

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ЕМЕЛЕВ ИВАН СЕРГЕЕВИЧ

**Генератор плазмы с инверсным магнитным полем для
тандемного источника отрицательных ионов и других
применений**

01.04.08 — физика плазмы

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
Иванов Александр Александрович

Новосибирск — 2019

Введение	4
Глава 1 Генератор плазмы с инверсным магнитным полем.....	11
§ 1.1. Тандемный поверхностно-плазменный источник отрицательных ионов водорода.....	11
§ 1.2 Первая версия генератора плазмы с инверсным магнитным полем для тандемного источника отрицательных ионов водорода	15
§ 1.3. Вторая версия генератора плазмы с инверсным магнитным полем для тандемного источника отрицательных ионов водорода	18
Глава 2 Экспериментальное исследование генератора плазмы с инверсным магнитным полем.....	26
§ 2.1 Экспериментальный стенд для исследования тандемного поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов водорода	26
§ 2.2 Особенности разряда с горячим катодом в генераторе плазмы с инверсным магнитным полем.....	29
§ 2.3 Описание применяемых диагностик.....	31
2.3.1 Одиночный зонд.....	31
2.3.2 Многосеточный измеритель плотности потока плазмы	33
§ 2.4 Эксперименты с первой версией генератора плазмы с инверсным магнитным полем.....	36
§ 2.5 Эксперименты со второй версией генератора плазмы с инверсным магнитным полем.....	42
§ 2.6 Обсуждение результатов.....	50
Глава 3 Применение генератора плазмы с инверсным магнитным полем для генерации плазмы в мишени для нейтрализации мощных пучков отрицательных ионов водорода.....	55
§ 3.1 Введение	55
§ 3.2 Мультипольная ловушка мишенной плазмы	59

Глава 4	64
Экспериментальное исследование плазменной мишени	64
§ 4.1 Стенд для изучения плазменной мишени	64
§ 4.2 Методика измерений	69
4.2.1 Инжекция вдоль оси установки	73
4.2.2 Инжекция перпендикулярно оси установки	76
§ 4.3 Результаты экспериментов	77
4.3.1 Эксперименты с использованием стационарной системы питания разряда	77
4.3.2 Эксперименты с использованием импульсной системы питания разряда	80
§ 4.4 Оценка параметров удержания плазмы в мультипольной магнитной ловушке	89
Заключение	93
Список литературы	95

Введение

Пучки отрицательных ионов нашли широкое применение в ускорительной технике и в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы. В ускорительной технике пучки отрицательных ионов используются в тандемных ускорителях, при перезарядной инжекции в накопители, при ускорении в циклотронах [1-3]. В установках с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы отрицательные ионы водорода используются для получения пучков атомов водорода высокой энергии [4-6].

В ИЯФ СО РАН разрабатывается ускоритель-тандем для реализации бор-нейтронозахватной терапии рака [7]. В основе бор-нейтронозахватной терапии рака лежит избирательное уничтожение клеток злокачественных опухолей путём накопления в них стабильного изотопа бор-10 и последующего облучения эпитепловыми нейтронами. В результате поглощения нейтрона бором происходит ядерная реакция $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ с большим выделением энергии именно в той клетке, которая содержала ядро бора, что приводит к ее гибели. Получение эпитепловых нейтронов предполагается осуществлять при облучении литиевой мишени пучком ускоренных до энергии ~ 2 МэВ протонов. Для получения пучка протонов с энергией ~ 2 МэВ предполагается использовать электростатический ускоритель-тандем. Инжектируемый в ускоритель пучок отрицательных ионов водорода ускоряется до энергии 1 МэВ, перезаряжается в протоны в перезарядной мишени ускорителя, расположенной на высоковольтном электроде, и ускоряется до энергии 2 МэВ тем же напряжением. Использование в такой схеме пучка отрицательных ионов водорода накладывает определенные требования, которым должен удовлетворять источник пучка отрицательных ионов водорода:

1. Стационарный режим работы
2. Ток пучка ~ 10 мА

3. Энергия пучка ~ 20-30 кэВ
4. Пучок должен обладать достаточно небольшим эмиттансом, позволяющим транспортировать его через ускоритель.

В настоящее время на ускорителе БНЗТ используется пеннинговский поверхностно-плазменный источник отрицательных ионов водорода [8]. Пеннинговский поверхностно-плазменный источник отрицательных ионов ограничен по току извлекаемого пучка. Из множества источников отрицательных ионов стоит отметить источник отрицательных ионов, разработанный в ускорительном центре TRIUMF [9]. В этом источнике используется объёмная генерация отрицательных ионов в плазме.

В работе [10] предложен альтернативный вариант источника отрицательных ионов водорода для ускорителя БНЗТ, названный автором работы «тандемный поверхностно-плазменный источник отрицательных ионов водорода». Используемое в конструкции разделение функций генерации плазмы и генерации отрицательных ионов на поверхности электрода позволяет оптимизировать параметры плазмы в зоне вытягивания пучка. Целью оптимизации является получение значительной фракции отрицательных ионов, полученных в результате перезарядки отрицательных ионов, образованных на поверхности (и имеющих относительно большую энергию), на атомах. Популяция таких отрицательных ионов будет иметь небольшую температуру (~ 1 эВ) что позволит существенно уменьшить эмиттанс извлекаемого пучка.

Разработка генератора плазмы и исследование параметров плазмы в генераторе плазмы и в области образования отрицательных ионов являлись целью данной работы. В главе 1 приведено описание тандемного поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов водорода, а также описание двух версий генератора плазмы для такого источника. Для генерации плазмы в таком источнике предложено использовать генератор плазмы с инверсным магнитным полем.

Глава 2 посвящена экспериментальному исследованию двух версий генератора плазмы с инверсным магнитным полем. Помимо измерений параметров плазмы в генераторе одной из задач, поставленных в работе было исследование возможности регулирования энергии положительных ионов, бомбардирующих поверхность электрода, на котором образуются отрицательные ионы водорода, с целью получения максимального выхода отрицательных ионов с поверхности. Вторая версия генератора была разработана и изготовлена в процессе исследования первой версии генератора. Основной целью в разработке второй версии генератора было получение большего потока плазмы на поверхность электрода, на котором образуются отрицательные ионы и как следствие увеличение выхода отрицательных ионов. В процессе исследования было обнаружено, что поток плазмы в отверстие может быть эффективно ограничен магнитным полем обратного по отношению к магнитному полю в генераторе направления. Плотность плазмы в генераторе второй версии возросла в несколько раз по сравнению с первой версией генератора плазмы. Это обстоятельство позволило рассматривать такой генератор плазмы как базу для создания плазменной перезарядной мишени для нейтрализации мощных пучков отрицательных ионов водорода высокой энергии, необходимых для целей управляемого термоядерного синтеза (УТС). Разработке и исследованию прототипа такой плазменной мишени посвящены главы 3 и 4.

В современных термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы мощные атомарные пучки получили широкое применение для нагрева плазмы и ввода в плазму вещества. Существующие и планируемые в будущем термоядерные установки имеют довольно большие размеры. С возрастанием размеров плазмы и требуемой мощности, вводимой в нейтральных пучках, энергия частиц этих пучков так же должна возрастать.

В токамаках необходимо чтобы мощность, вводимая в плазму в инжектируемом пучке нейтральных атомов, выделялась в центре плазмы, а не на её периферии. Это требование накладывает ограничение на минимальную энергию инжектируемых атомов. Кроме того, в токамаке инжектируемый пучок необходим для поддержания стационарного тороидального тока по плазме. Показано что эффективность генерации тороидального тока по плазме растёт с ростом энергии инжектируемых частиц, поэтому требуются пучки с очень большой энергией $E \geq 1$ МэВ. Однако создание пучков нейтральных атомов с такими большими энергиями наталкивается на определенные сложности в создании высоковольтных систем питания и ускорителей при таких больших мощностях. Для строящегося в настоящее время международного экспериментального токамака ITER выбрана энергия инжектируемых пучков 1 МэВ при общей мощности инжекции 50 МВт [5].

Не исключена реализация безнейтронного $p\text{-}^{11}\text{B}$ -термоядерного реактора. Скорость $p\text{-}^{11}\text{B}$ -реакции синтеза имеет ряд максимумов при энергии частиц в центре масс 0.6, 1.24, 2.3 МэВ и т.д. Для реализации $p\text{-}^{11}\text{B}$ -реактора необходимо поддерживать очень высокую ионную температуру в плазме, удерживаемой в магнитном поле. Инжекция в такую плазму атомов водорода с энергией ~ 1 МэВ и с высоким КПД создает предпосылки для решения проблемы безнейтронного термоядерного реактора [11,12]. Таким образом получение мощных пучков атомов высокой энергии с высоким КПД является одной из неотъемлемых частей проблемы управляемого синтеза (УТС).

Пучки атомов изотопов водорода при энергия ≤ 100 кэВ получают ускорением положительных ионов изотопов водорода с последующей их перезарядкой в газовой мишени. Но при увеличении энергии сечение перезарядки положительного иона водорода в атом быстро падает и получение мощных атомарных пучков на основе источников положительных ионов при энергиях > 100 кэВ становится крайне неэффективным [4]. Для создания

пучков атомов водорода с энергиями > 100 кэВ необходимо ускоренные пучки отрицательных ионов водорода пропускать через нейтрализующую мишень. В настоящее время в мощных инжекторах на основе отрицательных ионов в качестве нейтрализатора используют газовые мишени. При использовании в газовой мишени в качестве рабочего газа водорода коэффициент нейтрализации ~ 60 %. Коэффициент нейтрализации может быть увеличен при использовании плазменной нейтрализующей мишени. В [13] показано что наибольший коэффициент нейтрализации может быть получен если использовать в качестве нейтрализующей мишени полностью ионизованную водородную плазму. Коэффициент нейтрализации при этом достигает 85 %. Еще один возможный вариант нейтрализующей мишени – это фотонная нейтрализующая мишень [14]. При достаточной плотности мощности излучения в фотонной мишени коэффициент нейтрализации пучка в ней может быть близок к 100 %. В настоящее время существует несколько концепций для создания фотонной нейтрализующей мишени [15-18]. Однако каждой из этих схем присущи серьезные технические трудности.

Работы по созданию плазменных нейтрализующих мишеней проводились как в ИЯФ СО РАН так и в других институтах в России и за рубежом. В ИЯФ СО РАН работы по конверсии отрицательных ионов в атомы начинаются с 1969 г., когда в работе [19] была предложена конверсия ионов H^- с энергией ≥ 1 МэВ в атомы в плазменной мишени. В 1975 г. в литиевой плазме из пучка ионов H^- с энергией 0.45-0.65 МэВ экспериментально получен пучок атомов водорода с током в 82% [20]. В водородной плазме в 1980 г. наблюдался максимальный выход атомов водорода с энергией 0.5 МэВ в 84.5% [21].

В Курчатовском институте с 1991 г. разрабатывается плазменная мишень с ионизацией газа мощным микроволновым полем с частотой 7 ГГц [22]. Мишенная плазма удерживается в мультипольной магнитной ловушке длиной 2.2 м, магнитное поле формируется серией катушек с током. Достигнута

плотность аргоновой плазмы $0.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ [23]. Для достижения необходимой плотности плазменных электронов 10^{13} см^{-3} требуется, по утверждению авторов, значительно повысить частоту ионизирующего микроволнового поля и магнитное поле в областях ионизации.

В США работы по развитию плазменного нейтрализатора начинаются в 80-х годах [24]. Теоретические работы по оценке эффективности плазменного нейтрализатора и эксперименты на небольших моделях проводятся в Brookhaven National Laboratory и Lawrence Berkeley Laboratory University [25,26]. В начале 90-х годов в США и Великобритании проводятся эксперименты на моделях плазменных нейтрализаторов с ВЧ генерацией плазмы [27,28]. В 2000-х годах эксперименты по нейтрализации пучков отрицательных ионов водорода проводятся в институте JAERI в Японии [29]. В перечисленных экспериментальных работах основные параметры плазмы, необходимые для создания привлекательного для целей УТС плазменного нейтрализатора, не достигают требуемых значений. Плотность плазмы $< 10^{13} \text{ см}^{-3}$, степень ионизации плазмы либо не была измерена, либо не превышает 15 %.

В США действует установка WiPAL для исследования астрофизических плазменных процессов [30]. Плазма в этой установке генерируется ионизацией газа электронами, эмитируемыми горячими боридлантановыми катодами и удерживается с помощью периферийного мультипольного магнитного поля. В этой установке получена плазма с параметрами, требуемыми для реализации плазменной нейтрализующей мишени.

В 2010-х годах появляется предложение по созданию пассивного плазменного нейтрализатора для инжекторов для УТС [31]. Плазма в магнитной ловушке в такой схеме генерируется самим нейтрализуемым пучком. Большим преимуществом такого нейтрализатора является то, что он не потребляет дополнительной мощности питания при работе. Реализация такого нейтрализатора может значительно повысить итоговый КПД атомарного

инжектора на основе отрицательных ионов водорода. Экспериментальной проверки эффективности такой схемы нейтрализатора не проводилось.

На защиту выносятся следующие **положения и результаты**:

- Разработан генератора плазмы с инверсным магнитным полем для тандемного поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов водорода.
- Показана возможность регулирования энергии положительных ионов, бомбардирующих поверхность электрода, на котором происходит образование отрицательных ионов водорода, в тандемном-поверхностно-плазменном источнике отрицательных ионов водорода.
- Определена эффективность подавления потока плазмы из мультипольной магнитной ловушки инверсным магнитным полем.
- Создан прототип стационарной плазменной мишени с инверсными магнитными пробками для нейтрализации пучков отрицательных ионов высокой энергии с плотностью $n_i > 10^{13} \text{ см}^{-3}$, степенью ионизации 50 %.
- Измерение параметры плазмы в мишени с помощью инъекции атомарного пучка.

Все основные результаты по теме исследования получены автором лично. Автор принимал участие в разработке и создании генератора плазмы для тандемного источника отрицательных ионов водорода и прототипа плазменной нейтрализующей мишени. Автор принимал участие в планировании, подготовке и проведении экспериментов, обработке и анализе экспериментальных данных, проведении расчётов, подготовке публикаций. Материалы диссертационной работы опубликованы в 6 публикациях в реферируемых изданиях [32-37], а также докладывались на международных конференциях [33,35,37-39].

Глава 1

Генератор плазмы с инверсным магнитным полем

§ 1.1. Тандемный поверхностно-плазменный источник отрицательных ионов водорода

Тандемный поверхностно плазменный источник отрицательных ионов водорода был предложен в работе [10]. Этот источник разрабатывался как одноапертурный стационарный источник отрицательных ионов водорода с плотностью тока ~ 100 мА/см² с высокой яркостью. Отрицательные ионы в таком источнике образуются при поверхностно-плазменном механизме на поверхности конвертора при его бомбардировке положительными ионами и атомами водорода. Функции генерации плазмы, генерации отрицательных ионов, вытягивания и формирования пучка в таком источнике разнесены в 3 конструктивно независимые ступени (рисунок 1).

Первая ступень – это генератор плазмы. Для генерации плазмы используется генератор низкотемпературной плазмы с мультипольной магнитной стенкой, который инжектирует плазменный поток во вторую ступень. Разрабатываемый генератор плазмы должен обеспечивать поток плазмы в выходное отверстие на уровне несколько ампер, небольшую потребляемую мощность (небольшую «цену» иона), стационарную работу. Для ограничения выхода высокоэнергичных электронов, стартующих с катода в конвертор отрицательных ионов в области выходного отверстия формируется инверсное магнитное поле (магнитное поле, направленное противоположно к магнитному полю в области генератора плазмы).

Вторая ступень тандемного источника отрицательных ионов состоит из корпуса из нержавеющей стали, в котором располагается цилиндрический конвертор диаметром 6 см и высотой 3 см. Верхняя крышка конвертора

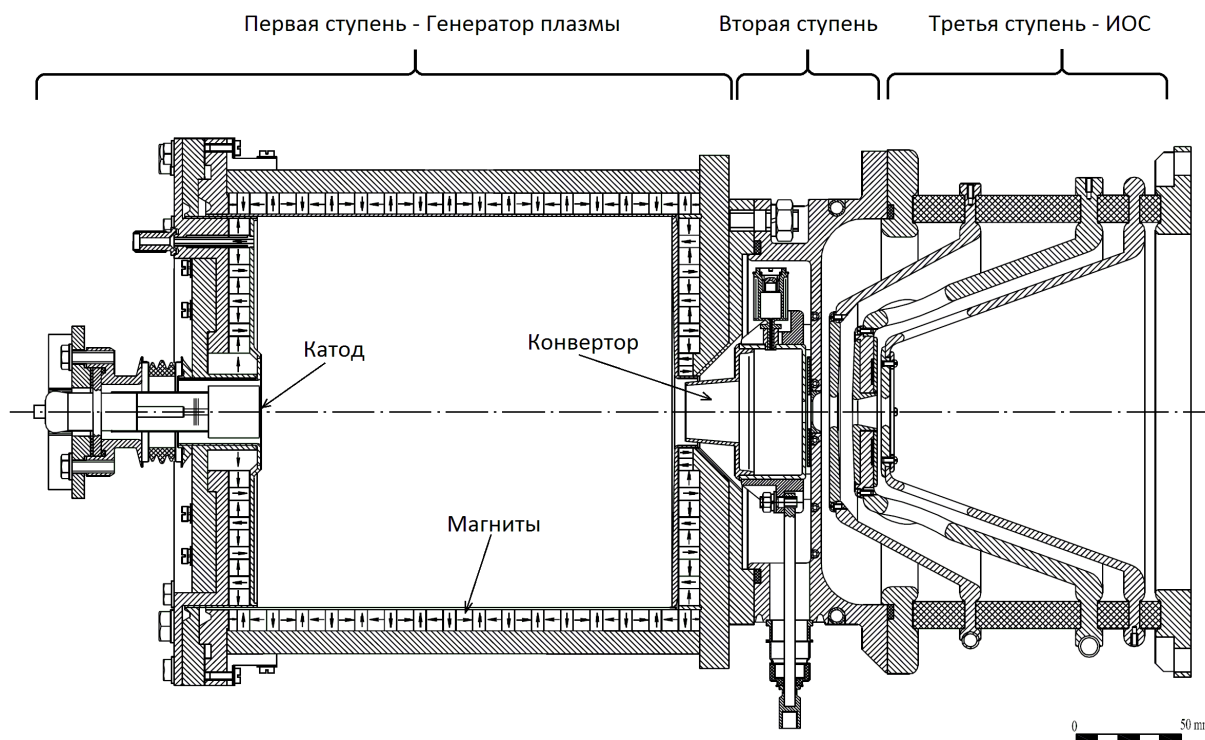


Рисунок 1. Схема тандемного поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов водорода

совмещена с усеченным конусом для ввода плазмы в конвертор из генератора плазмы. Конвертор изготавливается из молибдена вакуумной плавки. Он крепится на корпусе на четырёх керамических изоляторах. Температура конвертора контролируется термопарой. К конвертору подключается электрод, который служит для подачи на конвертор отрицательного потенциала через керамический проходной изолятор. С противоположной стороны к конвертору крепится устройство для ввода паров цезия внутрь конвертора – цезиевая печь. Цезиевая печь представляет собой цилиндрическую камеру диаметром 1 см длиной 3 см, в которую помещаются таблетки из прессованного хромата цезия с титаном. Печь подогревается излучением от спирали, намотанной вокруг неё и защищенной снаружи многослойным тепловым экраном. С одного торца печи выходит тонкий паропровод, по которому цезий попадает в конвертор. Рабочая температура печи ~ 200 °С, но необходимы краткосрочные прогревы

до ~ 700 °С для освобождения цезия в таблетках из химически связанного состояния. Температура печи также контролировалась термопарой.

Для выхода генерируемых в конверторе отрицательных ионов H^- служит двойное эмиссионное отверстие (отверстие в конверторе совмещено с отверстием во фланце корпуса второй ступени) диаметром 11 мм. Расстояние между дном конвертора и фланцем корпуса второй ступени 2.5 мм. Для ограничения выхода в ИОС сопутствующих электронов вокруг эмиссионного отверстия на внутренней поверхности корпуса под конвертором устанавливается магнитный фильтр. Он состоит из железного экрана толщиной 1 мм с щелевым отверстием 16 мм x 60 мм и SmCo магнитов толщиной 0.5 мм, длиной 90 мм. Магниты закрепляются между железным экраном и корпусом из нержавеющей стали. Магнитный фильтр создает поперечное магнитное поле в двойном эмиссионном отверстии величиной ≥ 50 Гс с ограниченным «провисанием» его в конвертор на ~ 1 см.

Конвертор представляет собой почти замкнутую цилиндрическую полость с отверстиями для ввода плазменной струи и отверстия для вытягивания пучка отрицательных ионов. Напыление цезия на металлическую поверхность позволяет понизить работу выхода этой поверхности и существенно увеличивает вероятность образования отрицательного иона на поверхности [40,41]. В экспериментах было показано, что минимальная работа выхода достигается при напылении слоя цезия толщиной ~ 0.5 монослоя на молибденовую поверхность [40,42]. Известно, что вероятность образования отрицательного иона зависит от энергии бомбардирующей поверхность положительных ионов. Эта вероятность достигает максимального значения при энергии бомбардирующих частиц ~ 20 эВ на нуклон [43].

Конвертор может поддерживаться при заданном потенциале для получения необходимой разности потенциалов между потенциалом плазмы в конверторе и поверхностью конвертора. Оптимальная (с точки зрения

максимального процента отраженных от поверхности ионов в виде отрицательных ионов) разность потенциалов между плазмой и поверхностью конвертора зависит также от состава плазменного потока бомбардирующего поверхность конвертора. Поскольку в плазме может иметься значительное количество ионов H_2^+ и H_3^+ эта разность потенциалов может варьироваться от ~ 20 до ~ 60 эВ. Потенциал плазмы в конверторе может отличаться от потенциала плазмы в генераторе плазмы и может зависеть от потенциала поверхности конвертора. Изучение зависимости потенциала плазмы в конверторе от параметров разряда и потенциала конвертора являлась одной из задач диссертационной работы.

