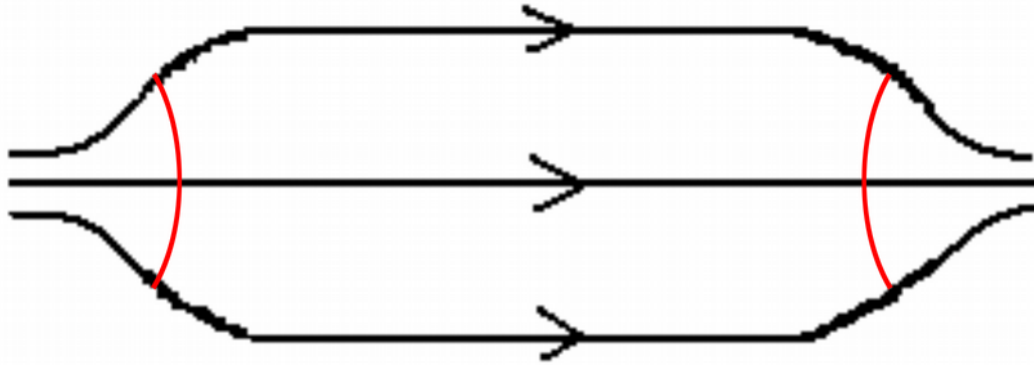


Рисунок 3. Структура силовых линий магнитного поля. Красными линиями изображены поверхности, на которых выполняется условие ЭЦР.

При взаимодействии электрона с монохроматической электромагнитной волной в области ЭЦР происходит его стохастический нагрев (режим ускорения Ферми), при этом ансамбль электронов диффундирует по энергии с коэффициентом квазилинейной диффузии [29]. При достижении поперечной энергией электрона некоторой величины ε_{st} возмущение набега фазы циклотронного взаимодействия, возникающее вследствие неадиабатического характера движения в зоне ЭЦР, оказывается малым. Это приводит к разрушению режима ускорения Ферми, и энергия частицы начинает осциллировать около среднего значения ε_{st} , движение электрона становится суперрадиабатическим. В таких условиях ФРЭЭ образует «квазилинейное плато» в резонансной области пространства импульсов, и может быть аппроксимирована следующим выражением [24]:

$$F(\varepsilon) = \frac{N_0}{2} \cdot (\varepsilon \varepsilon_{st})^{-1/2} \cdot 1(\varepsilon_{st} - \varepsilon) \cdot \exp(t/\tau^*) \quad (10)$$

Здесь ε - энергия электрона, N_0 - число электронов, $1(x)$ - единичная функция Хевисайда, τ^* - характерное время нарастания концентрации электронов, ε_{st} - граничное значение энергии, определяемое переходом в суперрадиабатический режим [24]:

$$\varepsilon_{st} = 2^{-5/4} (\pi |Ai(0)| LeE)^{3/4} (mc^2)^{1/4} \left(\frac{l\omega}{c} \right)^{1/2} \left(\frac{B_{ECR}}{B_{min}} \left(\frac{B_{ECR}}{B_{min}} - 1 \right) \right)^{-3/2} \quad (11)$$

где Ai - функция Эйри, ω и E - частота и напряжённость СВЧ поля, l — масштаб неоднородности магнитного поля, B_{min} - минимальная величина магнитного поля в ловушке, B_{ECR} - резонансная величина. При этом электроны не могут набрать

энергию, превышающую величину ε_{st} , поэтому на данной стадии разряда плазма не может поглотить энергию больше некоторой величины.

Выражения (10) и (11) справедливы при условии, что характерное время нарастания концентрации электронов τ^* много больше времени диффузии электронов в пространстве скоростей τ_D , определяющего время формирования ФРЭЭ (10):

$$\tau_D = \frac{\frac{L}{\sqrt{2\varepsilon/m}} \left(1 - \frac{R_R}{R}\right) \varepsilon}{\frac{2\pi^2}{m} |Ai(0)|^2 \left(\frac{eE}{\omega}\right)^2 \left(\frac{l\omega}{c}\right)^{4/3} \left(\frac{2mc^2}{\varepsilon}\right)^{2/3}} \Bigg|_{\varepsilon = \varepsilon_{st}} \quad (12)$$

Для условий экспериментов и соответствующих численных расчётов, описанных в данной работе, значение времени диффузии τ_D находится в диапазоне 10-100 наносекунд, тогда как τ^* - в диапазоне 1-100 микросекунд, таким образом условие применимости формул (10, 11) $\tau_D/\tau^* \ll 1$ оказывается выполненным. Аналогичный вид ФРЭЭ был численно получен в работе [30], где моделирование производилось методом Фоккера-Планка, и в работе [31], где проводилось прямое интегрирование уравнений движения электрона в заданном поле волны. В работах [29, 32], где, в частности, предполагается определяющее влияние эффекта Доплера на механизм ЭЦР нагрева, был получен схожий вид ФРЭЭ с квазилинейным плато, подтверждённый результатами экспериментов. В этих работах, однако, считается, что суперадиабатичный режим движения электронов в реальности не достигается (из-за немонохроматичности греющего излучения и ненулевого количества кулоновских соударений), и предложен иной механизм ограничения максимальной энергии электронов в случае $N_{\parallel} = k_{\parallel} c / \omega \geq 1$ (что соответствует продольному распространению волны). В такой ситуации изменение продольной энергии электронов в результате ЭЦР взаимодействия становится достаточно большим [33]. При $N_{\parallel} = 1$ (при таком условии построена теория в [24], и получены формулы (10)-(12)) взаимодействие происходит в условиях доплеровского авторезонанса [34, 35], при котором изменения поперечной и продольной энергий электрона согласованы таким образом, что положение резонансной точки, определяемое соотношением $\omega = \frac{n\omega_c}{\gamma} + k_{\parallel} V_{\parallel}$, не меняется с ростом энергии. При этом точка разворота электрона удаляется от центра ловушки, и, если предположить отсутствие ограничения энергии, связанного с

суперадиабатичным режимом, то ускорение прекращается, когда точка разворота выходит за пробку. Нагрев происходит с квазилинейным коэффициентом диффузии в пространстве импульсов, а максимальная энергия определяется соотношением:

$$\varepsilon_{max} = 2mc^2(B_{max}/B_{ECR} - 1) \quad (13)$$

где B_{max} - максимальная величина магнитного поля в ловушке. Это же выражение справедливо и для случая $N_{\parallel} > 1$ [29]. Для условий экспериментов, представленных в данной работе, выражение (11) даёт величину максимальной энергии в диапазоне 100-300 кэВ, тогда как выражение (13) - единицы МэВ. Однако ограничение энергии, определяемое суперадиабатичным режимом, лучше описывает результаты экспериментов, приведённые в главе 2, поэтому для расчёта динамики параметров плазмы было использовано выражение (11). Необходимо отметить, что определение точной величины максимальной энергии электронов несущественно с точки зрения расчёта динамики пробоя - электроны с энергиями свыше 100 кэВ дают малый вклад в процессы ионизации.

Усреднённые по плазменному объёму константы ионизации можно определить следующим образом:

$$k_{i,i+1} = \langle \sigma_{i,i+1} V \rangle = \frac{\int F(\varepsilon) \sigma_{i,i+1}(\varepsilon) V(\varepsilon) d\varepsilon}{\int F(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (14)$$

где $\sigma_{i,i+1}$ - сечение ионизации из состояния i в $i+1$, V - скорость электрона. Для $\sigma_{i,i+1}$ использовалась формула Лотца [23]:

$$\sigma_{i,i+1} = 8.67 \cdot 10^{-16} q_i \left(\frac{Ry}{I_i} \right)^2 \frac{\ln \left(\frac{\varepsilon}{I_i} \right)}{\varepsilon / I_i}, \quad (15)$$

где q_i - число эквивалентных электронов, Ry - постоянная Ридберга, I_i - потенциал ионизации зарядового состояния i .

На экспоненциальной стадии роста концентрации электронов, в зависимости от параметров, может наступить ситуация, когда энергии СВЧ излучения перестанет хватать для поддержания ФРЭЭ вида (10). Это время, в дальнейшем называемое моментом «переключения», можно приближённо оценить, как время, за которое поглощённая энергия СВЧ излучения сравнивается с суммой вынесенной плазмой из ловушки и затраченной на ионизацию энергий. Начиная с этого этапа в численной

модели ФРЭЭ считается «равновесной»¹ с некоторой характерной энергией $\langle E_e \rangle$, которую можно рассчитать, введя уравнение баланса энергосодержания плазмы в следующем виде:

$$\frac{d(N_e \langle E_e \rangle)}{dt} = P_{ECR} - P_L - P_{ion}, \quad (16)$$

где P_{ECR} - плотность мощности СВЧ накачки (внешний параметр модели), P_L - мощность, выносимая плазмой из ловушки:

$$P_L = \frac{N_e \langle E_e \rangle}{\tau_e} \quad (17)$$

а P_{ion} - мощность, затрачиваемая на ионизацию:

$$P_{ion} = \sum_{i=0}^{n-1} k_{i,i+1} N_e N_i I_i \quad (18)$$

где N_i - концентрация ионов заряда i . Для иллюстрации сказанного на рис. 4 представлен пример численного расчёта зависимости $\langle E_e \rangle$ и концентрации электронов от времени. Вертикальной линией обозначен момент «переключения» между двумя типами ФРЭЭ.

Для расчёта формирования ионов по зарядовым состояниям используются уравнения баланса ионизации для ионов:

$$\frac{dN_i}{dt} = (k_{i-1,i} N_{i-1} - k_{i,i+1} N_i) N_e - \frac{N_i}{\tau_i} \quad (19)$$

где τ_i - время жизни ионов, для электронов:

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e \cdot \sum_{i=0}^{n-1} k_{i,i+1} N_i - \frac{N_e}{\tau_e} \quad (20)$$

и для нейтрального газа:

$$\frac{dN_0}{dt} = I(t) - k_{0,1} N_0 N_e \quad (21)$$

где $I(t)$ - скорость напуска нейтрального газа в ловушку.

¹Здесь и далее подразумевается равновесие по энергиям с точки зрения констант ионизации в формуле (14), тогда как распределение электронов по скоростям остаётся сильно анизотропным.

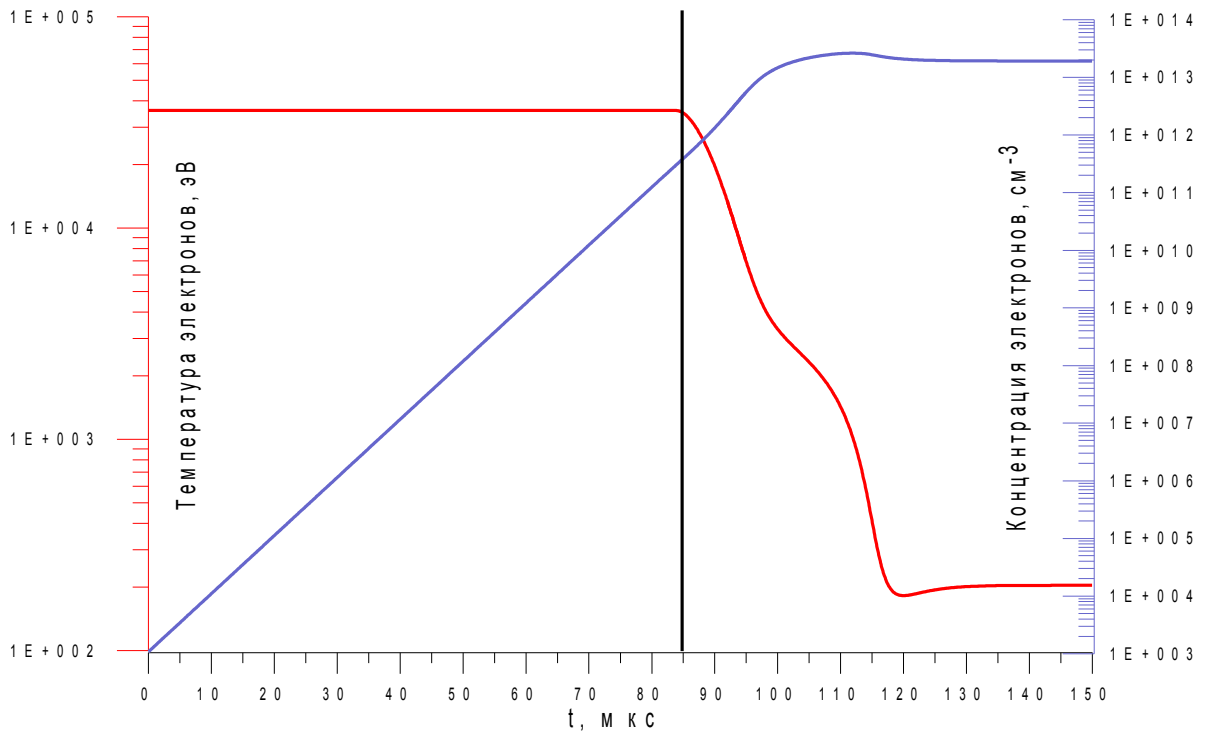


Рисунок 4. Пример расчёта зависимости концентрации и средней энергии электронов от времени. Вертикальной линией обозначен момент «переключения» от ФРЭЭ с квазилинейным плато к «равновесной».

При классическом удержании определение времён жизни ионных компонент в общем случае сводится к решению системы трансцендентных уравнений [36, 3], что является ресурсоёмкой задачей, т. к. требует одновременного вычисления точного вида ФРЭЭ. Однако качественно оценить время жизни плазмы при классическом удержании оказывается возможным из некоторых предположений о структуре амбиполярного потенциала, формируемого в плазме. В случае незаполненного конуса потерь амбиполярное поле в ловушке должно замедлять ионы для сохранения квазинейтральности плазмы. При этом, как подробно показано в [37, 38, 21], формируется профиль потенциала, изображённый на рис. 5, характерной особенностью которого является наличие «горбов» в окрестности магнитных пробок. В этом случае время удержания ионов можно оценить примерно как [37, 38]:

$$\tau_{\alpha} \approx \frac{LR}{\sqrt{T_i/M}} \cdot \exp\left(\frac{z_{\alpha} \cdot e \cdot \delta\phi}{kT_i}\right), \quad (22)$$

где $\delta\phi$ – высота «горба» амбиполярного потенциала.

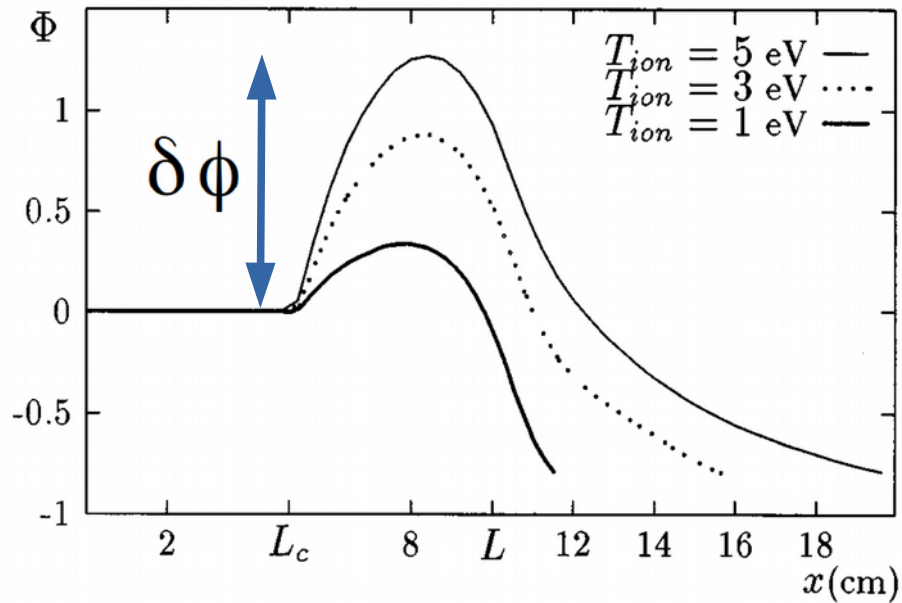


Рисунок 5. Нормализованный амбиполярный потенциал при интенсивном ЭЦР нагреве. Потенциал выбирается равным нулю в центре ловушки. Рисунок из работы [21].

Константа перед экспонентой в (22) подобрана из условия того, что при $\delta\phi=0$ ионы вылетают из ловушки с тепловой скоростью, т.к. потенциал не оказывает на них воздействия.

Определение времени жизни ионов при квази-газодинамическом режиме удержания не составляет труда и выполняется по формуле (9): $\tau_{ig}=\tau_g$ [21].

Замыкает систему условие квазинейтральности плазмы, т. е. равенства потоков:

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^n \frac{iN_i}{\tau_i} \quad (23)$$

Полная система уравнений выглядит следующим образом:

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e \cdot \sum_{i=0}^{n-1} k_{i,i+1} N_i - \frac{N_e}{\tau_e} \quad (1)$$

$$\frac{dN_i}{dt} = (k_{i-1,i} N_{i-1} - k_{i,i+1} N_i) \cdot N_e - \frac{N_i}{\tau_i} \quad (2)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = I(t) - k_{0,1} N_0 N_e \quad (3)$$

$$\tau_e^{-1} = \frac{1}{N_e} \cdot \sum_{i=1}^n \frac{i N_i}{\tau_i} \quad (4)$$

$$\tau_e = \begin{cases} \tau_c = \ln R / \nu_{ei}, \tau_c > \tau_g \\ \tau_g = LR / V_{is}, \tau_c < \tau_g \end{cases} \quad (5)$$

$$\tau_i = \begin{cases} \frac{LR}{\sqrt{T_i/M}} \cdot \exp\left(\frac{z_\alpha \cdot e \cdot \delta \phi}{kT_i}\right), \tau_c > \tau_g \\ \tau_g = LR / V_{is}, \tau_c < \tau_g \end{cases} \quad (6) \quad (24)$$

$$k_{i,i+1} = \frac{\int F(\varepsilon) \sigma_{i,i+1}(\varepsilon) V(\varepsilon) d\varepsilon}{\int F(\varepsilon) d\varepsilon} \quad (7)$$

$$\sigma_{i,i+1} = 8.67 \cdot 10^{-16} q_i \left(\frac{Ry}{I_i}\right)^2 \frac{\ln(\varepsilon/I_i)}{\varepsilon/I_i} \quad (8)$$

$$F(\varepsilon) = \frac{N_e}{2} \cdot (\varepsilon \varepsilon_{st})^{-1/2} \cdot 1(\varepsilon_{st} - \varepsilon) - \text{до переключения} \quad (9)$$

$$\frac{d(N_e \cdot \langle E_e \rangle)}{dt} = P - \frac{N_e \langle E_e \rangle}{\tau_e} - \sum_{i=0}^{n-1} k_{i,i+1} N_e N_i I_i - \text{после переключения} \quad (10)$$

Для моделирования параметров плазмы был разработан численный код, решающий систему уравнений (24), и графическая оболочка «Breakdown», визуализирующая процесс решения и его результаты и позволяющая запускать сложные расчётные циклы для численного построения зависимостей различных параметров плазмы от начальных условий. Система уравнений (24) решается методом Рунге-Кутты 4-го порядка с контролем погрешности на каждом шаге. Этот метод обеспечивает высокую скорость сходимости каждой итерации при сохранении наперёд заданной точности. Необходимо отметить, что выражения для времён жизни электронов (24.5) и ионов (24.6) используются как нулевое приближение с весовыми коэффициентами, равными единице, которые затем корректируются на каждом временном шаге методом регрессии из условия квазинейтральности (24.4). Свободными параметрами численной модели являются поглощаемая мощность СВЧ излучения и начальные концентрации нейтрального газа и электронов.

На рис. 6 показан общий вид графической оболочки программы на примере расчёта параметров пробоя аргоновой плазмы в условиях, соответствующих экспериментам, приведённым в главе 2. Программа одновременно с проведением расчёта отображает временные зависимости таких параметров плазмы, как средняя энергия электронов, их плотность, плотность тока заряженных частиц из ловушки, моментальное распределение ионов по зарядовым состояниям и др, что позволяет значительно ускорить обработку результатов численных расчётов по моделированию параметров плазмы в реальном эксперименте.

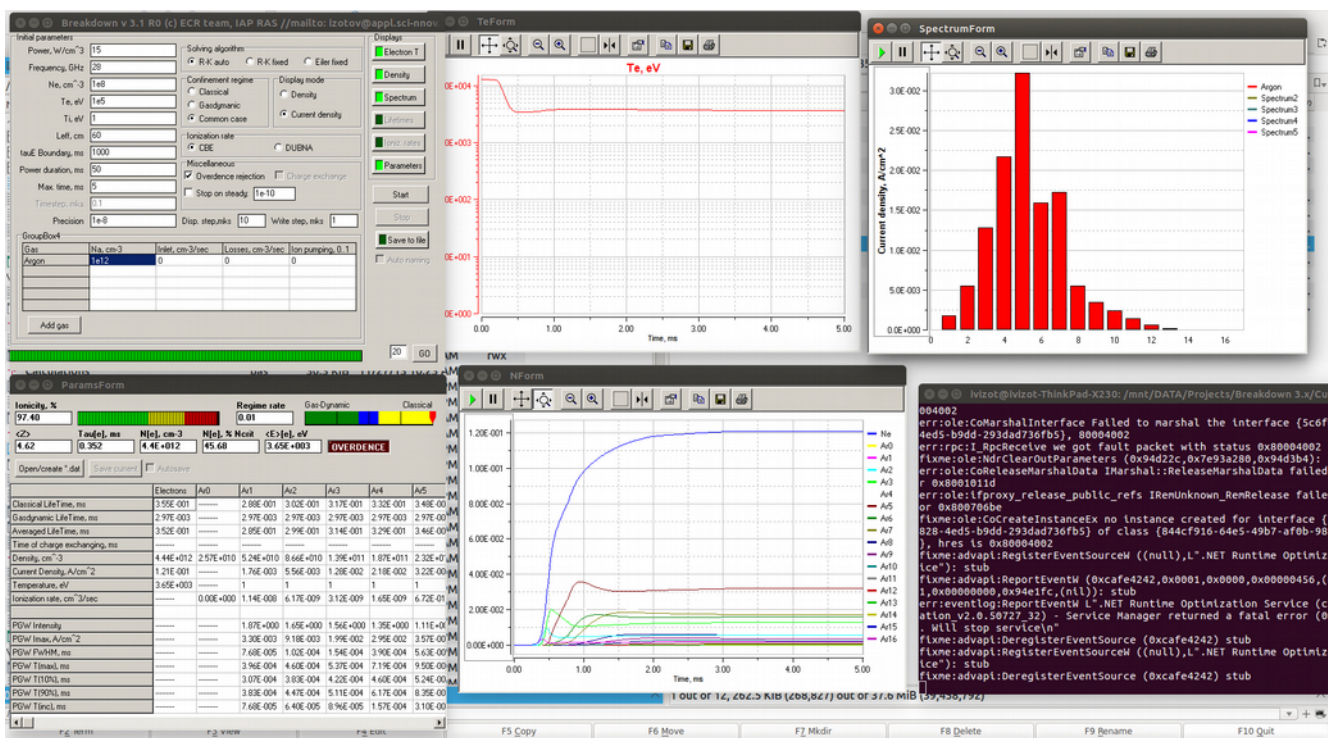


Рисунок 6. Пример использования графической оболочки «Breakdown» для расчёта параметров аргоновой плазмы.

1.2 Апробирование модели

Описанная теоретическая модель и её численная реализация используется в главах 2 и 3 для объяснения и моделирования обнаруженного эффекта «Pregelow». Модель прошла успешное апробирование путём сравнения численных расчётов с результатами многих экспериментов [1A, 2A, 4A, 6A, 7A, 8A, 16A]. Во всех случаях временные зависимости параметров плазмы, рассчитанные численно, показали хорошее совпадение с экспериментальными наблюдениями.

Одним из последних успешных примеров использования построенной модели для численных расчётов параметров плазмы являются экспериментальные исследования [16А], направленные на изучение временных характеристик и эффективности образования ионов при высокой плотности плазмы в условиях, когда реализуется квазигазодинамический режим удержания плазмы в магнитной ловушке, что обеспечивает эффективную генерацию многозарядных ионов при малом времени жизни в рамках поиска пути создания короткоимпульсного источника МЗИ для проекта «Beta Beam».

Примеры осциллограмм ионного тока с цилиндра Фарадея и их численный расчёт, полученные на установке «SMIS-37», подробно описанной в главе 2, приведены на рис. 7 для частоты СВЧ излучения 37.5 ГГц и на рис. 8 для частоты СВЧ излучения 75 ГГц.

В экспериментах с целью достижения минимального времени развития разряда проводилась оптимизация по следующим параметрам: мощность СВЧ-излучения, скорость напуска и давление нейтрального газа в ловушке перед пробоем, величина магнитного поля ловушки. Все экспериментальные исследования возможности быстрого формирования плазмы ЭЦР-разряда, описанные в работе [16А], проводились при использовании гелия в качестве рабочего газа. В результате оптимизации условий эксперимента удалось достичь времени развития разряда менее 15 мкс с использованием излучения с частотами 37.5 и 75 ГГц при длительности импульса излучения 50 μ s. При этом, все эксперименты одновременно моделировались с помощью разработанной программы. Из рис. 8 видно, что совпадение численно рассчитанных ионных токов с измеренными хорошее, что говорит об адекватном описании пробоя построенной численной моделью.

Таким образом, простая численная модель позволяет качественно описать временную динамику плазмы ЭЦР разряда в магнитной ловушке и предсказать зависимости плотности и температуры плазмы, плотности ионного тока и распределения ионов по зарядовым состояниям от основных параметров ионного источника: частоты и мощности СВЧ излучения, плотности нейтралов, параметров магнитной ловушки и пр.

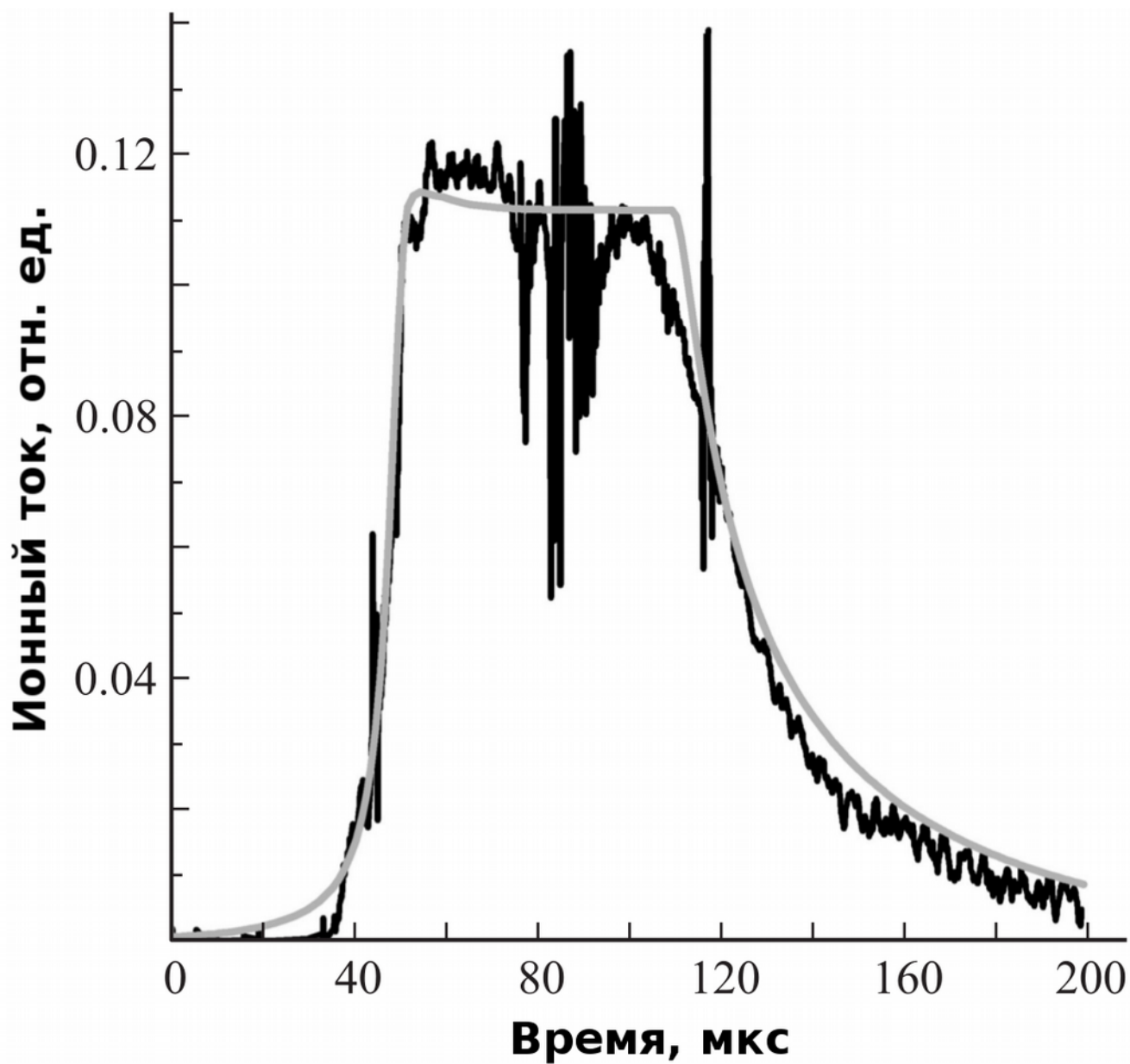


Рисунок 7. Численное моделирование экспериментов по получению коротких импульсов ионного тока при частоте СВЧ излучения 37.5 ГГц. Чёрная кривая — ток, измеренный с помощью цилиндра Фарадея; серая кривая — расчёт.

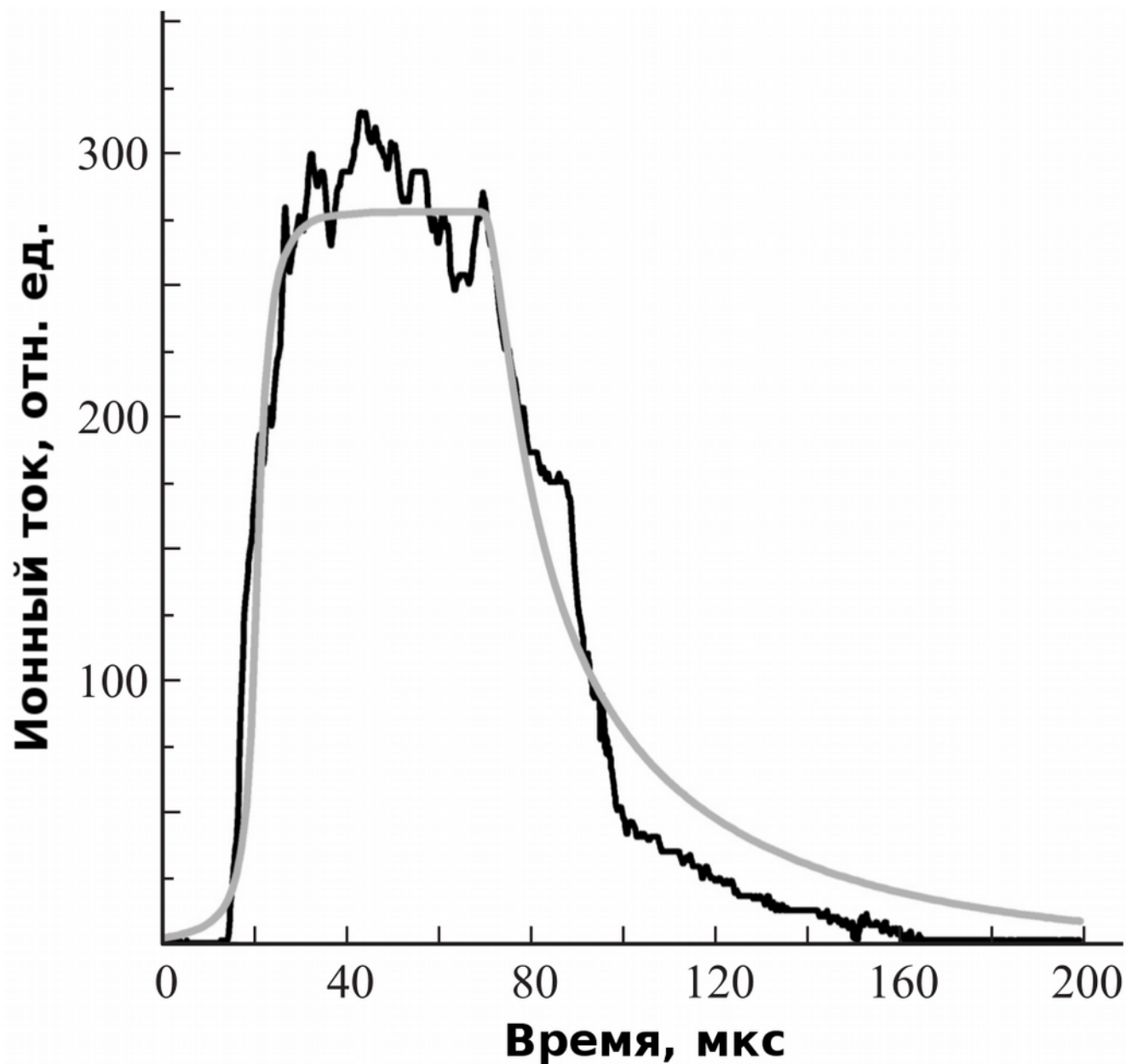


Рисунок 8. Численное моделирование экспериментов по получению коротких импульсов ионного тока при частоте СВЧ излучения 75 ГГц. Чёрная кривая — ток, измеренный с помощью цилиндра Фарадея; серая кривая — расчёт.

Глава 2. Экспериментальное исследование начальной стадии ЭЦР разряда

2.1. Исследование начальной стадии разряда в классическом режиме удержания с нагревом излучением на частоте 28 ГГц

В данной главе описаны эксперименты по изучению начальной стадии ЭЦР разряда на трёх экспериментальных установках, различающихся частотой и мощностью греющего СВЧ излучения, удерживающим плазму магнитным полем, и режимом удержания плазмы. Первая установка - «PHOENIX-V2» - классический ЭЦР источник многозарядных ионов с частотой СВЧ излучения 18 ГГц (клистрон) и/или 28 ГГц (гиротрон) и магнитным полем конфигурации «минимум-В». На этой установке был впервые обнаружен эффект «Preglow», и изучены его количественные характеристики. ЭЦР источник МЗИ «PHOENIX-V2» с классическим режимом удержания был разработан в Лаборатории субатомной физики и космологии (LPSC, г. Гренобль, Франция) для исследования перспективности использования высокочастотных пучков многозарядных ионов свинца в ЦЕРН. [17, 18]. Целью создания данного экспериментального стенда являлось получение импульсов ионов Pb^{27+} длительностью 0,4 мс с частотой повторения до 10 Гц. Основной стратегией достижения заявленных параметров являлось увеличение частоты и удельного энерговклада греющего СВЧ излучения в плазму с целью создания плазмы высокой плотности при умеренном удержании для обеспечения достаточного среднего заряда ионов и высокой плотности потока.