Третья ступень это четырёх электродная ионно-оптическая система для вытягивания и формирования пучка отрицательных ионов. В третьем электроде встроен второй магнитный фильтр, который так же формирует поперечное магнитное поле для снижения тока сопутствующих электронов.

Полное разделение ступеней позволяет лучше оптимизировать генератор плазмы, конвертор для генерации отрицательных ионов, ионно-оптическую систему и магнитный фильтр для подавления потока сопутствующих электронов. Благодаря тому, что цезий подаётся в почти замкнутый конвертор, находящийся под небольшим потенциалом, ожидается достаточно небольшое потребление цезия для поддержания необходимого покрытия поверхности конвертора. Длина пробега атома цезия в плазме конвертора составляет порядка 10^{-1} см, что значительно меньше размеров конвертора.

Одной из особенностей предложенного источника отрицательных ионов является геометрия и расположение конвертора. Конвертор располагается снаружи плазменного генератора и образует почти замкнутую полость. Такая схема источника ионов позволяет надеяться на формирование популяции отрицательных ионов в нем с относительно небольшой температурой ~ 1 эВ. Уменьшение температуры вытягиваемых отрицательных ионов позволило бы

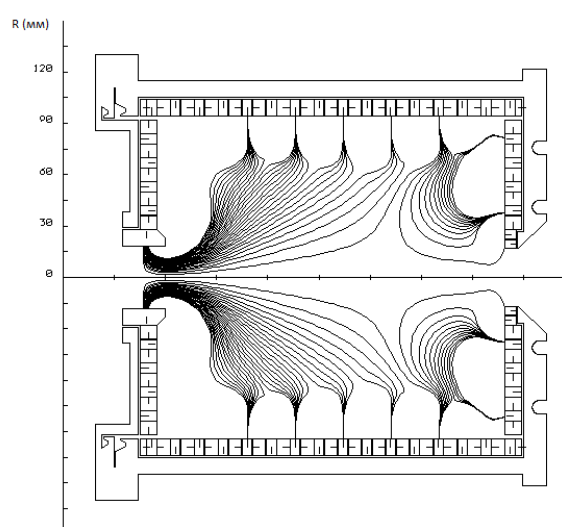
сформировать пучок с небольшим эмиттансом. При бомбардировке поверхности конвертора положительными ионами образуются отрицательные ионы с относительно высокой энергией, поскольку они ускоряются в дебаевском слое у поверхности конвертора. Популяция отрицательных ионов с малой температурой формируется в конверторе при резонансной перезарядке энергичных отрицательных ионов на холодных атомах водорода [44].

В работе описаны эксперименты, проведенные на первых двух ступенях тандемного ППИ отрицательных ионов водорода. Было проведено экспериментальное исследование генерации плазмы в таком источнике ионов с использованием двух различных версий генератора плазмы с инверсным магнитным полем. Изучение формирования пучка не входило в задачи работы.

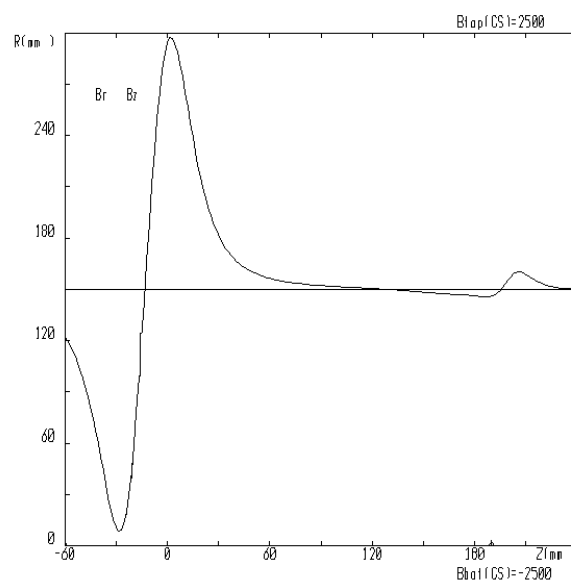
§ 1.2 Первая версия генератора плазмы с инверсным магнитным полем для тандемного источника отрицательных ионов водорода

Первая ступень тандемного поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов водорода представляет собой генератор плазмы. Разрабатываемый генератор плазмы представляет собой магнитную мультипольную ловушку цилиндрической геометрии. Первая версия генератора плазмы имеет следующие размеры: длина 200 мм, диаметр вакуумной камеры 190 мм, внутренний объём генератора плазмы $V = 1,07 \cdot 10^{-2} \text{ см}^3$. Конструктивно генератор плазмы состоит из центральной цилиндрической части и двух торцевых крышек, в одной из которых имеется отверстие для выхода плазмы. Магнитное поле формируется постоянными магнитами из SmCo, накладываемыми вплотную на тонкостенную вакуумную камеру и железными экранами, которые облегают магниты. Магниты

укладываются кольцами с чередующимся направлением намагниченности. Имеются кольца с намагниченностью в аксиальном и радиальном направлении. Каждое кольцо состоит из отдельных сегментов. В первой версии генератора плазмы использовались магниты в виде прямых брусков, поэтому вместо цилиндрической вакуумной камеры использовалась камера с сечением в форме восьмиугольника. В торцевых крышках кольца из постоянных магнитов также устанавливаются вплотную к вакуумной камере. Благодаря этому формируемое мультипольное магнитное поле в ловушке близко к аксиально симметричному и практически не имеет стыковочных щелей, через которые возможны значительны потери плазмы. Рассчитанная геометрия силовых линий магнитного поля и распределение магнитного поля вдоль оси генератора показаны на рисунке 2.



а



б

Рисунок 2. а) геометрия силовых линий магнитного поля; б) распределение магнитного поля вдоль оси генератора

Мультипольное магнитное поле обеспечивает МГД устойчивость плазмы. Аксиально симметричное магнитное поле не имеет азимутальной компоненты. Электрическое поле плазмы у цилиндрической стенки имеет преимущественно радиальное направление. У осесимметричной плазмы отсутствует

стационарное азимутальное электрическое поле. Из-за отсутствия азимутальных компонент магнитного поля и электрического поля плазмы в такой ловушке не может возникать нормальный к стенкам стационарный дрейф плазмы в скрещенных полях. Это обстоятельство может улучшать удержание плазмы в такой ловушке в сравнении с системами, где мультипольное магнитное не имеет аксиальной симметрии. Магнитное поле рассчитывалось в программе SAM [45] и оптимизировалось по известной геометрии расположения магнитов и железных экранов.

Для того чтобы не допустить перегрева магнитов при большой мощности, вводимой в разряд, и вследствие этого их размагничивания генератор плазмы охлаждается водой. В первой версии генератора плазмы вода протекала по трубкам, впаянным в железные экраны окружающие перманентные магниты.

В центре одной из торцевых крышек установлен накаливаемый LaB_6 плоский катод, на который подаётся отрицательное напряжение, анодом служит поверхность вакуумной камеры. Плазма в ловушке образуется вследствие ионизации газа электронами, ускоренными в дебаевском слое с поверхности катода. Катод представляет плоскую LaB_6 таблетку, подогреваемую излучением от накаливаемой спирали. Накаливаемая спираль находится в экранированном цилиндрическом объёме, одним торцом которого является LaB_6 таблетка. Конструкция используемого нами катода подобна конструкции катодов, используемых в ускорителях ЭЛВ разработанных в ИЯФ СО РАН [46]. В ускорителях такие катоды имеют время жизни ~ 10000 часов. В плазме время жизни катода ограничено распылением поверхности таблетки ионами плазмы, бомбардирующими таблетку. Для использования в генераторе плазмы в конструкцию катода были внесены некоторые изменения. В предварительных экспериментах, проведенных без участия автора, было показано, что такой катод может стабильно работать в плазме, время его жизни ограничивается распылением поверхности таблетки и составляет не менее 150 часов.

Поверхность таблетки, с которой происходит эмиссия, находится в расходящемся магнитном поле величиной ~ 1 кГс.

В центре второй (противоположной) торцевой крышки имеется отверстие диаметром 3.2 см для выхода плазменной струи во вторую ступень. Внутри второй торцевой крышки так же установлены постоянные магниты для формирования мультипольного магнитного поля на поверхности вакуумной камеры, а также формирования магнитного поля в выходном отверстии величиной ~ 100 Гс. Магнитное поле в выходном отверстии служит для уменьшения потерь вытекающей плазмы на краях отверстия. Магнитное поле в этой области не должно препятствовать выходу ионов плазмы во вторую ступень, но должно ограничивать выход энергичных электронов. От геометрии магнитного поля в этой области зависит эффективность генератора плазмы, то есть получаемая в генераторе плазмы цена иона.

§ 1.3. Вторая версия генератора плазмы с инверсным магнитным полем для тандемного источника отрицательных ионов водорода

В рамках развития тандемного источника отрицательных ионов была разработана и изготовлена вторая версия генератора плазмы. Основными отличиями второй версии генератора плазмы от первой версии является меньший объём плазмы и улучшенная система охлаждения, что позволяет значительно увеличить плотность мощности, водимой в плазму. Во второй версии генератора плазмы для формирования магнитного поля использовались магниты из NdFeB, вследствие чего магнитное поле на поверхности вакуумной камеры было значительно увеличено. Магнитное поле в области выходного отверстия так же было значительно увеличено для удержания энергичных

электронов, стартующих с катода. В экспериментах с этой версией генератора плазмы изучались особенности генерации плазмы в нем и особенности вытекания плазмы в отверстие.

Конструктивно генератор плазмы состоит из центральной цилиндрической части и торцевых крышек с концов цилиндра. Центральная цилиндрическая часть представляет собой тонкостенную цилиндрическую вакуумную камеру. На внешней поверхности вакуумной камеры имеются спиральные каналы для водяного охлаждения камеры. В одной из торцевых крышек установлен LaB_6 катод. Используется катод аналогичный катоду для генератора плазмы, описанному в § 1.2. В противоположной торцевой крышке имеется отверстие диаметром 3 см. Вся конструкция имеет водяной охлаждение, рассчитанное на вводимую мощность 3 кВт в постоянном режиме. Конструкция генератора плазмы показана на рисунке 3.

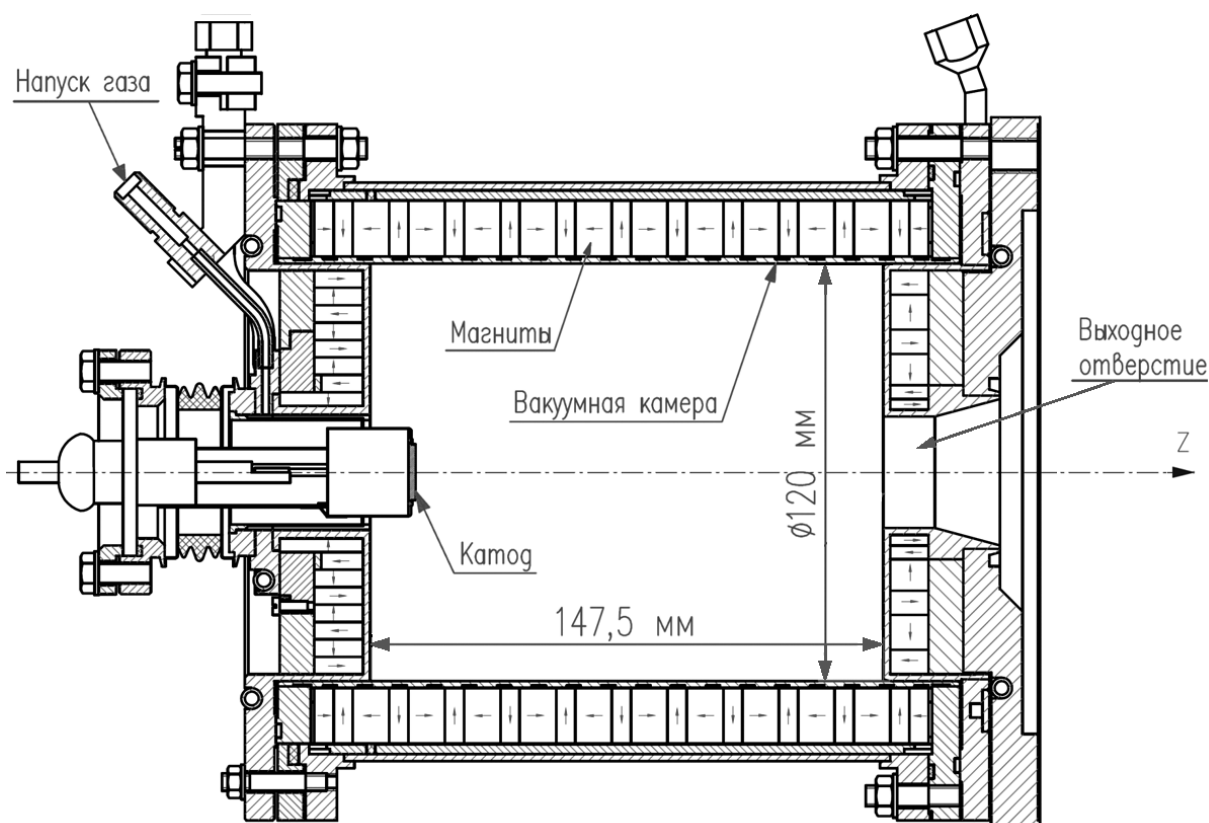


Рисунок 3. Схема генератора плазмы

Снаружи на вакуумную камеру накладываются постоянные магниты. Магниты выполнены в форме цилиндрических секторов и образуют кольца с одним направлением намагниченности в сборке. Имеются кольца с радиальным и аксиальным направлением намагниченности. Направления намагниченности колец чередуются как в аксиальном, так и радиальном направлении. В торцевых крышках так же устанавливаются постоянные магниты. Они образуют кольца с различными радиальными размерами. В результате в ловушке формируется аксиально-симметричное мультипольное магнитное поле.

Магнитное поле рассчитывалось и оптимизировалось при конструировании ловушки. Расчет магнитного поля проводился по заданной геометрии магнитов и железных экранов в программе SAM [45]. Выбранная геометрия магнитного поля показана на рисунке 4 а). На рисунке показаны магниты, железные экраны и схематически изображен катод. На всей поверхности вакуумной камеры формируется пристеночное мультипольное магнитное поле. Величина магнитного поля на поверхности вакуумной камеры достигает 7 кГс. В центральной области ловушки (на расстоянии > 2 см от стенок) формируется продольное магнитное поле величиной < 100 Гс. В области выходного отверстия в торцевой крышке формируется аксиальное магнитное поле направленное противоположно магнитному полю в центральной области ловушки (инверсное магнитное поле). Величина магнитного поля вдоль оси ловушки показана на рисунке 4 б).

Катод устанавливается в центре второй крышки в расходящемся магнитном поле для предотвращения образования виртуального катода. Величина магнитного поля на катоде ~ 400 Гс.

Для повышения эффективности генерации плазмы в ловушке необходимо удерживать электроны. В разряде присутствует две популяции электронов [47]: электроны, эмитированные с катода, с энергией, определяемой напряжением разряда ~ 150 В; плазменные электроны с температурой $\sim 3-5$ эВ.

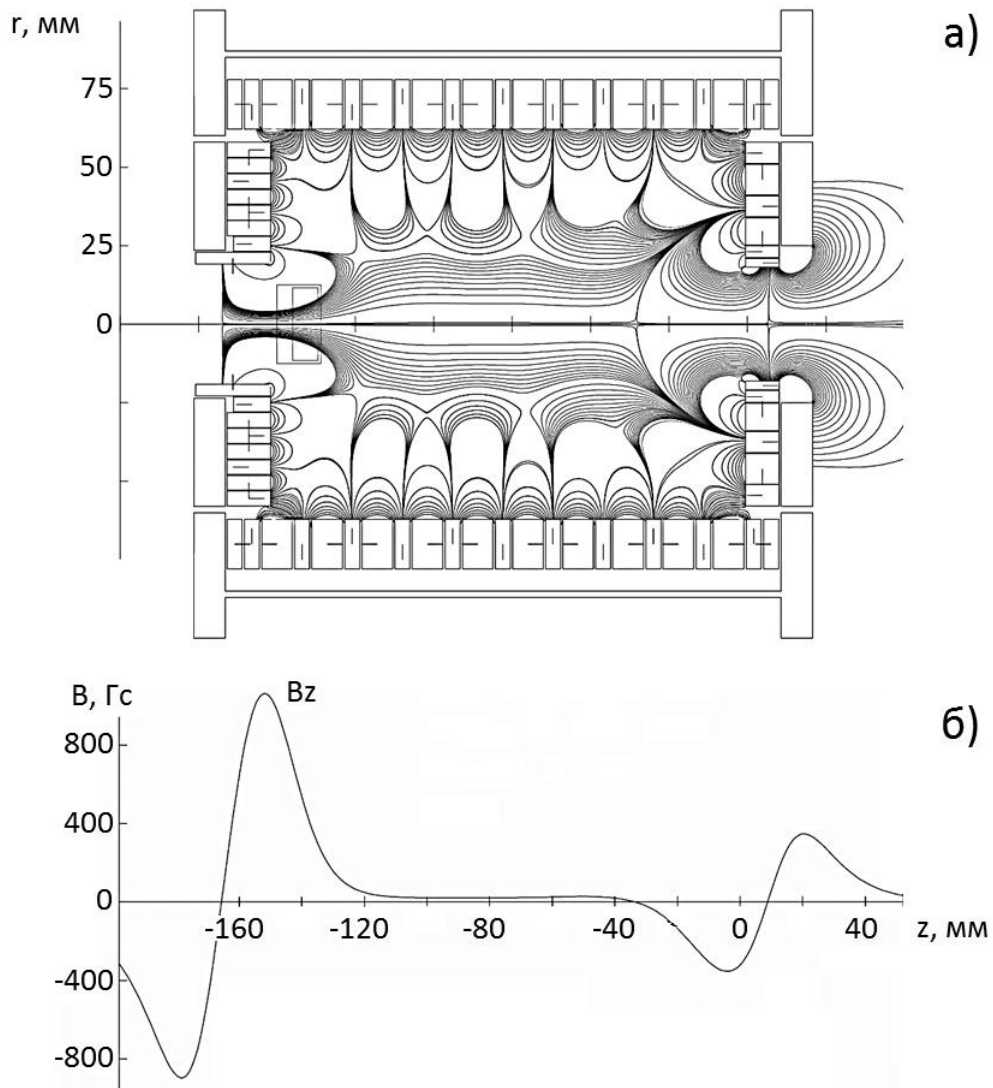


Рисунок 4. а) геометрия магнитного поля; б) магнитное поле вдоль оси ловушки

Плотность катодных электронов много меньше плотности плазменных электронов, однако энергия вкладывается в разряд посредством инъекции этих электронов в плазму поэтому удержание катодных электронов важно для эффективной генерации плазмы. Уходу электронов на стенки препятствует сильное пристеночно магнитное поле. Уход электронов в отверстие запрещён законом сохранения обобщенного момента импульса [48]

$$p_\varphi = m \cdot r^2 \cdot \dot{\varphi} + \frac{q}{2 \cdot \pi \cdot c} \cdot \Phi, \quad (1)$$

где Φ – магнитный поток. Для частиц в центральной области ловушки магнитный поток положительный. В области выходного отверстия магнитный поток меняет знак. В результате у частиц, попавших в эту область, должна сильно возрасти азимутальная составляющая скорости. В соответствии с законом сохранения энергии аксиальная составляющая скорости уменьшается. Вследствие этого частица отражается от обратного магнитного поля. Из формулы (1) видно, что кинетическая составляющая обобщенного момента импульса пропорциональна массе. Запрет на попадание в область обратного магнитного поля особенно жесткий для электронов. На рисунке 5 показана энергия, которой должен обладать электрон, чтобы попасть в область обратного магнитного поля на определенный радиус. На этом рисунке показано так же распределение магнитного поля по радиусу в области выходного отверстия.

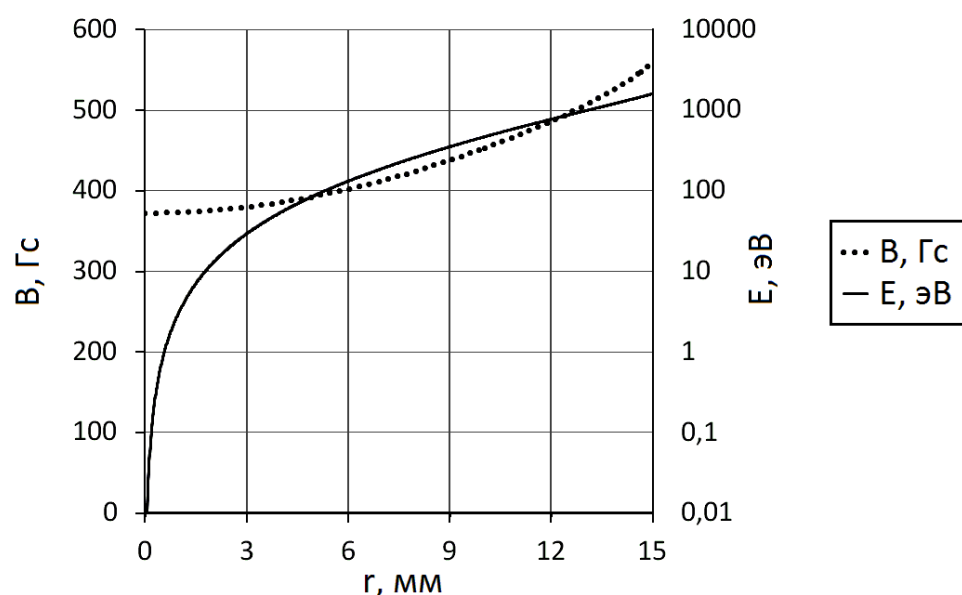


Рисунок 5. Зависимость магнитного поля и энергии электронов для попадания на определенный радиус в выходном отверстии

Зависимость энергии электронов от радиуса показывает, что электроны (а вследствие квазинейтральности и ионы плазма) могут выходить сквозь отверстие только в узкой приосевой области. Конечно, вследствие столкновений реальный профиль плотности вытекающей плазмы ожидается

шире показанного на рисунке, но можно надеяться на возможность подавления потока плазмы в отверстие относительно большого диаметра магнитным полем описанной геометрии.

При проектировании магнитной системы ловушки магнитное поле оптимизировалось для удержания электронов. Были проведены расчёты движения электронов в программе SAM [45]. Расчет проводился отдельно для двух популяций электронов: катодных и плазменных. Расчет движения катодных электронов проводился при следующих предположениях: электроны стартовали с катода - с различных радиусов поверхности катодной таблетки; направление скорости катодных электронов принималось аксиальным, энергия катодных электронов принималась равной 150 эВ. Траектории группы катодных электронов показаны на рисунке 6а. Длина траектории при которой расчет останавливался принималась равной 5 м. Магнитное поле оптимизировалось исходя из следующих требований: электроны должны удерживаться в области ловушки; траектории электронов стартующих со всех радиусов катода должны заполнять область ловушки равномерно. Второе требование означает что электроны, стартующие с края катода, не должны быть заперты в локальных областях ловушки. Поскольку магнитное поле возле катода достаточно сильно для того чтобы электроны были замагничены, может сложиться ситуация, при которой электроны, стартующие с края катода, будут заперты в ловушках, образуемых силовыми линиями, выходящими из катодной таблетки и уходящих в поверхность вакуумной камеры вблизи катода. Электроны, стартующие с центра катода, могут выходить вдоль оси ловушки вследствие малости магнитного слагаемого в уравнении (1) как в области старта, так и в области обратного магнитного поля. В расчетах видно, что приосевые электроны выходят из ловушки через выходное отверстие. На рисунке 6а показаны траектории электронов, стартующих с минимального радиуса на катоде 2 мм.

Относительная величина тока приосевых электронов, свободно покидающих ловушку, мала.

Траектории плазменных электронов рассчитывались при следующих предположениях: Электроны стартовали с различных точек во внутренней области ловушки; направление скорости электрона при старте выбиралось различным; энергия плазменных электронов принималась равной 5 эВ. Траектории группы плазменных электронов показаны на рисунке 6б. Длина траектории, при которой расчет останавливался принималась равной 5 м так же, как и для катодных электронов. Так же, как и в расчете катодных электронов требовалось удержания всех электронов в области ловушки.

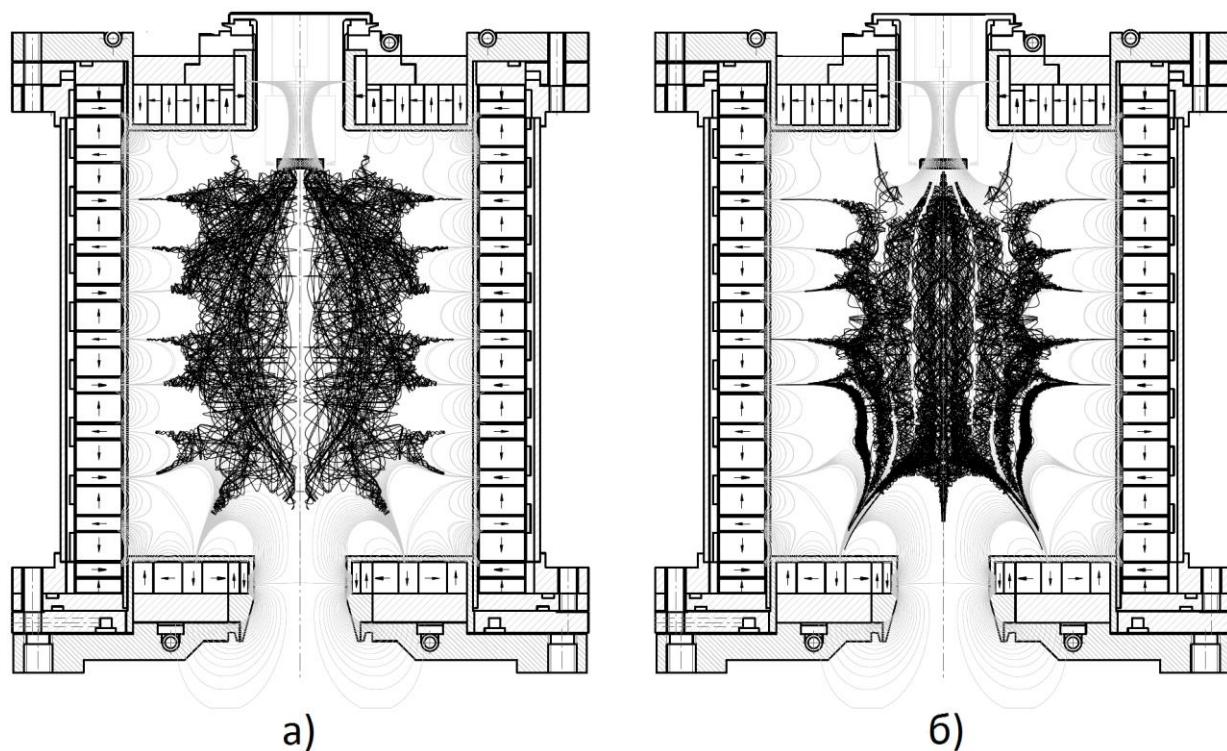


Рисунок 6. Расчетные траектории электронов: а) катодные электроны, б) плазменные электроны

Выбранная геометрия магнитного поля удовлетворяет всем поставленным требованиям. Частицы удерживаются в области ловушки. Выход частиц в отверстие ограничен обратным магнитным полем. Частицы могут проникать в область обратного магнитного поля только вблизи оси. Глубина

проникновения в область обратного магнитного поля чувствительна к месту старта электрона: несмотря на большую энергию, катодные электроны проникают на меньшую глубину вследствие старта из области с большим магнитным полем.

Глава 2

Экспериментальное исследование генератора плазмы с инверсным магнитным полем

§ 2.1 Экспериментальный стенд для исследования тандемного поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов водорода

Описанные в работе эксперименты были проведены без ионно-оптической системы и были направлены на изучение генерации плазмы в генераторе. Схема вакуумного стенда, на котором проводились эксперименты, изображен на рисунке 7. Генератор плазмы, либо генератор плазмы со второй ступенью стыковались к небольшому вакуумному объёму (основной объём) в котором располагались различные диагностики и вакуумные датчики. Основной объём мог отсекается шибером от большого буферного объема, через который осуществлялась откачка газа. Откачка стенда производилась турбомолекулярным насосом со скоростью откачки 1500 л/с (скорость откачки по водороду 700 л/с). Давление, достигаемое в установке перед включением разряда, не превышало $5 \cdot 10^{-5}$ Па. Рабочий газ (водород) напускался в генератор плазмы стационарно при помощи регулятора расхода газа (Mass Flow Controller, MFC Bronkhorst). Поток напускаемого газа составлял $< 10 \frac{mL \cdot atm}{min}$.

Для создания плазмы в генераторе предварительно включался накал катода, поддерживаемый стационарно. Затем напускался рабочий газ, так же стационарно. Подачей напряжения на катод поджигался разряд. Длительность

и скважность работы разряда могла меняться, но для большинства экспериментов длительность импульсов 1 с при скважности 5 или 10.

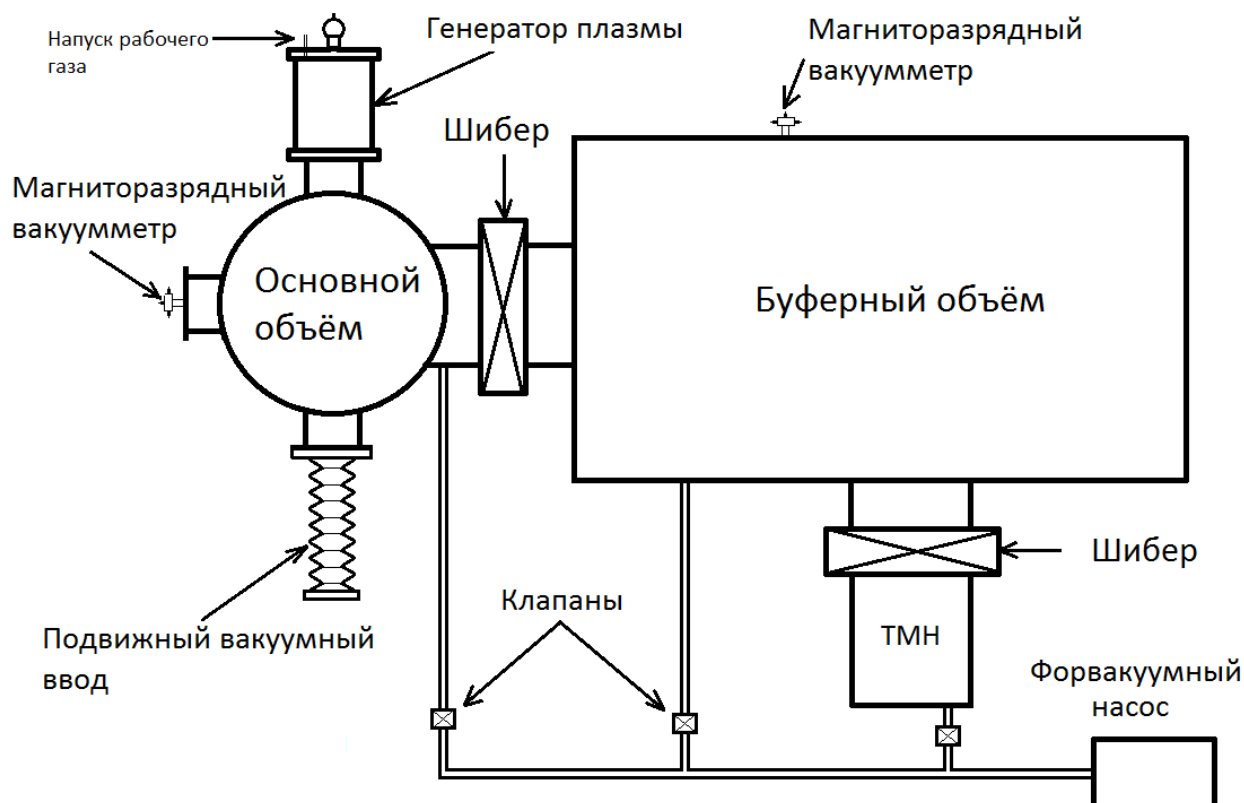


Рисунок 7. Схема экспериментального стенда

В самом генераторе плазмы нет места для установки вакуумных датчиков. Давление рабочего газа в источнике рассчитывалось из известных величин потока газа, рассчитанной газовой проводимости отверстий и измеряемого давления в основном объёме. В наших экспериментах было две существенно разные ситуации в распределении давлений газа по вакуумной системе. Это связано с тем, что газовая проводимость отверстия в генераторе плазмы значительно отличается от газовой проводимости отверстия для вытягивания пучка во второй ступени. Первая ситуация – это эксперименты с генератором плазмы, в которых вторая ступень не устанавливалась. Газ в этом случае вытекают в основной объём. Для получения в генераторе плазмы рабочего

давления, давление газа в буферном объёме было неприемлемо большим для стационарной работы турбомолекулярного насоса. Поэтому в этом случае шибер между основным и буферным объемом частично закрывался, создавая разность давлений между основным и буферным объемом. Разность давлений между генератором плазмы и основным объемом была мала, поэтому можно считать, что в этом случае датчик давления в основном объеме измерял давление в генераторе плазмы. Во втором случае, когда установлен генератор плазмы со второй ступенью, газовая проводимость эмиссионного отверстия во второй ступени достаточно мала, для того чтобы создать в источнике требуемое давление при допустимом давлении в буферном объеме. Шибер при этом полностью открыт. Давление в генераторе плазмы и второй ступени в этом случае рассчитывается из измеряемых расхода газа, давления в основном объеме и вычисленной газовой проводимостью эмиссионного отверстия во второй ступени.

Регистрация диагностических сигналов осуществляется многоканальной системой сбора данных. Данная система построена на АЦП в стандарте КАМАК. Используются одноканальные АЦП-101S и четырехканальные АЦП-101SM, разработанные в ИЯФ СО РАН. Частота дискретизации 1 МВыв/с. Динамический диапазон измерения устанавливается программно в пределах от ± 0.08 В до ± 10.24 В. Синхронность момента измерения обеспечивается синхроимпульсами таймера, установленного в контроллере крейта и составляет ~ 10 мкс. Для устранения шумов все сигналы подавались на АЦП через малошумящие оптронные развязки РО-5.

§ 2.2 Особенности разряда с горячим катодом в генераторе плазмы с инверсным магнитным полем

Питание разряда осуществлялось от блока питания разработанного в ИЯФ СО РАН. Разряд поддерживался при постоянном токе авторегулировкой напряжения. Ток разряда мог регулироваться в диапазоне 0-24 А, максимальное напряжение до 270 В. Блок питания имеет постоянный и импульсный режимы работы. Эксперименты были проведены в импульсно-периодическом режиме при длительности импульсов 1 с в диапазоне токов разряда 5-24 А и давлении рабочего газа в генераторе плазмы 1-12 мТор. На рисунке 8а и 8б приведены характерные зависимости тока и напряжения разряда от времени.

Катод имеет независимую систему нагрева, которая поддерживает катод в горячем состоянии стационарно. В момент запуска ток разряда определяется температурой катода, определяемой мощностью внешнего нагрева. В течение разряда ток разряда растёт практически линейно со временем, пока не достигает значения установленного блоком питания разряда. Напряжение на разряде в это время остаётся постоянным. После того как ток разряда достигает заданного уровня, источник питания разряда стабилизирует ток, вследствие чего напряжение разряда уменьшается. Напряжение на разряде в конце импульса (близко к стационарному при данных условиях разряда) устанавливалось 100-150 В в зависимости от других параметров разряда.

Возрастание тока со временем в начале импульса связано с дополнительным нагревом катода ионами плазмы, бомбардирующими катод. Можно показать, что дополнительный подогрев катода ионами плазмы может быть значительным по сравнению с внешним нагревом катода. Мощность внешнего нагрева катода ~ 200 Вт.

Мощность подогрева катода ионами плазмы, бомбардирующими катод можно оценить, как

$$P_{plasma} = E \cdot I_i, \quad (2)$$

где E_i - энергия иона, бомбардирующего поверхность катода, а I_i – ток ионов на поверхность катода. Изучаемый разряд наиболее близок по своим параметрам к разряду известному как «дуга с горячим катодом». Известно, что в дуговом разряде с горячим катодом падение напряжения сосредоточено в узком прикатодном слое [49]. Это подтверждается и нашими измерениями. Энергию

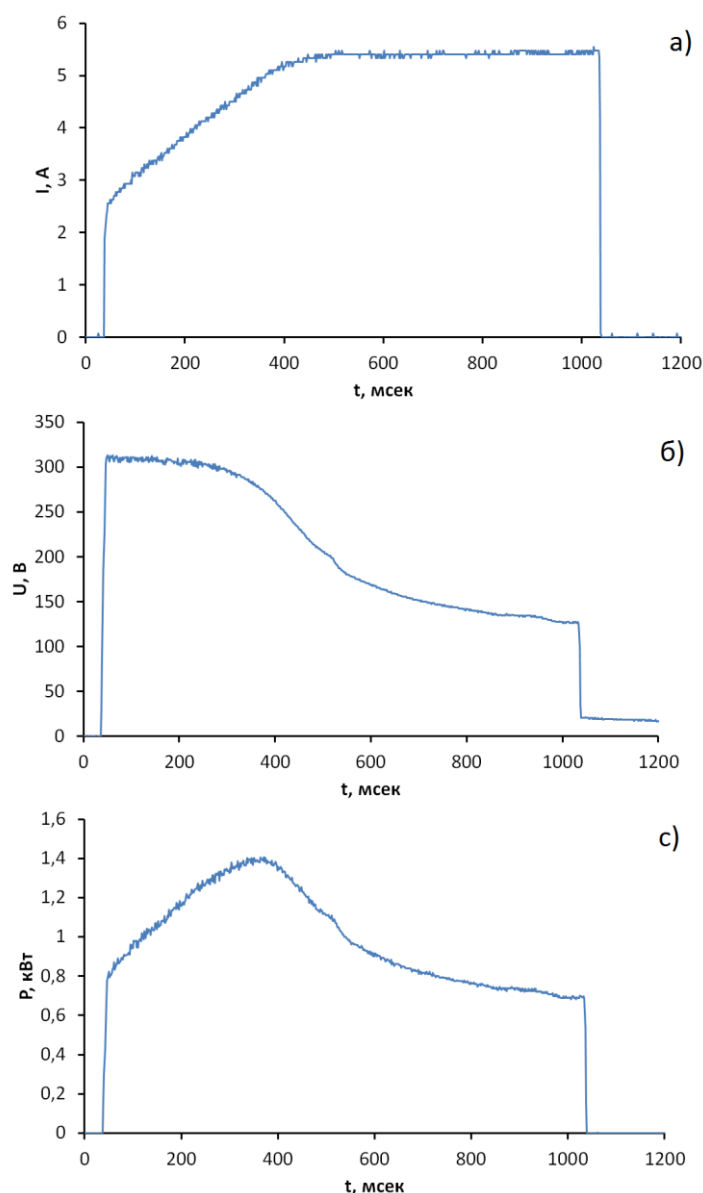


Рисунок 8. Зависимость а) тока разряда, б) напряжения разряда, в) мощности разряда от времени

ионов, бомбардирующих поверхность катода можно оценить, как приблизительно равную напряжению на разряде, умноженному на заряд иона. Можно оценить плотность тока ионов, бомбардирующих поверхность катода. Для плазмы с электронной температурой $T_e = 3$ эВ и плотность $n_i = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ получим $I_i = 5$ А. При напряжении разряда 300 В (в начале импульса) мощность дополнительного подогрева катода равна ~ 1 кВт.

Вследствие такого поведения разряда мощность, вводимая в разряд, также зависит от времени. На рисунке 3в показана зависимость мощности, вводимой в разряд от времени. Все измерения проводились в конце импульса, когда параметры разряда близки к стационарным при данных условиях эксперимента.

§ 2.3 Описание применяемых диагностик

2.3.1 Одиночный зонд

Для измерения параметров плазмы в генераторе плазмы и в конверторе применялись одиночные зонды. Из зондовых характеристик могли быть получены электронная температура плазмы, плотность и потенциал плазмы. Зонд устанавливался на сильфонной подвижке, так что движение зонда не приводило к ухудшению вакуумных условий. Зонд мог вдвигаться в конвертор второй ступени либо в генератор плазмы через эмиссионное отверстие. При установке на подвижке зонд мог устанавливаться точно на оси либо со смещением от оси на расстояниях 4, 8, 12 мм. При нахождении в плазме длительное время (~ 1 с) зонд испытывал значительные тепловые нагрузки и в начале наших экспериментов мы наблюдали расплавление зондов. После были предприняты меры для уменьшения тепловых нагрузок на зонд. Зонды изготавливались из вольфрама. Изоляторные трубки изготавливались из

высокотемпературной керамики (нитрида бора), имеющей температуру плавления ~ 2700 °С.

Электрическая схема подключения зонда к цепи измерения показана на рисунке 9. В первых экспериментах реле, показанное на рисунке 9 установлено не было. На зонд находящийся в плазме в течение 1 секундного импульса поступает ток, определяемый параметрами плазмы и сопротивлением, через которое зонд подключен к заземляющей точке. Для уменьшения тепловой нагрузки на зонд в цепь измерения зонда было установлено реле, которое подключает зонд к цепи измерения на ~ 30 мс. Все остальное время зонд находится под плавающим потенциалом и тепловой поток на него минимален. В течение времени, когда реле замкнуто на зонд подается импульсное пилообразное напряжение длительность 1 мс. Сигналы с шунта и делителя напряжения записываются АЦП. Такая схема измерения позволила

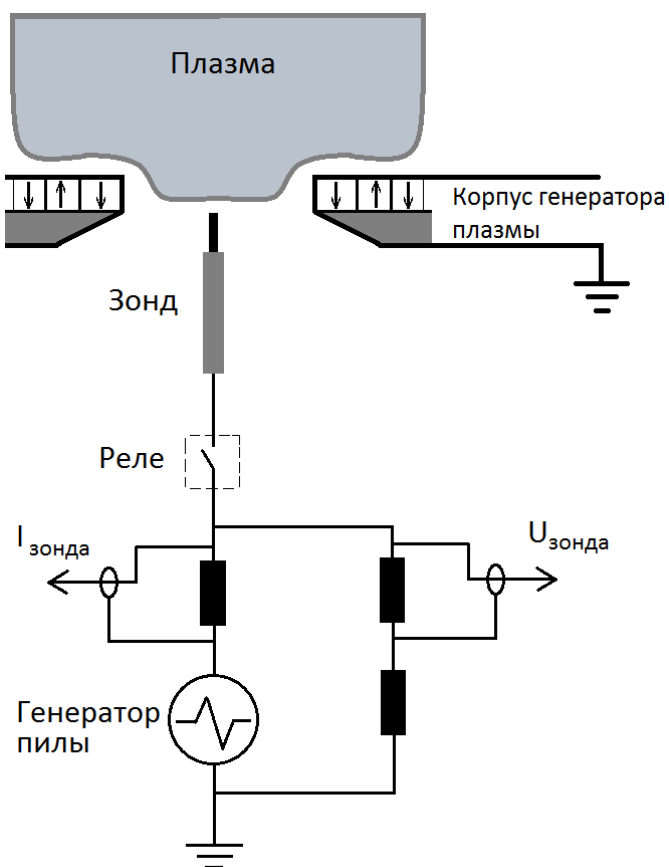


Рисунок 9. Электрическая схема подключения одиночного зонда

существенно снизить тепловую нагрузку на зонд и вследствие расширить диапазон параметров плазмы, в которых возможно проводить измерения зондом. При увеличении тока разряда плотность плазмы и электронная температура увеличиваются, поэтому зондовые измерения при большой мощности разряда во внутренней области ловушки ненадежны. Надежные измерения были сделаны в области тока разряда до 18 А.