Общий вид центральной части источника «PHOENIX-V2» приведён на рис. 9. Плазменная камера (рис. 9, поз. 1) представляет собой водоохлаждаемый двухслойный алюминиевый цилиндр с внутренним диаметром 74 мм и длиной 300 мм. СВЧ излучение гиротрона (28 ГГц) вводится в плазменную камеру аксиально через сверхразмерный волновод диаметром 32 мм, по которому распространяется мода TE_{01} (рис. 9, поз. 6). Также проводились эксперименты по нагреву плазмы СВЧ излучением клистрона на частоте 18 ГГц, которое вводилось в камеру через стандартный волновод WR75, расположенный рядом с волноводом для 28 ГГц (рис. 9, поз. 7).

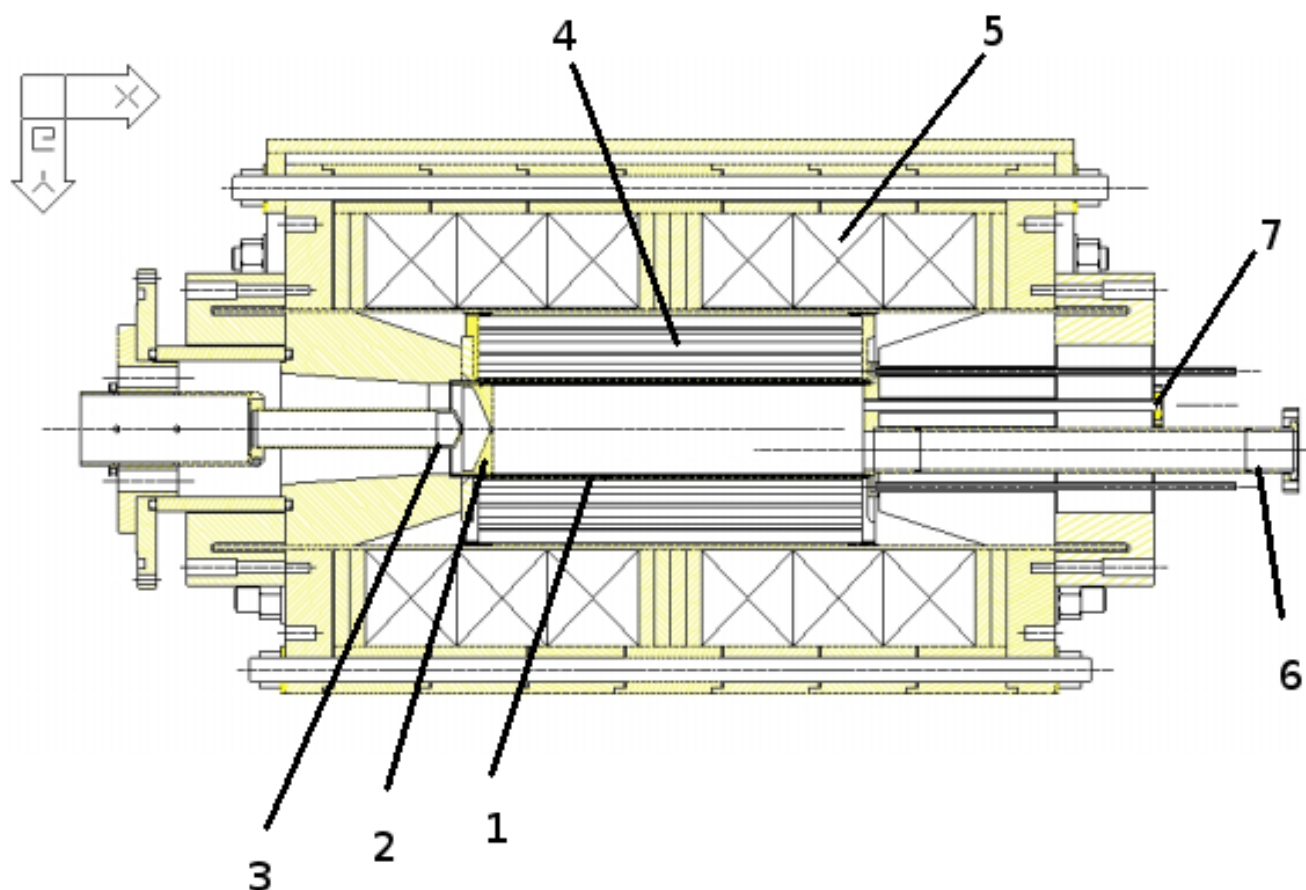


Рисунок 9. Схема центральной части источника «PHOENIX-V2». 1 — водоохлаждаемая плазменная камера, 2 — плазменный электрод, 3 — пуллер, 4 — магниты гексаполя, 5 — соленоиды, 6 — волновод для 28 ГГц, 7 — волновод для 18 ГГц.

Структура магнитного поля типа «минимум-В» достигается суперпозицией радиального поля ($B_r = 1,3$ Тл в области стенки плазменной камеры) и аксиального поля, создаваемого водоохлаждаемыми катушками (рис. 9, поз. 5) и образующего зеркальную магнитную ловушку. Величины магнитного поля настраиваются в следующих диапазонах: со стороны инжекции СВЧ излучения максимальная магнитная индукция - $B_{z_{inj}} \leq 1,66$ Т; в центре ловушки - $0,45$ Т $\leq B_{z_{mid}} \leq 0,95$ Т; со стороны системы экстракции ионного пучка - $B_{z_{extr}} \leq 1,31$ Т, что соответствует полуэмпирическому правилу, что для стабильной работы ионного источника напряжённость магнитного поля в области инжекции должна быть примерно вдвое больше таковой в области экстракции [10]. На рис. 10 изображена амплитуда магнитного поля на оси системы (при максимальном токе в катушках), на рис. 11 — линии постоянного поля в центральном сечении; жирной линией на рис. 11 помечена область поля, соответствующая ЭЦР резонансу для частоты 28 ГГц.

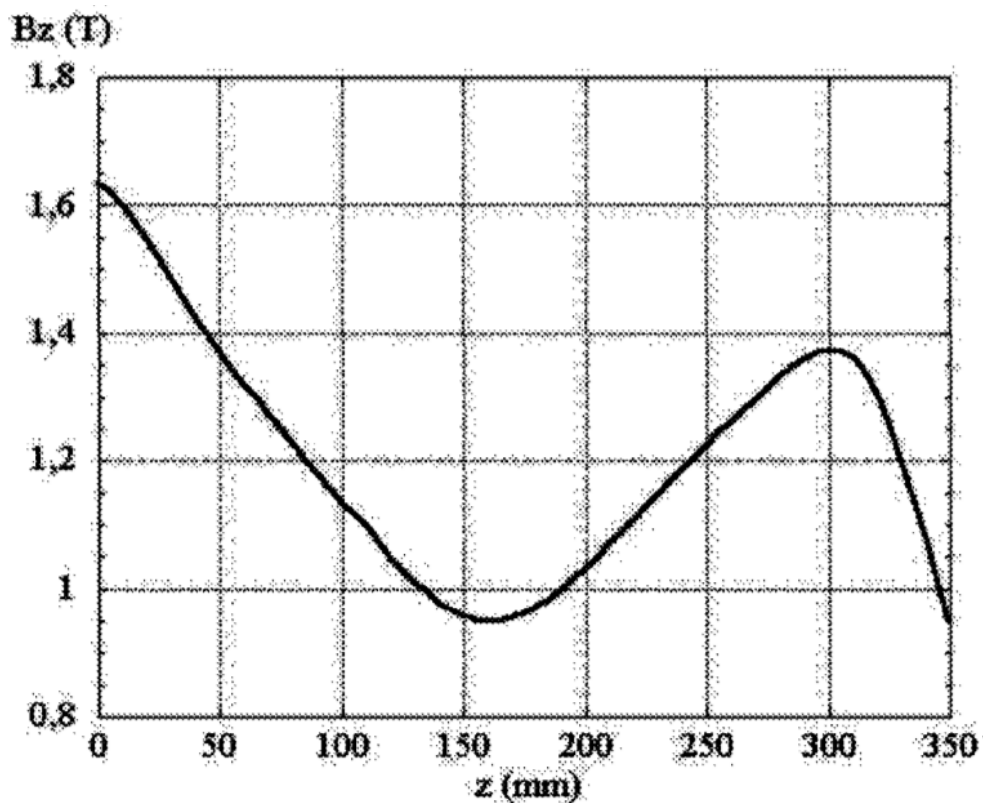


Рисунок 10. Профиль магнитного поля на оси ловушки источника «PHOENIX-V2».

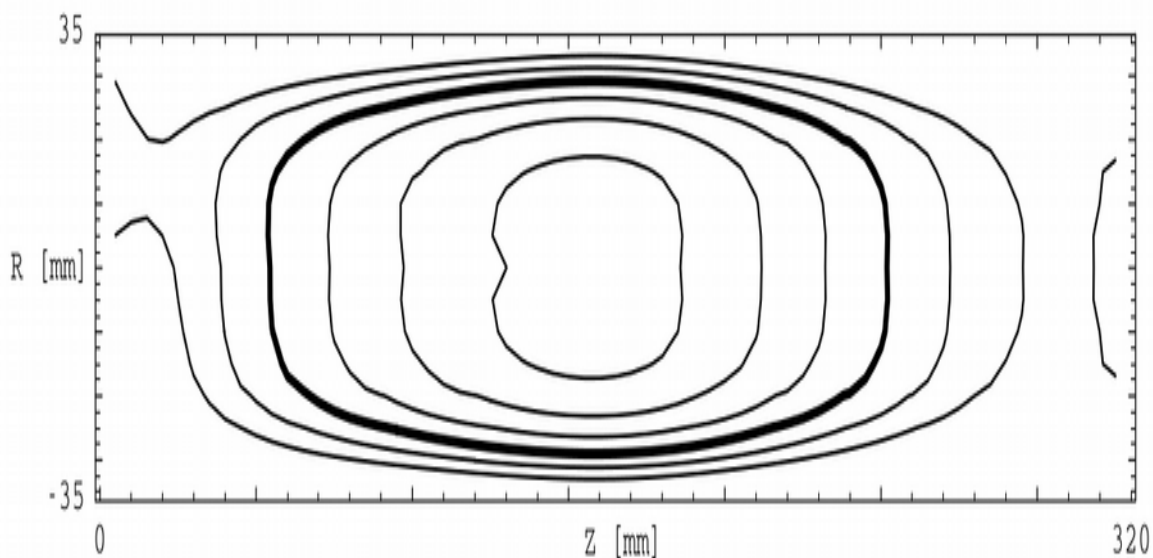


Рисунок 11. Линии равного поля в магнитной ловушке источника «PHOENIX-V2». Жирная линия соответствует напряжённости поля в 1 Тл, резонансной для 28 ГГц.

Необходимо отметить, что на первый взгляд структура силовых линий магнитного поля в ловушке «минимум-В» сильно отличается от принятой в модели

(см. рис. 3). На самом деле, вблизи оси (см. рис. 12, нижний) структура примерно соответствует модельной.

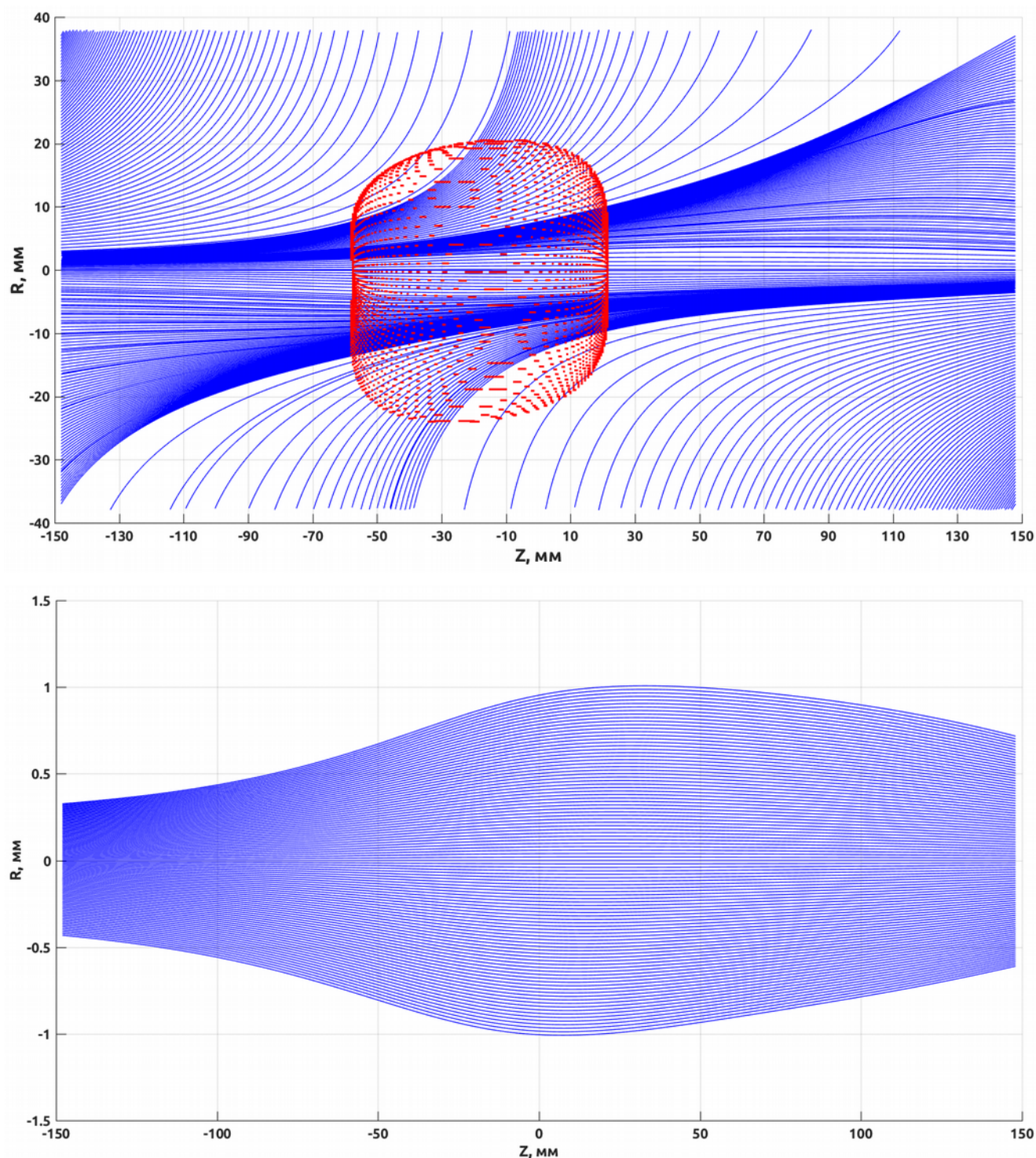


Рисунок 12. Структура силовых линий в магнитной ловушке «минимум-В». Верхний рисунок — структура силовых линий во всём объёме, занимаемом плазмой (сечение), на поверхности, показанной красным, реализуется ЭЦР. Нижний рисунок — структура силовых линий вблизи оси магнитной системы.

Экстракция ионного пучка из плазмы, удерживаемой магнитным полем, осуществлялась при помощи традиционной двухэлектродной системы экстракции, состоящей из плазменного электрода с апертурой 10 мм (рис. 9, поз. 2), находящегося под потенциалом плазменной камеры и т.н. пуллера - «вытягивающего» электрода (рис. 9, поз. 3), находящегося под нулевым потенциалом. Поток плазмы, «вытекающий» из магнитной бутылки в область экстракции, разрывается электрическим полем – электроны тормозятся и возвращаются в область удержания либо попадают на стенки, тогда как ионы ускоряются электрическим полем и попадают на приёмные электроды и/или стенки, замыкая таким образом полный ток системы. Конструкция, удерживающая пуллер, закреплена на подвижном вакуумном вводе, что позволяет без вскрытия вакуумного объёма изменять величину ускоряющего зазора, а, значит, и распределение электрических полей в области ускорения, тем самым регулируя расходимость ионного пучка.

Как было сказано выше, плазма нагревается СВЧ излучением гиротрона с частотой 28 ГГц и мощностью до 10 кВт, частота следования импульсов греющего излучения – до 10 Гц, длительность импульса – от 5 до 15 мс. Полный ток ионного пучка, экстрагированного из плазмы ЭЦР разряда, измеряется с помощью подвижного цилиндра Фарадея с защитным электродом, подавляющим искажения сигнала, связанные со вторичной ион-электронной эмиссией с поверхности токоприёмника, который может быть установлен/убран из ионной линии без вскрытия вакуумного объёма, либо анализируется по параметру m/q при помощи магнитного масс-спектрометра, поворачивающего ионный пучок на угол в 90° и направляющего его на аналогичный малый цилиндр Фарадея. Схема экспериментального стенда приведена на рис. 13.

Впервые новый режим - всплеск ионного тока, возникающий в самом начале пробоя газа - был обнаружен при проведении экспериментов по созданию и нагреву гелиевой плазмы и экстракции из неё ионного пучка в случае использования импульсного СВЧ нагрева на частотах как 18 ГГц, так и 28 ГГц с высокой частотой следования импульсов (> 1 Гц). Этот режим был назван «Preglow» («Предсвечение») по аналогии с режимом «Afterglow» («Послесвечение»), реализующимся при некоторых параметрах в конце греющего импульса [17]. После пика «Preglow» параметры плазмы релаксируют к классическому стационарному состоянию. На рис. 14 изображён пример эффекта «Preglow» в гелии при нагреве на частоте 18 ГГц при мощности 1600 Вт, длительность импульса — 9.6 мс, на рис. 15 — при нагреве на

частоте 28 ГГц при мощности 3100 Вт, длительность импульса СВЧ излучения — 7.8 мс. В обоих случаях напряжение экстракции ионного пучка составляло 35 кВ, апертура плазменного электрода - 6 мм.

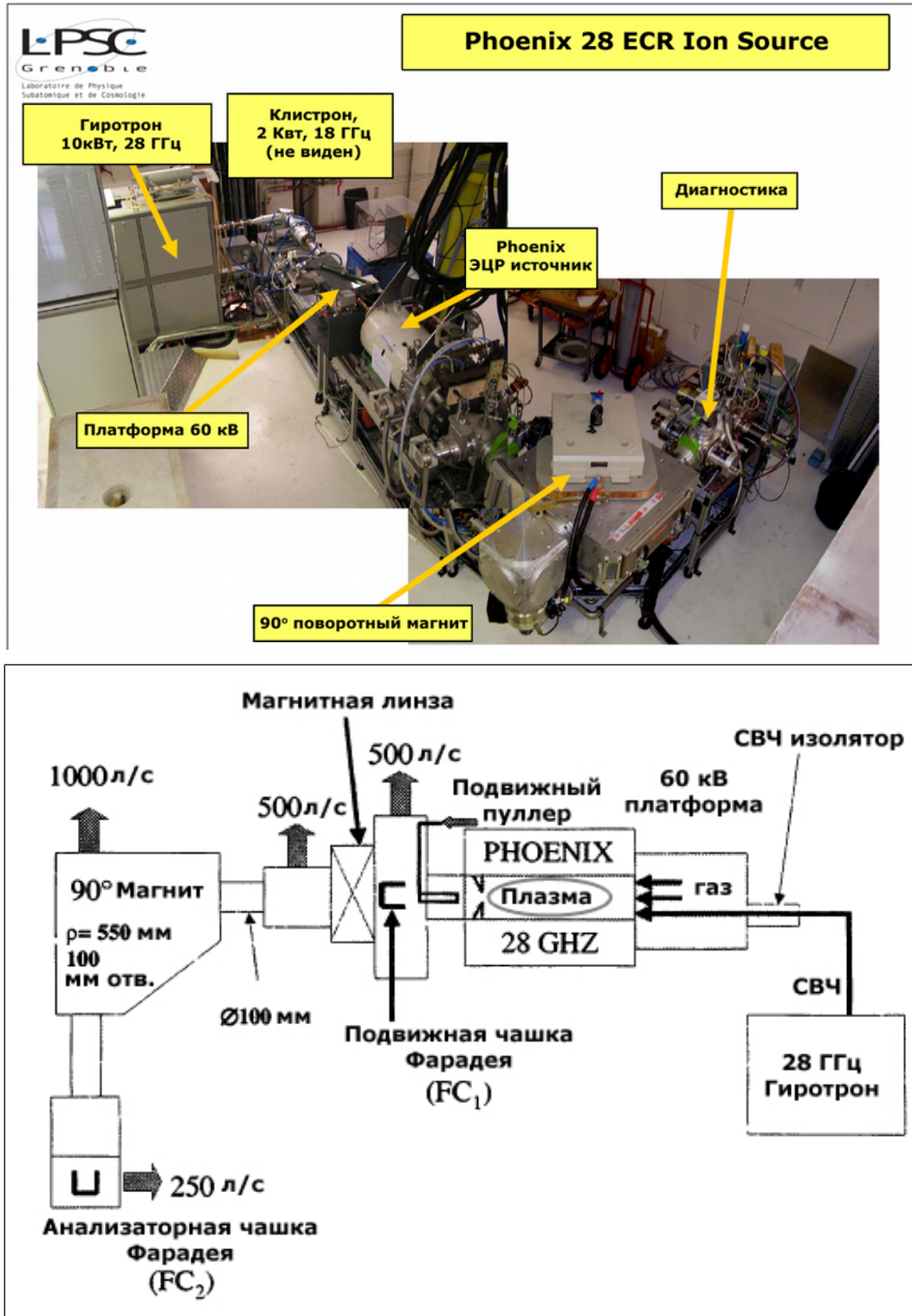


Рисунок 13. Общий вид установки «PHOENIX-V2» (вверху) и схема эксперимента (внизу).

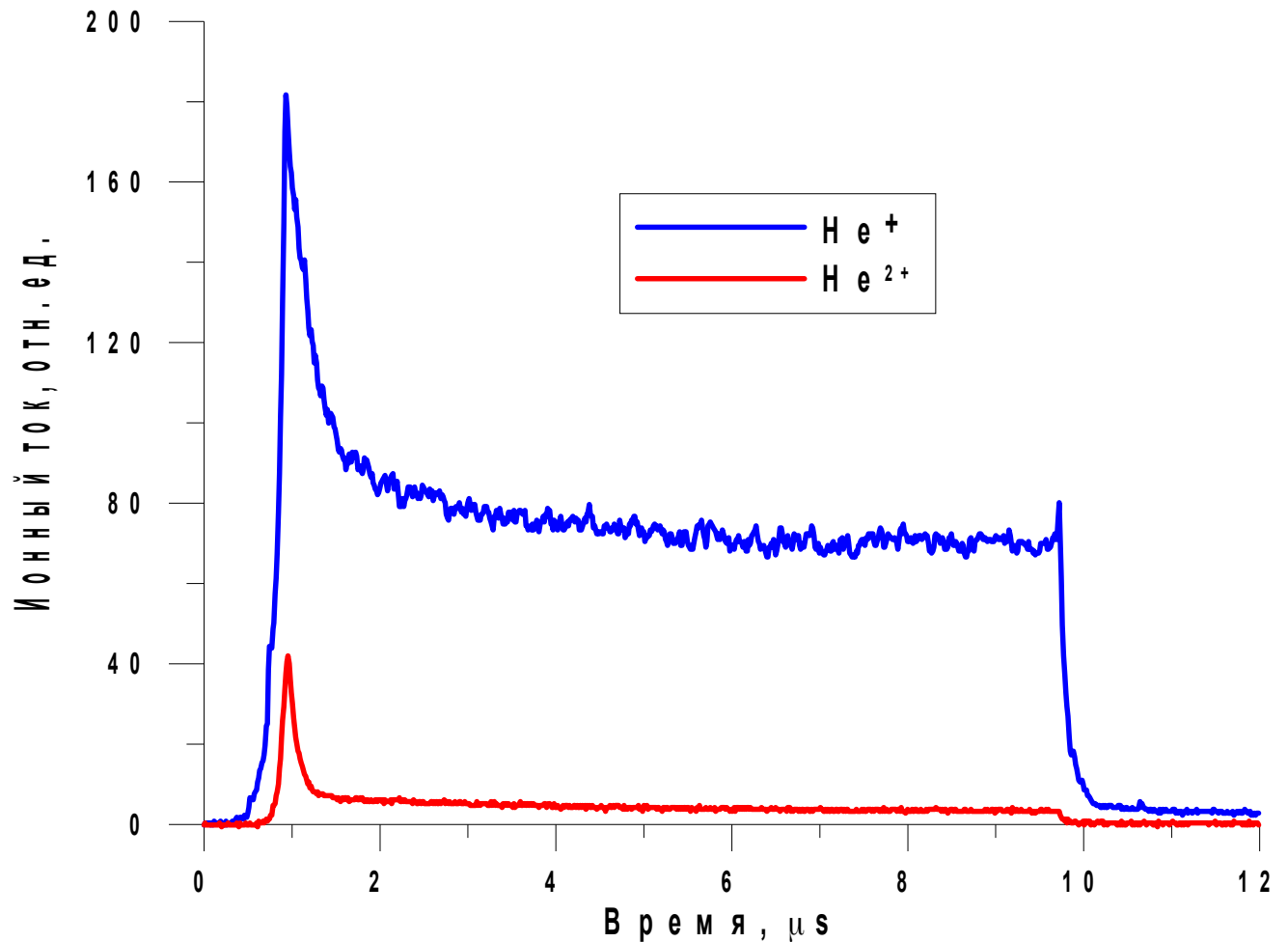


Рисунок 14. Эффект «Preglow» на примере токов первого и второго ионов гелия при нагреве на частоте 18 ГГц

Эффект «Preglow» наблюдался в различных газах (были исследованы гелий, аргон, ксенон, кислород и криптон). В тяжёлых газах (аргоне, ксеноне, криптоне) «Preglow» наблюдается для ионов с низкой и средней кратностью ионизации с временным масштабом < 1 мс. Было обнаружено, что характеристики «Preglow» зависят от параметров магнитного удержания, равно как мощности микроволнового излучения и давления рабочего газа. Эффект продемонстрировал хорошую повторяемость, однако, для его устойчивого появления, по-видимому, необходимо работать с высокой частотой повторения (обычно ≥ 1 Гц). Одним из возможных объяснений может быть десорбция газа со стенок плазменной камеры, этот эффект подробно рассмотрен ниже.

Подробные экспериментальные исследования эффекта «Preglow» проводились в аргоне при нагреве плазмы СВЧ излучением на частоте 28 ГГц, частота следования импульсов составляла 10 Гц, длительность импульса варьировалась в диапазоне 5 –

15 мс. Напряжение экстракции ионного пучка было выбрано в диапазоне 30 – 40 кВ, поскольку при таких параметрах транспортная эффективность ионного тракта, проходящего через отклоняющий магнитный спектрометр, достигала 80%. Высокая транспортная эффективность позволяет исключить эффект влияния ионной оптики на параметры пика «Preglow». Типичная картина эволюции интенсивностей различных ионов аргона представлена на рис. 16, где видны пики «Preglow» для зарядовых состояний от 2+ до 8+. СВЧ импульс начинается в момент $t=0$ и заканчивается при $t=10$ мс, СВЧ мощность составляла 3100 Вт, апертура плазменного электрода - 10 мм, напряжение экстракции - 30 кВ. Параметры источника оптимизированы для максимизации эффекта «Preglow» на ионе Ar^{4+} . Одно деление по вертикальной шкале составляет 500 мкА, сигналы сдвинуты на это же значение для лучшего обзора. Пики «Preglow», независимо от зарядового состояния, появляются во временном диапазоне от ~ 1 до $\sim 1,5$ мс. Это подразумевает быстрый процесс ионизации и наличие горячей и плотной фракции электронов. Через 2 мс стационарное состояние достигается для всех зарядов, а в конце импульса СВЧ ($t=10$ мс) наблюдается типичный пик «Afterglow» [17, 18, 15].

Для моделирования экспериментальных пиков «Preglow» была использована описанная в главе 1 модель. Временная эволюция ионных токов была одновременно рассчитана для всех зарядовых состояний с заданным набором свободных параметров. Численный расчёт временной эволюции токов первого и второго ионов гелия показан на рис. 15 (параметры расчёта: $P = 1.12$ Вт/см³, $N_{a0}=7.1 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $R=4$, $L=30$ см), экспериментально измеренные временные зависимости ионного тока аргона и соответствующие численные расчёты показаны на рис. 17 для некоторых зарядовых состояний аргона (параметры расчёта: $P = 1.12$ Вт/см³, $N_{a0}=7.1 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $R=4$, $L=30$ см). Хорошее согласие между численным моделированием и экспериментальными данными наблюдается для всех осциллограмм тока ионов гелия, для зарядов аргона 4+ и ниже форма пика «Preglow» также хорошо воспроизводится. Однако интенсивности ионного тока оказываются завышенными для более высоких зарядов аргона.

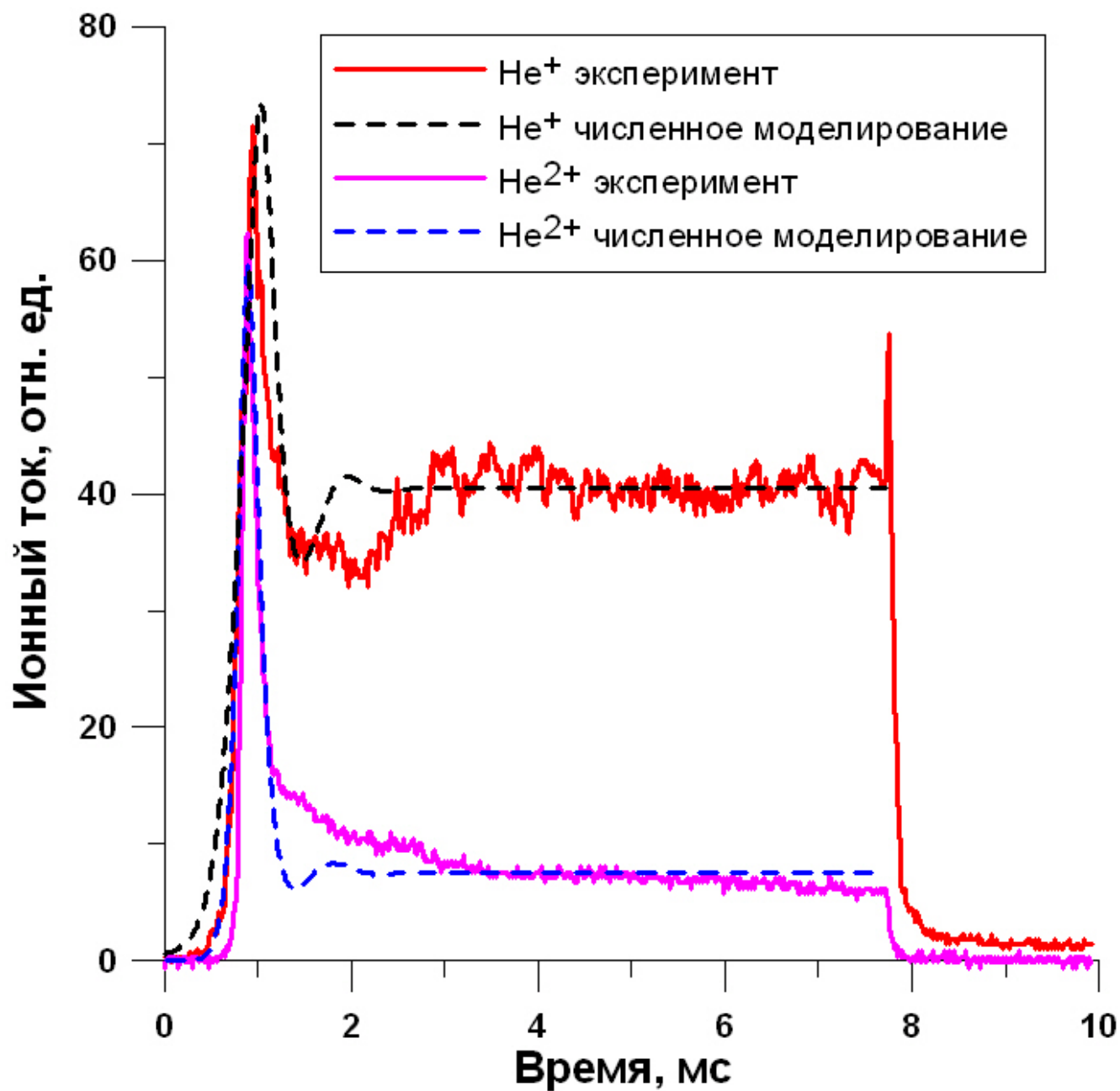


Рисунок 15. Экспериментально полученные токи ионов гелия при нагреве на частоте 28 ГГц и их численный расчёт ($P = 1.12 \text{ Вт/см}^3$, $N_{a0} = 7.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $R = 4$, $L = 30 \text{ см}$)

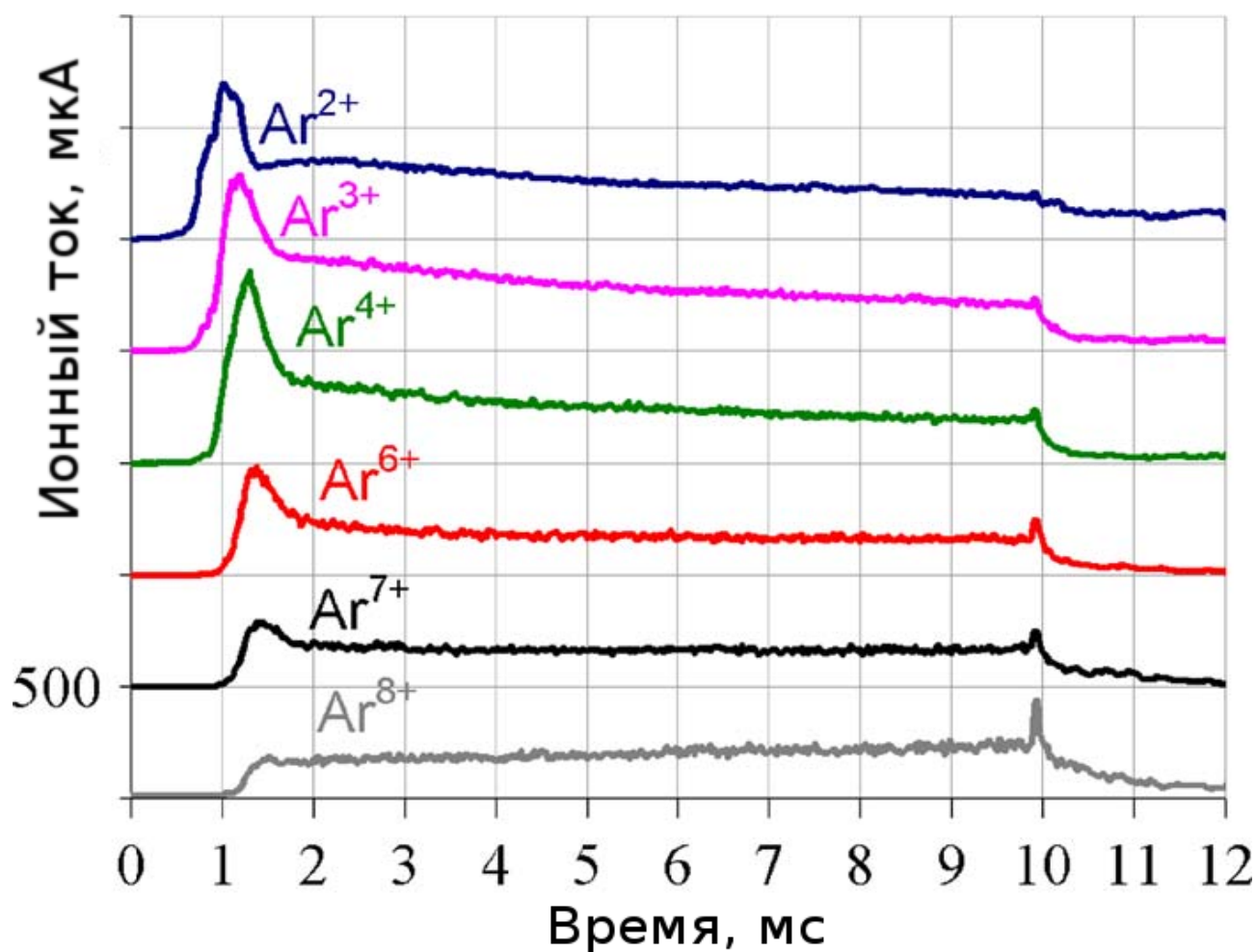


Рисунок 16. Пример «Preglow» в аргоне. СВЧ мощность - 3100 Вт, длительность - 10 мс, напряжение экстракции - 30 кВ, апертура плазменного электрода - 10 мм.