Определение параметров плазмы по вольтамперной характеристике зонда было стандартным. Электронная температура определялась по углу наклона прямой зависимости тока, построенном в логарифмическом масштабе, от напряжения. При потенциале меньше плавающего на вольтамперной характеристике зонда наблюдается ветвь тока ионного насыщения. Плотность плазмы определяется по формуле Бома (3) [50,51].

$$n_{oi} = \frac{I_{oi}}{0,6 \cdot S_z \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{M_i}}}, \quad (3)$$

Потенциал плазмы определялся из вольтамперной характеристики зонда как точка перегиба графика. Эта точка отделяет область отталкивания электронов и область тока электронного насыщения [52]. Точность определения потенциала плазмы при таком способе не превышает 0.5 В.

Нами использовались цилиндрические зонды и плоские зонды. Цилиндрический зонд изготавливался из вольфрамовой проволоки диаметром 0.6 мм, длина зонда 3 мм. Плоские зонды представляли собой круглый диск, изготовленный из вольфрама диаметром 2.6-3.2 мм высотой 0.5 мм.

2.3.2 Многосеточный измеритель плотности потока плазмы

Для измерения величины и распределения плотности потока плазмы в выходное отверстие генератора плазмы был изготовлен измеритель локальной плотности потока плазмы. Измеритель устанавливался на вакуумной подвижке

с уплотнением Вильсона и мог перемещаться как вдоль оси, так и по радиусу. Схема датчика показана на рисунке 10. В корпусе имеется отверстие диаметром 4 мм, в котором в ряд приварены вольфрамовые проволоки, образующие щелевую сетку. Диаметр проволоки 0.2 мм, расстояние между проволоками 0.5 мм. На расстоянии 1 мм от внешнего электрода расположен вытягивающий электрод. Диаметр вытягивающего электрода 6.3 мм. В нем имеется отверстие диаметром 2 мм, в котором приварены аналогичные проволоки. За отверстием в вытягивающем электроде установлен цилиндр фарадея длиной 20 мм, внутренним диаметром 3 мм. В цилиндре фарадея установлено косое дно, которое в узком и длинном цилиндре приводит к подавлению тока вторичных электронов из цилиндра.

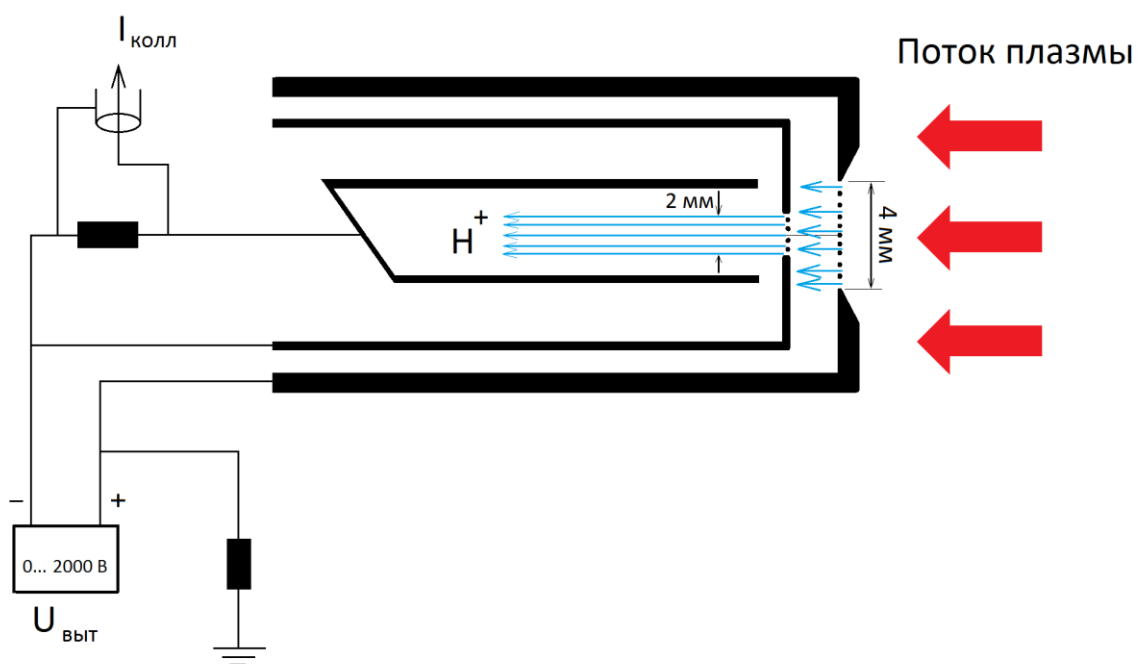


Рисунок 10. Схема измерителя плотности потока плазмы и электрическая схема подключения

Вытягивающий электрод и цилиндр фарадея находятся под одним потенциалом. В момент измерения на вытягивающий электрод и цилиндр Фарадея подаётся импульсное напряжение длительностью 200 мкс и

регистрируется ток в цилиндр. Величина напряжения может меняться от 0 В до 2000 В. В зависимости от положения измерителя плотность плазмы в потоке изменяется. Для правильного измерения плотности потока необходимо чтобы поток положительно заряженных частиц, формируемый в вытягивающем промежутке, был близок к параллельному, т.е. граница плазмы на поверхности эмиссионной сетки была близка к плоской. Для выполнения этого условия необходимо чтобы напряжение в вытягивающем промежутке было подобрано в соответствии с законом $3/2$ (4) [53]:

$$j = \frac{\sqrt{2}}{9 \cdot \pi} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (4)$$

Это уравнение связывает плотность тока заряженных частиц на эмиссионной поверхности, которая в нашем случае определяется параметрами плазмы, с величиной зазора между электродами и вытягивающим напряжением. В случае если вытягивающее напряжение меньше (больше) определяемого по закону $3/2$ тогда плазменная граница на внешнем электроде будет выпуклая (вогнутая). Если напряжение в вытягивающем зазоре удовлетворяет закону $3/2$, тогда формируемый поток заряженных частиц параллелен и точно известно с какой площади на эмиссионном электроде регистрируется ток в цилиндре фарадея. В каждой точке пространства снималась зависимость измеренного тока в цилиндр фарадея от вытягивающего напряжения. Типичный результат измерений приведен на рисунке 11. При увеличении напряжения вытягивания от нуля ток в цилиндр фарадея растет. При достижении напряжением некоторого значения на графике тока образуется «полочка». При дальнейшем увеличении вытягивающего напряжения ток продолжает плавно расти. Локальная независимость тока в коллектор от вытягивающего напряжения образуется при формировании в вытягивающем зазоре пучка заряженных частиц близкого к параллельному. Правильно измеренным принимается ток в цилиндр, при котором образуется «полочка».

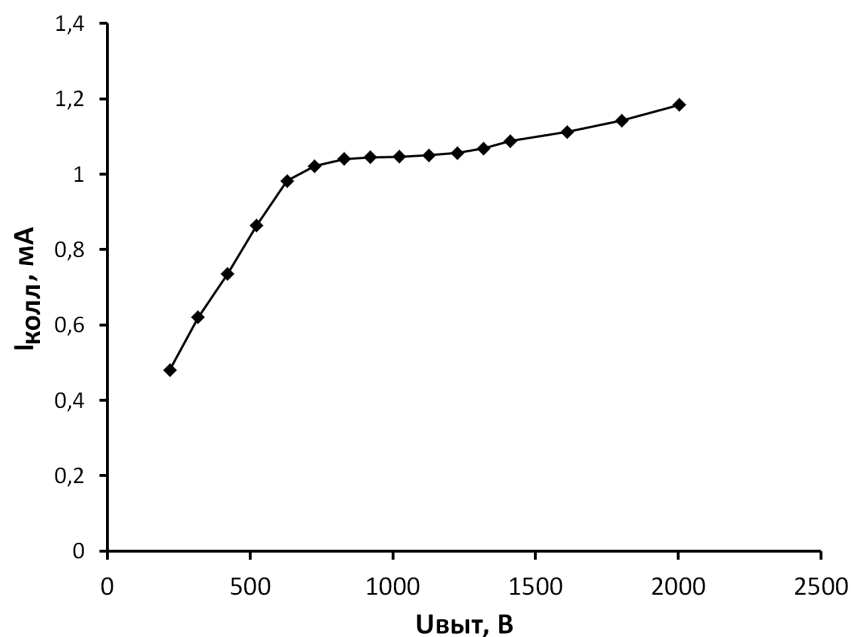


Рисунок 11. Зависимость тока в коллектор от вытягивающего напряжения для измерителя плотности потока плазмы

§ 2.4 Эксперименты с первой версией генератора плазмы с инверсным магнитным полем

В первых экспериментах на этой версии генератора плазмы был обнаружен отрицательный потенциал плазмы, образующейся при достаточно высокой температуре электронов. Это указывало на хорошее удержание электронов в магнитном поле указанной геометрии.

Из-за ненадёжной системы охлаждения генератора плазмы были перегреты стенки вакуумной камеры и частично размагничены перманентные магниты. После ремонта магнитное поле на поверхности камеры в месте перегрева снизилось в ~ 2 раза от первоначального.

На существующем генераторе плазмы было проведено 2 серии экспериментов. В первой серии экспериментов были проведены измерения

параметров плазмы и вытекающего потока плазмы без второй ступени. Генератор плазмы в этом случае соединён с вакуумным объёмом большого диаметра (основной объём на рисунке 7), струя плазмы истекает в вакуум. Зонды и другие диагностики вводятся в генератор плазмы через выходное отверстие вдоль оси. Во второй серии экспериментов измерения проводились на генераторе плазмы совместно со второй ступенью (конвертором).

Значения параметров плазмы (плотности плазмы и электронной температуры) измеренные зондом вдоль оси генератора приведены на рисунке 12. На рисунке приведена часть генератора плазмы для масштаба и привязки графиков вдоль оси z . За ноль оси z принято положение катода генератора плазмы. Плазма в генераторе имеет электронную температуру $T_e \sim 3-4$ эВ и плотность $n_i \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Измерения проводились при токе разряда 12 А, напряжение разряда составляло ~ 120 В. Плотность плазмы уменьшается на порядок в области выходного отверстия, в котором формируется обратное магнитное поле. Это свидетельствует об ограничении потока плазмы в выходное отверстие магнитным полем в отверстии.

Поток плазмы в выходное отверстие измерялся многосеточным измерителем плотности потока плазмы. Определялась плотность потока плазмы в выходном отверстии в месте, где находится входное отверстие конвертора. Распределение плотности потока плазмы по радиусу показано на рисунке 13. Поток плазмы несимметричен относительно оси отверстия. Это вероятно связано с частичным локальным размагничиванием магнитов генератора плазмы. Максимальная плотность потока плазмы на входном отверстии конвертора 140 мА/см^2 .

Можно оценить полный поток плазмы из генератора плазмы в конвертор численно проинтегрировав плотность потока по площади отверстия. Полный поток плазмы, полученный таким образом $I \approx 0.5 \text{ А}$.

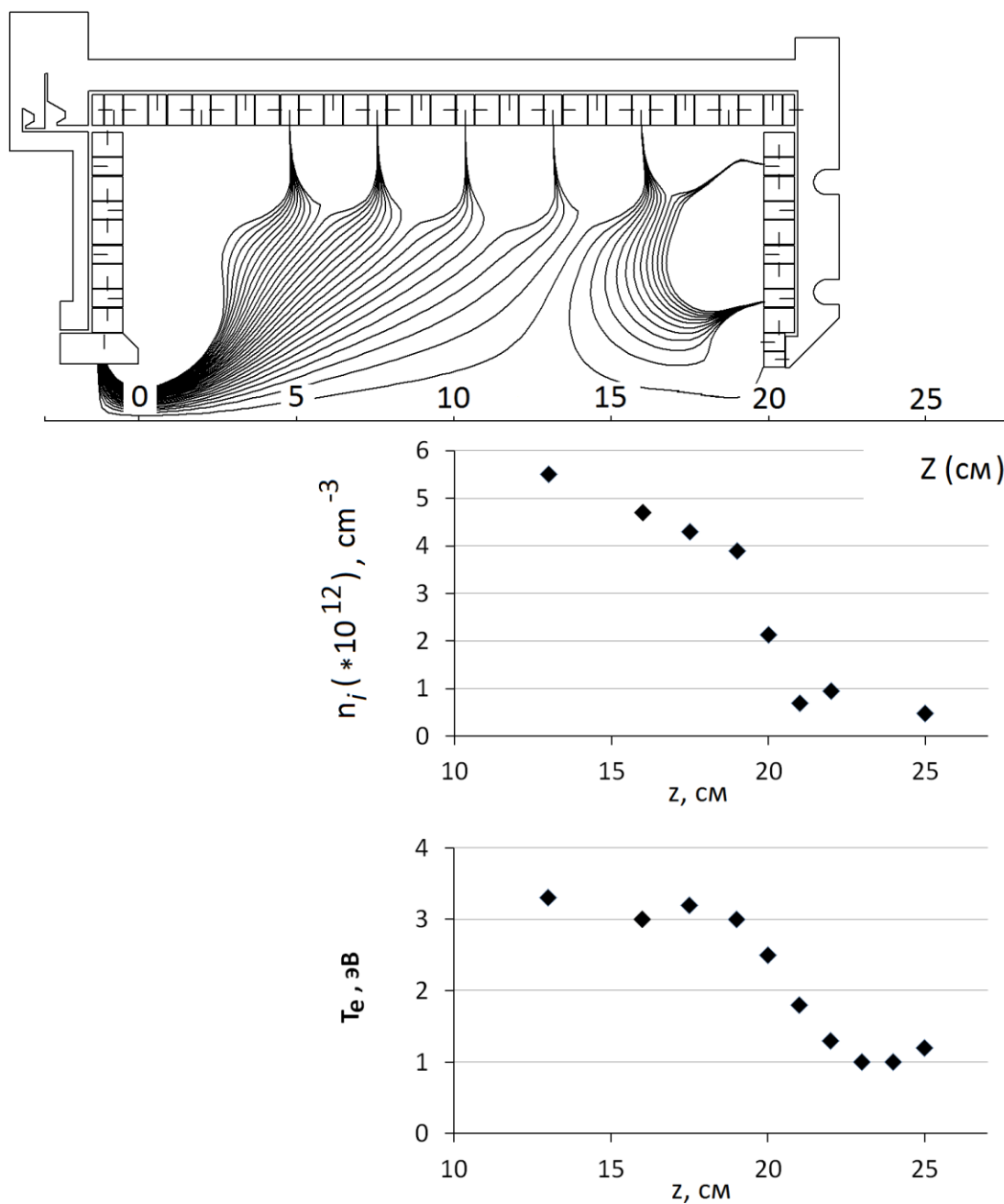


Рисунок 12. Распределение плотности плазмы и электронной температуры в генераторе плазмы

Во второй серии экспериментов генератор плазмы пристыковывался ко второй ступени источника отрицательных ионов. Измерение параметров плазмы в генераторе плазмы показывает, что присоединение конвертора к генератору плазмы не влияет на параметры плазмы в генераторе плазмы при прочих равных параметрах разряда. Важным обстоятельством для тандемного

источника отрицательных ионов является возможность регулировать энергию положительных ионов, бомбардирующих поверхность конвертора. Для этого необходимо задавать разность потенциалов между плазмой в конверторе и стенкой конвертора. На рисунке 14 показаны результаты измерений потенциала плазмы вдоль оси в конверторе при различных потенциалах конвертора. На рисунке так же показана часть генератора плазмы в соединении с конвертором для масштаба и привязки графика к координатам в источнике ионов.

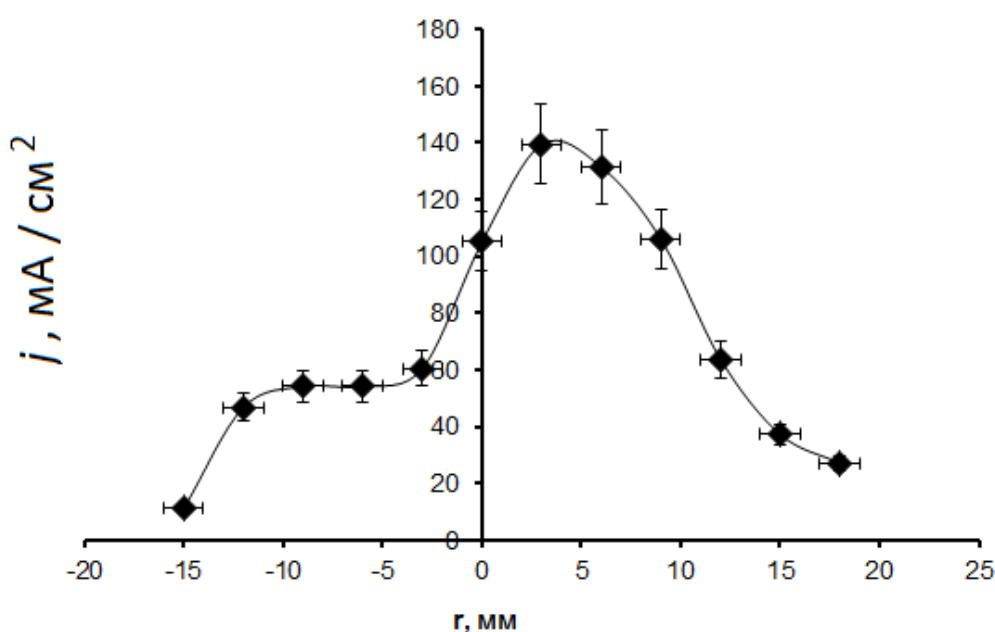


Рисунок 13. Распределение плотности потока плазмы по радиусу выходного отверстия

Плазма в генераторе плазмы имеет отрицательный потенциал при подаче отрицательного потенциала на конвертор. Потенциал плазмы в конверторе сильно изменяется в зависимости от потенциала конвертора при потенциалах конвертора $0 \geq U_c \geq -40$ В. При потенциале конвертора $U_c \leq -40$ В (что приблизительно равно потенциалу плазмы в генераторе плазмы) потенциал плазмы устанавливается на уровне $U_{pl} \approx -45$ В и не зависит от дальнейшего уменьшения потенциала конвертора. Это означает, что имеется возможность

регулировать разность потенциалов между плазмой в конверторе и потенциалом конвертора. Для тандемного источника отрицательных ионов водорода интересен случай, когда потенциал стенки конвертора меньше потенциала плазмы в конверторе. В этом случае потенциал плазмы не зависит от потенциала конвертора. Поверхность конвертора бомбардируется положительными ионами, энергию которых возможно регулировать.

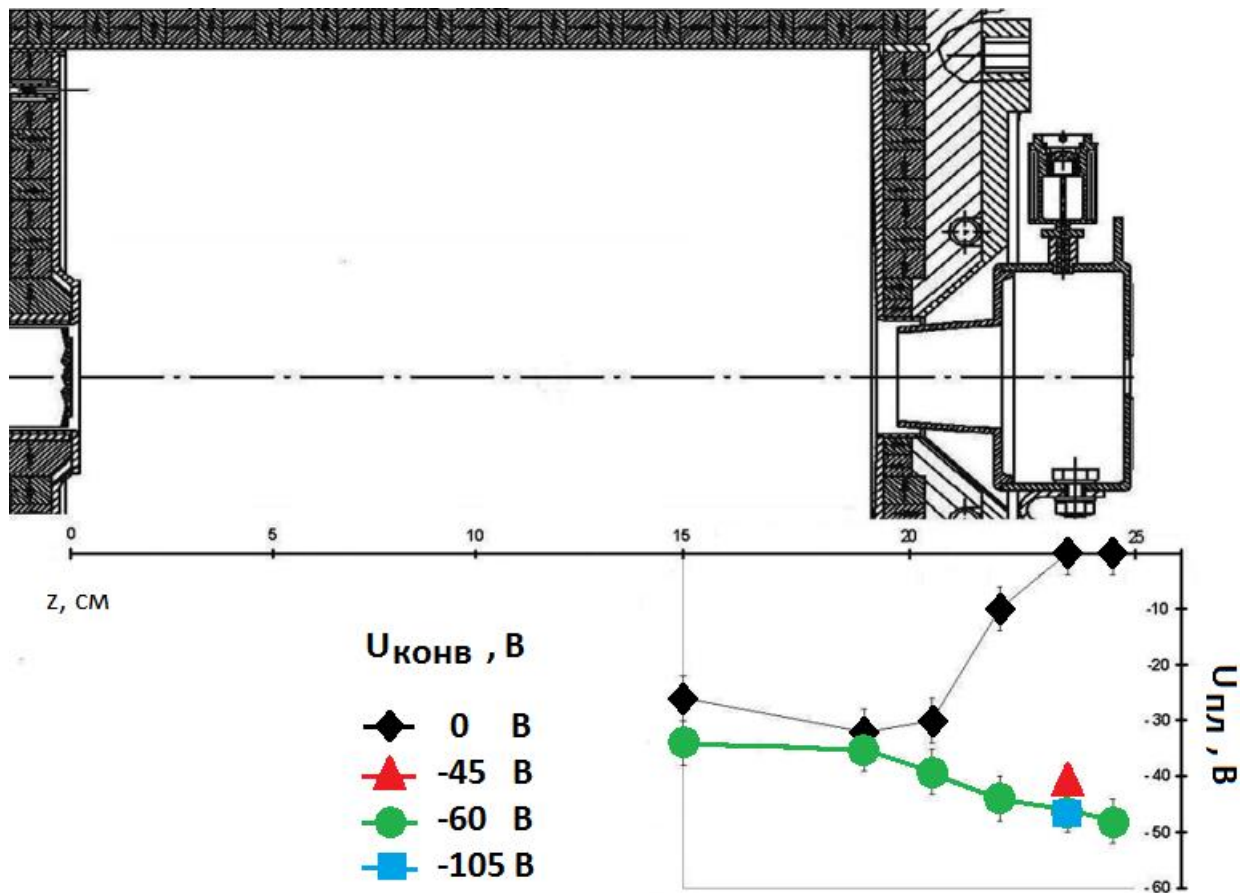


Рисунок 14. Потенциал плазмы в конверторе

При подаче отрицательного потенциала на конвертор потенциал плазмы в нем имеет большую величину чем в генераторе плазмы. Это означает что ионы цезия могут проникать из конвертора в генератор плазмы. Были проведены эксперименты по изучению работы генератора плазмы с конвертором при напуске цезия в конвертор. Напуск цезия в конвертор влияет на характеристики разряда в генераторе плазмы: напряжение разряда уменьшается до величины ~

70 В, ток из генератора плазмы в конвертор меняется слабо. В экспериментах не обнаружено негативного влияния цезия на работу катода.

При подаче отрицательного напряжения на конвертор между конвертором и генератором плазмы возникает дополнительный разряд вследствие инъекции плазменной струи из генератора плазмы в конвертор. Зависимость тока на конвертор от потенциала конвертора показана на рисунке 15.

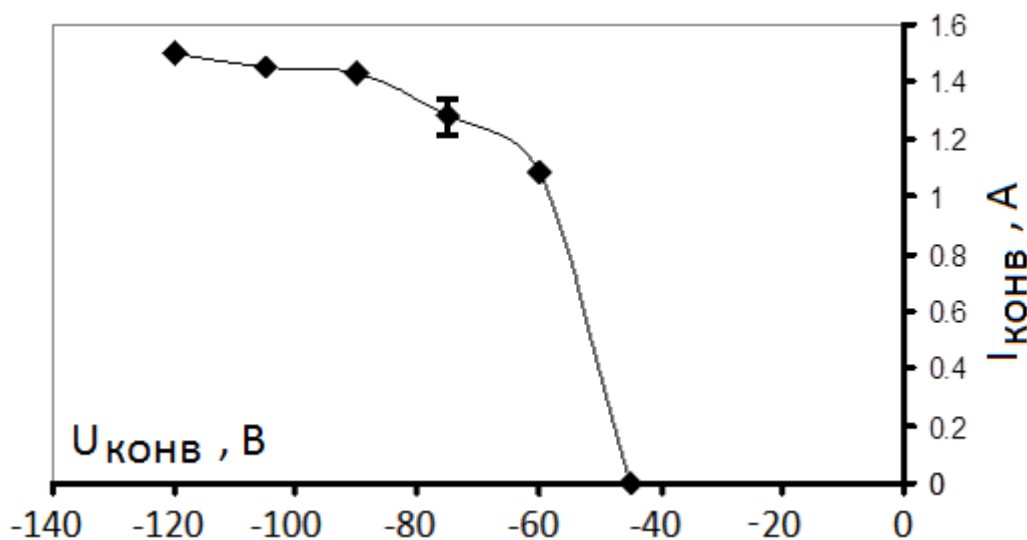


Рисунок 15. Ток на конвертор

При потенциале ~ -40 В ток на конвертор становится положительным и затем быстро возрастает до величины ~ 1 А при котором происходит насыщение. Быстрое возрастание тока на конвертор при напряжения конвертора $-40 \div -60$ В связано с отражением электронов плазменной струи потенциалом конвертора. Таким образом можно считать что генератор плазмы позволяет инжектировать в конвертор ток ~ 1 А. Эта величина находится в неплохом соответствии с током плазменной струи полученной при измерении плотности потока плазмы в отверстии. Отличие в токах может быть связано со вкладом тока вторичной эмиссии со стенок конвертора, а также с возможностью частичной ионизации газа в конверторе.

В целом можно заключить, что генератор плазмы удовлетворяет требованиям предъявляемым концепцией тандемного поверхностно-

плазменного источника отрицательных ионов водорода. В конвертор возможно инжектировать плазменную струю с током $I_c \approx 1$ А. Показана возможность регулировать энергию положительных ионов, бомбардирующих поверхность конвертора.

§ 2.5 Эксперименты со второй версией генератора плазмы с инверсным магнитным полем

Экспериментальное изучение второй версии генератора плазмы с инверсным магнитным полем проводилось на стенде, описанном в § 2.1 с использованием диагностик, описанных в § 2.3.

При измерении параметров плазмы в генераторе плазмы использовались три различных зонда: один цилиндрический и два плоских. Отличие цилиндрического зонда от плоских заключается в том, что собирающая поверхность цилиндрического зонда - это поверхность цилиндра. Собирающая поверхность плоских зондов - это торец круглого диска. В магнитном поле (в области выходного отверстия) собирающие поверхности различных зондов ориентированы по-разному: цилиндрический зонд собирает частицы поперек магнитного поля, а плоский зонд собирает частицы вдоль магнитного поля. Было изготовлено 2 плоских зонда различных размеров для того чтобы исключить неопределенность роли краевых эффектов и возможной неопределенности в площади поверхности зонда вследствие распыления поверхности зонда. Существенной разницы в измерениях различными плоскими зондами не обнаружено.

Зонды вводились в выходное отверстие вдоль оси z на различных радиусах. Схематическое изображение зондов и геометрии эксперимента показаны на рисунке 16.

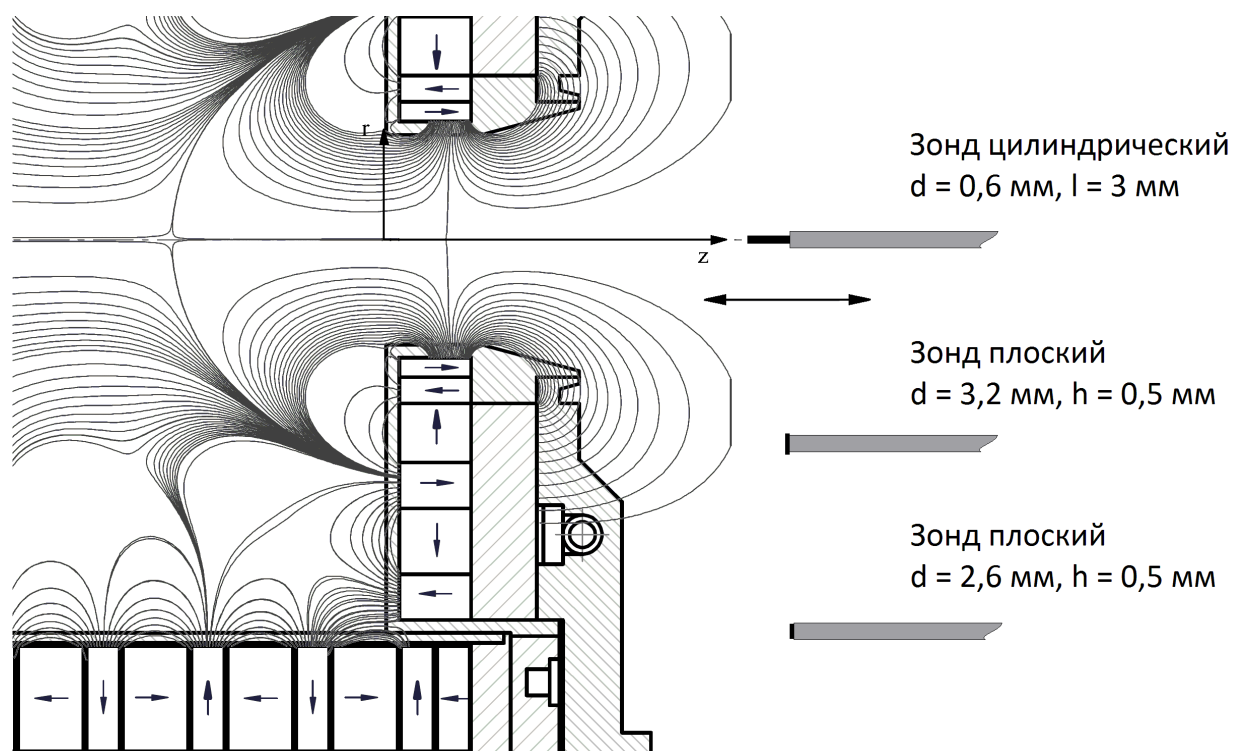


Рисунок 16. Схема зондов и геометрия эксперимента

Большинство экспериментов было проведено при пониженной мощности разряда, поскольку при максимальной мощности разряда измерения зондом становятся ненадёжными.

Распределение электронной температуры вдоль оси в области выходного отверстия показано на рисунке 17. На всех рисунках за ноль оси z принята поверхность вакуумной камеры торцевой поверхности с выходным отверстием. Ось z направлена из ловушки наружу. В этих координатах максимум магнитного поля практически совпадает с нулём оси z (точная координата максимума магнитного поля в этих координатах $z_{\text{макс}} = -0.3$ см). Для привязки к магнитному полю на рисунке 17 показано магнитное поле на оси ловушки в области выходного отверстия.

Из рисунка видно, что электронная температура, измеряемая цилиндрическим зондом, имеет локальные максимумы, совпадающие с максимумами магнитного поля в выходном отверстии. При измерениях

плоским зонд таких максимумов электронной температуры не наблюдается. Это связано с различной ориентацией собирающих поверхностей зондов. В область обратного магнитного поля в соответствии с формулой (1) могут проникать частицы с большой поперечной составляющей скорости частиц. Это сказывается на измеряемой цилиндрическим зондом электронной температуре.

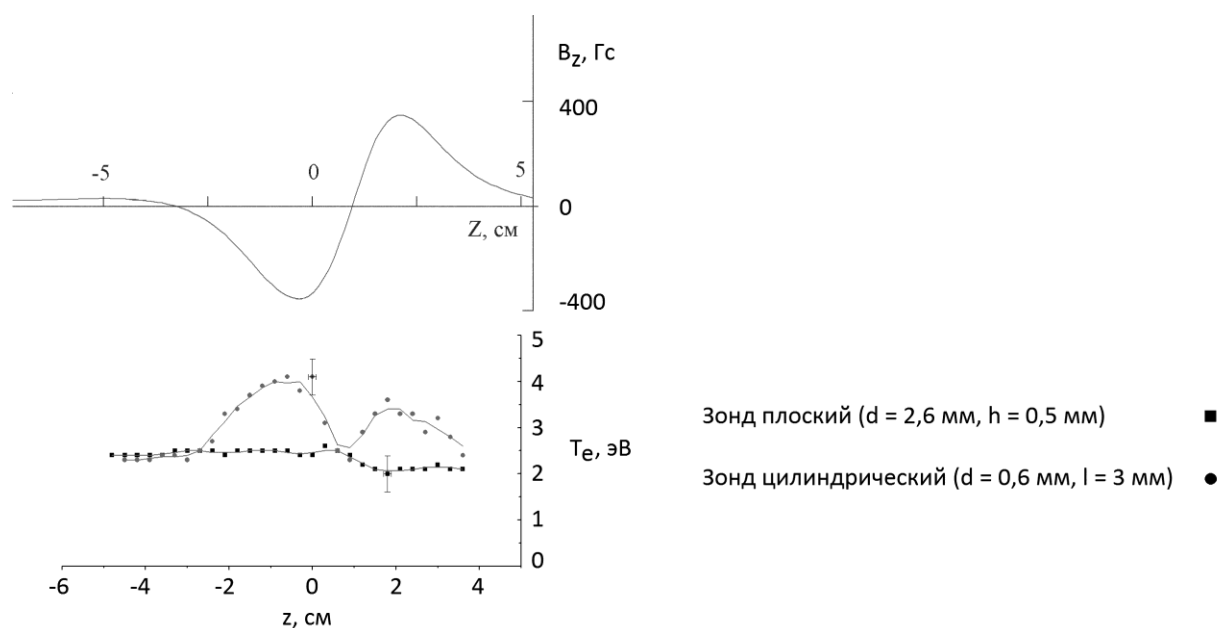


Рисунок 17. Распределение электронной температуры вдоль оси в области выходного отверстия

Обратное магнитное поле отражает преимущественно электроны вследствие зависимости от обобщенного магнитного момента от массы частицы. Для сохранения квазинейтральности магнитного потока плазмы в выходном отверстии должны формироваться потенциальные барьеры. Такие барьеры были обнаружены при измерении потенциала плазмы в выходном отверстии. Распределение потенциала плазмы вдоль оси показано на рисунке 18.

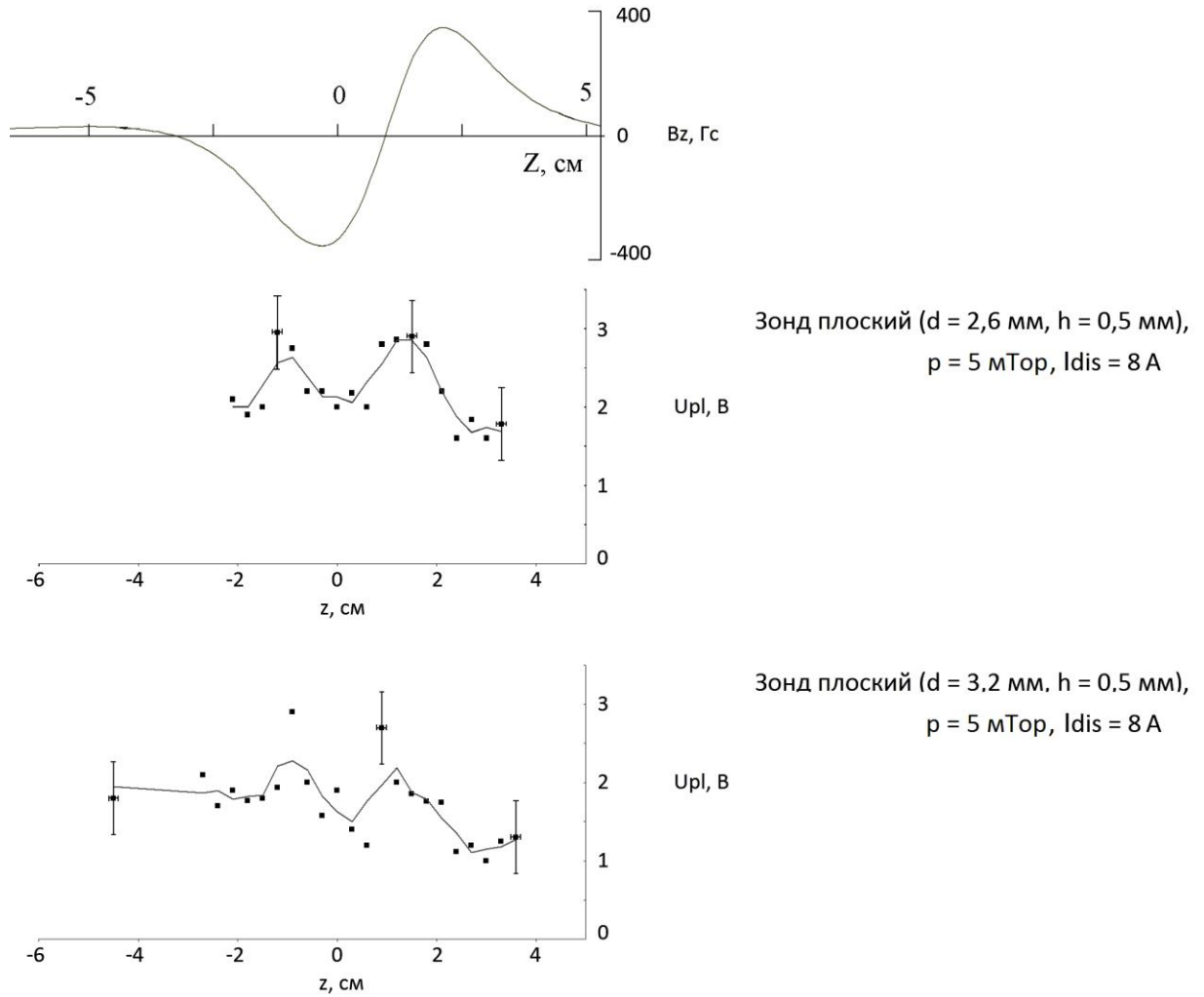


Рисунок 18. Распределение потенциала плазмы вдоль оси в области выходного отверстия

Измерения плотности плазмы в области выходного отверстия так же свидетельствуют об удержании плазмы обратным магнитным полем. Распределение плотности плазмы вдоль оси для двух режимов разряда показано на рисунке 19. Видно, что происходит ступенчатое падение плотности плазмы перед каждым максимум магнитного поля.

Для исследования особенностей вытекания плазмы в отверстие зонд был смещен по радиусу. В этом случае зонд вводился в отверстие вдоль оси, параллельной оси ловушки, но смещенной относительно неё на определенное расстояние.

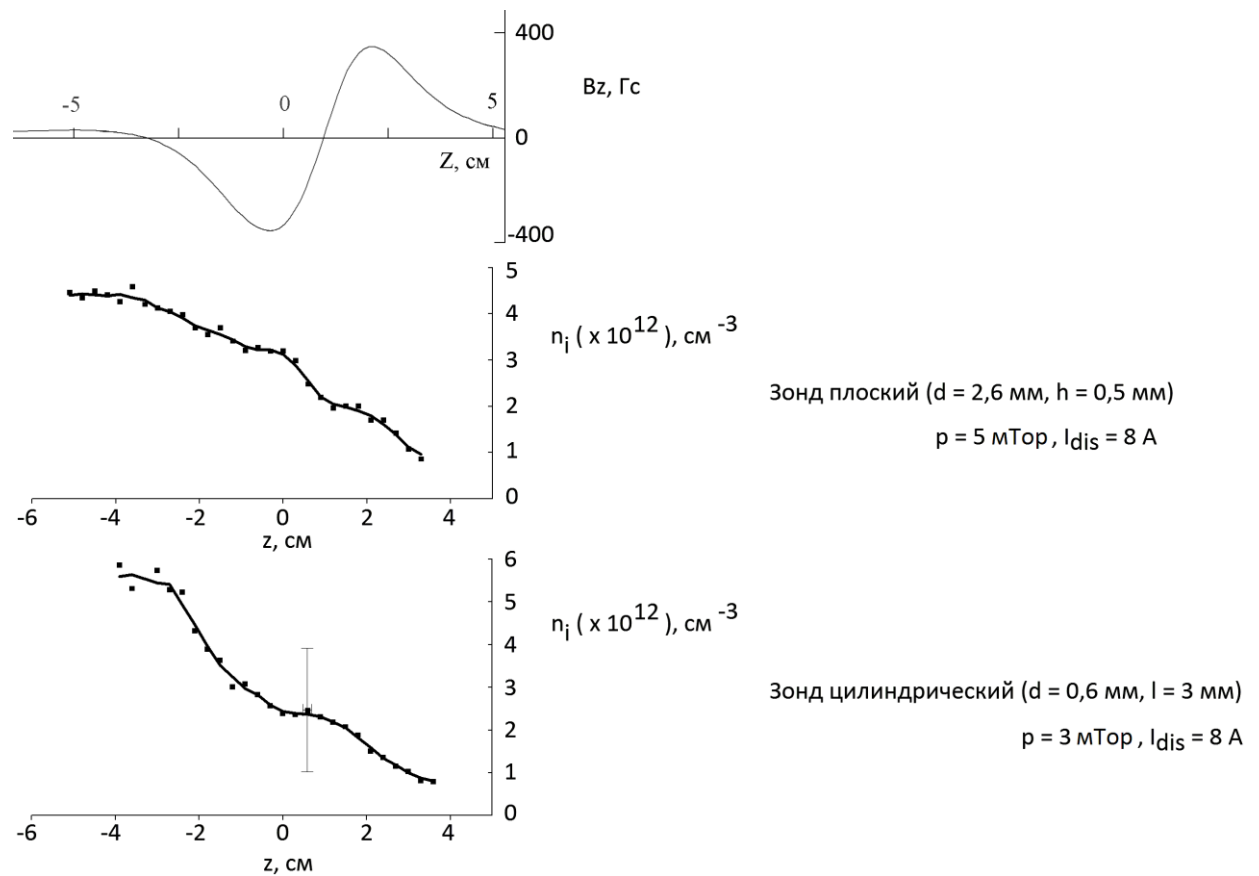


Рисунок 19. Распределение плотности плазмы вдоль оси в области выходного отверстия

Плотность плазмы в выходном отверстии, измеренная на различных радиусах, показана на рисунке 20. При увеличении радиуса измерения происходит более крутое падение плотности плазмы в максимуме магнитного поля. После прохождения первого максимума магнитного поля плотность плазмы увеличивается при координате $z = 1 \text{ см}$. Это связано с захватом плазмы в локальный касп, образуемый в отверстии двумя максимумами магнитного поля.

Поток плазмы в выходном отверстии измерялся с помощью многосеточного измерителя, описанного в § 2.3. Многосеточный зонд вводился в выходное отверстие и мог сканировать поток по радиусу при различных положениях вдоль оси z .