Одной из возможных причин расхождения результатов расчётов для высокозарядных ионов аргона с экспериментом может быть следующая. Из-за более высокого среднего заряда и более лёгкой ионизации (ввиду низких потенциалов ионизации аргона) по сравнению с гелиевой плазмой, в аргоне при тех же параметрах греющего излучения плотность плазмы оказывается выше, при этом на начальной стадии пробоя средняя энергия так же высока. Часть электронов попадает в конус потерь, вызывая ускорение ионов до высоких энергий, определяемых потенциалом плазмы, который по порядку величины сравним со средней энергией электронов и на начальной стадии пробоя может достигать десятков кэВ. Энергичные ионы, ударяясь об стенку плазменной камеры, провоцируют не только процесс десорбции растворённого в ней газа, но и инициируют распыление материала стенок, что является относительно мощным источником нейтралов. Характерное время

диффузии нейтралов от стенок к центральной части плазмы можно грубо оценить как произведение скорости звука на радиус камеры, что по порядку величины составляет доли мс. Источник нейтралов, появляющийся в разряде в момент, близкий к максимуму пика «Preglow», приводит к дополнительным потерям энергии, затрачиваемой на ионизацию, что ведёт к снижению среднего заряда по сравнению с ситуацией, когда дополнительного источника нейтралов нет. Моделирование осциллограмм ионных токов с учётом дополнительного источника нейтралов показало, что таким эффектом может быть объяснено расхождение расчёта с экспериментальными данными, наблюдаемое на рис. 17.

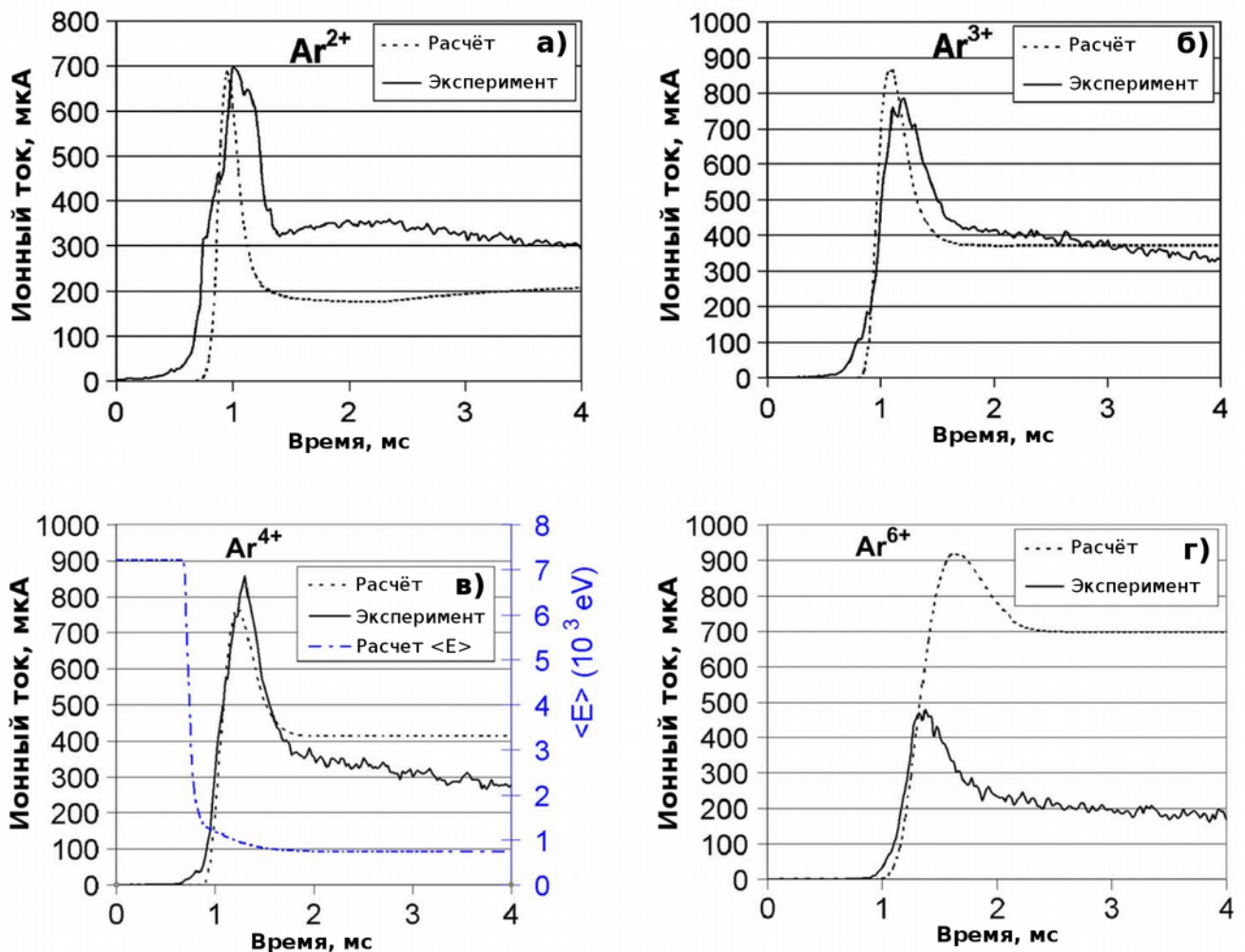


Рисунок 17. Экспериментально полученные токи ионов аргона и их численный расчёт ($P = 1.12$ Вт/см³, $N_{a0} = 4.8 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $R = 4$, $L = 30$ см). (а) — Ar^{2+} , (б) — Ar^{3+} , (в) — Ar^{4+} , (г) — Ar^{6+} . Для примера на рис. (в) также изображён расчёт средней энергии электронов.

Для создания на основе эффекта «Preglow» короткоимпульсного источника многозарядных ионов необходимо изучение зависимости следующих характеристик:

характерное время «появления» ионного тока (за такое время принято время достижения ионным током величины в 10% от максимальной: « T_{10} »), время нарастания ионного тока до максимального значения (« $T_{I_{max}}$ »), ширина (длительность) пика («FWHM») и абсолютное значение тока в максимуме (« I_{max} ») от условий горения разряда, поскольку именно эти параметры определяют эффективность ионного источника и его применимость в короткоимпульсных приложениях [14]. Зависимости перечисленных величин от зарядового состояния, рассчитанные для осциллограмм, приведённых на рис. 16, представлены на рис. 18.

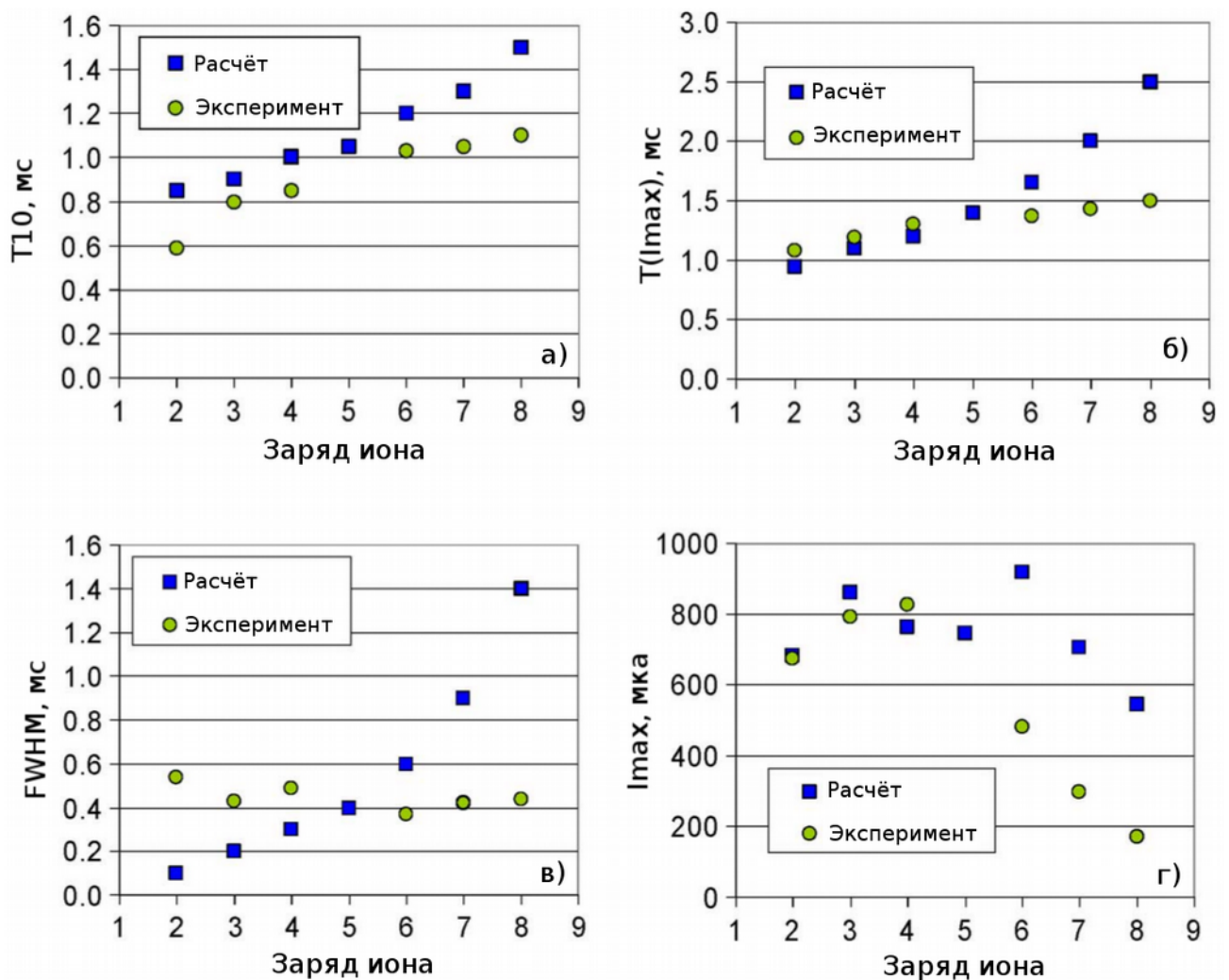


Рисунок 18. Сравнение экспериментальных характеристик «Preglow» а) - T_{10} , б) - $T_{I_{max}}$ в) - FWHM, г) - I_{max} с расчётными для различных зарядовых состояний. СВЧ мощность — 3100 Вт (в расчётах $P = 1.12 \text{ Вт/см}^3$).

Для проверки адекватности моделирования пиковых интенсивностей «Preglow» были проведены эксперименты по варьированию мощности СВЧ излучения при

сохранении прочих параметров неизменными. СВЧ мощность составляла 3, 4 и 5 кВт. Зависимость параметра I_{\max} от заряда иона приведена на рис. 19 вместе с результатами численных расчётов.

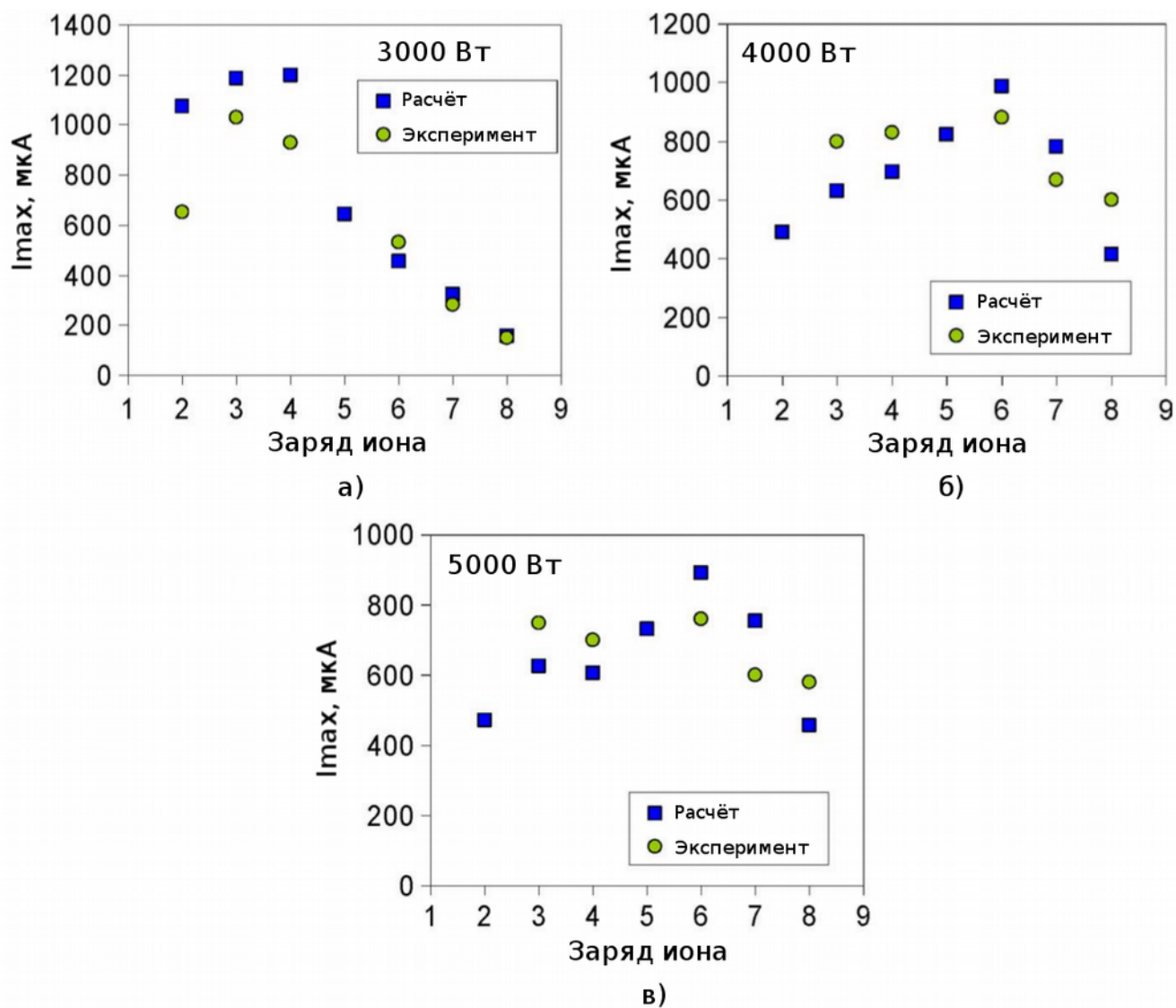


Рисунок 19. Сравнение экспериментально полученного I_{\max} с расчётным для различных зарядовых состояний при увеличении СВЧ мощности: (а) - 3000 Вт ($P = 1.07 \text{ Вт/см}^3$), (б) - 4000 Вт ($P = 1.43 \text{ Вт/см}^3$), (с) - 5000 Вт ($P = 1.78 \text{ Вт/см}^3$).

Как видно из рис. 18 и 19, предложенная численная модель способна адекватно предсказать основные значения параметров «Preglow» для зарядовых состояний $q = 2, 3$ и 4. Завышение параметров наблюдается для более высоких зарядовых состояний, что, как говорилось выше, может быть объяснено влиянием потока дополнительных нейтралов. Тем не менее качественное согласие между расчётами и экспериментальными результатами позволяет предложить объяснение эффекта

«Preglow» на основе результатов численного моделирования. На рис. 17-(в) пик Ag^{4+} «Preglow» представлен вместе с расчётом характерной энергии электронов $\langle E_e \rangle$. В момент времени $t \approx 800$ мкс плотность плазмы достигает уровня, при котором мощности СВЧ излучения перестаёт хватать для поддержания ФРЭЭ вида (10), в численной модели происходит «переключение» ФРЭЭ на «равновесную». Дальнейшее увеличение плотности плазмы в соответствии с уравнением (16) приводит к уменьшению характерной энергии, при этом концентрация электронов и их характерная энергия оказываются на уровне, оптимальном для эффективной ионизации, продольное время жизни плазмы резко уменьшается, что обеспечивает быстрое покидание ловушки частицами, формирующее пик «Preglow». Детальное обсуждение механизма формирования пика «Preglow» представлено в Главе 3.

2.2. Исследование начальной стадии разряда в классическом режиме удержания с нагревом излучением на частоте 14 ГГц

Вторая установка, на которой проводилось изучение начальной стадии разряда и эффекта «Preglow» - «JYFL ECRIS», классический ЭЦР источник многозарядных ионов с частотой СВЧ излучения 14 ГГц (клистрон) и магнитной ловушкой с конфигурацией «минимум-В». Основное назначение источника «JYFL ECRIS», который был введён в эксплуатацию в 2001 году, – генерация пучков многозарядных ионов различных химических элементов для их инжекции в циклотрон K130 [39]. Эксперименты, описанные в этом разделе, были направлены на подтверждение возможности воспроизводства эффекта «Preglow» в классическом ЭЦР источнике многозарядных ионов, но при другой частоте СВЧ излучения (14 ГГц), и на изучение начальной стадии пробоя при помощи анализа спектра тормозного излучения плазмы в диапазоне энергий от 1.5 до 400 кэВ. Схема источника «JYFL ECRIS» показана на рис. 20 (центральная часть) и рис. 21 (общий вид). Осевое магнитное поле создаётся двумя наборами водоохлаждаемых катушек, которые возбуждаются двумя источниками питания, каждый с максимальным током 650 А при 95 В. Число двойных блинов в катушках и витков в каждом блине равно 9 и 18, соответственно. Максимальные магнитные поля на оси в области инжекции СВЧ излучения и в области экстракции ионного пучка составляют около 2,0 Тл и 1,0 Тл соответственно. Кроме того, согласно [10] максимальное магнитное поле на оси должно быть примерно в четыре раза больше резонансного поля, $B_{res} = 0,50$ Т.

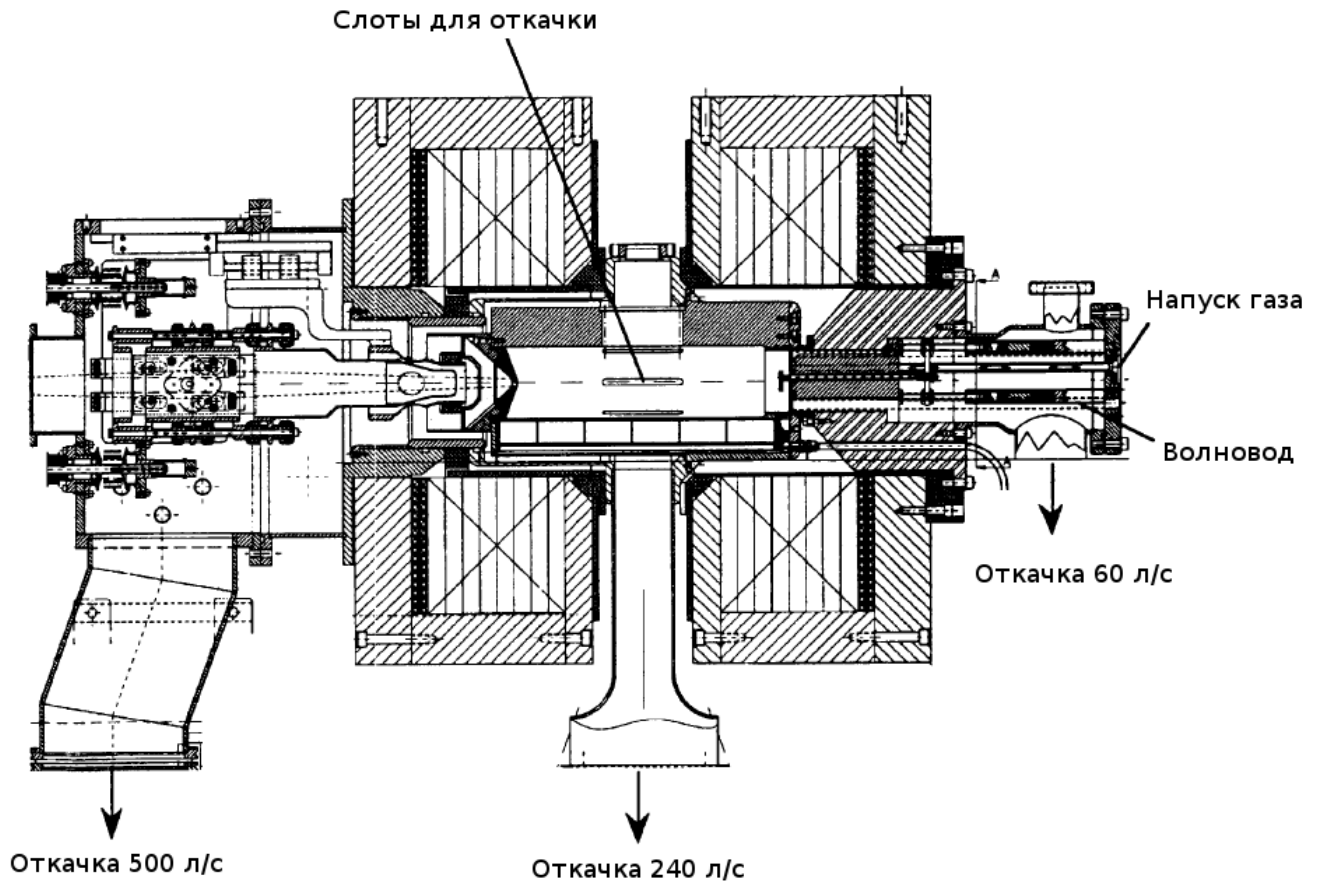


Рисунок 20. Схема центральной части источника «JYFL ECRIS».

Радиальное магнитное поле создаётся при помощи гексаполя на постоянных магнитах из материала NdFeB. Напряжённость радиального магнитного поля на стенке плазменной камеры составляет $B_{\text{rad}} = 0,9$ Тл на полюсах, что даёт отношение $B_{\text{rad}}/B_{\text{res}} = 1.8$. Согласно измерениям в [10], для достижения максимальной производительности ЭЦР ионного источника это отношение должно быть близко к 2. Диаметр и длина плазменной камеры составляют 76 и 300 мм соответственно. Размер замкнутой области ЭЦР резонанса на оси системы варьируется в пределах от 80 до 110 мм в зависимости от величины тока в соленоидах. Конфигурация силовых линий магнитного поля изображена на рис. 12 (красными точками обозначена замкнутая зона ЭЦР). Плазма создаётся и нагревается СВЧ излучением с частотой 14 Гц и максимальной мощностью 2 кВт. Электромагнитное излучение вводится в плазменную камеру аксиально через стандартный волновод WR75, оснащённый высоковольтной и вакуумной развязками.

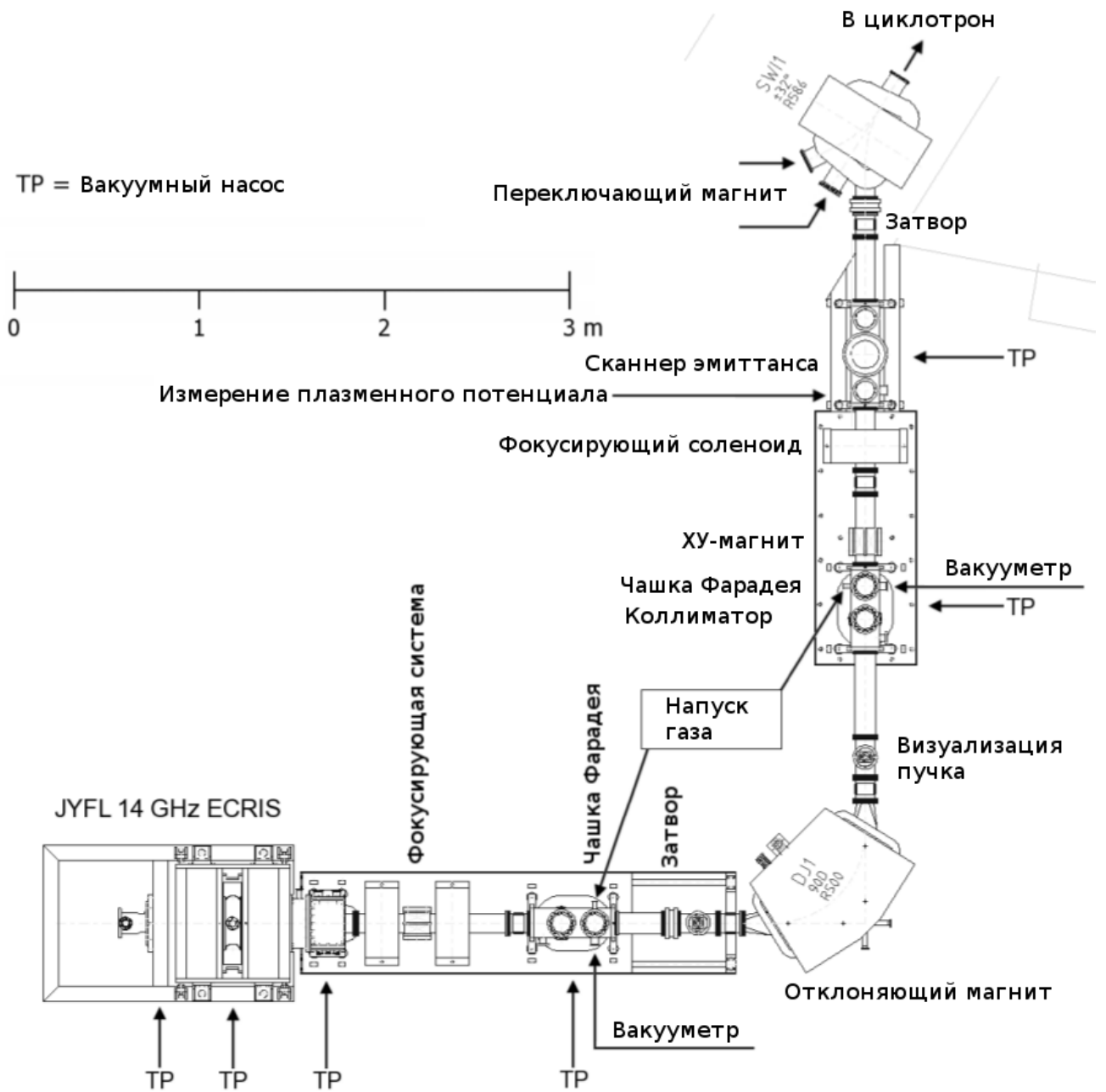


Рисунок 21. Схема ионного источника «JYFL ECRIS».

Система экстракции и формирования ионного пучка состоит из трёх электродов (первый электрод - плазменный - находится под высоким потенциалом плазменной камеры, второй электрод — отклоняющий — находится под небольшим отрицательным потенциалом и служит для препятствия втягивания электронов извне внутрь плазмы, третий электрод — пуллер — находится под нулевым потенциалом) и рассчитана на максимальное напряжение в 30 кВ. Типичное рабочее давление нейтрального газа в плазменной камере составляет величины порядка нескольких единиц $\times 10^{-7}$ мбар.

Современные ЭЦР ионные источники являются интенсивными источниками тормозного рентгеновского излучения, возникающего при столкновении энергичных электронов с тяжёлыми частицами и стенками вакуумной камеры [40, 41, 42, 43]. С точки зрения технической эксплуатации ионного источника данный факт является нежелательным, поскольку существенно увеличивает тепловую нагрузку на криостаты магнитов (в случае использования сверхпроводящих катушек для создания удерживающего плазму магнитного поля) и создаёт угрозу безопасности для персонала. Однако тормозное излучение может быть успешно использовано как метод неинвазивной диагностики плазмы, дающий информацию о характерных энергиях электронов, как описано, например, в работах [44, 45, 46, 47]. Схема диагностики тормозного излучения плазмы, использованная при проведении описанных в диссертационной работе экспериментов, показана на рисунке 22 и состоит из: 1) детектора рентгеновского излучения Amptek XR-100T CdTe [48]; 2) медного коллиматора, установленного в одном из радиальных портов вакуумной камеры; 3) цифрового процессора обработки сигналов Lyrtech: VHS-ADC (Virtex 4, LX160) [49]; 4) быстрого СВЧ-ключа (время переключения 0-100% порядка 40 нс), предназначенного для модуляции греющего СВЧ-излучения; 5) клистрона с частотой 14 ГГц и временем нарастания не более 10 мкс; 6) системы управления National Instruments / Labview, используемой для обеспечения синхронизирующих TTL-импульсов и измерения всех сигналов (ионный ток из чашки Фарадея, манометры, высоковольтный источник питания экстракции, измерители прямой / отражённой СВЧ мощности).

Amptek XR-100T CdTe - это высокоэффективный детектор рентгеновского и гамма-излучения, оснащённый предусилителем. Подобный детектор ранее успешно применялся для измерения тормозного излучения в ЭЦР ионных источниках, например, в [46] и [50]. Энергетическое разрешение детектора, измеренное на линии 122 кэВ, составляет не более 1,5 кэВ (ширина по полувысоте). Кристалл CdTe расположен за тонким (около 0,1 мм) бериллиевым окном, что позволяет наблюдать фотоны от 1,5 кэВ. Это даёт возможность изучать кванты, создаваемые электронами с энергиями из области, наиболее подходящей для процессов ионизации.

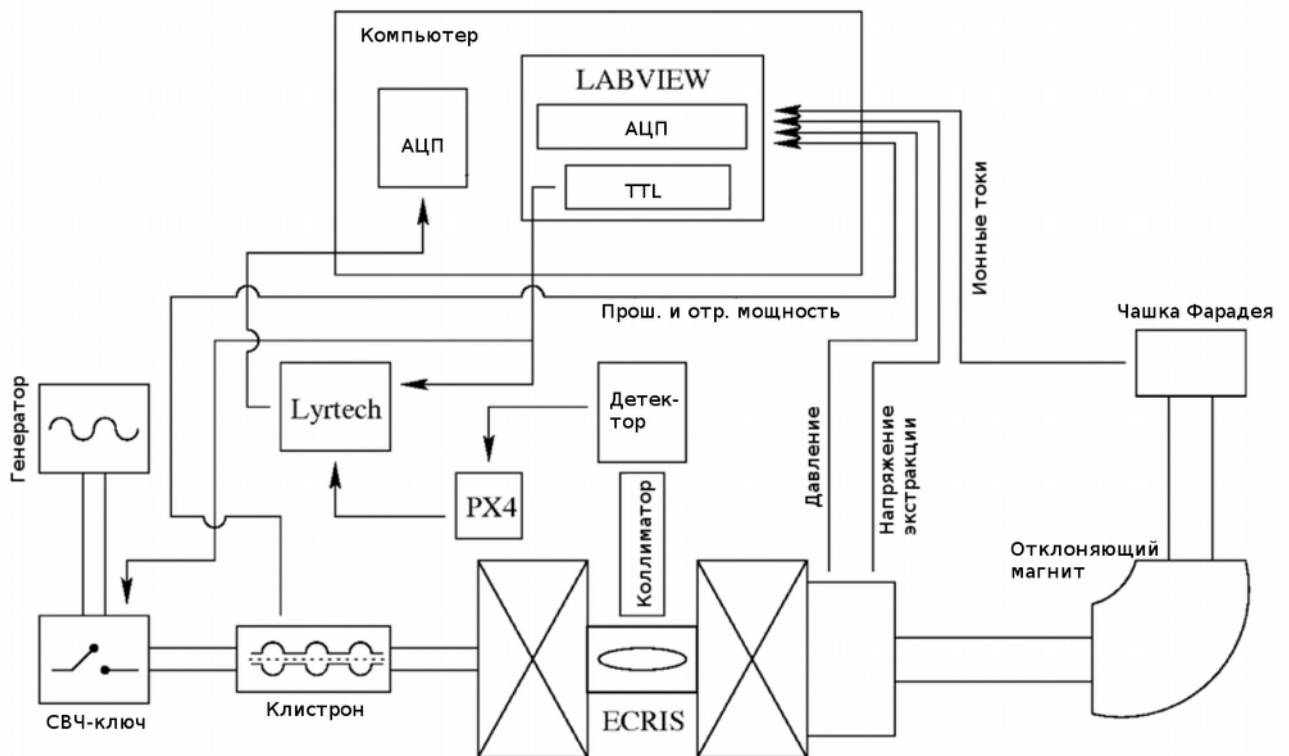


Рисунок 22. Схема эксперимента по измерению характеристик тормозного излучения плазмы.