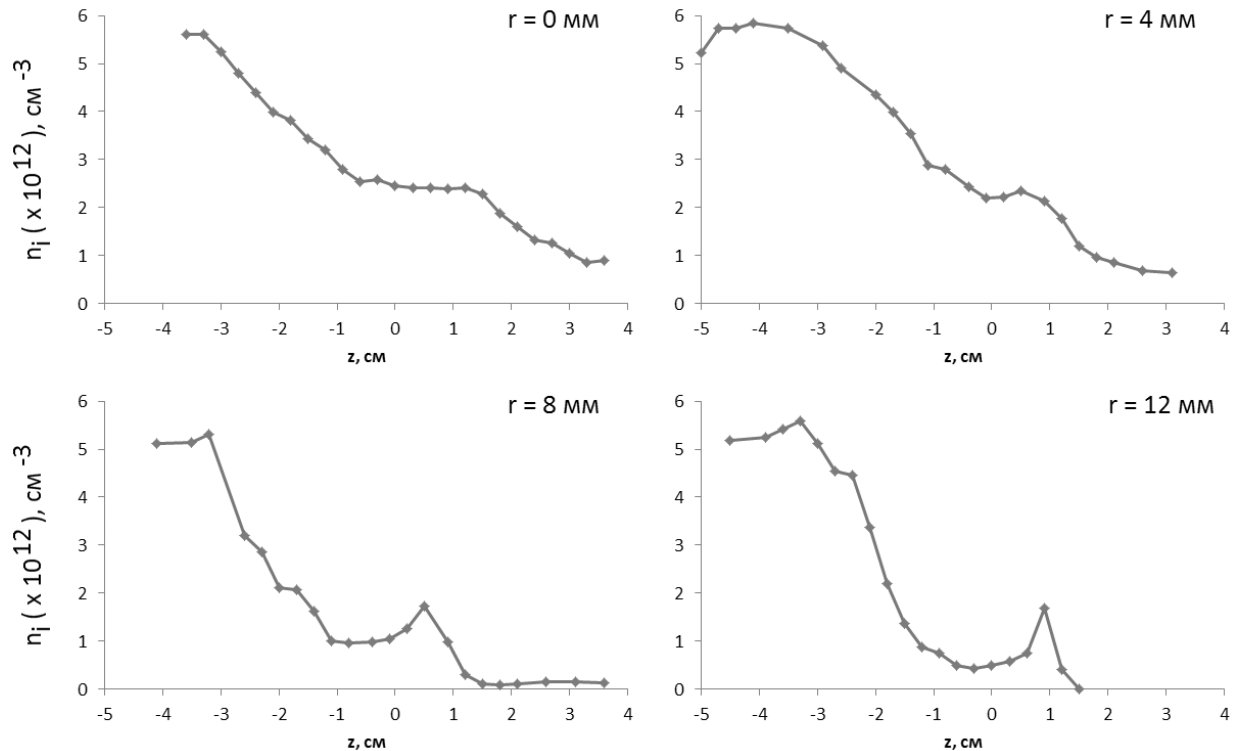


Рисунок 20. Распределение плотности плазмы на различных радиусах в области выходного отверстия

На рисунке 21 показаны результаты измерения плотности потока плазмы после второго максимума магнитного поля (плотность потока плазмы выходящего в выходное отверстие из ловушки). измерения проводились при следующих параметрах разряда: $I_{dis} = 8 \text{ A}$, $p = 3 \text{ мТор}$. На рисунке показано выходное отверстие и силовые линии магнитного поля с координатами, в которых проводились измерения. Видно, что поток плазмы сосредоточен в приосевой области радиусом $\sim 5 \text{ мм}$. Полный поток плазмы, полученный численным интегрированием по площади отверстия, сохраняется во всех сечениях и равен 120 мА .

Параметры плазмы во внутренней области ловушки определялись по измерениям зондом. Как видно из рисунков 17-20 параметры плазмы при $z < -3 \text{ см}$, соответствующего нулю магнитного поля, однородны вдоль оси.

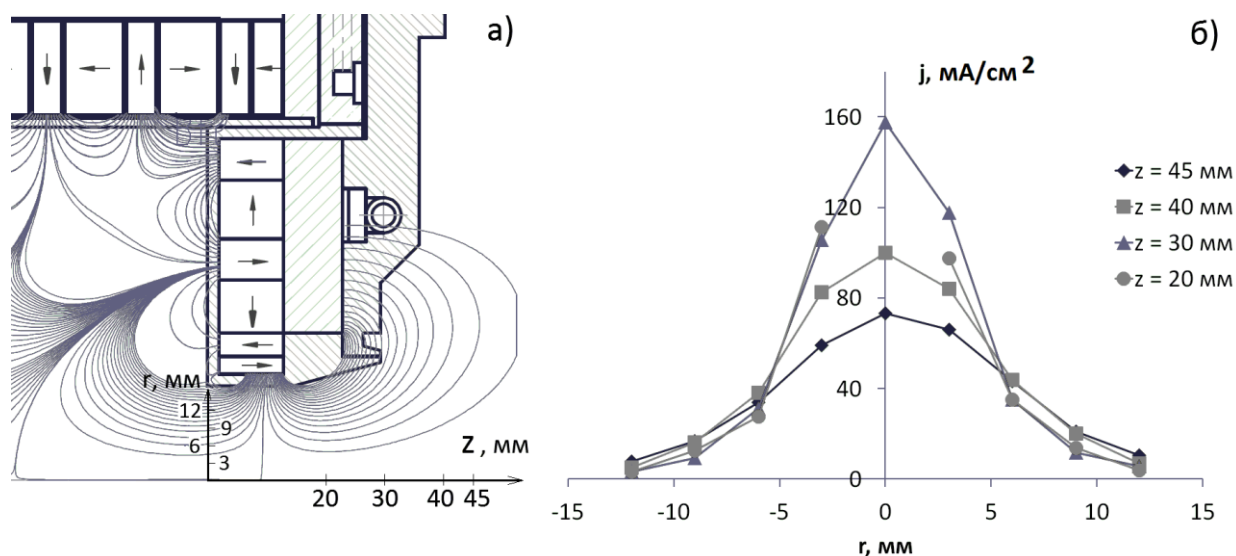


Рисунок 21. Распределение плотности потока по радиусу в выходном отверстии

Параметры плазмы могут отличаться вблизи катода, но измерения в этой области ненадежны из-за перегрева зонда. Параметры разряда, которые могут варьироваться при экспериментах это ток разряда и давления рабочего газа. При варьировании тока разряда напряжение разряда в стационарном состоянии меняется слабо и составляет $\sim 130 \text{ В}$. Можно считать, что с изменением тока разряда линейно меняется мощность, вкладываемая в разряд. Зависимость электронной температуры – а) и плотности плазмы – б) показаны на рисунке 22. Измерения проведены в двух точках на оси z во внутренней области ловушки при различных давлениях рабочего газа. С увеличением тока разряда параметры плазмы растут, плотность плазмы достигает $n_i \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Измерения параметров плазмы при больших мощностях ограничено применением зондов.

Зависимости электронной температуры – а) и плотности плазмы – б) от давления рабочего газа показаны на рисунке 23. В рабочей области давлений газа электронная температура увеличивается при уменьшении давления газа. Плотность плазмы также увеличивается при уменьшении давления газа в некотором диапазоне давлений, определяемого для каждого тока разряда.

Таким образом, существует оптимальное давление газа, при котором плотность плазмы в ловушке максимальна.

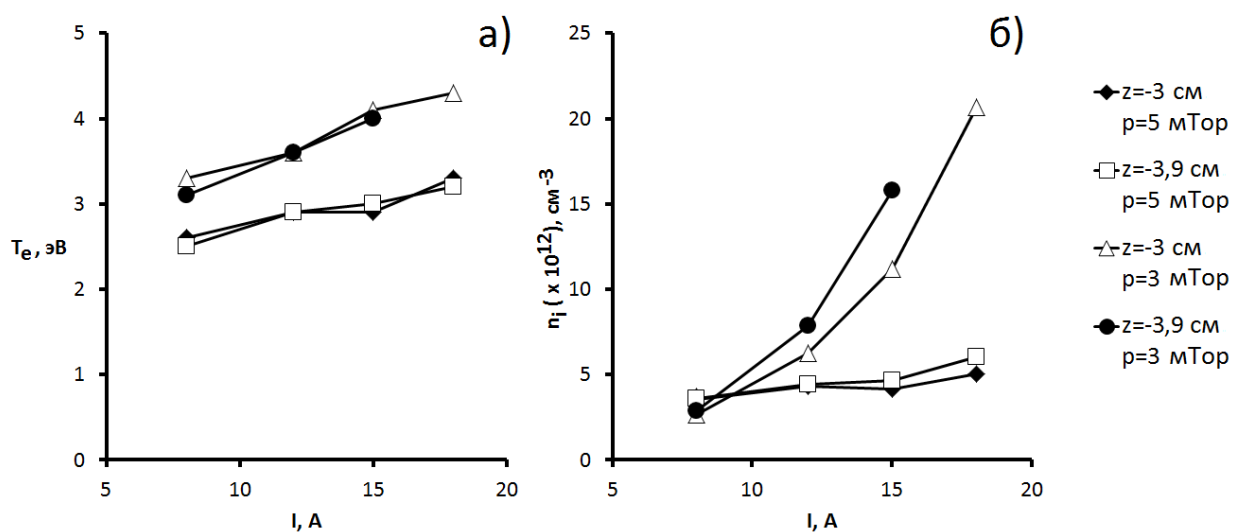


Рисунок 22. а) электронная температура; б) плотность плазмы в центральной области ловушки

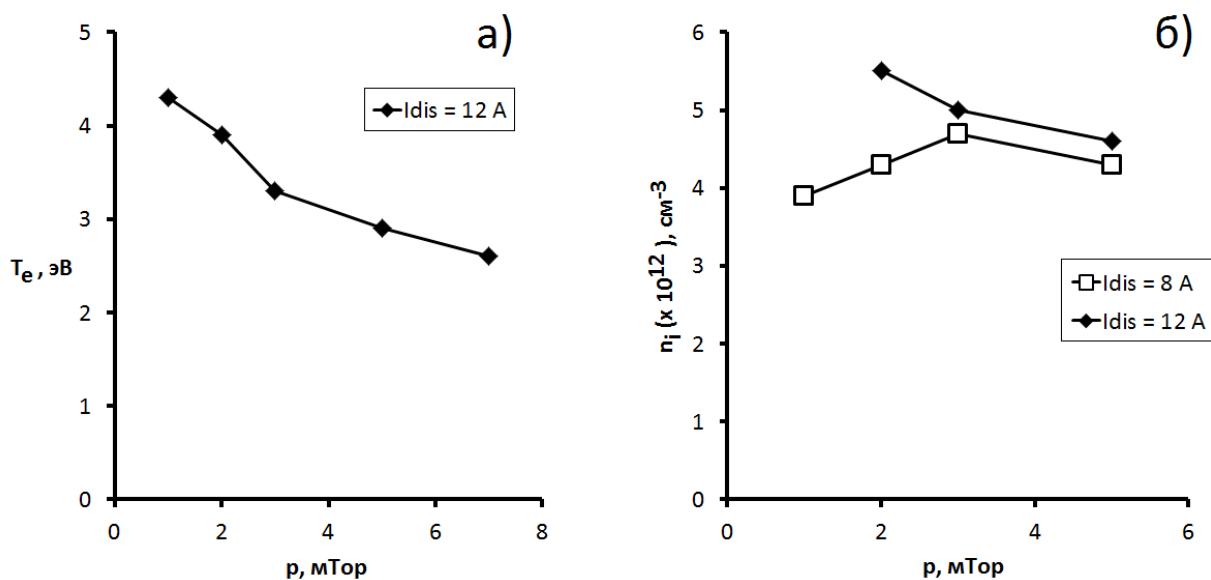


Рисунок 23. а) электронная температура; б) плотность плазмы в центральной области ловушки

Поток плазмы в отверстие был измерен как на конвертор. Напротив отверстия устанавливался конвертор, на который подается отрицательное

напряжения для вытягивания положительных ионов из потока плазмы. Зависимость тока на конвертор от напряжения показана на рисунке 24. Зависимости тока на конвертор от напряжения похожа на зависимость, полученную для первой версии генератора плазмы. При напряжении ~ -20 В ток на конвертор достигает насыщения. Полученные потоки плазмы гораздо меньше потоков плазмы для генератора плазмы при одинаковых параметрах разряда.

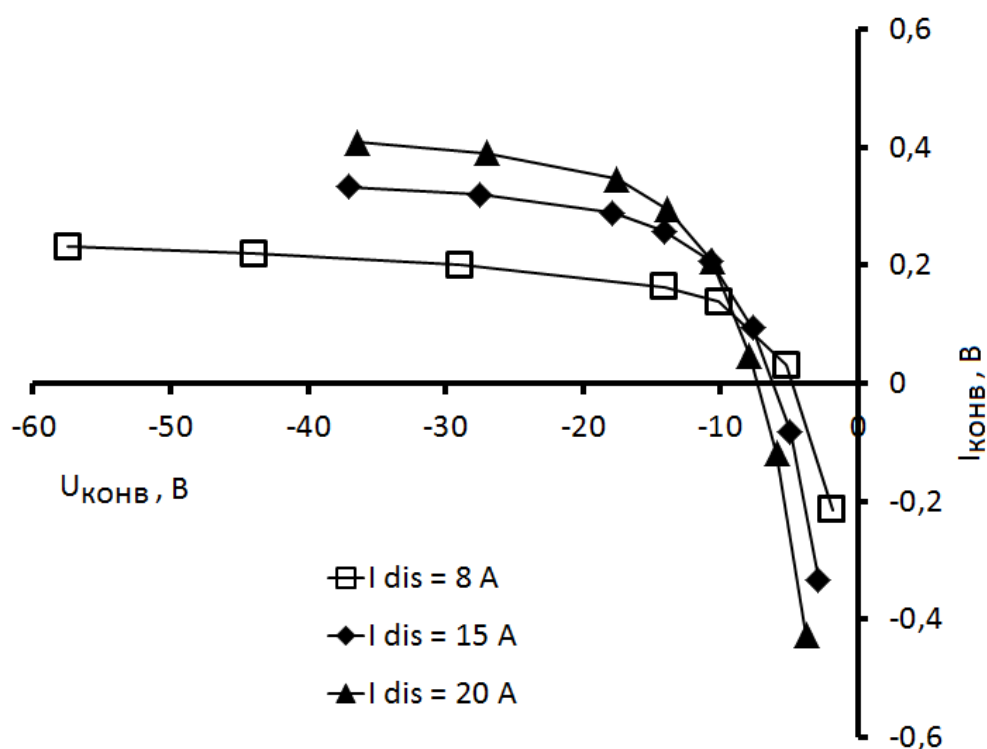


Рисунок 24. Ток в отверстии

§ 2.6 Обсуждение результатов

В результате экспериментов на второй версии генератора плазмы показано что предложенная геометрия оказалась неудачной с точки зрения создания эффективного генератора плазмы для источников ионов. Несмотря на

то что плотность плазмы в генераторе возросла ток в конвертор значительно уменьшился. Можно провести сравнение потока плазмы в отверстие для генератора плазмы первой версии и генератора плазмы второй версии при одинаковых параметрах разряда. При токе разряда $I_{dis} \approx 12 \text{ A}$ и давлении газа $p = 3 \text{ мТор}$ плотность плазмы в генераторе плазмы версии 1 $n_i \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а в генераторе плазмы версии 2 $n_i \approx (7 - 8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Таким образом отношение плотностей плазмы $\frac{n_i(\text{версия 2})}{n_i(\text{версия 1})} \approx 1.5$. Потоки плазмы в отверстие при тех же параметрах разряда составляют для генератора плазмы версии 1 $I \approx 1.4 \text{ A}$, а для генератора плазмы версии 2 $I \approx 0.3 \text{ A}$. Отношение потоков плазмы при одинаковых параметрах разряда $\frac{I(\text{версия 2})}{I(\text{версия 1})} \approx 0.2$. Поток плазмы в отверстие должен зависеть линейно от плотности плазмы в ловушке при сохранении прочих параметров неизменными. Можно провести сравнение потоков плазмы для двух версий генераторов плазмы при одинаковой плотности плазмы в генераторе. Для одинаковой плотности плазмы в центральной области отношение потоков плазмы через отверстие будет $\frac{I(\text{версия 2})}{I(\text{версия 1})} \approx \frac{0.2}{1.5} \approx 0.13$.

Рассмотрим потери плазмы в генераторе плазмы на примере второй версии генератора плазмы. Плазма может теряться из генератора по трем каналам: потери на катод, потери на поверхность вакуумной камеры, потери в отверстие. Потери плазмы в каждый из каналов удобно характеризовать эффективной площадью потерь, подразумевая при этом что вытекание плазмы происходит со скоростью близкой к скорости ионного звука.

Истечение плазмы сквозь мультипольное магнитное поле хорошо исследовано [47,54-57]. Вытекание плазмы сквозь такое магнитное поле происходит в «щели», образуемые сходящимися силовыми линиями магнитного поля. Ширина таких щелей равна двум гибридным ларморовским радиусам $d_{sl} = 2 \cdot \sqrt{r_e \cdot r_i}$ [47,55]. Подставляя в эту формулу величину магнитного поля на поверхности камеры ($B_w = 7 \text{ кГс}$) и следующие параметры

плазмы: $T_e = 4$ эВ, $T_i = 0,5$ эВ получим ширину щели $d_{sl} = 0.09$ мм. Тогда полная эффективная площадь потерь может быть вычислена по формуле (5)

$$S_1 = N \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot d_{sl} \approx 5.2 \text{ см}^2, \quad (5)$$

где введены обозначения $N = 15$ – количество магнитных «щелей», $r = 6$ см – радиус вакуумной камеры.

Площадь катода в нашем случае равна $S_2 = 15 \text{ см}^2$. Эффективная площадь катода может быть несколько меньше вследствие того, что катод находится в магнитном поле (см. рис. 4). Площадь катода складывается из площади торца и площади цилиндрической части. Плазма может теряться на торец вдоль магнитного поля. Цилиндрическая часть катода находится в наклонном магнитном поле. Вследствие этого цилиндрическая часть катода должна входить в эффективную площадь потерь с некоторым коэффициентом меньшим единицы.

Измеренный в эксперименте ток отверстие и плотность плазмы в генераторе плазмы позволяют определить эффективную площадь истечения плазмы в отверстие. Она равна $S_3 \approx 0.1 \text{ см}^2$.

Время жизни плазмы оценим по формуле

$$\tau \approx \frac{V}{v_s \cdot (S_1 + S_2 + S_3)} = 25 \text{ мкс}, \quad (6)$$

где $V = 500 \text{ см}^3$ – объём плазмы, v_s – скорость ионного звука.

Оценим вклад первичных и плазменных электронов ионизацию газа. Плотность первичных электронов определим, зная время жизни плазмы (7)

$$n_{e_fast} = \frac{I_d \cdot \tau}{e \cdot V_{pl}} = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}, \quad (7)$$

Энергия первичных электронов 150 эВ. Сечение ионизации молекулы водорода для первичных электронов $\sigma_{i_fast}(150 \text{ эВ}) = 5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [58]. Время на ионизацию первичными электронами оценим по формуле (8).

$$\tau_{i_fast} = \frac{1}{\sigma_{i_fast} \cdot v_{fast} \cdot n_{e_fast}} = 10 \text{ мкс}, \quad (8)$$

Плотность плазменных электронов $n_{e_pl} = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Плазменные электроны имеют максвелловское распределение с температурой 4 эВ. Коэффициент ударной ионизации для плазменных электронов $k_{i_pl} = \langle \sigma_{уи_pl} \cdot v_{e_pl} \rangle = 3.5 \cdot 10^{-10} \frac{\text{см}^3}{\text{с}}$ [59]. Время на ионизацию плазменными электронами оценим по формуле (9)

$$\tau_{i_pl} = \frac{1}{k_{i_pl} \cdot n_{e_pl}} = 300 \text{ мкс} , \quad (9)$$

Из приведенных оценок следует что $\tau_{i_fast} \ll \tau_{i_pl}$. Следовательно, ионизация молекул происходит преимущественно первичными электронами.

Для определения молекулярного состава плазмы в генераторе оценим время, необходимое на ионизацию молекул и атомов водорода, так же молекулярных ионов водорода. Время истечения молекул водорода из генератора определяется формулой (10)

$$\tau_m = \frac{V}{v_m \cdot S_h} = 10 \text{ мс} , \quad (10)$$

Полное сечение ионизации молекулы водорода электронами с энергией 150 эВ $\sigma_{i_t} = 9.2 \cdot 10^{-17}$ [58]. Время на ионизацию молекулы водорода определяется формулой (11)

$$\tau_{i_m} = \frac{1}{\sigma_{i_t} \cdot v_{e_f} \cdot n_{e_f}} = 5 \text{ мкс} , \quad (11)$$

Таким образом молекула водорода будет ионизована с очень большой вероятностью. В результате ионизации молекулы образуются молекулярный ион, протон либо атом водорода. Сечения ионизации молекулярного иона $\sigma_{i_i} = 2.1 \cdot 10^{-16}$ и атома водорода $\sigma_{i_a} = 6.1 \cdot 10^{-17}$ [58]. Время на ионизацию молекулярного иона и атома оценим по формуле аналогичной формуле (11). Эти времена равны $\tau_{i_i} = 2$ мкс для молекулярного иона и $\tau_{i_a} = 7$ мкс для атома водорода. Полученные в оценках времена меньше времени жизни частиц в генераторе плазмы $\tau_{i_m}, \tau_{i_i}, \tau_{i_a} \ll \tau_{pl}$. За время удержания молекула водорода

успевают ионизоваться до состояния двух ионов H^+ . Таким образом доля ионов H^+ в плазме должна преобладать.

Оценим цену иона, образуемого в генераторе плазмы (12)

$$\varepsilon = \frac{P \cdot \tau}{n_{pl} \cdot V} = 75 \text{ эВ}, \quad (12)$$

Оценим цену иона выходящего из генератора плазмы (13)

$$\varepsilon_{extr} \approx \frac{P}{I_{extr}} = \frac{1.2 \text{ кВт}}{0.1 \text{ А}} = 1.2 \text{ кВ}, \quad (13)$$

Предложенная геометрия магнитного поля может оказаться удачным решением для ограничения потока плазмы в отверстия при создании плазменной перезарядной мишени для нейтрализации мощных пучков отрицательных ионов изотопов водорода. Оценим эффективность такого снижения потока плазмы. В случае если удержание плазмы в отверстии отсутствует плазма вытекает со скоростью ионного звука. Зная параметры плазмы в генераторе и площадь отверстия можно оценить поток плазмы через отверстие:

$$I = j \cdot S_o = e \cdot n_i \cdot v_s \cdot S_o = e \cdot n_i \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{M_i}} \cdot S_o, \quad (14)$$

При характерных параметрах плазмы в генераторе версии 2 $n_i \approx 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 3,5 \text{ эВ}$ и площади отверстия $S_o = 7 \text{ см}^2$ поток плазмы оцененный по этой формуле $I \approx 23 \text{ А}$. Измеренный в эксперименте ток в отверстие равен 0.3 А . Это можно интерпретировать как уменьшение эффективной площади вытекания в ~ 80 раз. Следует заметить, что рассчитанное уменьшение эффективной площади получено при относительно небольшом магнитном поле в отверстии.