Процессы, происходящие в самом начале ЭЦР пробоя газа в магнитной ловушке, изучались многими авторами. Энергичное тормозное излучение изучалось в условиях непрерывного [40, 41, 42, 43, 45, 51] и импульсного разряда [44, 47]. Однако в предыдущих исследованиях тормозного излучения временное разрешение, энергетический диапазон и набранная статистика были недостаточны для изучения поведения характерной энергии электронов во времени на начальной стадии разряда, тогда как методика данного эксперимента позволила это сделать.

Детектор был расположен в вакуумном объёме, перед детектором был установлен медный коллиматор длиной 279 мм с отверстием диаметром 1 мм, направленный на центр плазменной камеры. Ось коллиматора была сориентирована таким образом, чтобы проходить через центральную часть плазменной камеры и далее выходить в один из радиальных портов, расположенных на максимальном удалении от плазмы. Вместе с надлежащим экранированием чувствительной области детектора это позволило обеспечить детектирование только тех квантов рентгеновского излучения, которые приходили непосредственно из плазмы, и отсеять кванты, родившиеся в результате столкновения электронов со стенками камеры. Исключение квантов, пришедших со стенок необходимо, т. к. их количество на несколько порядков превышает количество квантов из плазмы.

Детектор подключался к цифровому импульсному процессору Amptek PX4, обеспечивающему предусиление и децимацию сигнала, который затем передавался в блок обработки цифровых сигналов Lyrtech. Кроме того, в Lyrtech подавался импульсный TTL-сигнал от системы управления, что позволило управлять временным окном накопления данных. Для восстановления эволюции спектра тормозного излучения с шагом в 100 мкс потребовался сбор значительного количества импульсов системы (на построение одной зависимости требовалось от 2000 до 400000 импульсов). Измерения спектра тормозного излучения плазмы ЭЦР разряда с подобным временным разрешением и энергетическим диапазоном ранее не проводились.

Основной задачей экспериментов являлось изучение влияния параметров источника ионов, таких как СВЧ излучение (мощность, длительность, частота следования импульсов), давление нейтрального газа и магнитное поле, на ФРЭЭ. Изучались уровни СВЧ мощности 300, 500 и 700 Вт с различной длительностью импульса и паузой между ними (ввиду сравнительно большого времени жизни плазмы в ловушке варьирование паузы между греющими импульсами позволяет регулировать плотность плазмы к моменту включения следующего импульса — уменьшение паузы ведёт к увеличению плотности плазмы к моменту следующего импульса). Давление аргона в вакуумной камере было равным 1.8×10^{-7} , 3.1×10^{-7} и 4.1×10^{-7} мбар, давление гелия составляло 1.3×10^{-6} мбар. Напряжённость магнитного поля изменялась путём варьирования токов катушек. Три различные конфигурации поля были исследованы (указаны напряжение магнитного поля на оси в области инъекции - V_{inj} , в области экстракции - V_{ext} , и минимальное поле — V_{min}), пронумерованные в порядке возрастания напряжённости поля: 1) $V_{inj}/V_{ext}/V_{min}=1.95/0.90/0.32$ Тл; 2) $V_{inj}/V_{ext}/V_{min} = 2.01/0.95/0.35$ Тл; 3) $V_{inj}/V_{ext}/V_{min} = 2.11/1.02/0.39$ Тл. В дальнейшем тексте конфигурация магнитного поля в каждом эксперименте обозначена соответствующей цифрой. Напряжение экстракции ионного пучка во всех экспериментах было равно 10 кВ. Ток ионного пучка измерялся цилиндром Фарадея, расположенным примерно в 6 м от ионного источника, после отклоняющего магнитного спектрометра (см. рис. 21). Время пролёта этого расстояния ионами составляет несколько микросекунд, что пренебрежимо мало по сравнению с использованным временным окном для спектров рентгеновского излучения (100 мкс). Регистрировались только токи ионов аргона с зарядом $>5+$.

Временная эволюция давления нейтрального газа регистрировалась с помощью датчика Пеннинга. Перед экспериментальной сессией была проведена процедура «отжига» плазменной камеры, заключающаяся в поддержании непрерывного разряда СВЧ мощностью на уровне нескольких сотен Вт в течение нескольких дней. Подобная процедура минимизирует эффекты, связанные с десорбцией газа со стенок плазменной камеры. Падающая и отражённая СВЧ мощность регистрировалась с помощью калиброванных СВЧ диодов со временем отклика порядка 10 мкс, установленных на выходе волновода клистрона.

Первым этапом экспериментов было воспроизведение эффекта «Preglow» на стенде «JYFL ECRIS» в гелии. Параметры ионного источника были следующие: мощность СВЧ излучения $W_{\text{СВЧ}}=300$ Вт, давление гелия $P_{\text{He}}=1.3 \times 10^{-6}$, конфигурация магнитного поля $N_B=N^{\circ}2$. Длительность импульса греющего СВЧ излучения была 10 и 50 мс, пауза между импульсами - 20, 50 и 1000 мс для изучения влияния остаточной плазмы на параметры эффекта «Preglow».

На рис. 23 показан пример эффекта «Preglow» в гелии. На рисунке изображены осциллограммы токов ионов He^+ и He^{2+} для разных величин паузы между греющими импульсами — 50 и 1000 мс (как уже говорилось выше, изменение паузы между греющими импульсами СВЧ излучения позволяет регулировать плотность «затравочной» плазмы). На всех осциллограммах хорошо виден интенсивный пик «Preglow». На рис. 24 показаны токи ионов He^+ и He^{2+} вместе с численным расчётом (параметры расчёта: $P=0.8$ Вт/см³, $N_{a0}=6.2 \times 10^{11}$ см⁻³, $N_{e0}=6 \times 10^{10}$ см⁻³, $L=280$ мм, $R=4$) для случая паузы между греющими импульсами в 20 мс. Хорошо видны пики «Preglow» для обоих ионов гелия. В случае короткой паузы плазма в ловушке не успевает полностью распасться между греющими импульсами, что хорошо видно из рис. 23 и 24 - ионные токи к моменту включения СВЧ излучения ($t=0$ мс) не равны нулю.

На рис. 25 приведены экспериментальные и расчётные зависимости таких параметров пика «Preglow», как максимальный ток (I_{max}) и время достижения максимального тока (T_{max}), от степени начальной ионизации. Длительность СВЧ излучения была равна 20 мс, варьировалась пауза между импульсами. Степень начальной ионизации определялась путём сравнения величин давления нейтрального газа без плазмы и с плазмой. Из представленных данных следует, что при определённых настройках ионного источника эффект «Preglow» устойчиво воспроизводится, а численная модель качественно описывает результаты экспериментов.

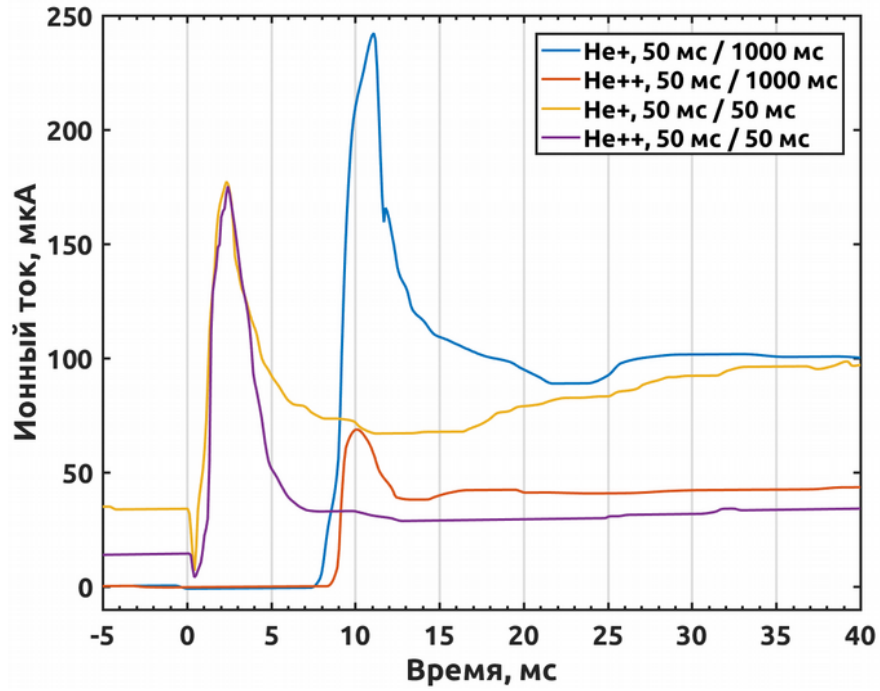


Рисунок 23. Пример эффекта «Pre glow» в гелии. Осциллограммы токов ионов He⁺ и He²⁺ при длительности СВЧ импульса 50 мс и для разных величин паузы между греющими импульсами: 50 мс и 1000 мс.

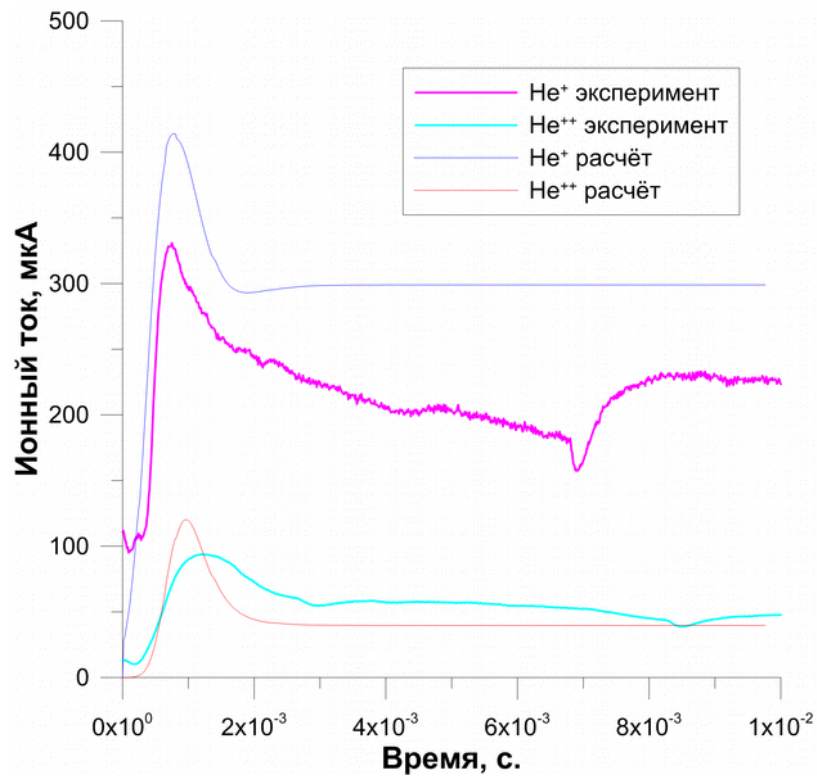


Рисунок 24. Пример эффекта «Pre glow» для ионов He⁺ и He²⁺ и численный расчёт, пауза между греющими импульсами равна 20 мс.

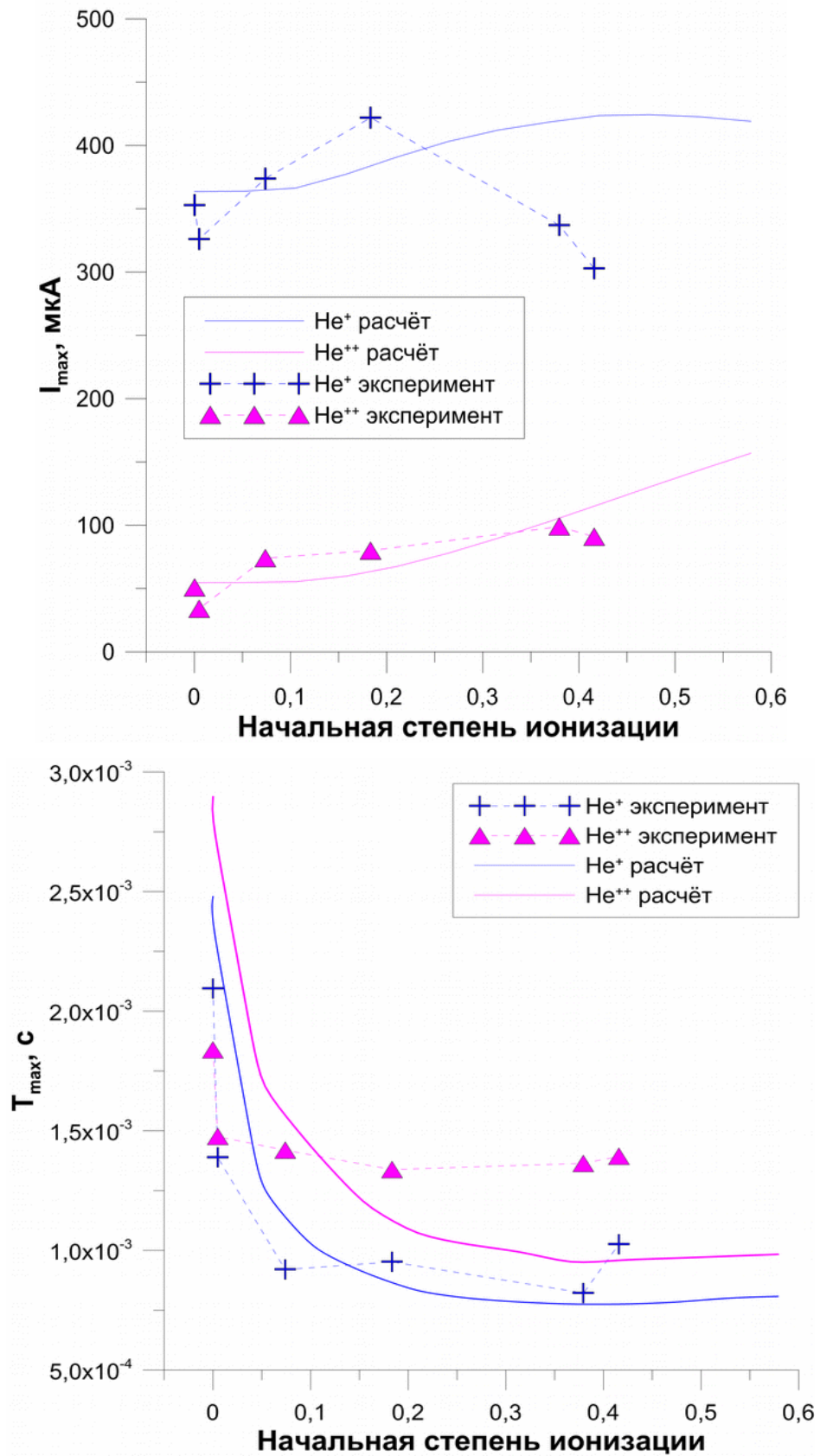


Рисунок 25. Экспериментальные и расчётные зависимости параметров «Preglow» I_{\max} и T_{\max} от начальной степени ионизации («1» соответствует полностью ионизированному газу).

Как уже отмечалось выше, эффект «Pre glow» можно связать с формированием ФРЭЭ с высокой характерной энергией электронов на начальной стадии разряда, релаксирующей в дальнейшем к более низкому стационарному значению. Для экспериментального подтверждения этой гипотезы было проведено изучение спектра тормозного излучения аргонной плазмы. Сначала были изучены эффекты настройки основных параметров ионного источника на спектры тормозного излучения. Параметры источника настраивались на оптимум тока иона Ar^{5+} (мощность СВЧ излучения $W_{\text{СВЧ}}=160$ Вт, давление аргона $P_{\text{Ar}}=1.6 \times 10^{-6}$, конфигурация магнитного поля $N_{\text{B}}=N^{\circ}1$), Ar^{9+} ($W_{\text{СВЧ}}=340$ Вт, $P_{\text{Ar}}=1.3 \times 10^{-6}$, $N_{\text{B}}=N^{\circ}2$) и Ar^{14+} ($W_{\text{СВЧ}}=700$ Вт, $P_{\text{Ar}}=2.4 \times 10^{-6}$, $N_{\text{B}}=N^{\circ}3$) путём изменения мощности СВЧ, давления нейтрального газа и конфигурации магнитного поля.

Различие между режимами работы ионного источника хорошо видно на рисунке 26, где показаны нормированные гистограммы потока квантов тормозного излучения плазмы, ширина окна по энергии — 10 кэВ.

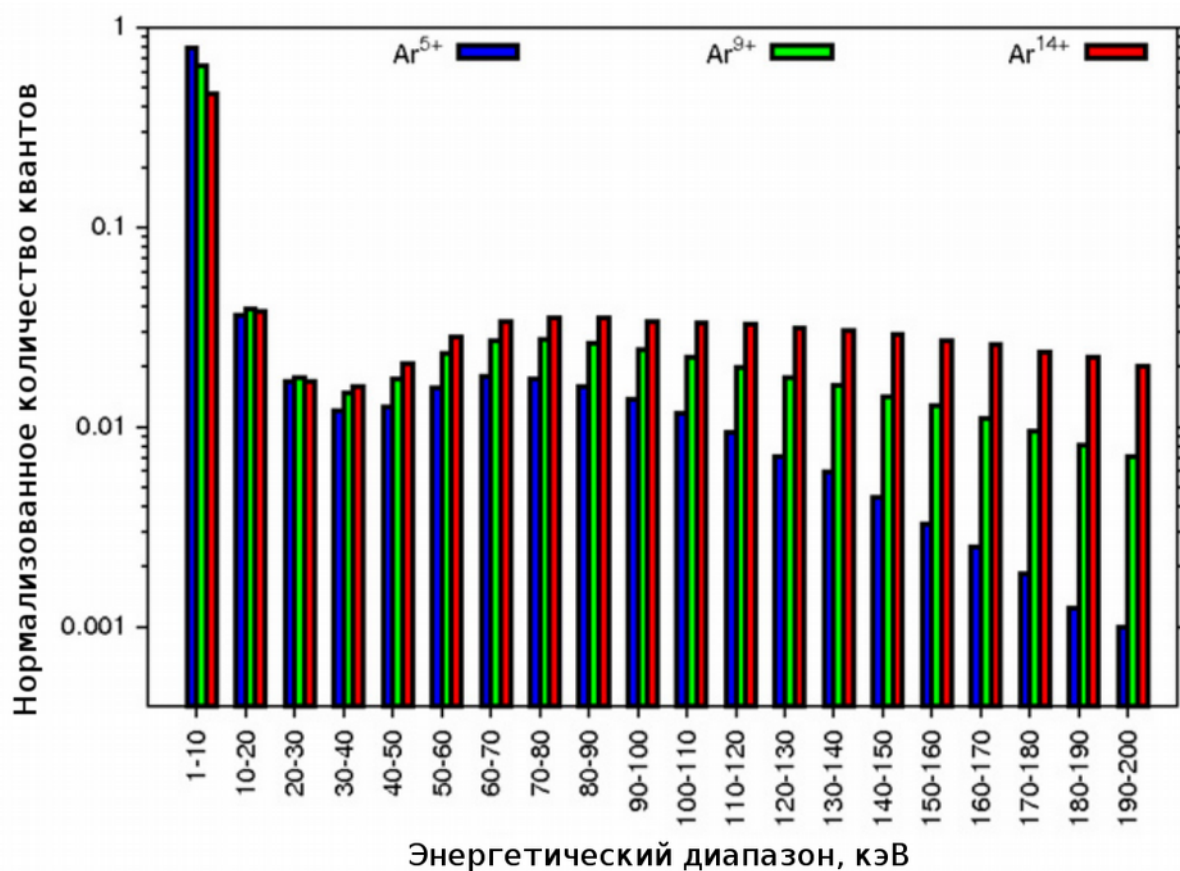


Рисунок 26. Нормированный поток рентгеновских квантов в единицу времени, разделённый по энергиям с окном 10 кэВ для различных настроек ионного источника, соответствующих оптимуму для ионов Ar^{5+} (синий), Ar^{9+} (зелёный) и Ar^{14+} (красный).

Предсказуемым и хорошо известным (см., например, [44]) результатом является то, что настройка источника на производство более высоких зарядовых состояний соответствует большему числу энергичных квантов. Хотя вклад энергичной фракции электронов в ионизацию и уменьшается при высоких энергиях из-за быстро падающих сечений [52, 53], они могут оказывать существенное влияние на удержание плазмы. Частота столкновений энергичных электронов, а, следовательно, частота рассеяния в конус потерь мала (масштаба $\langle E_e \rangle^{-3/2}$), поэтому эти электроны дают существенный вклад в амбиполярный потенциал, удерживающий ионы. В работе [54] было предложено и затем подтверждено в [55], что подобный эффект «захваченных горячих электронов» ярко выражен при низких давлениях нейтрального газа. Наличие энергичных электронов подтверждается также данными [56] и [57], в которых показано, что время жизни электронов в ЭЦР ионном источнике может достигать величины нескольких секунд. Из результатов расчётов в работах [58, 59] также следует, что уменьшение давления нейтрального газа с целью минимизации эффектов перезарядки и получения высоких зарядовых состояний, например Ag^{14+} , увеличивает время удержания электронов, позволяя им достигать высоких энергий.

Следующим этапом исследований являлось изучение влияния параметров ионного источника на временную эволюцию тормозного излучения на начальной стадии разряда. Доступный для анализа широкий энергетический диапазон позволил исследовать процесс пробоя и изменения параметров тормозного излучения на начальной стадии и сделать выводы о скорости и эффективности передачи СВЧ энергии электронам плазмы. На рисунке 27 приведён пример временной зависимости потока квантов, тока иона Ag^{9+} и давления нейтрального газа в плазменной камере при следующих параметрах: СВЧ мощность - 500 Вт, частота следования СВЧ импульсов - 1 Гц (длительность — 500 мс), давление аргона 3.1×10^{-7} мбар, конфигурация магнитного поля №2. Перечисленные параметры ионного источника являются оптимальными для генерации пика иона Ag^{9+} и далее называются «номинальными настройками», данные построены с временным разрешением 100 мкс.

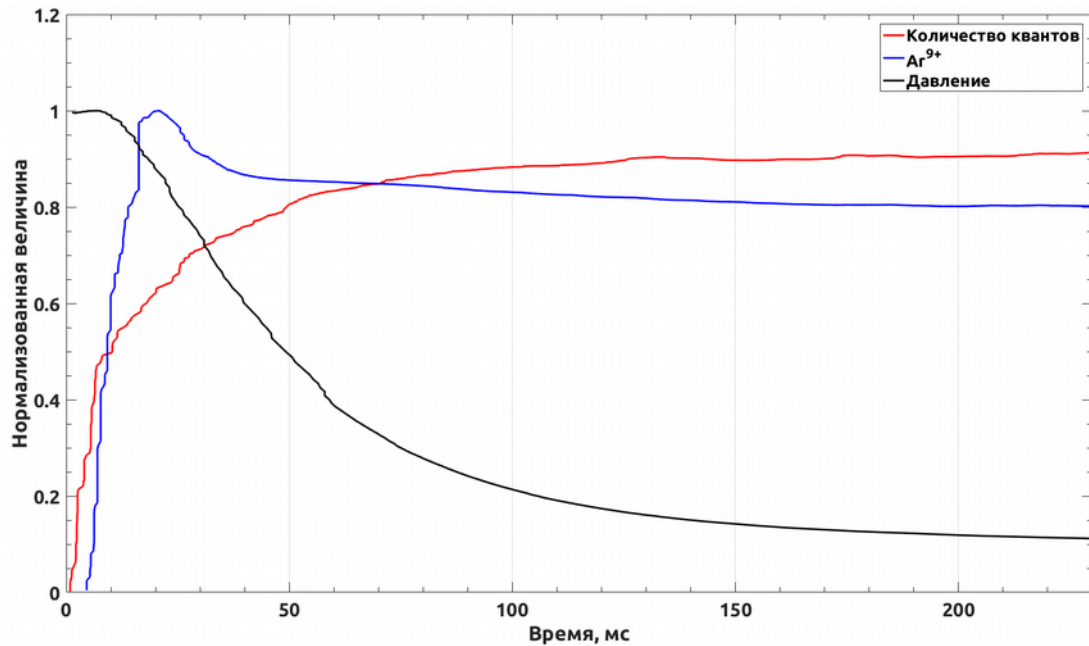


Рисунок 27 Пример временной эволюции нормализованных величин полного потока квантов, тока иона Ar^{9+} и давления нейтралов.

Эксперименты показали, что эффект «Preglow» гораздо более ярко выражен при больших давлениях нейтрального газа и меньших мощностях СВЧ излучения (причины этого детально разбираются в Главе 3), чем было использовано при получении данных на рис. 27, например, при настройках источника, оптимальных для генерации иона Ar^{5+} . Однако процессы, происходящие на начальной стадии пробоя, слабо зависят от давления газа в силу малого сечения столкновения горячих электронов с нейтралами, тогда как для появления ярко выраженного эффекта «Preglow» достаточно повысить давление газа всего в 2-3 раза.

На рисунке 28-(а) представлены средняя энергия фотонов тормозного излучения, ток Ar^{5+} и отношение мощности отражённого и падающего СВЧ излучения в зависимости от времени для первых 20 мс импульса. На рисунке 28-(б) средняя энергия отображена вместе с нормированным потоком квантов и потоком мощности квантов $P_{\hbar\nu} = N_{\hbar\nu}/t_{bin}$. Здесь $N_{\hbar\nu}$ - количество квантов с энергией $\hbar\nu$, а t_{bin} - шаг времени, используемый для анализа данных. Средняя энергия рассчитывается для каждого временного шага из энергетического спектра фотонов. Все параметры источника соответствуют «номинальным», за исключением СВЧ мощности, которая равнялась 700 Вт. Видно, что средняя энергия квантов быстро достигает максимума до появления ионного тока (время нарастания средней энергии сравнимо с величиной временного окна, равной 100 мкс, поэтому в действительности время

нарастания может быть ещё меньше), и спустя некоторое время резко падает вместе с увеличением плотности плазмы. В начале пробоя, когда плотность плазмы мала, поглощение СВЧ излучения гораздо меньше, чем на стационарной стадии, так как заметная часть электронов, по-видимому, достигает предела нагрева. По мере увеличения плотности плазмы с некоторого момента поглощение скачкообразно возрастает. При этом, очевидно, подобное поведение сигналов падающей/отражённой мощности не может быть объяснено отсутствием плазмы на начальном этапе пробоя, т. к., несмотря на нулевые токи ионов регистрируются кванты тормозного излучения. Данные на рис 28-(б) показывают, что высокое значение средней энергии фотонов можно поддерживать только при низкой плотности плазмы. Об этом свидетельствует тот факт, что полный поток квантов и его мощность в начале пробоя составляют не более 15% от их стационарных значений. Полученные экспериментальные результаты убедительно свидетельствуют, что на первом этапе ЭЦР пробоя газа в магнитной ловушке ЭЦР источника ионов характерная энергия электронов существенно превышает стационарный уровень.

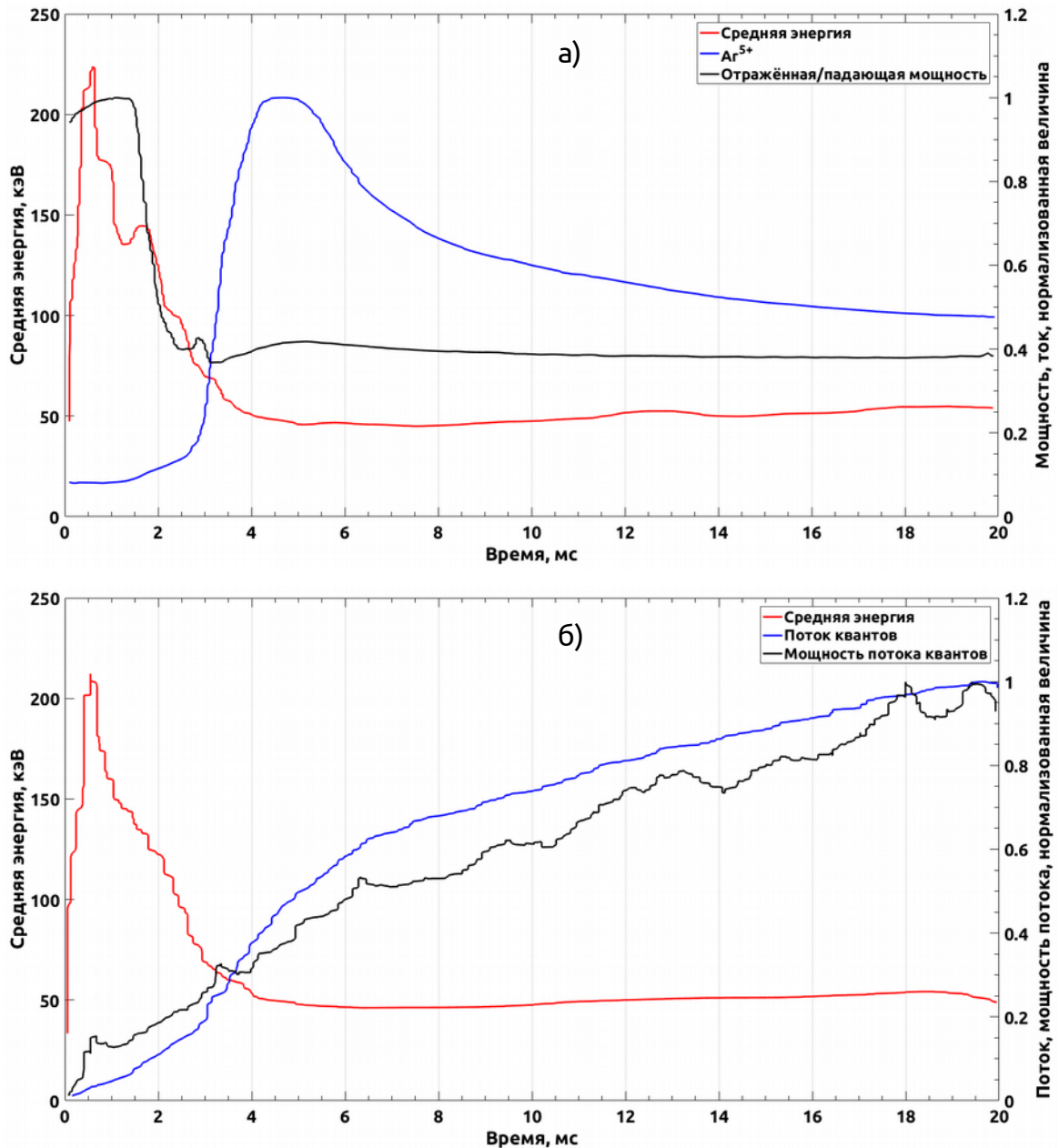


Рисунок 28. (а) - средняя энергия фотонов, ток иона Ag^{5+} и отношение мощности отражённого и падающего СВЧ излучения, (б) - средняя энергия, поток квантов и поток мощности квантов в зависимости от времени для первых 20 мс импульса.

На рисунке 29(а)-(в) представлены зависимости временной эволюции средней энергии квантов от таких параметров источника, как мощность СВЧ излучения, давление нейтрального газа и конфигурация магнитного поля. При каждом измерении менялся только один параметр, при этом остальные соответствовали «номинальному» режиму. Из рисунка 29-(а) видно, что средняя энергия фотонов в начале пробоя растёт с мощностью греющего излучения, тогда как длительность переходного процесса слабо зависит от мощности. Согласно теоретической модели,

средняя по ФРЭЭ (10) энергия электронов зависит от напряжённости электрического поля как $\langle \varepsilon \rangle \propto E^{3/4}$, при этом длительность переходного периода в большей степени должна определяться не напряжённостью поля, но плотностью нейтрального газа. С ростом давления нейтрального газа (рис. 29-(б)) средняя энергия фотонов и длительность переходного процесса уменьшаются. Можно предположить, что обе тенденции связаны с линейной зависимостью частоты ионизирующих столкновений от плотности нейтралов (или ионов). Поэтому при низких давлениях нейтрального газа требуется больше времени для достижения плотностью плазмы величины, при которой СВЧ мощности становится недостаточно для ускорения большей части электронов до высоких энергий. Стационарные значения средней энергии фотонов тормозного излучения, которые достигаются примерно к $t=100$ мс, составляют 55 кэВ для 4.1×10^{-7} мбар, 65 кэВ для 3.1×10^{-7} мбар и 75 кэВ для 1.8×10^{-7} мбар.

Рисунок 29-(в) показывает, что конфигурация магнитного поля слабо влияет на среднюю энергию фотонов во время переходного процесса и на его длительность, что согласуется с гипотезой о виде ФРЭЭ на начальной стадии разряда. Действительно, согласно (10, 11) характерная энергия электронов слабо зависит от напряжённостей магнитного поля. Однако стационарная величина средней энергии фотонов (45 кэВ для конфигурации №1, 65 кэВ для конфигурации №2 и 120 кэВ для конфигурации №3) сильно зависит от конфигурации поля. Аналогичные зависимости наблюдались в измерениях тормозного излучения на различных ЭЦР ионных источниках и подробно обсуждались, например, в [60]. Необходимо отметить, что разница в средних энергиях проявляется сразу после окончания переходного процесса. Согласно [61, 62] характерная энергия электронов может зависеть от градиента в области резонанса и размера резонансной поверхности (уменьшение градиента и увеличение размера увеличивают предел нагрева).

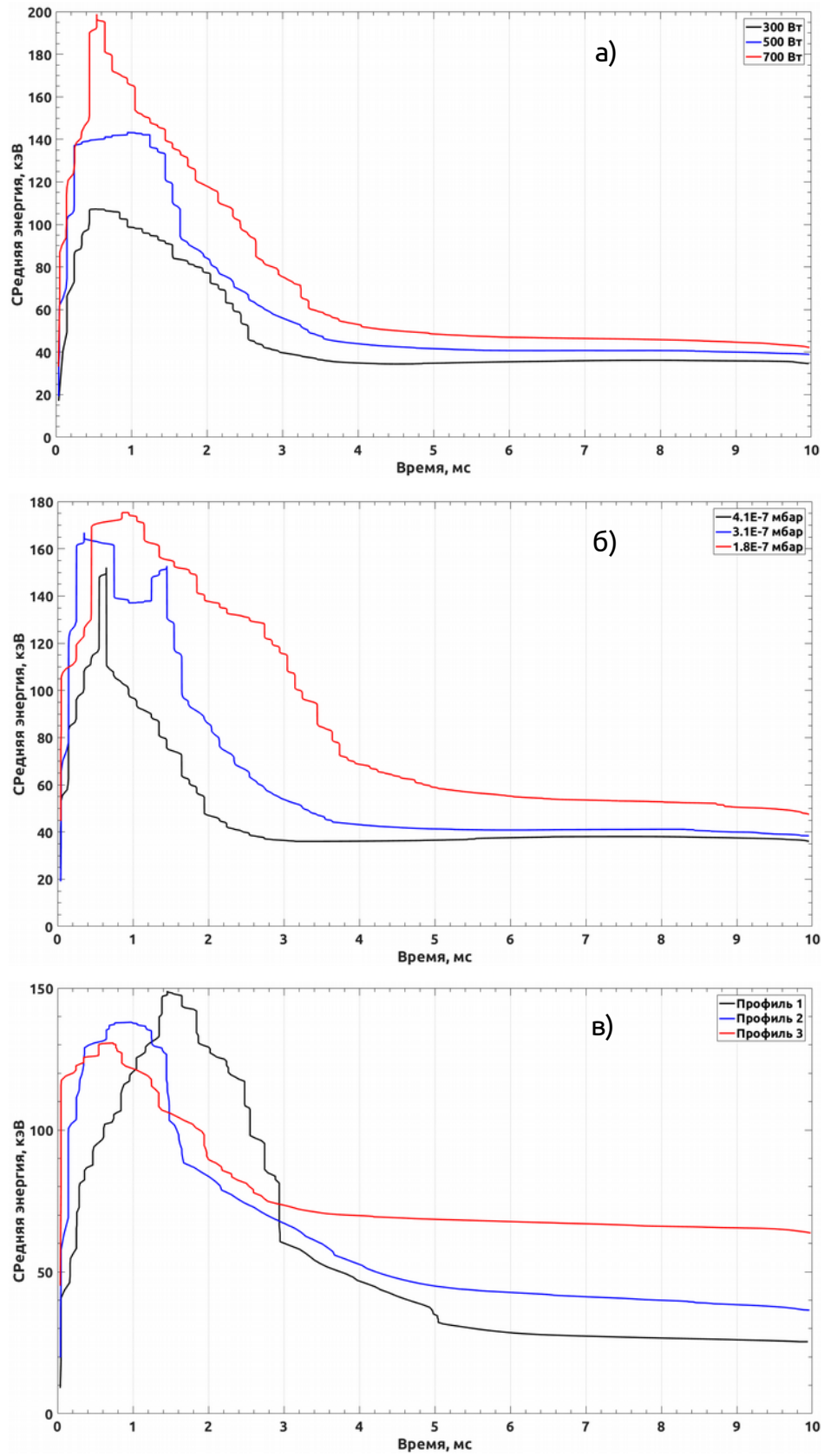


Рисунок 29. Зависимости временной эволюции средней энергии квантов от мощности СВЧ излучения (а), давления нейтрального газа (б) и конфигурации магнитного поля (с).

Величина градиента в области резонанса в условиях проведённых экспериментов составляет порядка 5-6 Т/м, размер резонансной зоны варьируется в пределах, не превышающих 15% и, самое главное, эти эффекты нейтрализуют влияние друг друга (поскольку на данной установке уменьшение градиента ведёт также к уменьшению резонансной области), что позволяет предположить отсутствие явной зависимости средней энергии от конфигурации магнитного поля. Это согласуется с экспериментальными наблюдениями. Однако причины, вызывающие возникновение разности средней энергии фотонов сразу после окончания переходного режима в зависимости от конфигурации магнитного поля, остаются неочевидными. Можно предположить, что поскольку увеличение напряжённости магнитного поля улучшает удержание плазмы и уменьшает объём, заключённый в резонансной поверхности, удельный энерговклад в плазму на стационарной стадии разряда оказывается выше, и, в соответствии с (18), повышается характерная энергия электронов. В заключение нужно отметить, что для изученного диапазона параметров средняя энергия тормозного излучения достигает максимума на начальной стадии разряда до появления ионных токов, что согласуется с теоретической моделью.

В последней серии экспериментов было изучено влияние ненулевой плотности плазмы к моменту включения греющего импульса на характеристики тормозного излучения. Измерения проводились для проверки гипотезы о зависимости момента «переключения» ФРЭЭ на начальном этапе пробоя от плотности электронов. Согласно описанной модели, следует ожидать, что момент «переключения», сопровождающийся спадом характерной энергии электронов, а, следовательно, и средней энергии квантов тормозного излучения, наступает раньше при большей плотности плазмы в ловушке к моменту включения СВЧ излучения. Очевидным способом создания затравочной плазмы является сокращение времени между последовательными греющими импульсами так, что плазма не успевает полностью распасться к моменту начала следующего, как впервые было предложено в [63]. На рисунке 30 показана зависимость средней энергии фотонов от времени для следующих последовательностей греющих импульсов (указаны длительности нагрева/паузы): 200 мс / 200 мс, 25 мс / 25 мс и 8.3 мс / 8.3 мс. Параметры ионного источника соответствовали «номинальным». Для последовательности греющих импульсов 200 мс / 200 мс эволюция средней энергии по существу аналогична показанной ранее для случая более длинных пауз между СВЧ-импульсами. При

последовательности 25 мс / 25 мс всё ещё виден всплеск средней энергии квантов в начале импульса, однако он становится менее выраженным, чем в предыдущем случае, а его длительность уменьшается. При последовательности 8.3 мс / 8.3 мс всплеск средней энергии практически исчезает. Этот результат качественно подтверждает гипотезу о зависимости момента «переключения» от плотности затравочной плазмы.

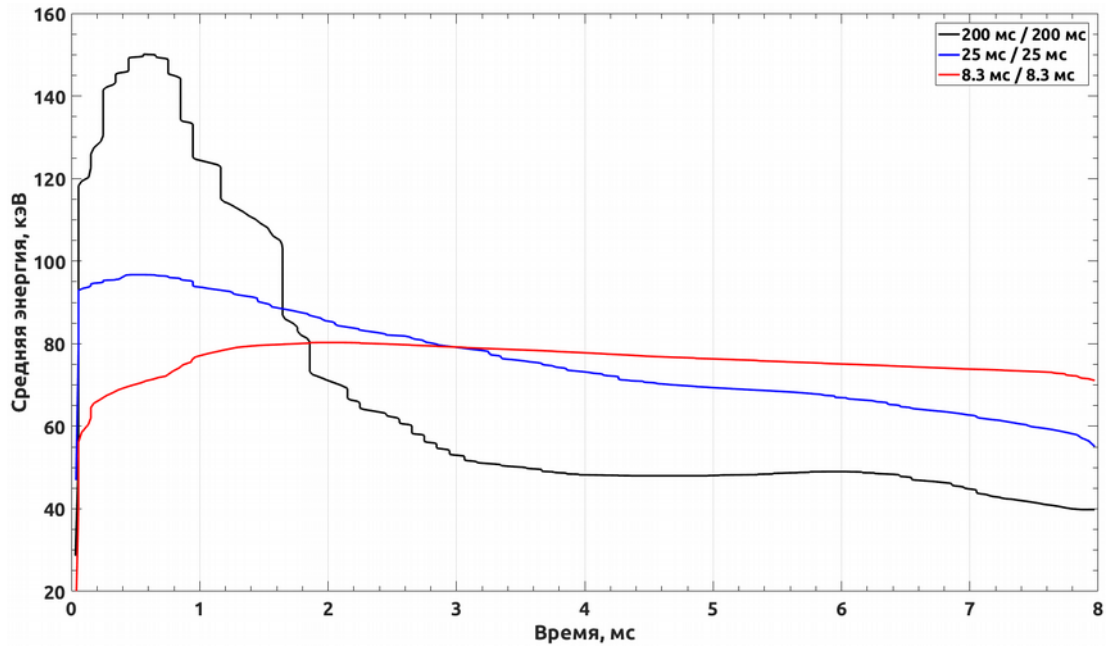


Рисунок 30. Зависимость средней энергии фотонов от времени для следующих последовательностей греющих импульсов (указаны длительности нагрева/паузы): 200 мс / 200 мс, 25 мс / 25 мс и 8.3 мс / 8.3 мс.

2.3. Исследование начальной стадии разряда в квазигазодинамическом режиме удержания с нагревом излучением на частоте 37 ГГц

Третья установка, на которой проводилось исследование начальной стадии ЭЦР разряда, «SMIS-37» - квазигазодинамический импульсный ЭЦР источник ионов с осесимметричной конфигурацией магнитного поля. Уникальность этой установки заключается в высокой частоте (37.5 ГГц) и мощности используемого для пробоя и поддержания плазмы СВЧ излучения (до 100 кВт) и квази-газодинамическом (столкновительном) режиме удержания плазмы. Эксперименты, представленные в данном разделе, проводились для проверки существования эффекта «Preglow» в

условиях, когда на стационарной стадии ЭЦР разряда реализуется не бесстолкновительный, как в классических ионных источниках, а квазигазодинамический режим удержания плазмы. Однако начальная стадия развития разряда в установке «SMIS-37» принципиально не отличается от таковой в классических источниках — малое количество затравочных электронов, удерживаемых сильным магнитным полем, резонансно взаимодействует с мощным СВЧ излучением, приобретая энергию, и ионизует нейтральный газ. Таким образом, на этой установке также можно ожидать формирования ФРЭЭ, существенно отличной от равновесной на начальном этапе пробоя, и, как следствие, проявления эффекта «Preglow».

Схема установки приведена на рис. 31. Источником СВЧ излучения в экспериментах служил гиротрон с частотой 37.5 ГГц и мощностью до 100 кВт, длительность импульса до 1,5 мс. СВЧ излучение вводилось в плазменную камеру квазиоптическим методом, ось пучка совпадала с направлением магнитного поля ловушки, и фокусировалось диэлектрической линзой в центр камеры. Магнитное поле ловушки создавалось с помощью двух импульсных катушек с водяным охлаждением. Конфигурация магнитного поля, в отличие от классических ЭЦР ионных источников, в данном случае представляет собой аксиально-симметричную зеркальную ловушку, а не конфигурацию типа «минимум-В». Подобная структура магнитного поля является МГД-неустойчивой, однако время развития неустойчивостей для типичных параметров плазмы составляет сотни микросекунд, что сравнимо с полной длительностью импульса, при этом техническая реализация такой конфигурации является несравненно более простой. К тому же, исследуемый эффект наблюдался на временах порядка и меньше времени развития МГД-неустойчивостей. Напряжённость магнитного поля на оси ловушки изображена на рис. 32. Длина ловушки (расстояние между магнитными пробками) составляла около 18 см. Положение зон ЭЦР-резонанса было на расстоянии около 2 см от пробок. Необходимо отметить, что в отличие от классических источников на этой установке существуют две резонансные поверхности, не составляющие замкнутой объём. Откачка вакуумного объёма велась двумя турбомолекулярными насосами из разрядной и диагностической камер соответственно. Напуск рабочего газа в ловушку осуществлялся по оси системы при помощи импульсного электромагнитного клапана через кварцевую трубку, впаянную по центру входного СВЧ окна. Передний фронт и общая длительность импульса давления в камере много больше длительности СВЧ

импульса, что обеспечивает постоянную скорость напуска нейтрального газа в ловушку в течение импульса гиротрона с одной стороны, и позволяет регулировать давление к моменту включения СВЧ путём изменения задержки между запускающими импульсами, с другой. Экстракция ионов и формирование ионного пучка осуществлялись с помощью традиционной двухэлектродной экстрагирующей системы, состоящей из плазменного электрода и ускоряющего электрода - пуллера. Максимальное значение напряжения, которое подавалось на экстрактор, составляло 50 кВ. Для измерения полного ионного тока на оси магнитной ловушки устанавливался цилиндр Фарадея с защитным электродом, препятствующим выходу вторичных электронов. Для спектрального анализа экстрагируемого пучка использовался масс-зарядовый анализатор с поворотным 42° магнитом и цилиндром Фарадея, расположенным в конце ионного тракта.

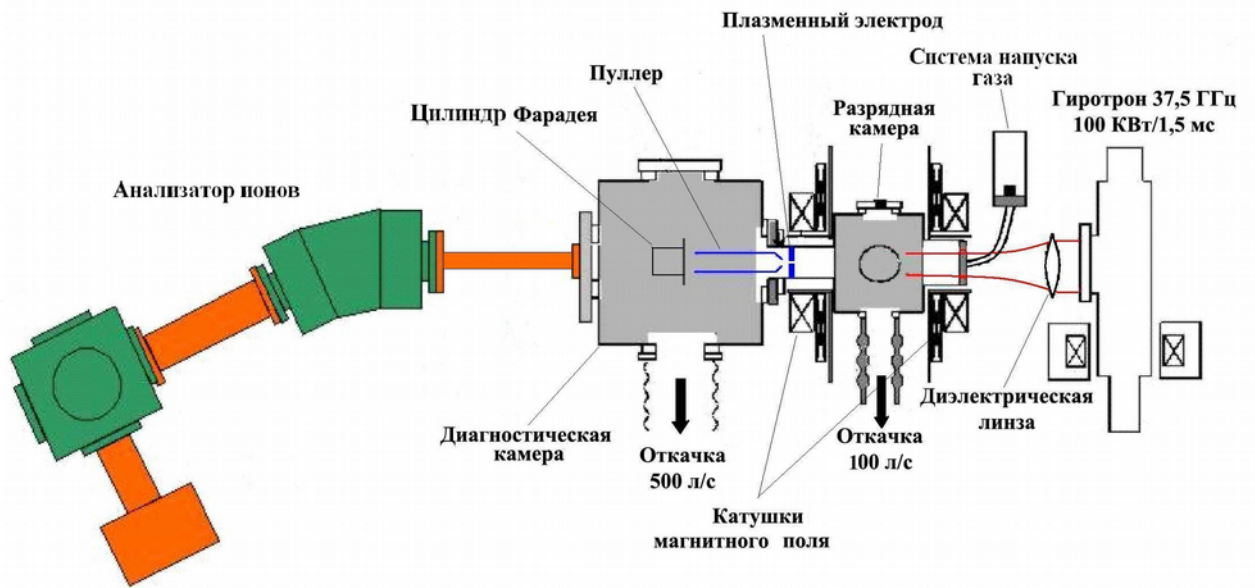


Рисунок 31. Принципиальная схема установки «SMIS-37».

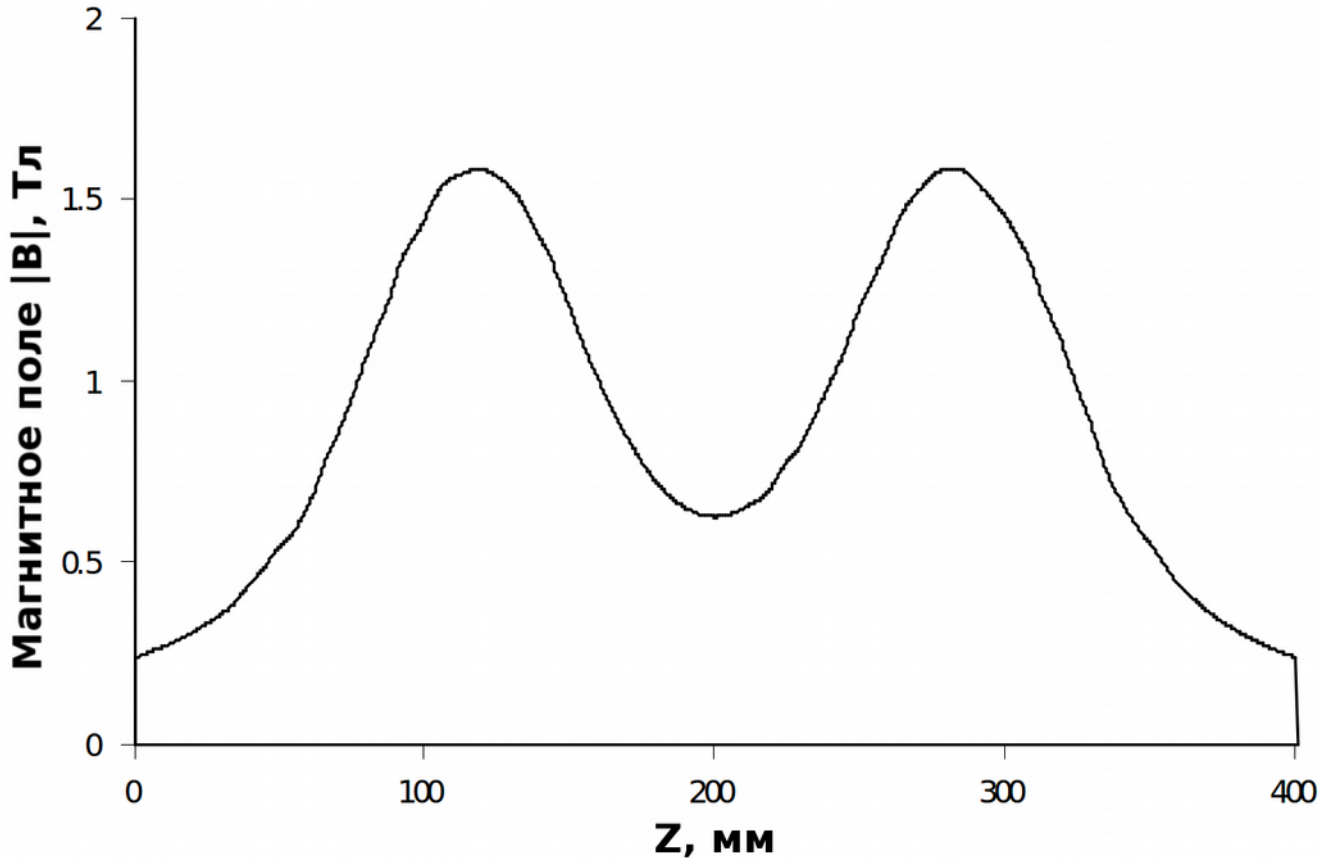


Рисунок 32. Профиль напряжённости магнитного поля на оси.

Первый этап исследований был направлен на изучение области параметров, в которой реализуется эффект «Preglow». Оказалось, что эффект устойчиво воспроизводится в узком диапазоне задержки между началом импульсов напуска газа и СВЧ излучения (α , следовательно, в узком диапазоне давления нейтрального газа к моменту включения СВЧ) — от 6.3 до 6.5 мс, при этом существование и параметры пика «Preglow» практически не зависят от напряжённости магнитного поля в ловушке (при условии наличия ЭЦР). Во всех экспериментах мощность СВЧ излучения составляла 100 кВт, длительность варьировалась в диапазоне от 100 до 1500 мкс. В экспериментах при низкой частоте следования импульсов (менее 0.1 Гц) в развитии разряда важную роль играет процесс десорбции газа со стенок плазменной камеры, который начинается через 200 – 800 мкс после включения СВЧ излучения, что приводит к резкому росту плотности нейтралов и существенному изменению параметров плазмы. Для исключения влияния этого эффекта на изучаемые параметры длительность СВЧ импульса подбиралась таким образом, чтобы нагрев плазмы заканчивался до момента начала десорбции газа со стенок плазменной камеры, и в большинстве случаев величина в 300-700 мкс оказалась оптимальной. На

рис. 33 изображён характерный импульс полного экстрагированного ионного тока вместе с импульсом СВЧ излучения. Хорошо виден всплеск ионного тока в самом начале пробоя, который затем релаксирует к стационарному значению. Длительность импульса тока «Preglow» в данном случае составила ~ 20 мкс, что значительно короче импульсов, полученных на классических источниках. Это, по-видимому, говорит о заметном влиянии режима удержания на процесс формирования ионного тока на той стадии, когда плотность плазмы уже достаточно высока, а ФРЭЭ во многом определяется столкновениями (в модели является «равновесной»). Необходимо заметить, что подобный вид импульса в ЭЦР ионных источниках, работающих с большим полным ионным током (в источнике «SMIS-37» плотность ионного тока достигает величин в 1 А/см^2 и более [7А]), часто связан с неоптимальной настройкой системы экстракции ионного пучка. Такая форма импульса может быть связана с недостаточным (для данной плотности ионного тока) напряжением в ускоряющем промежутке, что приводит к быстро возрастающему вместе с плотностью плазмы углу расходимости ионного пучка, в результате чего ионный пучок начинает задевать пуллерный электрод [2А], при этом ток, регистрируемый цилиндром Фарадея, падает. В конце импульса происходит обратный процесс — плотность плазмы падает, угол расходимости ионного пучка уменьшается, и на сигнале с цилиндра Фарадея снова наблюдается максимум. В условиях экспериментов ток, регистрируемый пуллерным электродом, был пренебрежимо мал в течение всего импульса, следовательно, весь ионный пучок попадал в цилиндр Фарадея, и пик ионного тока не связан с особенностями работы системы экстракции, но обусловлен эффектом «Preglow».

На рис. 34 представлена качественная зависимость формы импульса ионного тока от давления нейтрального газа (точнее, от задержки между импульсами напуска газа и СВЧ излучения) в виде последовательности осциллограмм сигнала с цилиндра Фарадея, расположенных в порядке увеличения давления в разрядной камере. Видно, что существует выделенный оптимум по давлению с точки зрения амплитуды пика «Preglow», при этом меньшее давление приводит к плавному нарастанию ионного тока от времени без выраженного пика, тогда как при слишком большом давлении ионный ток практически сразу выходит на стационарный уровень. По-видимому, это также, как и в разделе 2.2, связано с соотношением между временем релаксации запасённой на начальной стадии пробоя энергии, которая определяется частотой ионизирующих столкновений и линейно зависит от плотности нейтралов, и временем жизни плазмы. В случае, когда скорость релаксации высокая (высокая

частота столкновений), разряд быстро выходит на стационарный уровень без образования пика ионного тока так же, как и при слишком низкой скорости релаксации, когда плотность плазмы медленно выходит на стационарный уровень.

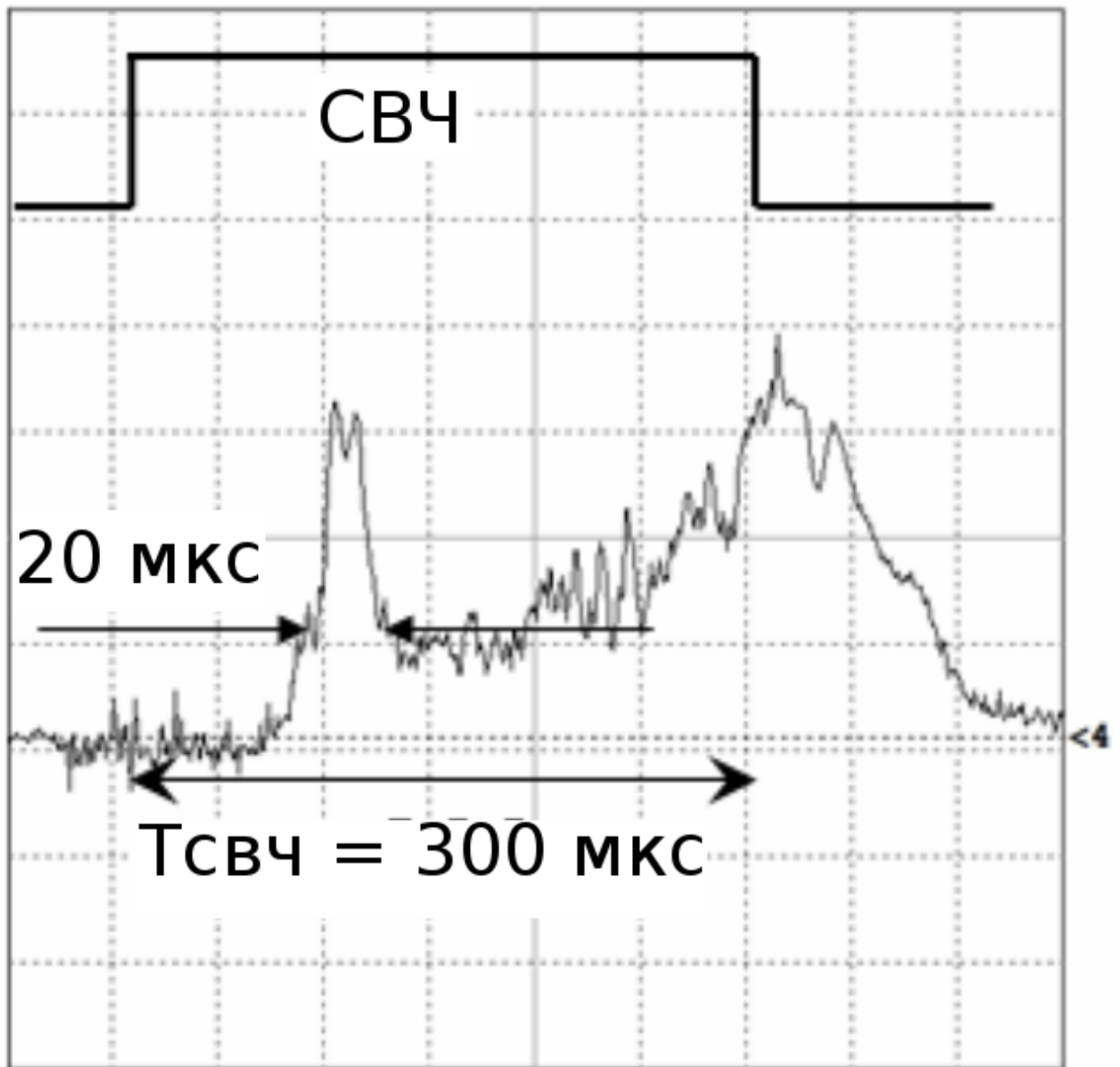


Рисунок 33. Импульс полного ионного тока, демонстрирующий эффект «Pre glow». В верхней части осциллограммы схематически изображён греющий импульс СВЧ излучения.

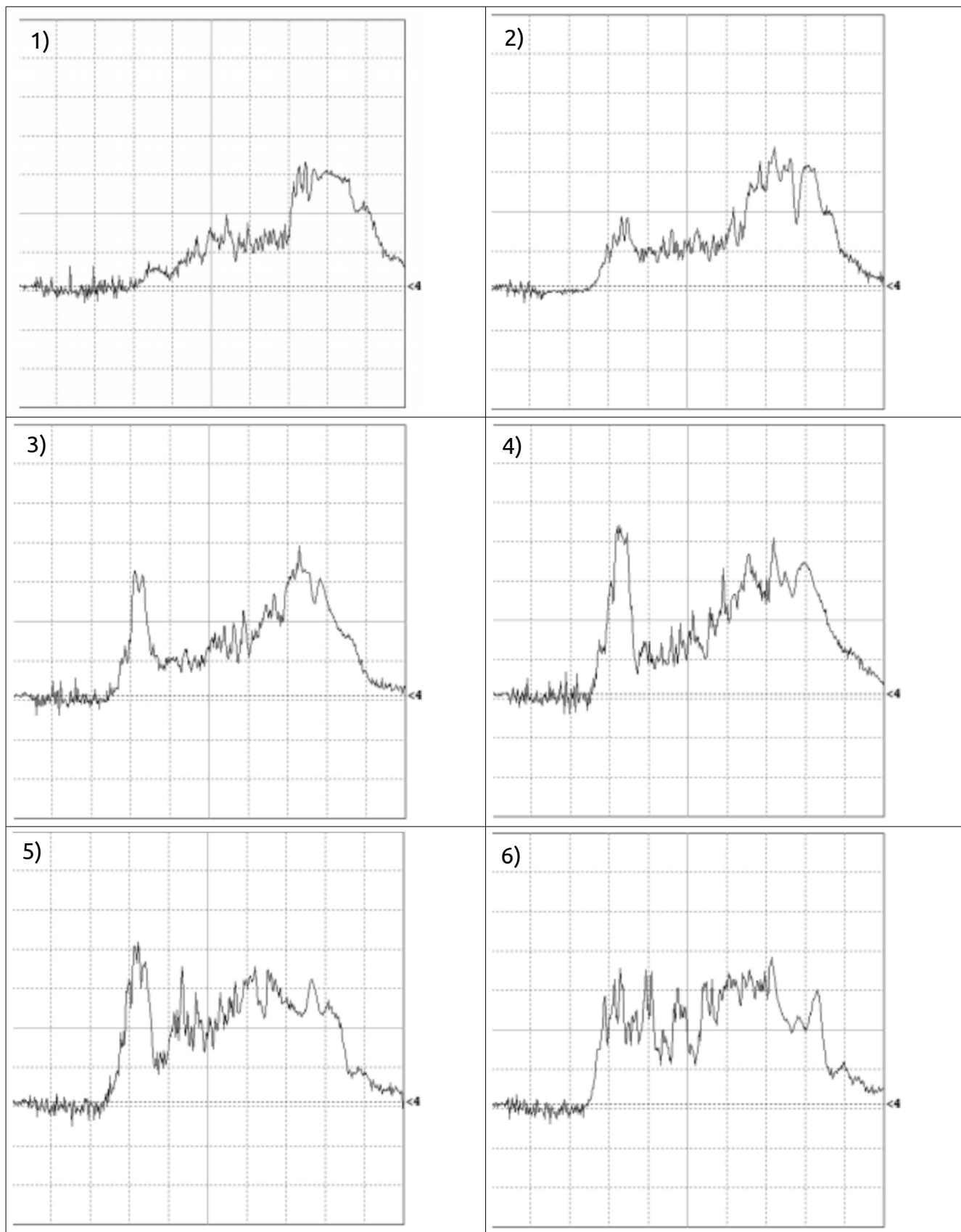


Рисунок 34. Качественная зависимость формы импульса ионного тока от задержки между импульсами напуска газа и СВЧ излучения. Давление нейтрального газа возрастает от 1) к 6).

Узкий диапазон параметров, при котором существует эффект «Preglow» на стенде «SMIS-37», не позволил так же детально, как в разделе 2.1, исследовать его характеристики в зависимости от настроек ионного источника. Однако наличие эффекта «Preglow» было убедительно продемонстрировано. Как уже говорилось выше, эффект «Preglow» во многом определяется ФРЭЭ, формирующейся на этапе пробоя. В этих экспериментах в отличие от предыдущих исследование энергии электронов на начальной стадии развития разряда проводилось прямым методом – детектировались электроны, вылетевшие из плазмы вдоль оси ловушки. Измерение энергии электронов осуществлялось с помощью магнитостатического анализатора; ток в электромагните определяет энергию электрона, прошедшего через отклоняющее поле. Электроны детектировались расположенной прямо за поворотным магнитом чашкой Фарадея, оснащённой специально разработанной системой усиления на основе быстродействующих операционных усилителей и аналогово-цифровых преобразователей. Кроме того, для регистрации быстрых электронов использовался кремниевый PIN-диод СППД-11, детектирующий электроны с энергией выше 7 кэВ. Временные характеристики энергичных электронов также регистрировались зондом Ленгмюра, помещённым в диагностическую вакуумную камеру на расстоянии 70 см от пробки на магнитной оси ловушки. На зонд подавалось отрицательное напряжение смещения -70 В; тем не менее на фоне ионного тока насыщения были заметны всплески электронного тока, которые можно связать с током энергичных электронов. Необходимо отметить, что диагностика ФРЭЭ по тормозному рентгеновскому излучению плазмы, аналогичная описанной в разделе 2.2, не может быть использована в условиях стенда «SMIS-37», так как, в силу низкой частоты повторения импульсов, накопление достаточного количества данных заняло бы продолжительное время (время накопления можно оценить в месяцы непрерывной работы). Для регистрации видимого света разряда использовался фотоумножитель с линией зрения, направленной перпендикулярно оси системы, размещённый около плазменной камеры.

Типичные осциллограммы сигналов с различных датчиков представлены на рис. 35, где изображён весь разряд. Верхний луч на осциллограмме (канал №4) — сигнал с зонда Ленгмюра, т. е. ионный ток насыщения, средний луч (канал №1) — сигнал с PIN-диода, регистрирующего быстрые электроны, нижний луч (канал №2) — сигнал с фотоэлектронного умножителя, показывающий свечение разряда в видимом

диапазоне. Временная шкала осциллограммы — 100 мкс в делении, длительность импульса СВЧ излучения отмечена стрелкой.