Глава 3

Применение генератора плазмы с инверсным магнитным полем для генерации плазмы в мишени для нейтрализации мощных пучков отрицательных ионов водорода

§ 3.1 Введение

Результаты, полученные в главе 2 при исследовании мультипольного генератора плазмы (плотность плазмы и ограничение потока плазмы в отверстие для прохождения пучка) послужили поводом для создания и исследования прототипа плазменной мишени для нейтрализации мощных пучков отрицательных ионов изотопов водорода.

В настоящее время инжекция пучков быстрых атомов изотопов водорода является одним из важнейших методов поддержания и нагрева плазмы в термоядерных ловушках с магнитным удержанием. Для получения пучков атомов с энергией > 100 кэВ необходимо пучок ускоренных отрицательных ионов пропустить через нейтрализующую мишень. При нейтрализации пучка отрицательных ионов водорода в плазменной мишени возможно достижение коэффициента нейтрализации ~ 85 %, что значительно превышает максимальный коэффициент нейтрализации в газовых мишенях ~ 60 %. Зависимость коэффициента нейтрализации от энергии пучка отрицательных ионов изотопов водорода для различных типов нейтрализующих мишеней показана на рисунке 25 [60].

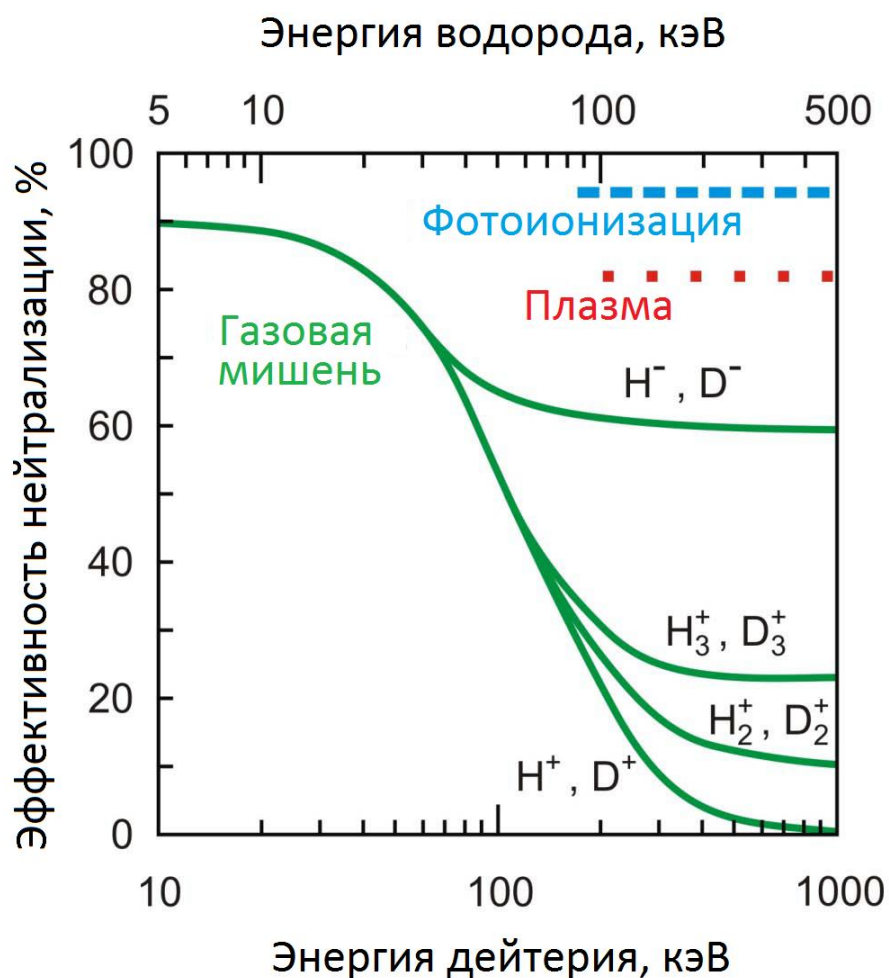


Рисунок 25. Зависимость коэффициента нейтрализации от энергии пучка для различных типов нейтрализующих мишеней

Зависимость коэффициента нейтрализации пучка отрицательных ионов водорода от линейной толщины плазменной мишени для энергии пучка 1 МэВ показана на рисунке 26. Приведены зависимости коэффициента нейтрализации для различных значений степени ионизации водородной плазмы. Максимальный коэффициент нейтрализации достигается при линейной толщине $n_{pl} \cdot l \approx 3.7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и степени ионизации плазмы 100 %. При технически реализуемой длине мишени $\sim 1 \div 3 \text{ м}$ плотность плазмы в такой мишени должна быть $n_{pl} \approx 1 \div 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Существует требование к степени ионизации вещества мишени. Так при степени ионизации 70 % коэффициент нейтрализации уменьшается на 2 %.

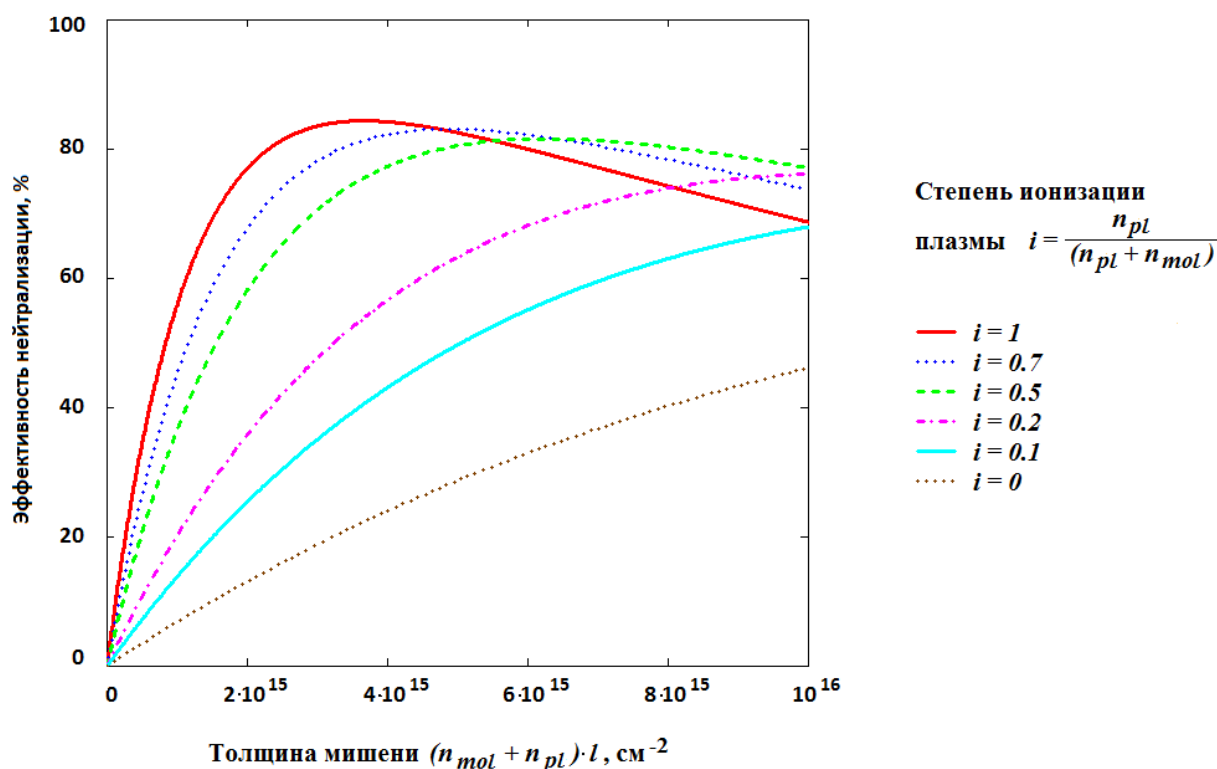


Рисунок 26. Зависимость коэффициента нейтрализации от линейной толщины плазменной мишени для энергии пучка 1 МэВ

Для энергий пучка < 1 МэВ требуемая линейная толщина должна быть меньше. Зависимость оптимальной линейной толщины плазменной мишени от энергии нейтрализуемого пучка показана на рисунке 27 [13].

Экспериментальное исследование водородной плазменной мишени проводилось в ИЯФ СО АН СССР в 80-х годах. В водородной плазменной мишени наблюдался выход атомов $84.5 \% \pm 0.5 \%$ при энергии 0.5 МэВ [61]. Плазменная мишень [61] была импульсная с длительностью импульса 1 мс.

Для того чтобы плазменная мишень была пригодной для использования в инжекторах атомов необходимо существенно повысить её параметры. В частности, плазменная мишень должна работать в длинных импульсах (~ 1 с.), необходимо снизить энергетическую эффективность генерации плазмы в

мишени. Существенным фактором так же является поток газа, создаваемый мишенью.

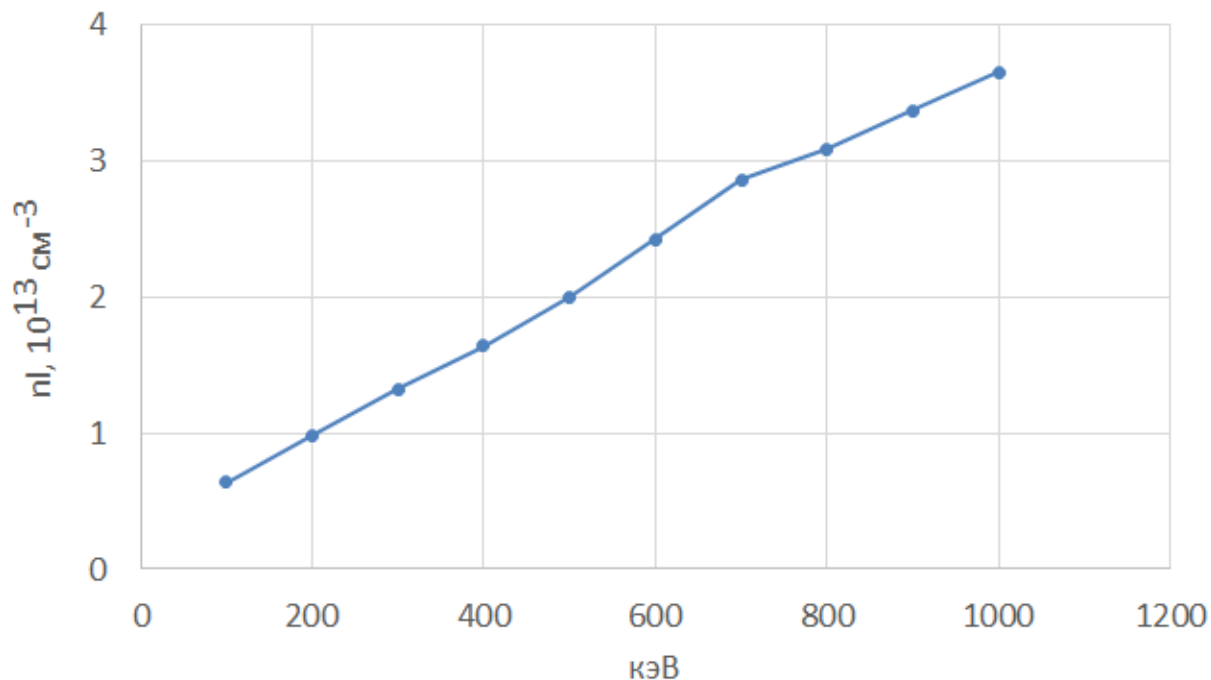


Рисунок 27. Расчётная зависимость оптимальной линейной толщины плазменной мишени от энергии нейтрализуемого пучка.

В ИЯФ СО РАН был создан прототип плазменной мишени для нейтрализации пучка отрицательных ионов с током ~ 1 А. В работе была поставлена задача оценить перспективность плазменной мишени на основе мультипольной магнитной ловушки с генерацией плазмы разрядом с горячими катодами. Для оценки перспективности такой мишени необходимо оценить следующие её характеристики:

1. Возможность достижения требуемой линейной толщины мишени и требуемая для этого мощность разряда.
2. Возможность достижения достаточно высокой степени ионизации.
3. Поток плазмы в отверстия для прохождения нейтрализуемого пучка.

§ 3.2 Мультипольная ловушка мишенной плазмы

Прототип плазменного нейтрализатора представляет собой мультипольную магнитную ловушку для удержания мишенной плазмы. Ловушка представляет собой цилиндрическую вакуумную камеру длиной 120 см и диаметром 20 см. В торцах камеры имеется по одному отверстию диаметром 10 см для прохождения нейтрализуемого пучка. Ловушка состоит из двух одинаковых половин, зеркально симметричных относительно центрального сечения. В центральном сечении устанавливается катодный блок – фланец на котором установлены катоды и подача рабочего газа. Плазма генерируется ионизацией газа электронами из катодов, расположенных в катодном блоке. В центральном сечении ловушки устанавливаются 6 катодов в виде таблеток из LaB_6 диаметром 17 мм с подогревателями. Они располагаются равномерно на окружности на некотором расстоянии от области прохождения нейтрализуемого пучка. Эмитируемые LaB_6 -таблетками электроны инжектируются радиально в плазму, удерживаемую в ловушке. Общий вид ловушки и геометрия рассчитанного магнитного поля показаны на рисунке 28.

Магнитное в ловушке поле формируется постоянными магнитами, устанавливаемыми вплотную на тонкостенную вакуумную камеру, и железными экранами, окружающими магниты. Магниты одного направления намагниченности имеют форму колец. Кольца из магнитов устанавливаются на цилиндрическую вакуумную камеру таким образом, что направления намагниченности колец последовательно чередуются. Имеются кольца с намагничением в радиальном и в аксиальном направлениях. Таким образом, внутри вакуумной камеры вблизи стенки формируется сильное мультипольное осесимметричное магнитное поле. Период изменения мультипольного магнитного поля равен 1.5 см и выбран из условия формирования пристеночных мультипольных магнитных барьеров для плазмы в вакуумной камере. Величина

магнитного поля на стенке вакуумной камеры составляет ~ 7 кГс. Такая геометрия магнитного поля обеспечивает МГД устойчивость плазмы в ловушке.

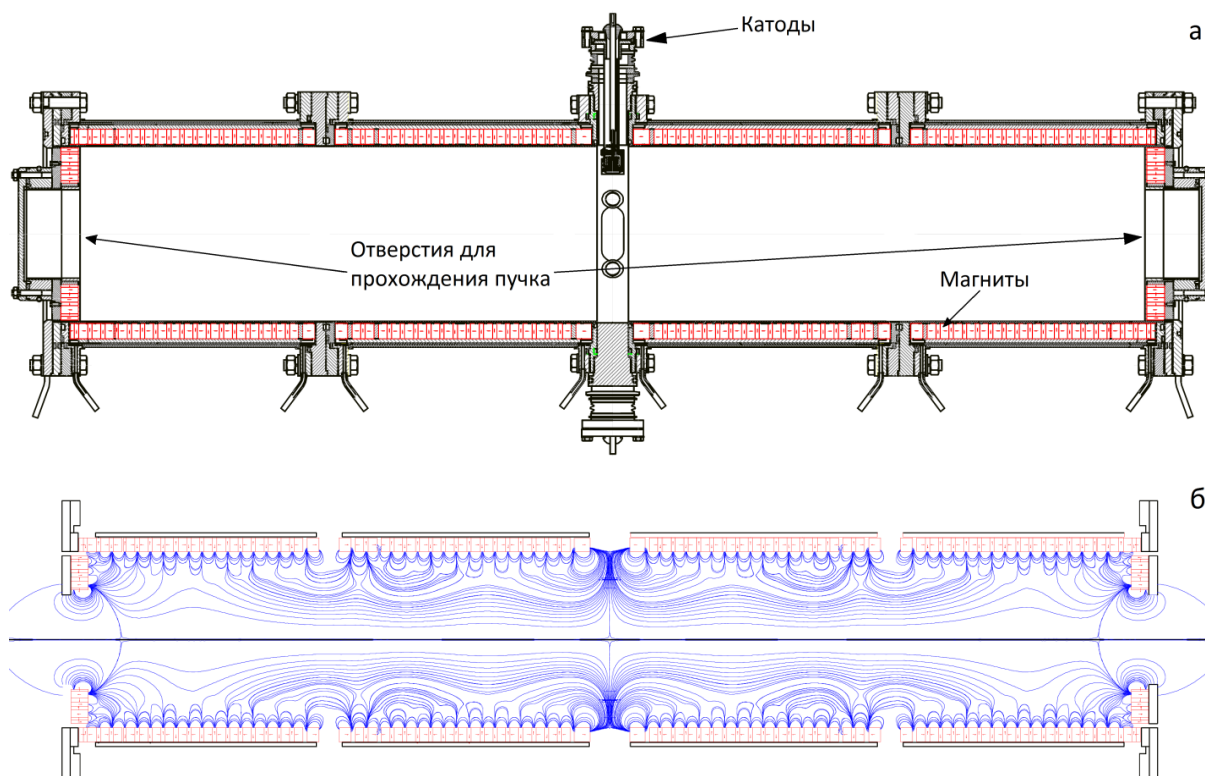


Рисунок 28. а) схема плазменной ловушки-мишени; б) рассчитанное магнитное поле плазменной ловушки-мишени (показаны железные магнитопроводы, постоянные магниты и силовые линии магнитного поля)

В центральной области каждой из половин ловушки формируется продольное магнитное поле величиной ~ 100 Гс. В отверстиях в торцах ловушки формируется магнитное поле, направленное противоположно по отношению к магнитному полю в центральной части соответствующей половины ловушки. Величина обратного магнитного поля на оси ~ 200 Гс. Распределение магнитного поля в одной из половин ловушки вдоль оси показано на рисунке 29.

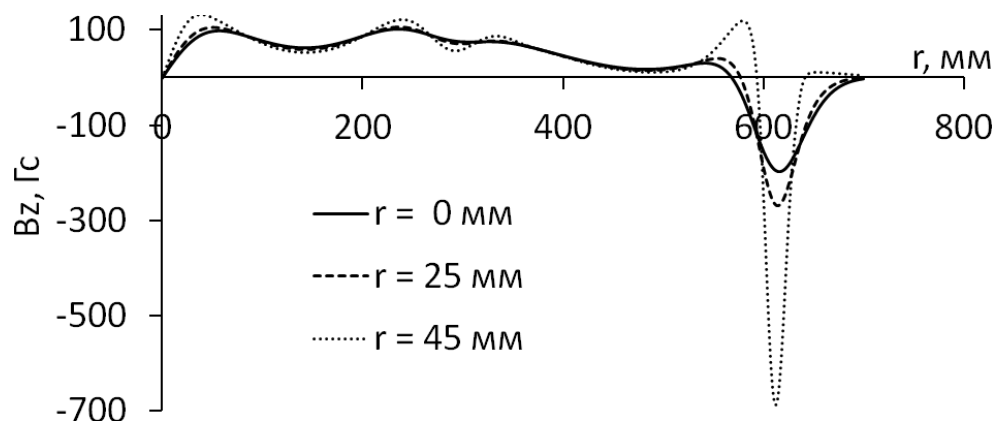


Рисунок 29. Распределение продольного магнитного поля вдоль ловушки на разных радиусах

Обратное магнитное поле в отверстиях должно эффективно ограничивать уход частиц плазмы в торцевые отверстия за счёт сохранения частицами обобщённого момента импульса в осесимметричном магнитном поле (1). На рисунке 30а показано распределение магнитного поля по радиусу в области отверстия ловушки. На рисунке 30б показана зависимость радиальной координаты, в которой может находиться электрон в области обратного

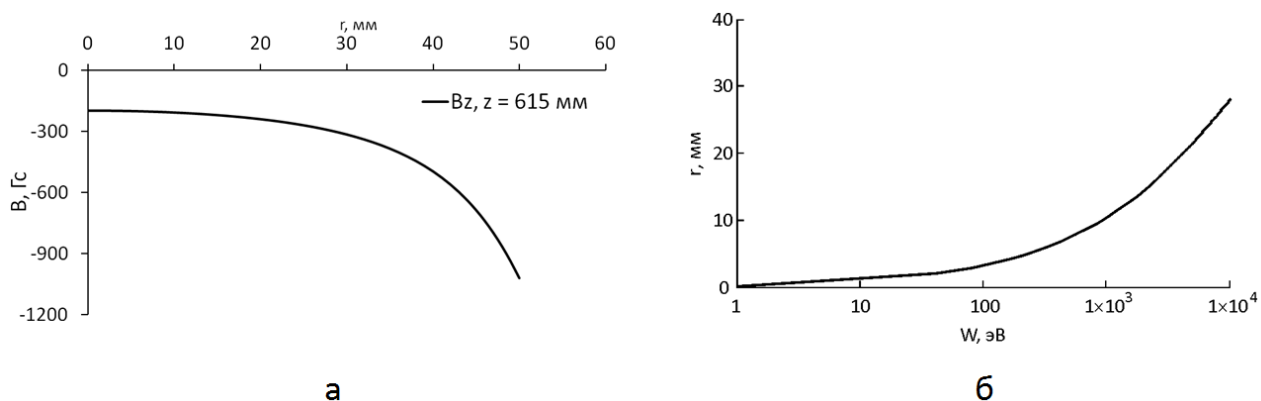


Рисунок 30. а) радиальное распределение магнитного поля в отверстии; б) радиус, на котором могут находиться электроны в области отверстия в зависимости от энергии

магнитного поля от энергии электрона. Из рисунка видно, что частицы могут покинуть ловушку только в узкой приосевой области.