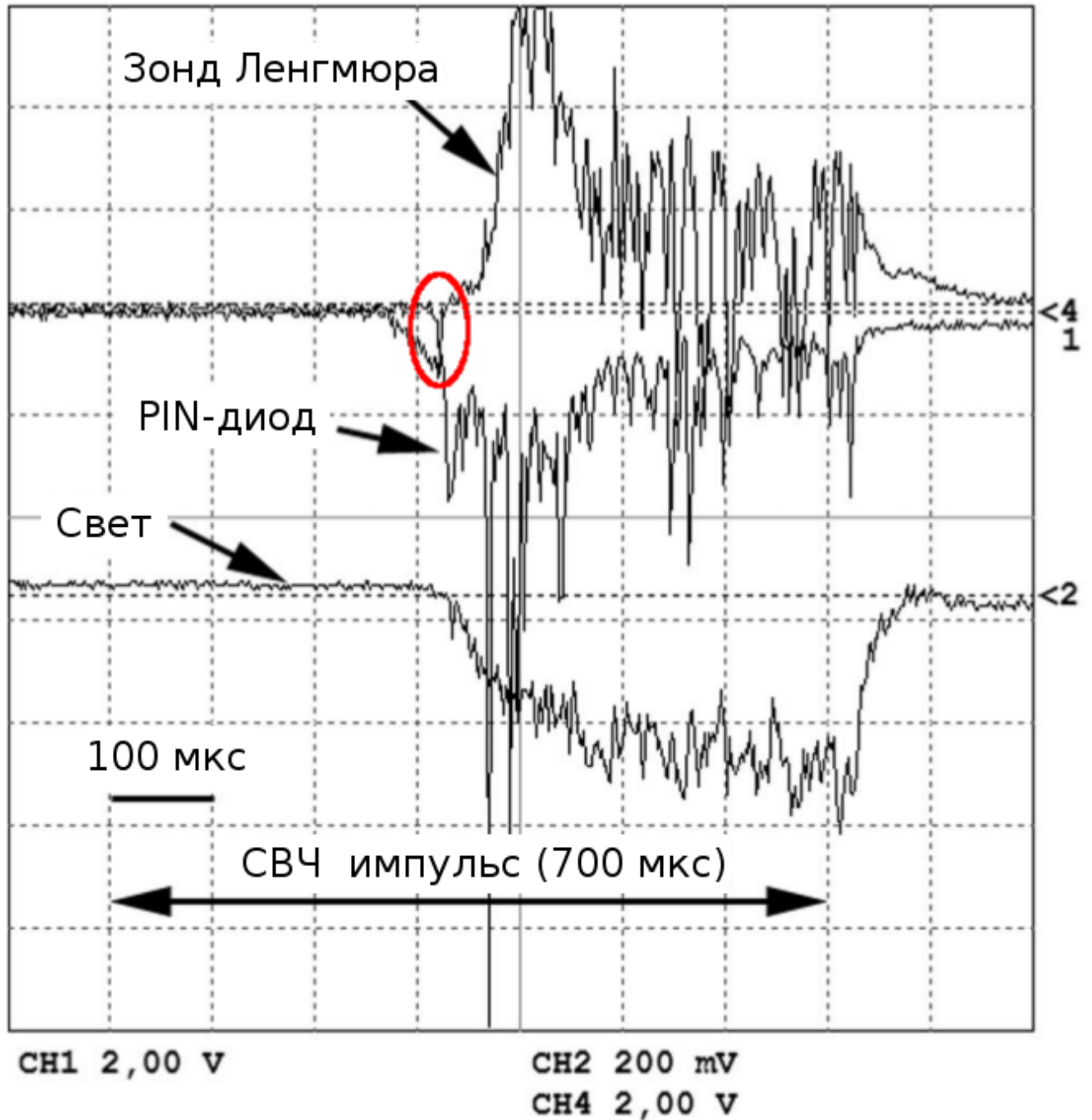


Рисунок 35. Типичные осциллограммы сигналов с различных датчиков. Верхний луч на осциллограмме (канал №4) — сигнал с зонда Ленгмюра, обведён момент, в который возникает отрицательный ток, связанный с энергичными электронами; средний луч (канал №1) — сигнал с PIN-диода; нижний луч (канал №2) — сигнал с фотоэлектронного умножителя. Временная шкала осциллограммы — 100 мкс в делении, длительность импульса СВЧ излучения отмечена стрелкой.

Видно, что сигнал быстрых электронов появляется в самом начале пробоя, до появления других сигналов. Кроме того, на ионном токе насыщения виден короткий отрицательный пик, по-видимому, соответствующий энергичным электронам, преодолевшим отрицательный потенциал зонда. Эти же сигналы, полученные с высоким временным разрешением в момент начала разряда, приведены на рис. 36, на котором хорошо видна задержка между всплеском сигнала энергичных электронов и появлением плотной плазмы, равно как и отрицательный пик на сигнале с зонда Ленгмюра, синхронизированный с сигналом PIN-диода.

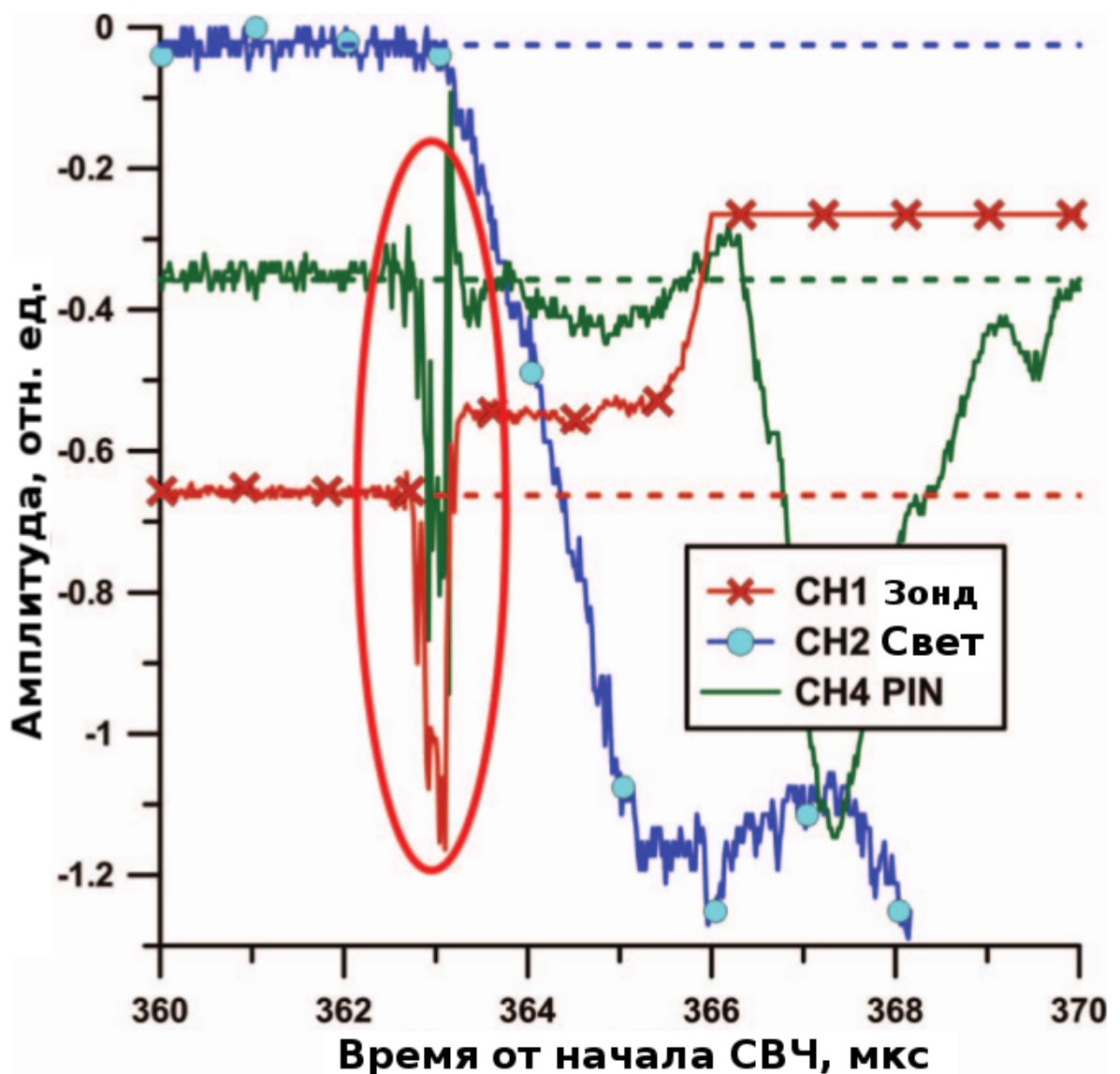


Рисунок 36. Сигналы зонда Ленгмюра (красный луч), PIN-диода (зелёный луч) и фотоэлектронного умножителя (синий луч) в начале разряда с высоким временным разрешением. Овалом отмечен момент детектирования быстрых электронов в начале разряда.

Поскольку PIN-диод также чувствителен к рентгеновскому излучению, была проведена проверка того, что наблюдаемые сигналы действительно соответствуют энергичным электронам, путём установки на подвижный вакуумный ввод системы отклоняющих магнитов в конфигурации, исключающей попадание электронов на диод. При вводе системы магнитов в область нахождения PIN-диода напряжённость магнитного поля вблизи датчика составляла около 1000 Гс, что полностью убирало сигнал. Таким образом было подтверждено, что наблюдаемые сигналы действительно вызваны регистрацией энергичных электронов.

Для измерения энергии электронов, покидающих ловушку на начальной стадии разряда и формирующих пик на сигналах PIN-диода и зонда Ленгмюра, длительность СВЧ импульса была настроена таким образом, чтобы оканчиваться сразу после первого всплеска. В противном случае индуцированный плазмой шум насыщал высокочувствительный каскад электронных усилителей и приводил к остановке работы аналогово-цифровых преобразователей. Сигнал с цилиндра Фарадея, расположенного за отклоняющим магнитом масс-спектрометра, накапливался и усреднялся в течение многих импульсов СВЧ излучения, после чего строилась его зависимость от тока в отклоняющем магните, который может быть однозначно сопоставлен с энергией частиц. Полученная зависимость представлена на рис. 37. Как видно из рис. 37, измеренный энергетический спектр электронов существенно отличается от равновесного. Количество электронов медленно уменьшается с энергией вплоть до 300 кэВ и резко падает при большей энергии. Средняя величина энергии при этом составляет величину порядка 150 кэВ. Представляется целесообразным сравнение результатов этого эксперимента с теоретическими предсказаниями. Вид функции распределения электронов по энергиям на рис. 37 напоминает ФРЭЭ (10), однако, отсечка по энергии не так явно выражена. Следует отметить, что в работе [24] вид ФРЭЭ был получен для электронов, находящихся внутри магнитной ловушки, тогда как в данных экспериментах измерения были проведены для электронов, покинувших ловушку. Вообще говоря, различие между ФРЭЭ внутри и снаружи ловушки может быть довольно значительным, однако рассуждения, приведённые в работах [29, 32], в частности, влияние эффекта Доплера на ЭЦР, объясняют механизм покидания энергичными электронами ловушки (см. главу 1).

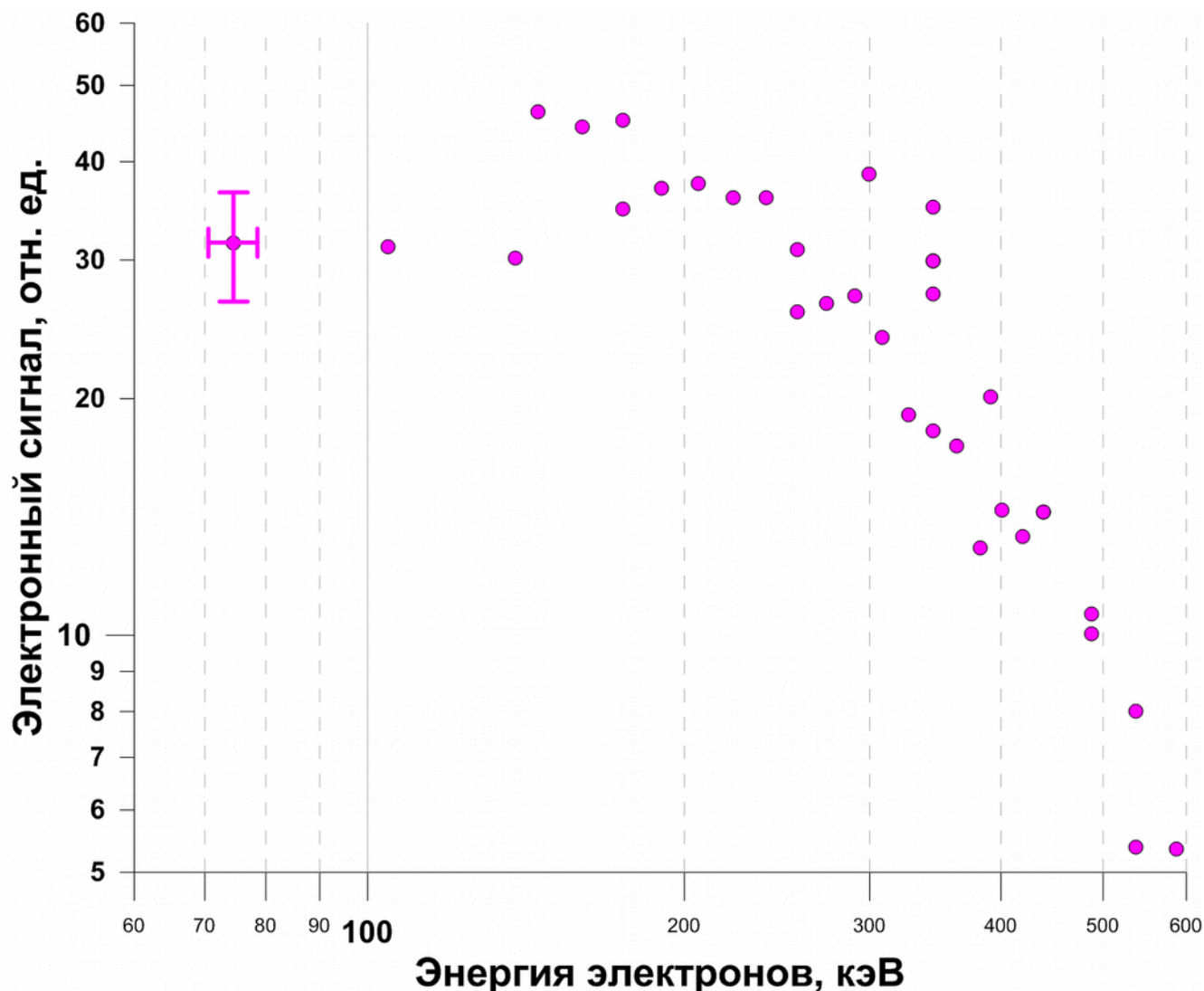


Рисунок 37. Энергетический спектр электронов, покинувших ловушку в начале разряда, измеренный с помощью магнитного масс-спектрометра.

Тем не менее теория, развитая в [29, 32] не может объяснить все особенности ФРЭЭ на рис. (37). Измерения, описанные в данной работе, как и измерения, приведённые в работах [29, 32], демонстрируют широкое распределение электронов по энергиям, тогда как теоретическая модель предсказывает, что электроны покидают ловушку с энергией в более узком диапазоне, определяемом параметрами магнитной ловушки и греющего излучения. Наблюдаемый в экспериментах разброс энергии электронов может быть вызван как кулоновскими столкновениями (что приводит к диффузии «поперёк» линий нагрева в пространстве импульсов [29]), так и значительным возмущением падающей электромагнитной волны в плазме разряда. Кроме того, нельзя полностью пренебречь эффектами, связанными с высокой амплитудой поля электромагнитной волны в экспериментах, представленных в

данном разделе. Эти эффекты могут быть особенно важны при коротком импульсном разряде, когда влияние столкновений электронов и возмущения падающей волны могут быть менее выраженными. Тем не менее качественное объяснение механизма рассеяния энергичных электронов в конус потерь магнитной ловушки, приведённое в работах [29, 32], может быть использовано в условиях описанных в этой работе экспериментов, а форма измеренной ФРЭЭ качественно соответствует использованной в численной модели развития разряда в магнитной ловушке ЭЦР ионного источника.

Глава 3. Физическая интерпретация эффекта «Preglow»

3.1 Численное моделирование эффекта «Preglow»

Исследование эффекта «Preglow» представляется актуальным для разработки импульсных ЭЦР источников многозарядных ионов, в частности, его использование в ряде случаев может быть альтернативой дорогостоящей модернизации, связанной с увеличением частоты и мощности СВЧ накачки с целью повышения производительности источников. Глава 3 диссертационной работы посвящена подробному изучению физики возникновения эффекта «Preglow», оценке зависимости его количественных параметров от условий эксперимента и разработке предложения короткоимпульсного источника, востребованного в ряде приложений, например, для проектов «ESS» [13] и «Beta Beam» [14]. Проведённые теоретические исследования и результаты численного моделирования дают новое, более физическое и чёткое представление о природе эффекта «Preglow». Показано, что предложенная модель, в частности, безразмерный параметр «RP», характеризующий режим удержания плазмы в ловушке источника, который определяет свойства «Preglow», может быть использована для расчёта параметров эффекта «Preglow» для широкого класса доступных и будущих экспериментальных установок.

Как предполагается в модели, на начальной стадии пробоя за счёт ЭЦР нагрева быстро (по сравнению с временем жизни электронов в ловушке, см. главу 1) формируется ФРЭЭ с квазилинейным плато, причём на начальном этапе развития электронной лавины, пока плотность электронов мала и поглощённой СВЧ энергии хватает для поддержания такой ФРЭЭ, их энергия остаётся на высоком уровне. В зависимости от параметров, начиная с некоторого момента, когда плотность плазмы значительно выросла, и поглощаемой СВЧ мощности становится недостаточно для ускорения большей части электронов, их характерная энергия начинает быстро снижаться, что в свою очередь приводит к уменьшению времени жизни плазмы, а, следовательно, к росту потерь ионов и всплеску ионного тока. Увеличение потерь плазмы приводит к уменьшению её концентрации, что в свою очередь влечёт спадание ионного тока. Описанный процесс проиллюстрирован на рис. 38, где

показаны расчёты, сделанные при параметрах, близких к соответствующим экспериментам, описанным в разделе 2.1.

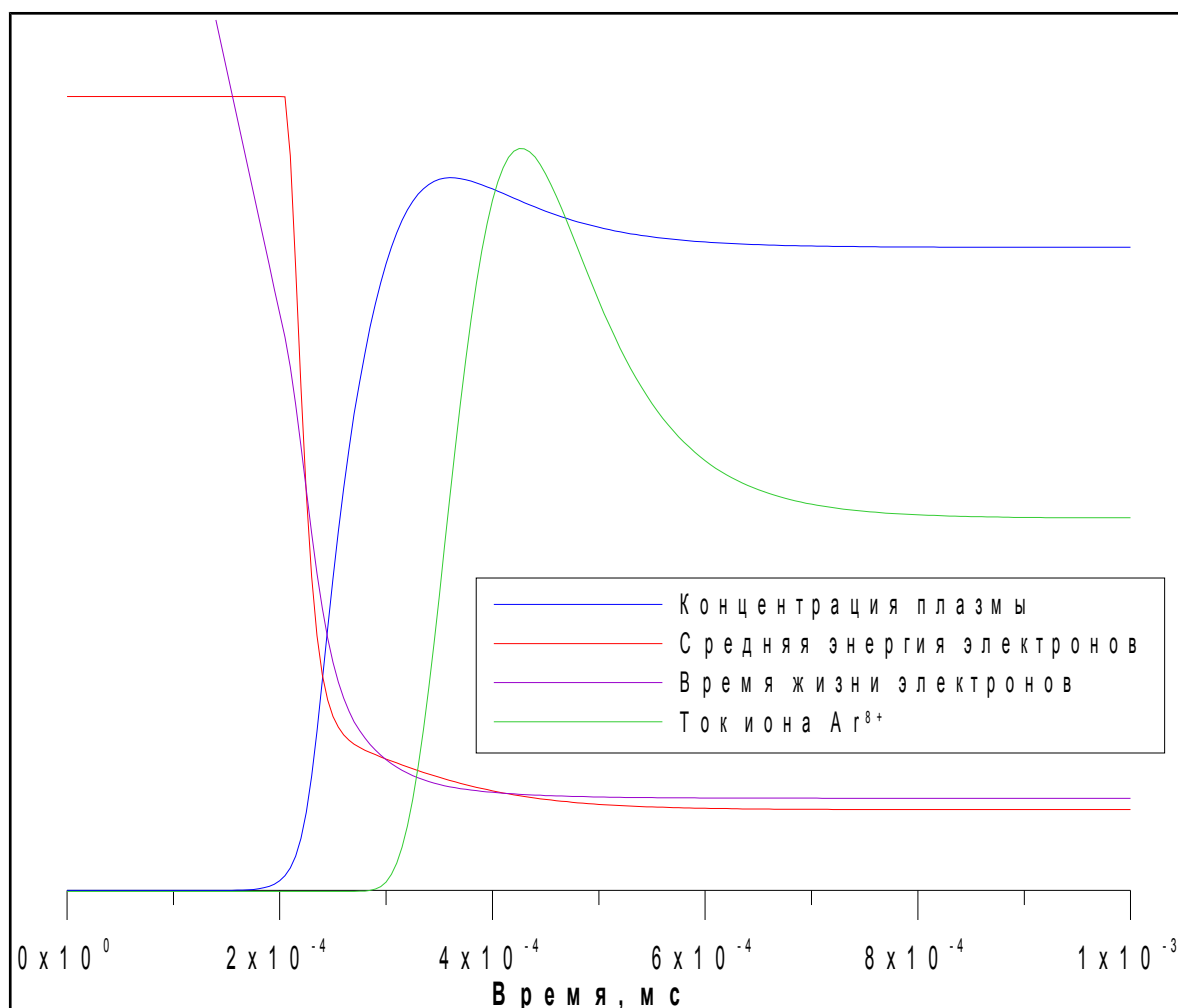


Рисунок 38. Схематичное изображение временной эволюции аргоновой плазмы.

Численное моделирование проводилось с использованием программы, описанной в разделе 1.3, для следующих параметров: начальная плотность плазмы $N_{e0}=10^5 \text{ см}^{-3}$, начальная средняя энергия электронов $\langle E_0 \rangle = 1 \text{ эВ}$. В расчётах переменными параметрами являлись: частота греющего СВЧ излучения f , плотность потока СВЧ-излучения P и начальная плотность нейтралов N_{a0} . Частота излучения f варьировалась в диапазоне 28-60 ГГц, соответствующем частотам существующих и находящихся в разработке на сегодняшний день ЭЦР ионных источников МЗИ. Плотность мощности P варьировалась в широком диапазоне (0.1-400 Вт/см³), доступном для современных источников СВЧ излучения. Рабочим газом в расчётах был гелий.

Интенсивность пика «Preglow» (отношение амплитуды пикового тока к току на стационарной стадии разряда) в зависимости от начальной плотности нейтралов представлена на рис. 39 для различных плотностей мощности СВЧ излучения на частоте 28 ГГц. При $p > 0.5 \text{ Вт/см}^3$ интенсивность «Preglow» однозарядного иона гелия (штриховые кривые на рисунке) становится меньше двух, поэтому для указанных значений p интенсивность не показана. Интенсивность однозарядного иона достигает максимума при очень низкой плотности мощности 0.01 Вт/см^3 и менее, наибольшая интенсивность пика «Preglow» иона He^{2+} (сплошные линии на рисунке) достигается при $p=0.1-0.5 \text{ Вт/см}^3$ при начальной плотности атомов $4-6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Из рис. 39 видно, что в случае, когда плотность нейтралов ниже некоторого значения, пик «Preglow» не формируется. Согласно расчётам, это связано с тем, что скорость ионизации недостаточна для быстрого роста концентрации плазмы в переходном режиме (под переходным режим понимается период времени, когда характерная энергия электронов испытывает быстрый спад от начальной величины к стационарному значению). Однако в случае слишком высокой частоты ионизации, соответствующей большой плотности нейтралов, пик также не формируется из-за слишком быстрого выноса энергии. Аналогичная зависимость наличия эффекта «Preglow» от плотности нейтралов наблюдалась в экспериментах, описанных в главе 2. Как следует из рис. 39, для каждой начальной плотности нейтралов существует оптимум по плотности мощности СВЧ излучения, соответствующий максимальной интенсивности «Preglow».

Удобно ввести безразмерный параметр RP («Regime Parameter» - параметр режима удержания):

$$RP = \frac{\tau_g}{\tau_c}, \quad (25)$$

где τ_g - газодинамическое время жизни плазмы, а τ_c - классическое (формулы (6) и (7), соответственно).

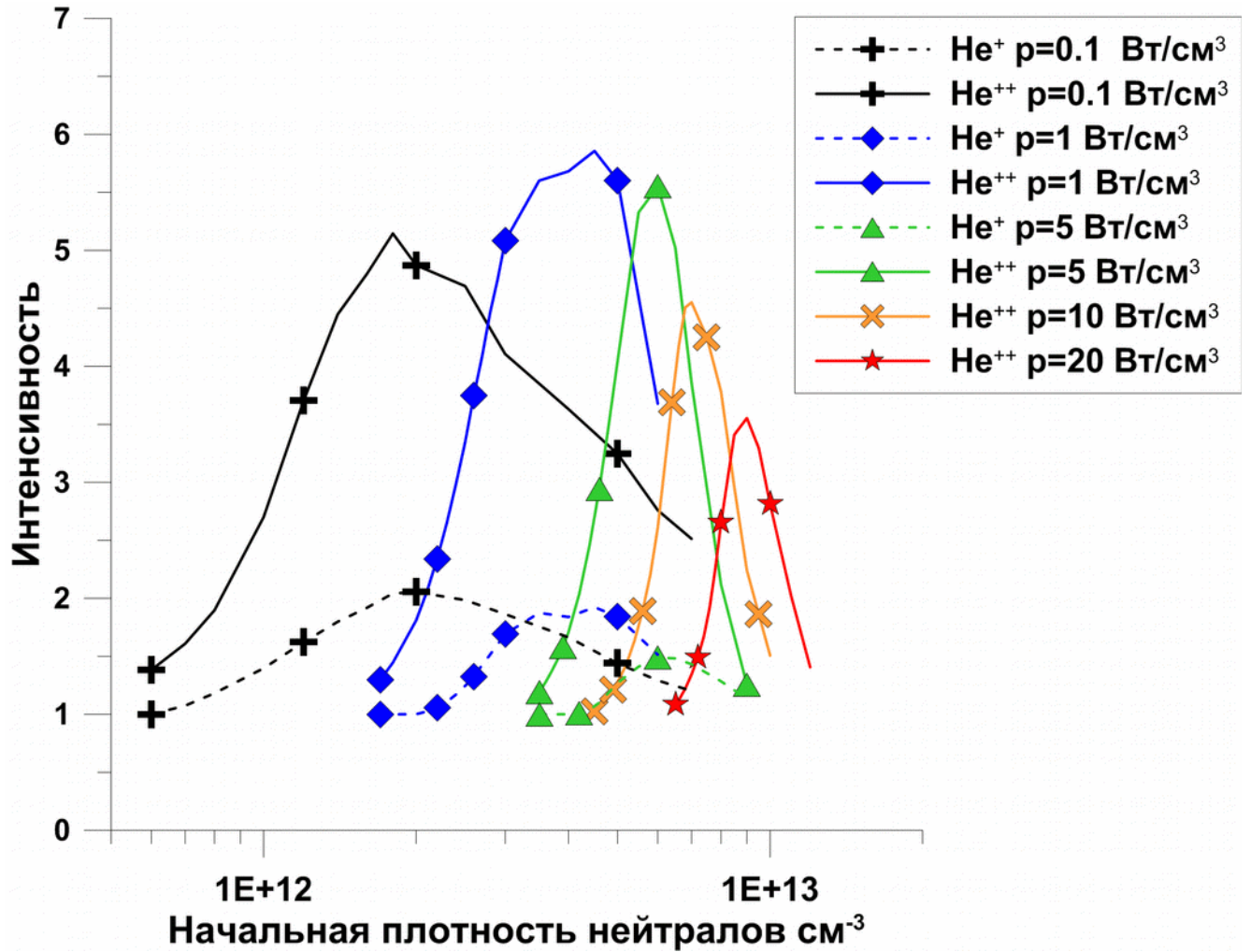


Рисунок 39. Зависимость интенсивности пика «Preglow» от начальной плотности нейтралов при разных мощностях СВЧ излучения.

Этот параметр характеризует режим удержания плазмы, который реализуется в данный момент времени. При выполнении условия $RP \gg 1$ реализуется квазигазодинамический режим удержания плазмы, тогда как при $RP \ll 1$ - классический. В рамках модели начальные условия ЭЦР пробоя однозначно определяют режим удержания на стационарной стадии разряда и, следовательно, стационарную величину RP . На рис. 40 построена та же зависимость интенсивности пика «Preglow», что и на рис. 39, но как функция RP на стационарной стадии разряда. Видно, что зависимости интенсивности пика «Preglow» как функции RP лежат, главным образом, в области $0.1 < RP < 10$, вне которой эффект не наблюдается. Это означает, что пик «Preglow» формируется только в плазме в некотором «промежуточном» состоянии с точки зрения режима удержания, то есть когда $RP \sim 1$. При выполнении условия $RP \gg 1$, что соответствует полностью заполненному конусу потерь и сильно

столкновительной плазме, пик «Preglow» не формируется, т. к. малое время жизни не позволяет запасти энергию. В противном случае при $RP \ll 1$ энергия не запасается из-за малого числа столкновений, т. е. недостаточного ионизационного размножения электронов.

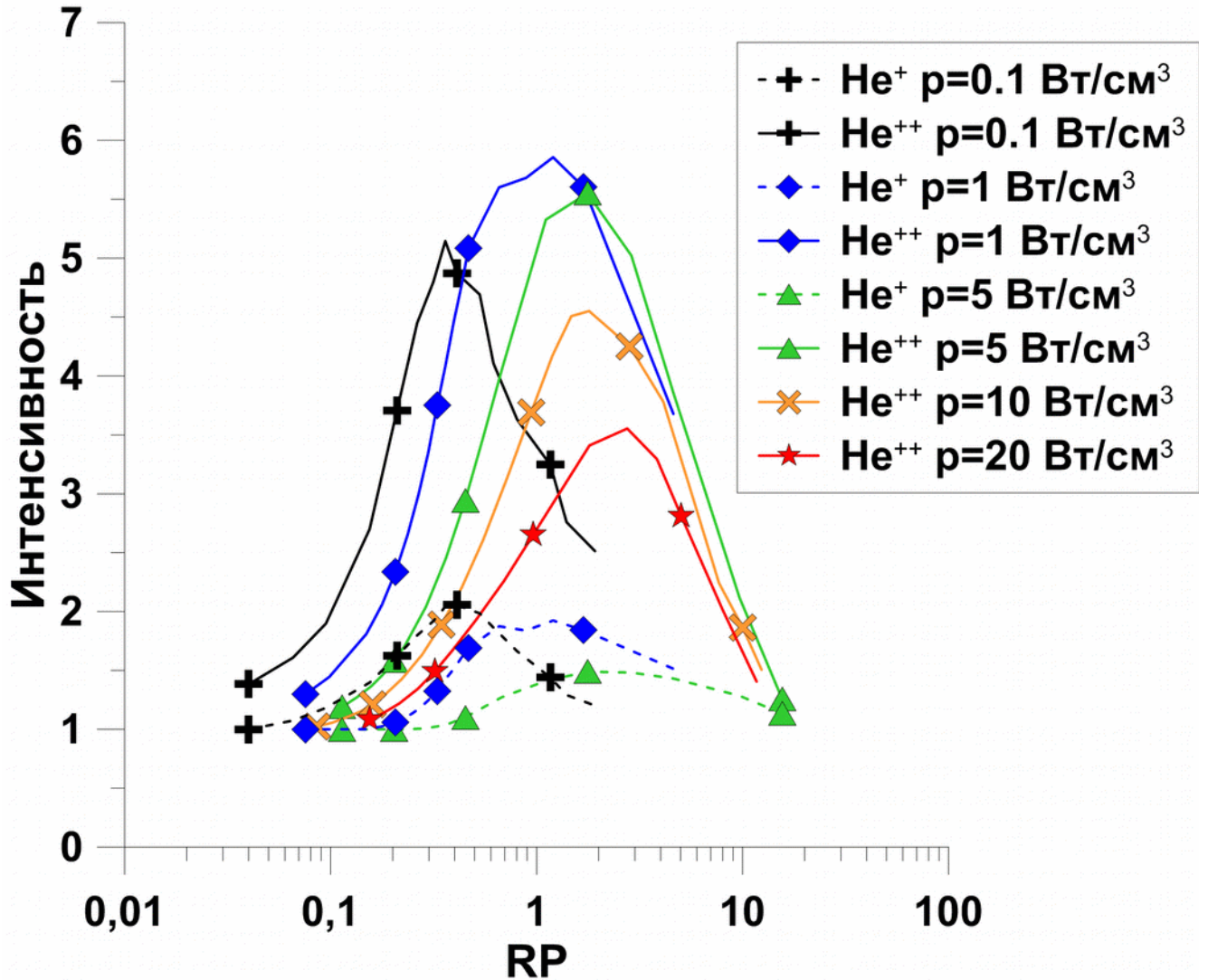


Рисунок 40. Зависимость интенсивности пика «Preglow» как функция RP при разных мощностях СВЧ излучения.

Следует отметить, что параметр RP оказался удобным инструментом для исследования диапазонов существования и количественных характеристик «Preglow», поскольку он косвенно зависит от большинства параметров плазмы и поэтому позволяет перевести многомерное пространство параметров на плоскость, удобную для восприятия и анализа, тогда как характеристики «Preglow», в особенности его длительность, оказываются чувствительными именно к комбинации

параметров плазмы, выраженной в виде RP . Это подтверждается данными, представленными на рис. 41, где построены зависимости длительности пика «Preglow» от RP .

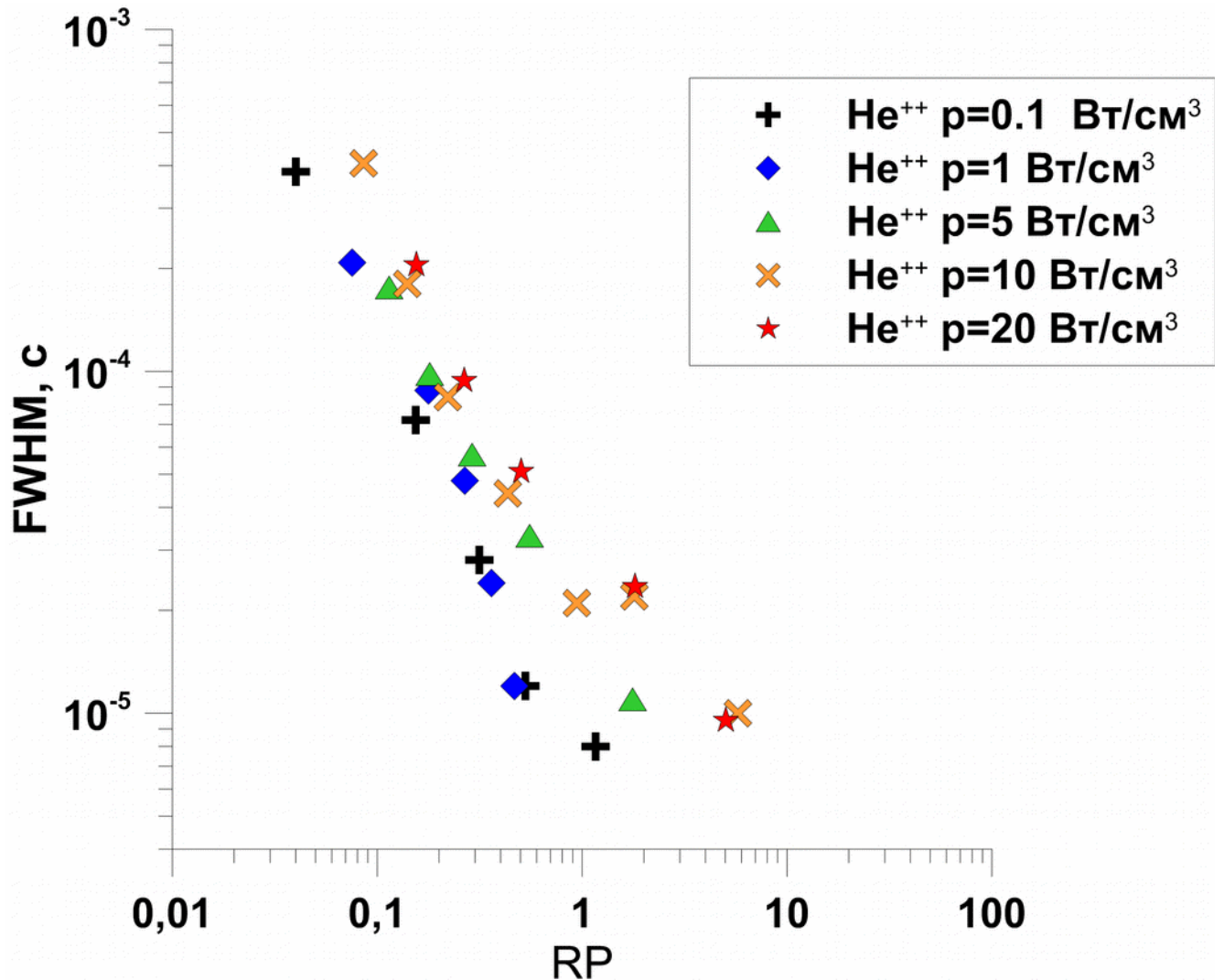


Рисунок 41. Зависимости длительности пика «Preglow» от RP при разных мощностях СВЧ излучения.

Следует отметить, что в отличие от рис. 40, где мощность заметно влияет на интенсивность, и в меньшей степени - на горизонтальное положение максимумов, кривые на рис. 41 практически совпадают. Это объясняется тем фактом, что длительность пика «Preglow» определяется временем жизни плазмы, которое очевидным образом связано с RP (см. формулу (25)). Из рис. 40 и 41 видно, что (в численных расчётах) возможно формирование интенсивного пика «Preglow» ионов гелия с длительностью в несколько десятков микросекунд. Длительности импульса

«Preglow» с таким же временным масштабом были получены в ходе экспериментов на стенде «SMIS-37», описанных в разделе 2.3.

На рис. 42 показана зависимость интенсивности пика «Preglow» первого и второго ионов гелия от частоты греющего СВЧ излучения при фиксированном значении $RP=1.1$, что соответствует следующим параметрам: $N_{a0}=5.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $p=5 \text{ Вт/см}^3$.

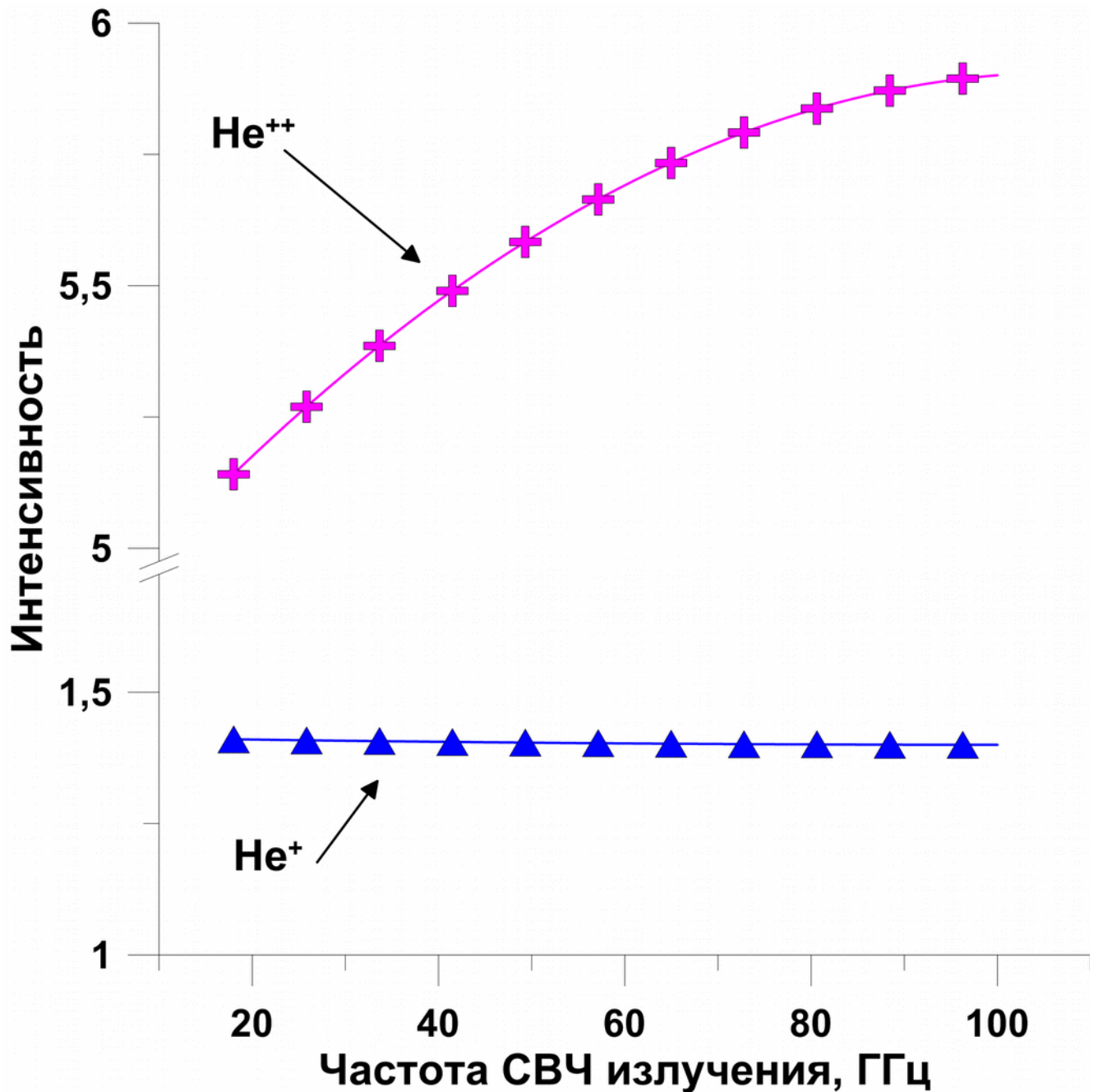


Рисунок 42. Зависимость интенсивности «Preglow» первого и второго ионов гелия от частоты греющего СВЧ излучения при фиксированном значении $RP=1.1$, что соответствует начальным значениям $N_{a0}=5.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $p=5 \text{ Вт/см}^3$

Из рисунка видно, что увеличение частоты оказывает незначительное влияние на интенсивность пика «Preglow» в случае фиксированной плотности нейтралов (что означает почти одинаковую плотность плазмы). В диапазоне 20-100 ГГц интенсивность «Preglow» иона He^{2+} увеличивается только на 12%, тогда как интенсивность «Preglow» иона He^+ практически не изменяется. Незначительный рост интенсивности с увеличением частоты (при фиксированных прочих параметрах) объясняется тем, что на начальной стадии разряда от частоты излучения зависит только граничная энергия $\varepsilon_{st} \propto \omega^{1/2}$ (см. формулу (11)). Характерная энергия электронов, оценённая как средняя по ФРЭЭ (см. формулу (16)), оказывается в ещё более слабой зависимости от греющей частоты, что объясняет небольшое влияние частоты СВЧ излучения на интенсивность пика «Preglow».

Нужно отметить, что при увеличении мощности СВЧ излучения для формирования интенсивного пика «Preglow» необходимо также увеличивать начальную плотность нейтралов (см. рис. 39), чтобы поддерживать величину RP в пределах диапазона существования эффекта «Preglow», что, в свою очередь, приводит к увеличению плотности плазмы, которая может превысить критическое значение для используемой частоты (см. формулу (3)). Интенсивности пика «Preglow» иона He^{2+} для разных значений мощности СВЧ излучения в зависимости от плотности плазмы на стационарной стадии разряда показаны на рис. 43. Диаграмма построена для 60 ГГц, но с учётом слабой зависимости параметров «Preglow» от частоты она может быть использована для оценки также и при других частотах, если плотность плазмы при этом оказывается ниже критической. На диаграмме также отмечены диапазоны плотности плазмы, доступные для некоторых типичных для ЭЦР источников МЗИ частот.

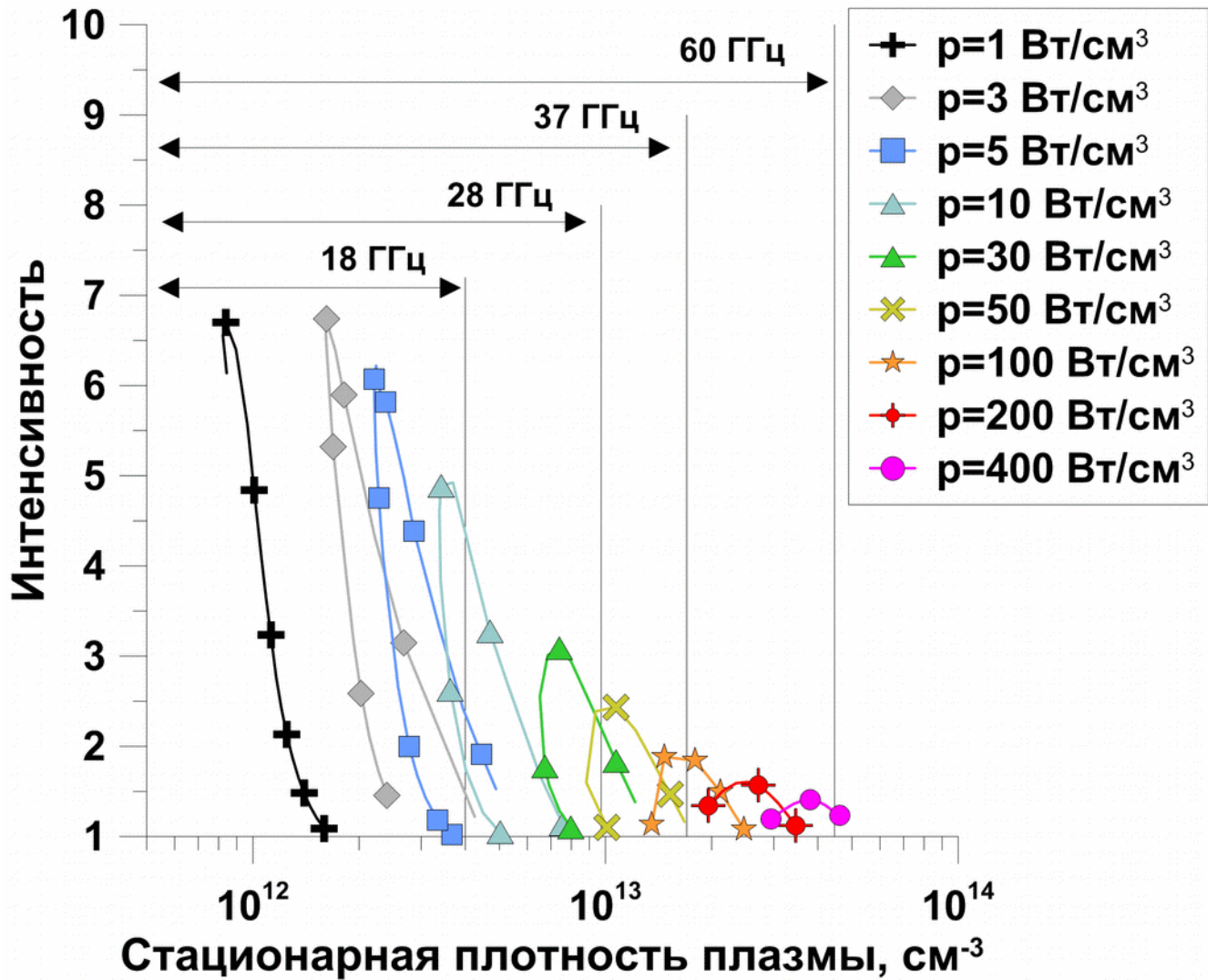


Рисунок 43. Зависимость интенсивности пика «Preglow» иона He^{2+} от плотности плазмы на стационарной стадии разряда при разных значениях мощности СВЧ излучения.

Помимо интенсивности и длительности пика «Preglow», крайне важным параметром для реальных приложений является абсолютное значение ионного тока. В дополнение к рис. 43 на рис. 44 приведена диаграмма плотностей ионного тока в пике «Preglow». Из рис. 43 и 44 видно, что интенсивный пик «Preglow» с плотностью тока более 1 А/см² невозможно получить при использовании маломощных источников СВЧ излучения с частотой 18 ГГц и менее.

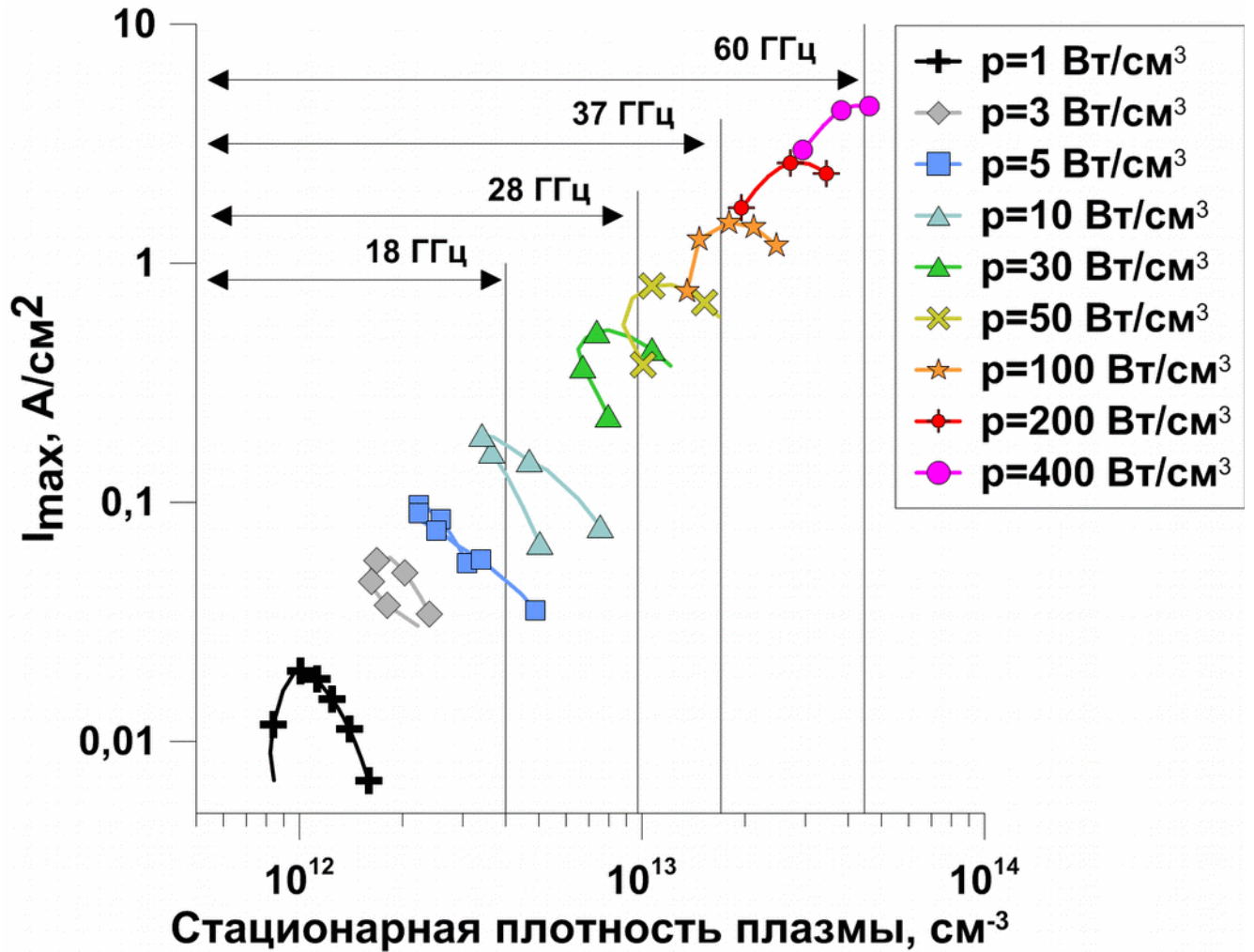


Рисунок 44. Зависимость плотностей тока иона He^{2+} в пике «Preglow» от плотности плазмы на стационарной стадии разряда для различных мощностей СВЧ излучения. Стрелками отмечены диапазоны, в которых плотность плазмы не превышает критическое значение для указанной частоты СВЧ излучения.

В дополнение к значительному увеличению плотности ионного тока из источника, увеличение мощности (при надлежащем повышении частоты) увеличивает отношение токов иона He^{2+} к He^+ в пике «Preglow», как это показано на рис. 45. Также на рис. 45 показана длительность пика «Preglow» при его максимальной интенсивности (в соответствии с максимумами кривых на рис. 43). Видно, что с ростом плотности плазмы наиболее интенсивные пики «Preglow» почти не изменяют своей длительности, которая сохраняется на уровне нескольких десятков микросекунд.

Нужно заметить, что при использовании СВЧ излучения с частотой 28 ГГц и менее может быть реализован режим, при котором отношение тока второго иона гелия к току первого будет выше, чем показано на рис. 45. Однако для этих параметров

интенсивность пика «Preglow» будет далека от оптимума, а его длительность будет более, чем на порядок, выше.

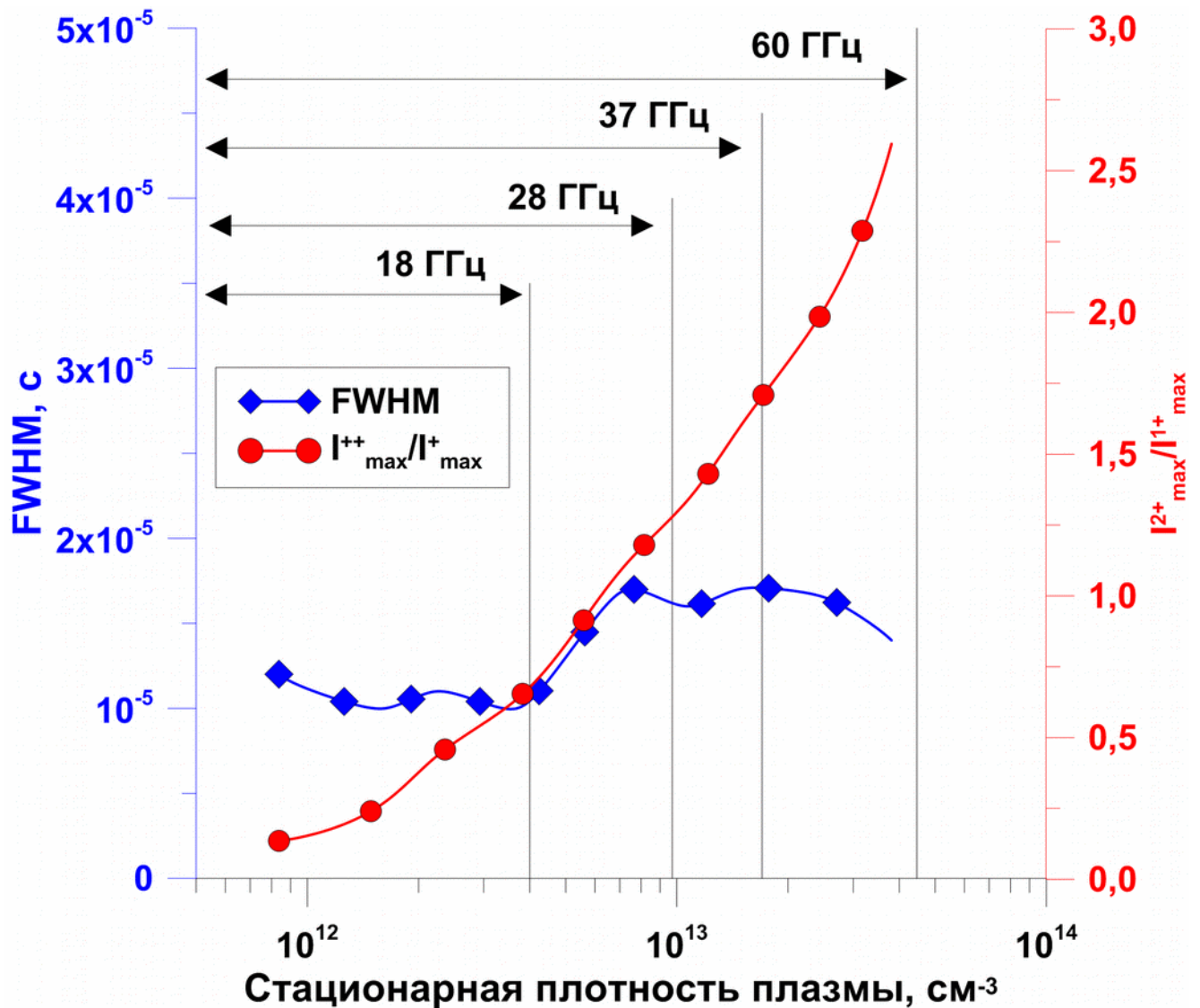


Рисунок 45. Зависимости отношения токов иона He^{2+} к He^{+} в пике «Preglow» и длительности пика «Preglow» при его максимальной интенсивности от плотности плазмы на стационарной стадии разряда.

Проведённые численные эксперименты показали, что необходимым условием для реализации эффекта «Preglow» является интенсивный нагрев электронов СВЧ-излучением на начальной стадии ЭЦР разряда в магнитной ловушке источника ионов, который должен быть достаточным для образования и поддержания в течение некоторого времени функции распределения электронов по энергиям, обеспечивающей высокую характерную энергию электронов. В рамках построенной модели использовалась ФРЭЭ (10), аналитически полученная в работе [24]. Несмотря

на ограничения применимости указанной модели, подробно описанные выше, вид ФРЭЭ был косвенно подтверждён экспериментальными исследованиями, описанными в главе 2. Подобная форма ФРЭЭ обеспечивает эффективную ионизацию нейтрального газа из-за наличия электронов в области энергий, соответствующих максимальным сечениям ионизации, с одной стороны, и позволяет запасать энергию в «горячих» электронах, время жизни которых в ловушке велико по сравнению с характерным временем развития разряда, с другой.

При определённом сочетании начальных параметров (плотности «затравочной» плазмы и нейтральных частиц) и характеристик СВЧ излучения, нагревающего плазму, может возникнуть ситуация, когда энергия, накопленная на начальной стадии пробоя, оказывается выше, чем её значение на стационарной стадии разряда. Быстрый сброс избыточной энергии в виде интенсивного потока заряженных частиц из ловушки приводит к возникновению пика «Preglow». Иными словами, на этапе лавинообразного роста плотности плазмы, когда её величина достигает достаточно высокого уровня, энергия, запасённая в горячих электронах, а также энергия микроволнового излучения расходуются на интенсивную ионизацию газа. Этот резерв энергии позволяет на непродолжительное время создать плазму с плотностью и средней энергией, превышающими величины, которые достигаются на стационарной стадии разряда. На рис. 46 приведён расчёт плотностей тока первого и второго ионов гелия в режиме, соответствующем максимальной интенсивности «Preglow» второго иона ($p = 0.2$ Вт/см³, $N_{a0} = 10^{12}$ см⁻³, $f=28$ ГГц), а также энергосодержания плазмы $N_e \langle E_e \rangle$ от времени. Хорошо видно, что к моменту, когда поток частиц из ловушки начинает расти, энергосодержание плазмы почти на порядок превышает стационарный уровень, а его выход на стационар точно совпадает с окончанием пика «Preglow». Интенсивность пика «Preglow» оказывается тем больше, чем больше отношение максимального энергосодержания плазмы к стационарному значению. Нужно заметить, что если мощность СВЧ излучения настолько мала, что необходимый запас энергии не будет создан (ввиду раннего наступления момента «переключения»), то эффект «Preglow» не наблюдается, равно как и в случае слишком большой мощности, когда все электроны, даже при полной ионизации нейтралов, нагреваются до максимальных энергий. Длительность пика «Preglow» зависит от того, насколько активно идёт процесс ионизации (то есть от скорости ионизации, следовательно, от плотности частиц), и от того, насколько быстро плазма теряет накопленную энергию, т. е. от времени жизни. Поэтому, как

было показано на рис. 41, временные характеристики пика «Preglow» в основном зависят от параметра RP .

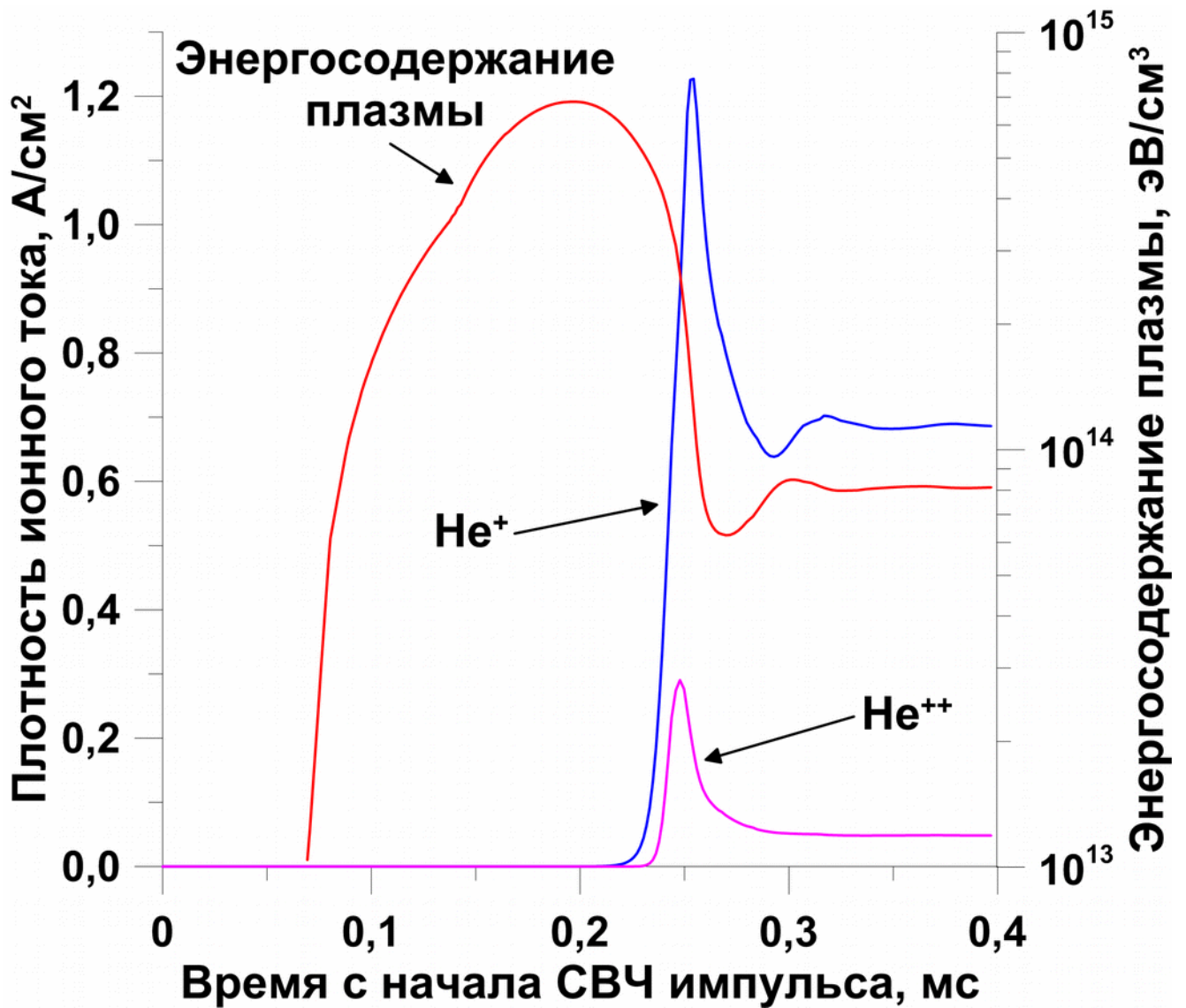


Рисунок 46. Плотности тока первого и второго ионов гелия и энергосодержание плазмы в режиме, соответствующем наибольшей интенсивности пика «Preglow» второго иона ($p = 2$ Вт/см³, $N_{a0} = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $f = 28$ ГГц)

Необходимо отметить, что режим работы ионного источника, в котором реализуется эффект «Preglow», существенно отличается от хорошо известного эффекта «выгорания» низзаряженных ионов [1, 64]. В этом случае ток ионов, соответствующих максимуму распределения по зарядовым состояниям в стационаре, плавно нарастает с течением времени и подходит к стационарному значению, тогда как токи более низких зарядов имеют пики, причём чем ниже заряд иона, тем больше относительная интенсивность такого всплеска тока. В противоположность этому, в

случае реализации эффекта «Preglow» интенсивность пика тем больше, чем ближе зарядовое состояние иона к максимуму в ионном спектре на стационарной стадии разряда. Например, однократно ионизованный гелий может вообще не иметь пика «Preglow», в то время как дважды ионизованный гелий имеет ярко выраженный пик, или оба иона могут иметь пики «Preglow» со схожей интенсивностью (см. рис. 46).

Другим похожим эффектом является т. н. ионная откачка [1, 65]. Суть этого процесса заключается в том, что при использовании для экстракции ионов апертуры, сравнимой с характерным поперечным размером плазмы и в случае её невысокой концентрации возможна ситуация, когда экстракция ионов приводит к значительному снижению их концентрации в разряде. Такой эффект часто наблюдается в классических ЭЦР ионных источниках в силу того, что для получения необходимых интенсивностей ионных пучков в них приходится применять большие апертуры экстрагирующих систем, поскольку параметры плазмы в таких источниках не позволяют генерировать плотные потоки ионов. Эффект ионной откачки проявляется в уменьшении плотности потока ионов не только при развитии разряда, но и на его стационарной стадии [1]. Однако все приведённые в данной работе расчёты были сделаны в предположении отсутствия ионной откачки, что, очевидно, говорит о несвязанности эффекта «Preglow» с данным процессом.

Продемонстрированные результаты дают представление о происхождении эффекта «Preglow» и зависимости его основных параметров (интенсивности, длительности и др.) от параметров ЭЦР источника. Этот эффект, по-видимому, можно наблюдать во всех современных источниках практически вне зависимости от характеристик используемого СВЧ излучения: правильный подбор давления газа может обеспечить реализацию режима «Preglow». Результаты численного моделирования подтверждают перспективность использования эффекта «Preglow» для создания короткоимпульсного ЭЦР источника многозарядных ионов. Предложенное масштабирование по частоте СВЧ излучения показывает, что источник с нагревом плазмы на частоте в диапазоне 30-60 ГГц, по-видимому, является наиболее эффективным с точки зрения комбинации плотности ионного тока, интенсивности «Preglow» и среднего заряда ионов. Проведённые расчёты дают основание утверждать, что такой источник сможет генерировать импульсные пучки многозарядных ионов с плотностью тока на уровне несколько A/cm^2 и выше и длительностью менее 50 нс.

3.2 Прототип короткоимпульсного источника ионов с нагревом плазмы СВЧ излучением с частотой 60 ГГц

На основе исследований, изложенных в диссертационной работе, был предложен новый тип короткоимпульсного ЭЦР источника ионов, позволяющий создавать плазму с плотностью выше 10^{13} см⁻³ и температурой несколько кэВ и экстрагировать из неё импульсные пучки ионов с плотностью тока свыше 1 А/см². Такой источник в режиме «Preglow» будет способен производить импульсные ионные пучки с высокой ионизационной эффективностью, короткой длительностью и высоким уровнем ионного тока, т. е. с характеристиками, достаточными для его применения в таких проектах, как «Beta Beam» и «ESS».

Прототип «SEISM», построенный в лаборатории LPSC в рамках коллаборации с ИПФ РАН, использует для нагрева плазмы СВЧ излучение с частотой 60 ГГц. Исходя из результатов расчётов, приведённых в разделе 3.1, диапазон плотности плазмы, которой можно достичь с использованием такой частоты СВЧ излучения, позволит осуществлять настройку параметров импульсов ионного тока в широких пределах. Конструирование классической схемы магнитного удержания плазмы типа «минимум-В» при использовании частоты 60 ГГц требует создания магнитного поля с пиковым значением 7 Тл, что влечёт необходимость использования сверхпроводящих материалов типа Nb₃Sn [66]. Конструкция таких магнитов сложна, а её использование нерентабельно, т. к. этот материал является очень хрупким, и при его деформации (как правило, сопровождающей первые запуски) дорогостоящий магнит выходит из строя. До настоящего времени не было создано магнитов с подобными величинами напряжённости поля, создающих классическую ловушку типа «минимум-В».

В прототипе «SEISM» магнитная ловушка создаётся относительно дешёвыми в изготовлении водоохлаждаемыми катушками биттеровского типа [67]. Несмотря на высокую потребляемую магнитами мощность (до 6 МВт), подобная технология оптимальна на стадии поиска наиболее подходящего конструктивного решения. Магнитное поле, создаваемое радиальными медными спиралями с полиамидным покрытием, представляет собой «касп» - структуру типа «минимум-В», которая в отличие от классических конфигураций является аксиально-симметричной. Структура поля обеспечивает замкнутую зону ЭЦР-резонанса (которому соответствует величина поля в 2.14 Тл для частоты 60 ГГц), максимальная напряжённость поля на оси системы

со стороны инжекции СВЧ излучения составляет 6 Тл, со стороны экстракции ионного пучка — 3 Тл, максимальная напряжённость поля в радиальном направлении — 4 Тл.

Источником СВЧ излучения является импульсный гиротрон, генерирующий излучение на частоте 60 ГГц с мощностью до 300 кВт. Длительность импульса СВЧ излучения от 50 мкс до 1 мс, частота повторения может достигать 2 Гц при полной мощности и 5 Гц при 100 кВт. СВЧ излучение гиротрона в виде квазиоптического гауссова пучка попадает на специально разработанное согласующее устройство, где преобразуется в моду TE₀₁ и по сверхразмерному цилиндрическому волноводу вводится в плазменную камеру. Центральная часть прототипа изображена на рис. 47.

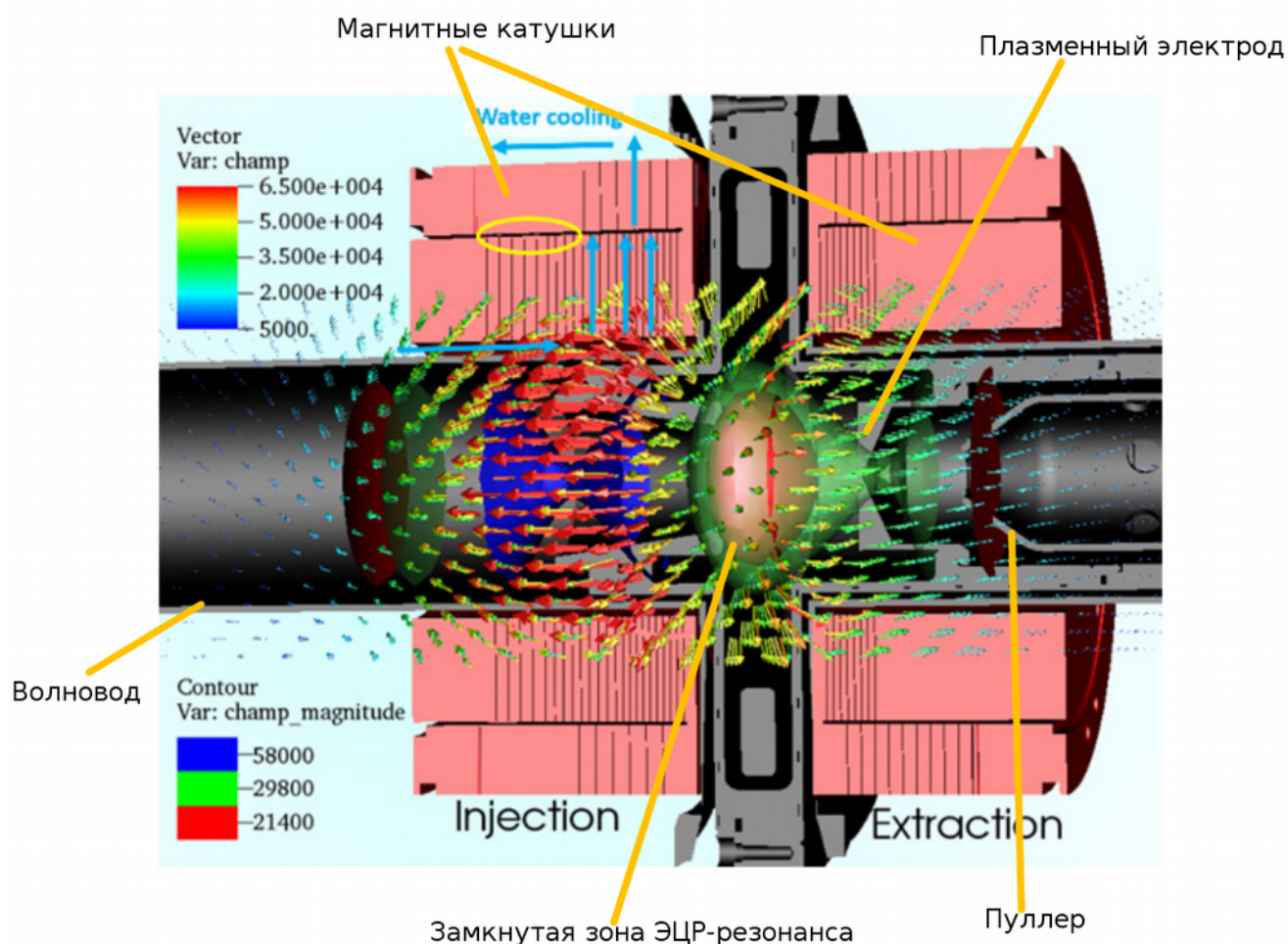


Рисунок 47. Плазменная камера прототипа «SEISM». Цветными стрелками показаны направление и напряжённость магнитного поля.

В ходе первых экспериментов [15А] по получению импульсных пучков ионов использовался кислород, давление которого в плазменной камере составляло $1.1 \cdot 10^{-5}$ мбар. Ионный пучок формировался с помощью традиционной

двухэлектродной системы экстракции, состоящей из плазменного электрода и пуллера. Напряжение экстракции варьировалось в пределах до 20 кВ, диаметр экстрагирующего отверстия в плазменном электроде составлял 1 мм. Источник был оснащён поворотным магнитным анализатором и двумя цилиндрами Фарадея — первый цилиндр был установлен сразу после экстрагирующей системы для измерения полного тока пучка, второй — за отклоняющим магнитом для измерения распределения ионов по зарядовым состояниям. Ток в магнитных катушках составлял 22 кА (что соответствует напряжённости поля в 5 Тл со стороны ввода СВЧ излучения), мощность гиротрона - 80 кВт, длительность СВЧ импульса - 500 мкс. Зависимость полного ионного тока, измеренного первым цилиндром Фарадея, от напряжения экстракции показана на рис. 48. Видно, что интенсивность полного тока растёт в диапазоне напряжений экстракции 1-8 кВ, и практически не меняется в диапазоне 15-20 кВ. Величина ионного тока на стационарной стадии разряда достигает значения 6 мА, что соответствует плотности тока в 0.76 А/см^2 (для давления в $1.2 \cdot 10^{-5}$ мбар была получена плотность тока в диапазоне $0.9 — 1.2 \text{ А/см}^2$).

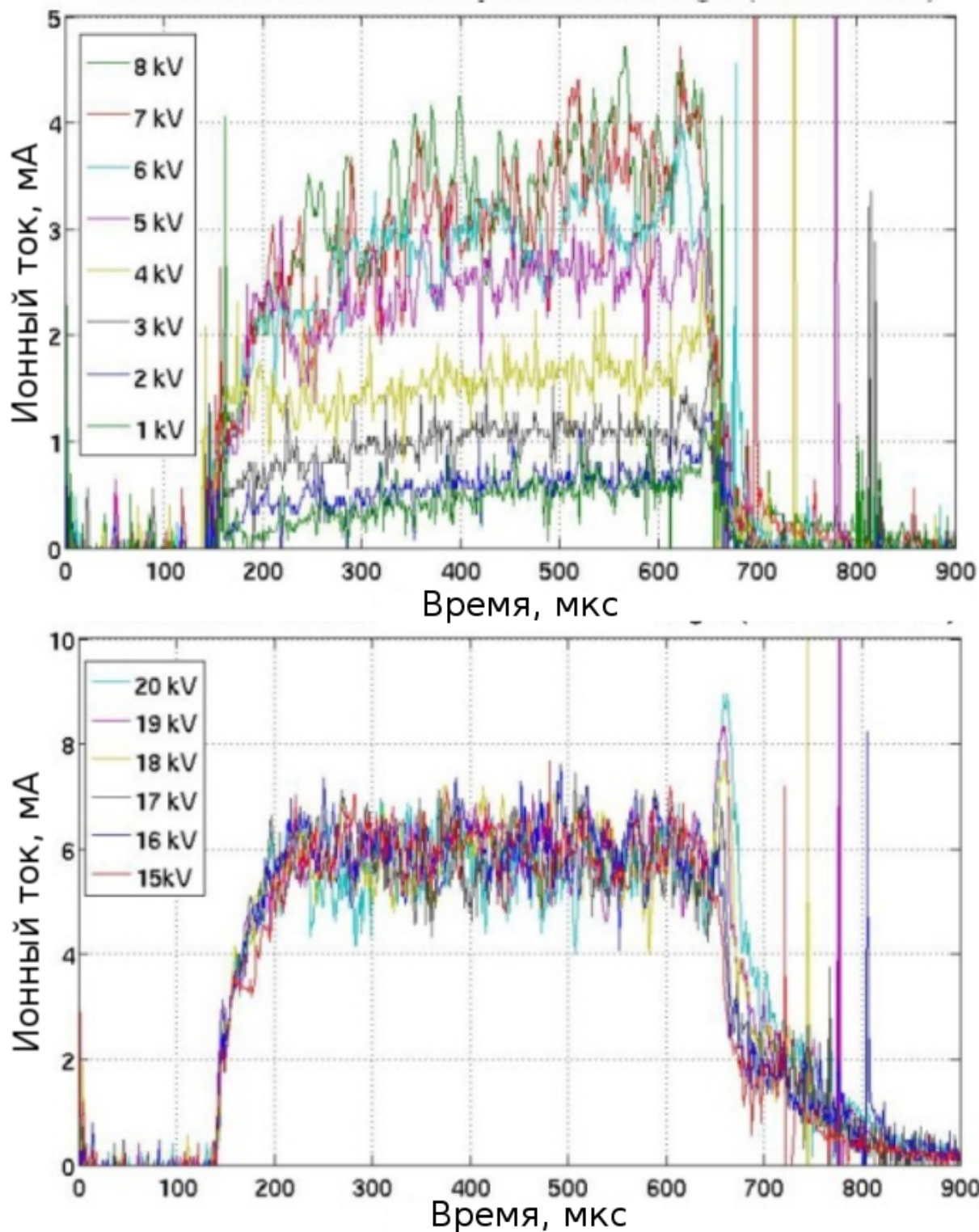


Рисунок 48. Полный ток ионного пучка в зависимости от напряжения экстракции в диапазоне от 1 до 8 кВ (вверху) и от 15 до 20 кВ (внизу).

На рис. 49 показаны распределения ионов кислорода по зарядовым состояниям, измеренные с помощью поворотного магнита и установленного за ним цилиндра Фарадея. Цветом показана интенсивность сигнала, по оси X отложено магнитное поле в отклоняющей промежутке, по оси Y - время. Спектры получены при напряжении экстракции 22 кВ. Хорошо видны сигналы ионов кислорода с зарядом от 2+ до 5+. Двумерное распределение ионов по зарядам построено справа от трёхмерного спектра в моменты, обозначенные горизонтальной жёлтой линией. На стационарной стадии разряда средний заряд ионов был порядка 3, что говорит о достаточно высокой средней энергии электронов плазмы, которую можно оценить в несколько сот эВ. Об этом также говорит наличие пика «Afterglow» на осциллограммах ионного тока, что подтверждает формирование энергичной фракции электронов и их эффективное удержание [68].

Результаты, полученные в ходе первого недельного эксперимента на прототипе «SEISM», продемонстрировали успешное зажигание ЭЦР разряда и возможность экстрагирования ионного тока с плотностью до 1.2 А/см^2 , как и было предсказано в численных расчётах.

Таким образом, на основе проведённых в диссертационной работе исследований предложен, успешно сконструирован и запущен прототип короткоимпульсного источника в рамках совместного проекта LPSC и ИПФ РАН. Первые эксперименты подтвердили соответствие между измеренными параметрами плазмы и ионного пучка и предсказанными численным моделированием.

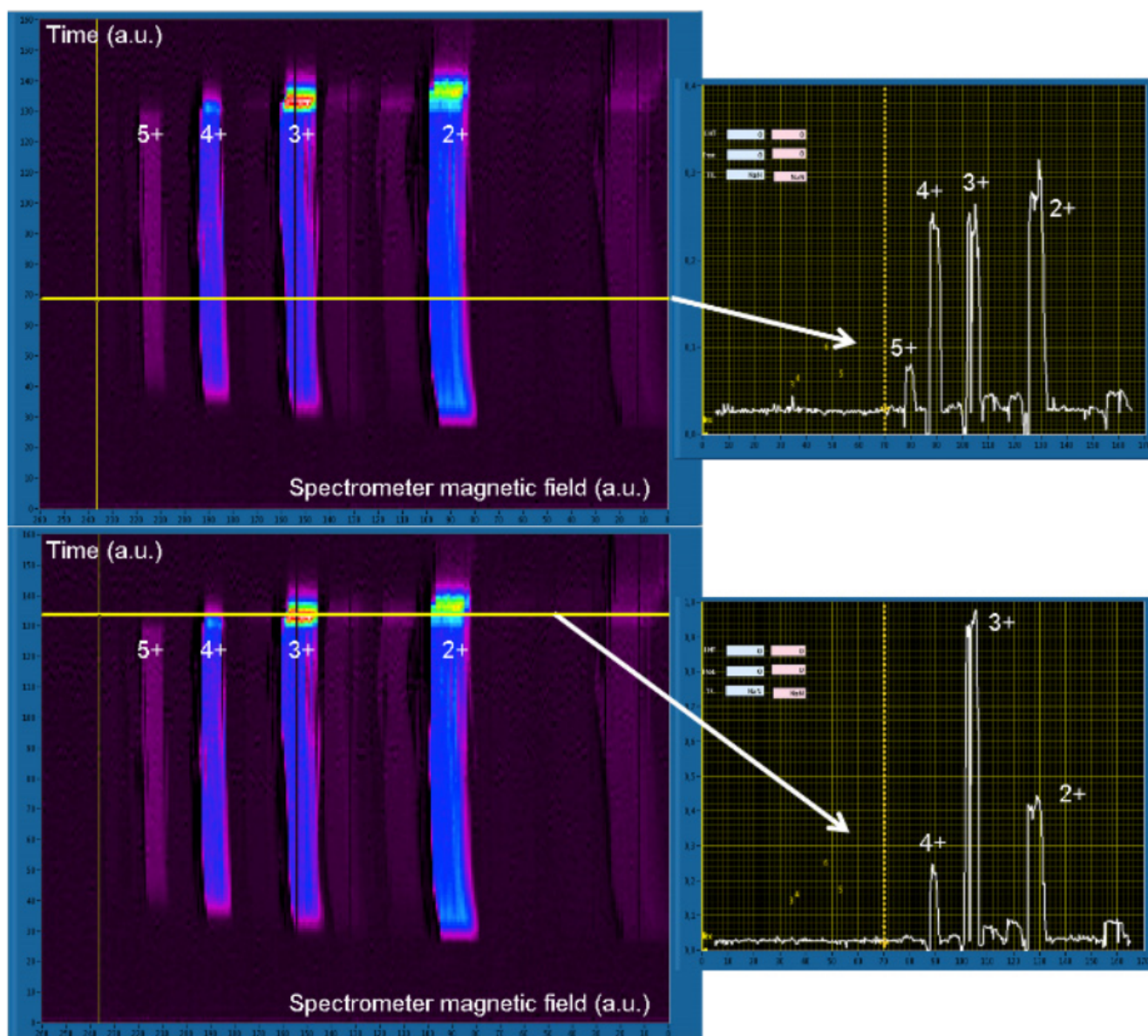


Рисунок 49. Распределение ионов кислорода по зарядовым состояниям, временная эволюция различных ионов.

Заключение

Полученные в диссертационной работе основные научные результаты заключаются в следующем.

- 1) Построена численная модель, позволяющая рассчитывать развитие пробоя газа, формирование распределения ионов по кратностям ионизации и нестационарные процессы в плазме ЭЦР разряда, удерживаемой в магнитной ловушке. Модель учитывает особенности функции распределения электронов по энергиям на начальной стадии разряда в условиях мощного ЭЦР нагрева и позволяет описывать плазму в широком диапазоне параметров. Численные расчёты хорошо согласуются с результатами экспериментов, проведённых на различных установках.
- 2) Экспериментально обнаружен эффект «Preglow», заключающийся в том, что в начале импульса тока ионов присутствует короткий мощный всплеск, после которого происходит релаксация уровня токов до стационарного значения. Помимо новизны, обнаружение эффекта имеет практическую ценность в исследованиях по созданию короткоимпульсных источников МЗИ, которые оказываются необходимыми в ряде экспериментов в области физики элементарных частиц. Экспериментально исследованы зависимости количественных характеристик эффекта «Preglow» от параметров ионного источника. Наличие эффекта убедительно продемонстрировано на трёх различных установках с существенно отличающимися характеристиками.
- 3) В рамках исследования эффекта «Preglow» проведены эксперименты по изучению качественных характеристик функции распределения электронов по энергиям на начальной стадии ЭЦР разряда. В серии уникальных экспериментов по изучению временной эволюции тормозного рентгеновского излучения плазмы ЭЦР разряда и прямому измерению энергии электронов, вылетающих из магнитной ловушки получено, что при некоторых условиях на начальной стадии ЭЦР разряда формируется ФРЭЭ с квазилинейным плато, при этом средняя энергия электронов находится на уровне, значительно превышающем стационарный, что качественно согласуется с построенной теоретической моделью.

- 4) На основе теоретической модели и подтверждающих её экспериментов сделан вывод о природе эффекта «Preglow», проведено численное моделирование зависимости его количественных параметров от основных настроек ЭЦР ионного источника. Показано, что с использованием эффекта «Preglow» можно реализовать импульсный ЭЦР источник МЗИ, обладающий уникальными характеристиками (соотношением длительности импульса и величины ионного тока) при использовании достаточно высокочастотного и мощного источника СВЧ излучения.
- 5) На основе проведённых исследований предложен новый тип короткоимпульсного ЭЦР источника ионов на основе эффекта «Preglow», позволяющего создавать импульсные пучки ионов с плотностью тока свыше 1 А/см^2 . Прототип короткоимпульсного ионного источника, разработанный на основе выполненных исследований и запущенный в лаборатории LPSC в рамках совместного с ИПФ РАН проекта, продемонстрировал импульсные ионные пучки с плотностью тока до 1.2 А/см^2 , параметры плазмы и ионного пучка хорошо согласуются с предсказанными численной моделью.

Список публикаций по теме диссертации

- 1A. V. A. Skalyga, V. G. Zorin, I. V. Izotov, A. V. Sidorov, T. Lamy, P. Sortais, and T. Thuillier. Gas breakdown in electron cyclotron resonance ion sources. // Review of Scientific Instruments. 2006. V. 77.
- 2A. A. Sidorov, A. Bokhanov, I. Izotov, S. Razin, V. Skalyga, V. Zorin, A. Balabaev, S. Kondrashev, R. Geller, T. Lamy, P. Sortais, T. Thuillier, P. Spädtke. Ion beam formation in a gas-dynamic electron cyclotron resonance ion source. // Review of Scientific Instruments. 2006. V. 77.
- 3A. T. Thuillier, T. Lamy, L. Latrasse, I. V. Izotov, A. V. Sidorov, V. A. Skalyga, V. G. Zorin, M. Marie-Jeanne. Study of pulsed ECRIS plasma near breakdown: the Preglow. // Review of Scientific Instruments. 2008. V. 79.
- 4A. S. Golubev, I. Izotov, S. Razin, A. Sidorov, V. Skalyga, A. Vodopyanov, V. Zorin, A. Bokhanov. High current ECR source of multicharged ion beams. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. 2007. V. 256, N. 1.
- 5A. Ivan V. Izotov, Alexander V. Sidorov, Vadim A. Skalyga, Vladimir G. Zorin, Thierry Lamy, Louis Latrasse, and Thomas Thuillier. Experimental and Theoretical Investigation of the Preglow in ECRIS. // IEEE Transactions on plasma science. 2008. V. 36, N. 4.
- 6A. V.G. Zorin, V.A. Skalyga, I.V. Izotov, S. V. Razin, A. V. Sidorov, T. Lamy, T. Thuillier. ECR breakdown of heavy gases in open mirror trap. // Fusion Science and Technology. 2010. V. 59, N. 1.
- 7A. A. V. Sidorov, V. G. Zorin, I.V. Izotov, S. V. Razin, V.A. Skalyga. Generation of a high-current beam of multiply charged ions from a dense plasma produced by high-power millimeter-wave gyrotron radiation under ECR conditions. // Technical Physics. 2010. V. 55, N. 10.
- 8A. V.A. Skalyga, V. G. Zorin, I.V. Izotov, A.V. Vodopyanov,, S. V. Golubev, D.A. Mansfeld, S. V. Razin, A.V. Sidorov. Short-pulse ECR: A source of multiply charged ions. // Technical Physics. 2010. V. 55, N. 12.
- 9A. T Ropponen, O Tarvainen, I Izotov, J Noland, V Toivanen, G Machicoane, D Leitner, H Koivisto, T Kalvas, P Peura, P Jones, V Skalyga and V Zorin. Studies of plasma breakdown and electron heating on a 14 GHz ECR ion source through measurement of plasma bremsstrahlung. // Plasma Sources Science and Technology. 2011. V. 20, N. 5.

- 10A. V. Skalyga, I. Izotov, V. Zorin, and A. Sidorov. Physical principles of the preglow effect and scaling of its basic parameters for electron cyclotron resonance sources of multicharged ions. // *Physics of Plasmas*. 2012. V. 19.
- 11A. S. V. Golubev, I. V. Izotov, D. A. Mansfeld, and V. E. Semenov. Experimental electron energy distribution function investigation at initial stage of electron cyclotron resonance discharge. // *Review of Scientific Instruments*. 2012. V. 83.
- 12A. I. V. Izotov, V. A. Skalyga, and V. G. Zorin. Optimization of gas utilization efficiency for short-pulsed electron cyclotron resonance ion source. // *Review of Scientific Instruments*. 2012. V. 83.
- 13A. T. R. Edgecock et al. High intensity neutrino oscillation facilities in Europe. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2013. V. 16.
- 14A. E. Wildner et al. Design of a neutrino source based on beta beams. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2014. V. 17.
- 15A. T. Lamy, J. Jacob, J. Angot, P. Sole, T. Thuillier, M. Bakulin, A.G. Ereemeev, I. Izotov, B. Movshevich, V. Skalyga, F. Debray, J. Dumas, C. Grandclement, P. Sala, C. Trophime. 60 GHz ECR ion sources. // *Proceedings of HIAT2015*. 2015.
- 16A. В.А. Скалыга, В.Г. Зорин, И.В. Изотов, А.В. Водопьянов, С.В. Голубев, Д.А. Мансфельд, С.В. Разин, А.В. Сидоров. Короткоимпульсный электронный циклотронный резонансный источник многозарядных ионов // *Журнал технической физики*. 2010. Т. 10, Вып. 12.

Список литературы

1. Geller R. Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas. / Geller R. - Bristol: Institute of Physics, 1996.
2. C. M. Lyneis, M. A. Leitner, D. Wutte, C. E. Taylor, and S. R. Abbott. VENUS: The next generation ECR ion source. // AIP Conference Proceedings. 2001.
3. V. P. Pastukhov. Collisional losses of electrons from an adiabatic trap in a plasma with a positive potential. // Nucl. Fusion. 1974. V. 14, N. 3.
4. D. Leitner, C. M. Lyneis, S. R. Abbott, R. D. Dwinell, D. Collins, and M. Leitner. First Results of the Superconducting ECR Ion Source VENUS with 28 GHz. // Proc. 16th Intern. Workshop on ECR Ion Sources. 2004.
5. 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. 2002. V. 73, N. 2.
6. W. Zhao, L. T. Sun, X. Z. Zhang, Z. M. Zhang, X. H. Guo, W. He, P. Yuan, M. T. Song, J. Y. Li, Y. C. Feng, Y. Cao, X. X. Li, W. L. Zhan, B. W. Wei, D. Z. Xie. Advanced superconducting electron cyclotron resonance ion source SECRA: Design, construction, and the first test result. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77, N. 3.
7. S. Gammino, G. Ciavola, L. Celona, D. Hitz, A. Girard, and G. Melin. Operation of the SERSE superconducting electron cyclotron resonance ion source at 28 GHz. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72, N. 11.
8. Geller R. ECRIS – closing remarks. // Journal de Physique. 1989. V. 50, N. 1.
9. Geller R., Jacquot B., Sortais P. The upgrading of the multiply charged heavy-ion source MinimaFios. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1986. V. 243, I. 2-3.
10. S. Gammino, G. Ciavola, M. Castro, L. Celona, F. Chines, S. Marletta. Installation of ECR2 at LNS and Preliminary tests. // Proceedings of the 14th International Workshop on ECR Sources. 1999.
11. C. M. Lyneis, S. Caspi, P. Ferracin, D. Leitner, S. Prestemon, G. L. Sabbi, D. S. Todd, F. Trillaud. Conceptual Design of a 56 GHz ECR Ion Source Magnet Structure. // Proceedings of the 18th International Workshop on ECR Sources. 2008.

12. H. Zhao, L. Sun, J. Guo, W. Lu, Y. Yang, and X. Zhang.. A 45 GHz superconducting ECR ion source FECRAL and its technical challenges. // Abstracts of 16th International Conference on Ion Sources. 2015.
13. <https://europeanspallationsource.se/>
14. <http://beta-beam.web.cern.ch/beta-beam/task/index.asp>
15. C. Hill and K. Langbein. Pulsed ECR source in afterglow operation at CERN. // Rev. Sci. Instrum. 1996. V. 67, N. 3.
16. H.D. Haseroth. The CERN Heavy Ion Accelerating Facility. // Proceedings of the Particle Accelerator Conference. 1995.
17. P.Briand, R. Geller and G. Melin. A newly designed ECR source for the lead injectors of CERN. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.A, Accel. Spectrom. Detect.Assoc. Equip. 1990. V. 294, N. 3.
18. P. Sortais. Pulsed ECR ion source using the afterglow mode. // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63, N. 4.
19. А. В. Тимофеев. Волны в плазме в магнитном поле вблизи критической поверхности. // Успехи физических наук. 2004. Т. 174, Вып. 6.
20. Е. Д. Господчиков, О. Б. Смолякова. Особенности рефракции электромагнитных волн в окрестности поверхности электронного циклотронного резонанса в прямой магнитной ловушке. // Известия вузов. Радиофизика. 2015. Т. LVII, Вып. 12.
21. A.V. Turlapov and V.E. Semenov. Confinement of a mirror plasma with an anisotropic electron distribution function. // Physical Review E. 1998. V. 57, N. 5.
22. S.V. Golubev, S.V. Razin, V.E. Semenov, A. N. Smirnov, A.V. Vodopyanov, V.G.Zorin. Formation of multi-charged ions and plasma stability at quasigasdynamic plasma confinement in a mirror magnetic trap. // Rev. Sci. Instrum. 2000. V. 71, N. 2.
23. Л.П. Пресняков, В.П. Шевелько, Р.К. Янев. Элементарные процессы с участием многозарядных ионов. / - М.: Изд-во Энергоатомиздат, 1986.
24. E. V. Suvorov and M. D. Tokman.. Theory of microwave breakdown of low-density gas at electron cyclotron resonance in magnetic mirror systems. // Sov. J. Plasma Phys. 1989. V. 15.
25. GOLUBEV SV; ZORIN VG; PLOTNIKOV IV; RAZIN SV; SUVOROV EV; TOKMAN MD.. ECR BREAKDOWN OF A LOW-PRESSURE GAS IN A MIRROR CONFINEMENT SYSTEM WITH A LONGITUDINAL MICROWAVE-POWER INJECTION. // Plasma physics reports. 1996. V. 22, N. 11.

26. EV Suvorov, MD Tokman.. Quasilinear theory of cyclotron heating of plasma in toroidal systems by monochromatic radiation. // Plasma Physics. 1983. V. 25, N. 7.
27. Michael E Mauel. Electron-cyclotron heating in a pulsed mirror experiment. // The Physics of fluids. 1984. V. 27, N. 12.
28. AV Timofeev, MD Tokman. Quasi-linear equation for electron cyclotron resonance interaction with monochromatic radiation in magnetic traps. // Plasma Physics Reports. 1994. V. 20.
29. Жильцов В.А., Скворода А.А., Тимофеев А.В., Харитонов К.Ю., Щербаков А.Г. Образование горячих электронов в открытых ловушках при ЭЦР нагреве с продольным вводом СВЧ мощности. // Физика плазмы. 1991. Т. 17, Вып. 7.
30. Edgell D.H., Kim J.S., Bogatu I.N., Pardo R.C., Vondrasek R.C.. Modeling of electron cyclotron resonance ion source plasmas. // Proceedings of Particle Accelerator Conference. 2001. V. 3.
31. V. Eruhimov and V. Semenov.. Two-dimensional numerical model of electron cyclotron resonance discharge with pointwise mappings. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77.
32. В.А. Жильцов, А. Ю. Куянов, А.А. Скворода, А.В. Тимофеев. Особенности удержания горячих электронов в открытой ловушке Огра-4 при ЭЦРН с продольным вводом СВЧ мощности. // Физика плазмы. 1994. Т. 20, Вып. 3.
33. B. Hafizi and R. E. Aamodt. Relativistic electron motion in the presence of cyclotron resonant electromagnetic waves. // Physics of Fluids. 1987. V. 30, N. 10.
34. Давыдовский В.Я. О возможности резонансного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1963. Т. 43.
35. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Резонансные явления при движении частицы в плоской волне. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1963. Т. 44.
36. Ширков Г.Д. Расчет зарядового распределения ионов в электронно-циклотронно-резонансных источниках ионов. // Журнал технической физики. 1992. Т. 62, Вып. 6.
37. В.П.Пастухов. // Вопросы теории плазмы. 1983. Вып.13.
38. G. D. Shirkov. A classical model of ion confinement and losses in ECR ion sources. // Plasma Sources Sci. Technol. 1993. V. 2, N. 4.
39. Esko Liukkonen. The Jyvaskyla K130 Cyclotron Project. // Proceedings of the 12th International Conference on Cyclotrons and their Applications. 1989.
40. K. Bernhardt and K. Wiesemann. X-Ray Bremsstrahlung Measurements on an ECR-Discharge in a Magnetic Mirror. // Plasma Physics. 1982. V. 24, N. 8.

41. A. Girard. Plasma diagnosis related to ion sources (invited). // Rev. Sci. Instrum. 1992. V. 63, N. 4.
42. C. Barué, M. Lamoureux, P. Briand, A. Girard, and G. Melin. Investigation of hot electrons in electron-cyclotron-resonance ion sources. // Journal of Applied Physics. 1994. V. 76, N. 5.
43. C. Lyneis, D. Leitner, D. Todd, S. Virostek, T. Loew, A. Heinen, O. Tarvainen. Measurements of bremsstrahlung production and x-ray cryostat heating in VENUS. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77, N. 3.
44. T. Ropponen, O. Tarvainen, P. Jones, P. Peura, T. Kalvas, P. Suominen, H. Koivisto, J. Ärje. The effect of magnetic field strength on the time evolution of high energy bremsstrahlung radiation created by an electron cyclotron resonance ion source. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2009. V. 600, N. 3.
45. D. Leitner, J. Y. Benitez, C. M. Lyneis, D. S. Todd, T. Ropponen, J. Ropponen, H. Koivisto, S. Gammino. Measurement of the high energy component of the x-ray spectra in the VENUS electron cyclotron resonance ion source. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79, N. 3.
46. B. P. Cluggish, I. N. Bogatu, L. Zhao, J.S. Kim, R. C. Vondrasek, R.C. Pardo, R. H. Scott. MEASUREMENTS OF X-RAY SPECTRA ON ECR-II. // Proceedings of ECRIS08. 2008.
47. T. Ropponen et al. Time Evolution of High-Energy Bremsstrahlung and Argon Ion Production in Electron Cyclotron Resonance Ion-Source Plasma. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2009. V. 37, N. 11.
48. <http://www.amptek.com/xr100cdt.html>
49. <http://lyrtech.com/>
50. J Noland, O Tarvainen, J Benitez, D Leitner, C Lyneis and J Verboncoeur. Studies of electron heating on a 6.4 GHz ECR ion source through measurement of diamagnetic current and plasma bremsstrahlung. // Plasma Sources Science and Technology. 2011. V. 20, N. 3.
51. G. Douysset, H. Khodja, A. Girard, and J. P. Briand. Highly charged ion densities and ion confinement properties in an electron-cyclotron-resonance ion source. / Phys. Rev. E. 2000. V. 61.
52. Povyshev V M, Sadovoy A A, Shevelko V P, Shirkov G D, Vasina E G and Vatulín V V. // Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. 2001. V. E9.
53. Phillippov A, Povyshev V M, Sadovoy A A, Shevelko V P, Shirkov G D, Vasina E G and Vatulín V V. // Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. 2002. V. E9.
54. Pastoukhov V P. // Rev. Plasma Phys. 1987. V. 13.
55. Golovanivsky K et al. // Proc. 10th Int. Workshop on ECR Ion Sources. 1991.

56. O Tarvainen, T Ropponen, V Toivanen, T Kalvas, J Ärje and H Koivisto. Diagnostics of plasma decay and afterglow transient of an electron cyclotron resonance ion source. // Plasma Sources Science and Technology. 2010. V. 19, N. 4.
57. O Tarvainen, T Ropponen, V Toivanen, J Ärje and H Koivisto. Plasma breakdown diagnostics with the biased disc of electron cyclotron resonance ion source. // Plasma Sources Science and Technology. 2009. V. 18, N. 3.
58. A. Girard, K. Serebrennikov, G. Melin, R. Vallcorba, C. Lécot. The role of computational physics in the design of ECRIS. // Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73.
59. A. Girard, C. Pernot, G. Melin, and C. Lécot. Modeling of electron-cyclotron-resonance-heated plasmas. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62.
60. S Gammino, D Mascali, L Celona, F Maimone and G Ciavola. Considerations on the role of the magnetic field gradient in ECR ion sources and build-up of hot electron component. // Plasma Sources Science and Technology. 2009. V. 18, N. 7.
61. F Jaeger, A J Lichtenberg and M A Lieberman. Theory of electron cyclotron resonance heating. I. Short time and adiabatic effects. // Plasma Physics. 1972. V. 14, N. 12.
62. M A Lieberman and A J Lichtenberg. Theory of electron cyclotron resonance heating. II. Long time and stochastic effects. // Plasma Physics. 1973. V. 15, N. 2.
63. Getty W D et al. // Proc. Int. Conf. on ECRIS and their Applications. 1987. V. 1.
64. Atomic Physics of Highly Charged Ions. / Erhard Salzborn, Paul H. Mokler, Alfred Müller. Springer Science & Business Media, 1990.
65. V. Mironov, J.P.M. Beijers. NUMERICAL MODELING OF ION PRODUCTION IN ECRIS BY USING THE PARTICLE-IN-CELL METHOD. NUMERICAL MODELING OF ION PRODUCTION IN ECRIS BY USING THE PARTICLE-IN-CELL METHOD. // Proceedings of ECRIS-2012. 2012.
66. C. Lyneis et al. Concept for a fourth generation electron cyclotron resonance ion source. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83.
67. F. Debray et al. State of the art and developments of high field magnets at the Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses. // Comptes Rendus Physique. 2013. V. 14.
68. M.H. Rashid et al. New spindle cusp zero-b field for ecr ion and plasma sources. // Proceedings of the 18 th International Workshop on Electron Cyclotron Resonance Ion Sources ECRIS08. 2008.