Для повышения энергоэффективности генерации плазмы необходимо удержание первичных электронов, эмитируемых с катода. Электроны, эмитируемые с катода должны удерживаться в области ловушки в течение времени, достаточного чтобы передать свою энергию электронам плазмы. Время релаксации энергии электрона в плазме определяется формулой (15) [62]

$$\tau_E^{ee} \approx \frac{3 \cdot \sqrt{m_e} \cdot \left(\frac{2}{3} E_e\right)^{\frac{3}{2}}}{4 \cdot \sqrt{2 \cdot \pi} \cdot n_{pl} \cdot \lambda \cdot e^4}, \quad (15)$$

где λ – кулоновский логарифм. Для наших условий: $E_e = 300 \text{ эВ}$, $n_{pl} = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ получим $\tau_E^{ee} \approx 3 \text{ мкс}$. Длина пробега электронов при этом составляет $l_E^{ee} \approx 30 \text{ м}$. Сечение ионизации атома водорода электроном с энергией 300 эВ $\sigma_i = 3,3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, сечение ионизации молекулы водорода $\sigma_i = 5,8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [59]. Оценить характерное время на ионизацию можно по формуле (16).

$$\tau \approx \frac{1}{n_{pl} \cdot \sigma_i \cdot v_e}, \quad (16)$$

За время потери энергии вследствие столкновений с электронами плазмы горячий электрон может совершить $\sim 2-3$ ионизации атома либо молекулы водорода. Потери энергии на ионизацию меньше потерь энергии при столкновении с электронами плазмы, но эти потери делают требуемое время удержания электронов несколько меньше. При проектировании ловушки были проведены расчёты движения электронов с энергией 300 эВ стартующих из различных точек на поверхности катода. К геометрии магнитного поля предъявлялось требование удержания этих электронов в области ловушки при длине рассчитываемой траектории 10 м. Результаты расчетов приведены на рисунке 31. Показана $\frac{1}{4}$ объёма ловушки, поскольку ловушка симметрична относительно оси и центрального сечения. Проведены расчеты движения ансамбля плазменных электронов в ловушке. Расчётные траектории показаны на рисунке 32.

Так же был проведен расчёт влияния магнитного поля ловушки на траектории частиц нейтрализуемого пучка отрицательных ионов водорода с энергией 1 МэВ. Магнитное поле ловушки действует на пучок как слабая фокусирующая линза. Угловое отклонение к оси ионов с энергией 1 МэВ равно 0.15 мрад на граничном радиусе мишенной области 5 см, и меньше 0.1 мрад на радиусе 4.5 см. Таким образом влияние магнитного поля на нейтрализуемый пучок пренебрежимо мало.

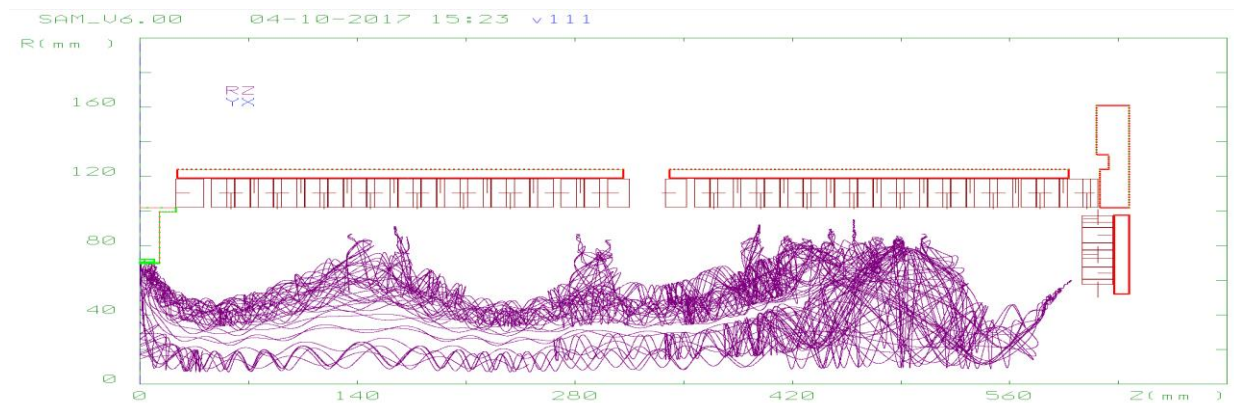


Рисунок 31. Траектории катодных электронов в ловушке

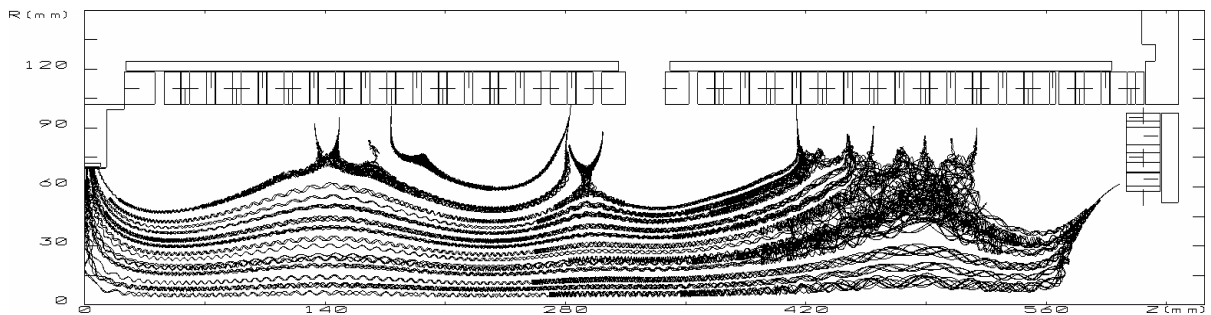


Рисунок 32. Траектории плазменных электронов в ловушке

Глава 4

Экспериментальное исследование плазменной мишени

§ 4.1 Стенд для изучения плазменной мишени

Описанная выше ловушка была спроектирована и изготовлена, а её исследование проводилось на созданном для этой цели стенде. Схема стенда показана на рисунке 33.

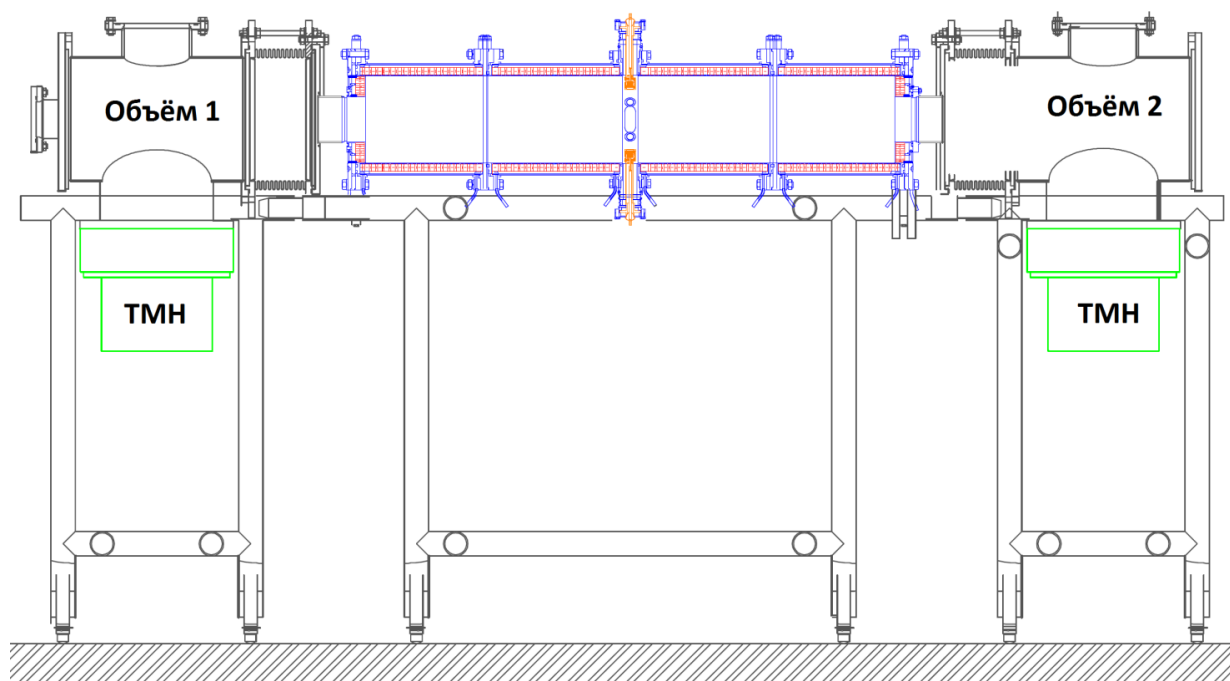


Рисунок 33. Схема стенда для исследования плазменной мишени (вид сбоку)

Мультипольная ловушка расположена в центре. К отверстиям для прохождения нейтрализуемого пучка с каждой стороны подсоединяются вакуумные объёмы. Эти объёмы служат для соединения с системой откачки и подсоединения диагностического оборудования. Каждый из вакуумных объёмов имеет вакуумную откачку в виде одного турбомолекулярного насоса Shimadzu TMP-3203LM со скоростью откачки 2 400 л/с по водороду.

В экспериментах использовались две системы питания разряда. Первая система питания «стационарная» позволяет вводить в разряд мощность 55 кВт в постоянном режиме. Эта система питания состоит из источников постоянного напряжения величиной 300 В. Из-за ограничений системы охлаждения с этой системой питания были проведены эксперименты в импульсах с длительностью 1 с. Вторая система питания «импульсная». Импульсная система питания представляет собой формирующую линию, с длительностью импульсов 1 мс. Эта система питания позволяет вводить в разряд мощность 220 кВт. Основные эксперименты были проведены с импульсной системой питания. Ток разряда при том составлял 500-600 А, напряжение разряда 300-500 В. Импульсная система питания имеет дополнительный тиристорный ключ, позволяющий отключать напряжение питания за время ~ 5 мкс. Эта возможность была использована в эксперименте для определения времени жизни плазмы.

Стенд оборудован набором диагностик для измерений параметров плазмы. Схема стенда с используемыми диагностиками показана на рисунке 34.

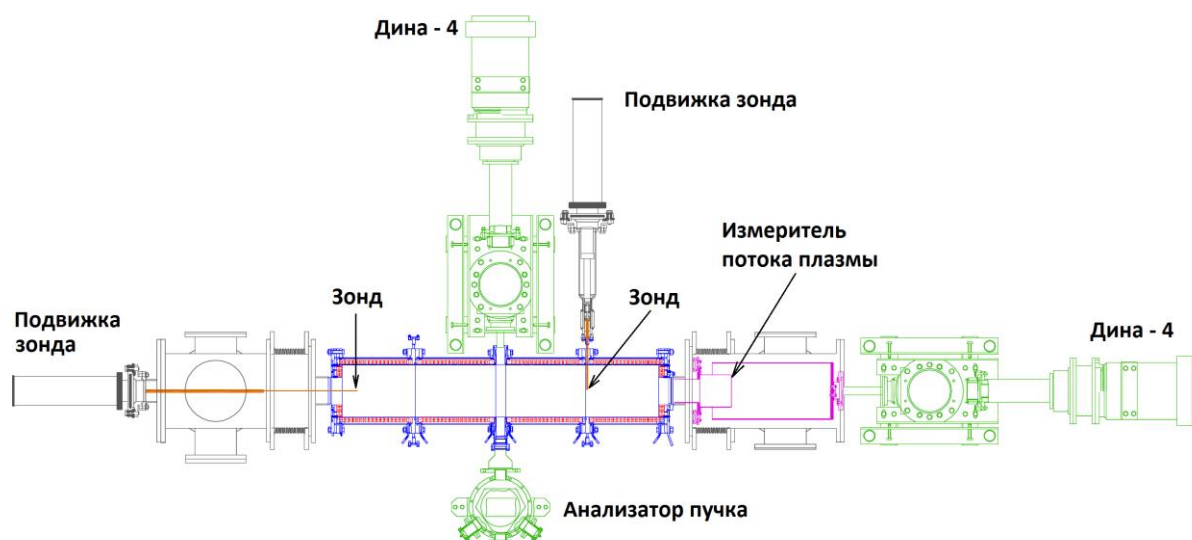


Рисунок 34. Схема стенда для исследования плазменной мишени с используемыми диагностиками (вид сверху)

Параметры плазмы (плотность плазмы и электронная температура) в ловушке и их распределение по радиусу и оси ловушки измерялось набором подвижных ленгмюровских зондов. Использовались тройные ленгмюровские зонды, изготовленные из вольфрамовой проволоки диаметром 0.3 мм. Один зонд мог вводиться в ловушку вдоль оси через отверстие для прохождения пучка. Два других зонда могли вводиться в ловушку по радиусу. Первый из них (на рисунке не показан) вводился в центральном сечении ловушки. Вторым вводился в сечении ловушки, равноудаленном от центрального сечения и торца ловушки. Этот зонд измеряет распределение параметров плазмы в центре одной из половин ловушки.

Плотность плазмы и степень ионизации плазмы определялась по перезарядке диагностического пучка атомов водорода. Использовался инжектор диагностического пучка Дина-4 [63]. Инжектор формирует пучок атомов водорода с энергией 5-18 кэВ, током ~ 1 А с длительностью импульсов 100 мкс. Инжектор стыкуется с установкой через дополнительный вакуумный объём со своей системой откачки. Вакуумный объём инжектора откачивается турбомолекулярным насосом Shimadzu TMP-403 LM со скоростью откачки 400 л/с по водороду. Вакуумный объём инжектора отделяется от основного объёма стенда диафрагмой с диаметром 1 см. Такая постановка эксперимента позволяет избежать перезарядки инжектируемого в ловушку пучка на газе, вытекающем из ловушки. В дополнительном вакуумном объёме инжектора установлен электромагнит, который позволяет отклонить сопутствующие заряженные частицы из инжектора. Таким образом в ловушку инжектируется пучок, состоящий только из атомов.

Пучок, прошедший через ловушку, состоит из трех зарядовых фракции: H^+ , H^0 , H^- . Прошедший пучок попадает в магнитный анализатор пучка, устанавливаемый с противоположной стороны ловушки. Анализатор пучка представляет собой вакуумную камеру с внешним электромагнитом.

Прошедший пучок разделяется в магнитном поле анализатора на компоненты с разными зарядами. Заряженные компоненты (H^+ , H^-) регистрируются цилиндрами Фарадея, установленными под углом 45° . Атомарная компонента (H^0) регистрируется вторично-эмиссионным датчиком. Схема анализатора пучка показана на рисунке 35.

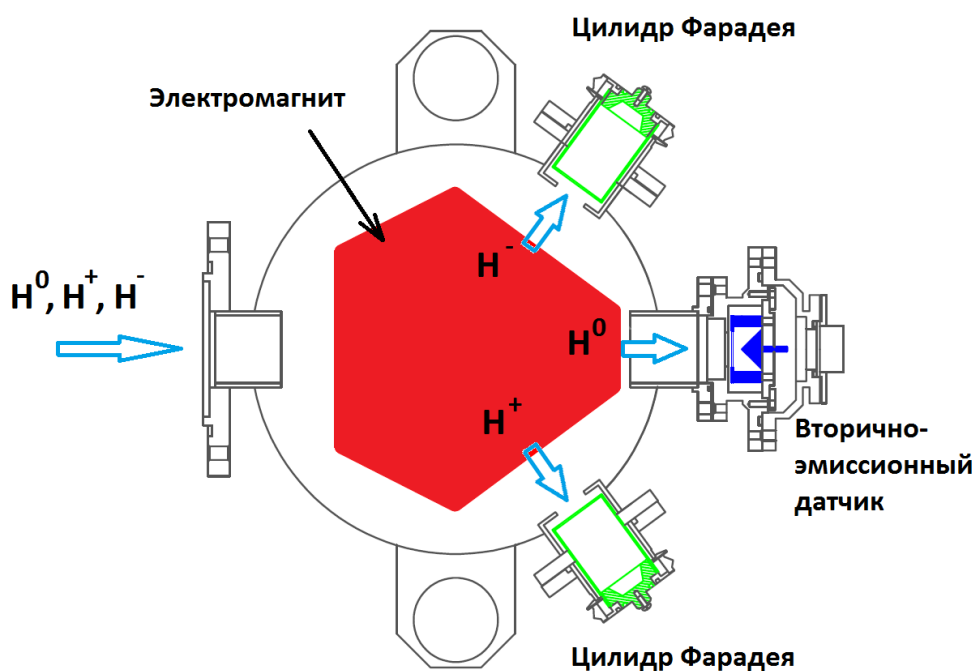
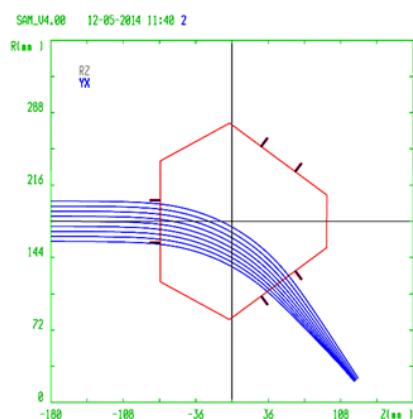
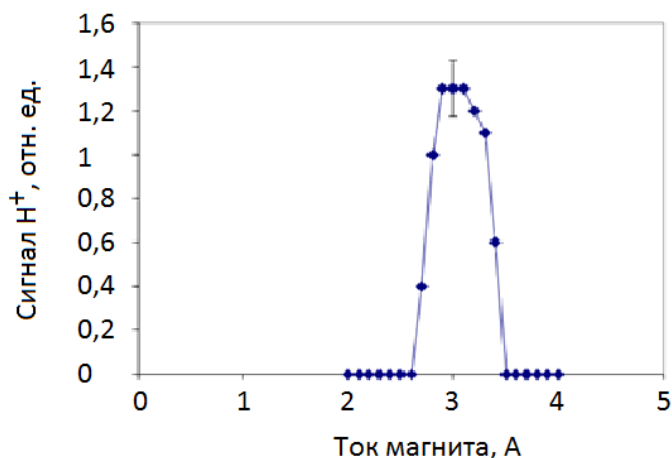


Рисунок 35. Схема анализатора пучка водородных частиц

Геометрия анализатора и параметры электромагнита были рассчитаны в программе SAM[45]. На рисунке 36 (слева) показаны расчётные траектории пучка протонов с энергией 10 кэВ при оптимальном токе электромагнита. Оптимальный ток электромагнита определялся экспериментально. При этом в ловушку напускался газ. Инжектированный пучок частично перезаряжался в протоны, которые регистрировались анализатором пучка. Зависимость сигнала тока протонов с цилиндра Фарадея от тока электромагнита показана на рисунке 36 (справа). Оптимальный ток электромагнита, определенный в эксперименте, совпадает с расчетным значением с хорошей точностью.



а



б

Рисунок 36. а) расчетные траектории пучка протонов в анализаторе пучка; б) зависимость тока протонов от тока электромагнита

Предусмотрено две постановки эксперимента с инъекцией пучка в ловушку. В первой из них диагностический пучок инжектируется вдоль оси ловушки. В этой постановке эксперимента дополнительный вакуумный объём с диагностическим пучком стыкуется с одним из вакуумных объёмов стенда. Анализатор пучка стыкуется с вакуумным объёмом на противоположной стороне стенда (не показано на рисунке 34). В этой постановке эксперимента определяются параметры плазмы, усредненные вдоль оси ловушки. В другой постановке эксперимента диагностический пучок инжектируется перпендикулярно к оси ловушки. В этой постановке эксперимента дополнительный вакуумный объём с диагностическим инжектором и анализатор пучка стыкуются с катодным блоком в центральном сечении ловушки. В этой постановке эксперимента определяются параметры плазмы в центральном сечении ловушки, усреднённые по диаметру ловушки.

В одном из вакуумных объёмов установлен измеритель потока плазмы, который позволяет измерять полный поток плазмы, выходящий в отверстие для прохождения нейтрализованного пучка. Измеритель потока плазмы состоит из

двух вставленных один в другой цилиндров. На эти цилиндры подаётся напряжение для отражения электронов. Регистрируется ток положительных ионов на цилиндр. Газовая проводимость такого цилиндра больше газовой проводимости отверстия ловушки, что позволяет измерять поток плазмы, не изменяя газовых условий в вакуумном объёме стенда.

§ 4.2 Методика измерений

При формировании плазменной мишени в ловушку заранее напускается газ, а затем поджигается разряд. В нашем эксперименте заранее не известно о плотности газа и степени ионизации в ловушке в момент разряда. Для интерпретации результатов измерений диагностическим пучком необходимо рассмотреть взаимодействие диагностического пучка с мишенью, представляющей собой смесь газа и плазмы.

Плазменная мишень имеет преимущества перед газовой мишенью при нейтрализации пучков отрицательных ионов при высоких энергиях (> 100 кэВ). При таких энергиях основными процессами, определяющими зависимость фракций пучка от линейной толщины мишени, являются отрыв одного электрона от отрицательного иона и ионизация атома. Сечения других процессов много меньше сечений указанных процессов. Это справедливо как для взаимодействия пучка отрицательных ионов с газом, так и с плазмой. Преимущества плазменной мишени проявляются в более выгодном отношении сечений двух указанных процессов в плазме [13].

При энергии пучка отрицательных ионов 10 кэВ имеются два обстоятельства, которые не позволяют непосредственно использовать пучок отрицательных ионов для измерения линейной толщины плазменной мишени. Первая особенность состоит в том, что при взаимодействии пучка

отрицательных ионов с газом к двум упомянутым процессам добавляется перезарядка протона в атом на молекуле водорода. В результате зависимость фракций пучка от линейной толщины газовой мишени при энергии 10 кэВ имеет качественно другой вид в отличие от случая высоких энергии. Процент атомов в пучке как функция линейной толщины мишени не имеет максимума как при высокой энергии, а при увеличении толщины мишени достигает равновесного значения $\sim 88.5\%$. Вторая особенность состоит в численном отличии сечения взаимодействия отрицательного иона с частицами плазмы при энергии 10 кэВ. Для пучка отрицательных ионов с энергией 10 кэВ выход атомов как функция линейной толщины плазменной мишени имеет максимум при линейной толщине мишени на порядок меньшей, чем при энергии 1 МэВ. Зависимости выхода атомов от линейной толщины плазменной мишени при инжекции пучка отрицательных ионов показаны на рисунке 37. Показаны зависимости выхода атомов для различной степени ионизации плазмы при энергии инжектируемого пучка 1 МэВ (рисунок 37а) и 10 кэВ (рисунок 37б). Отсюда можно заключить, что пучок отрицательных ионов с энергией 10 кэВ

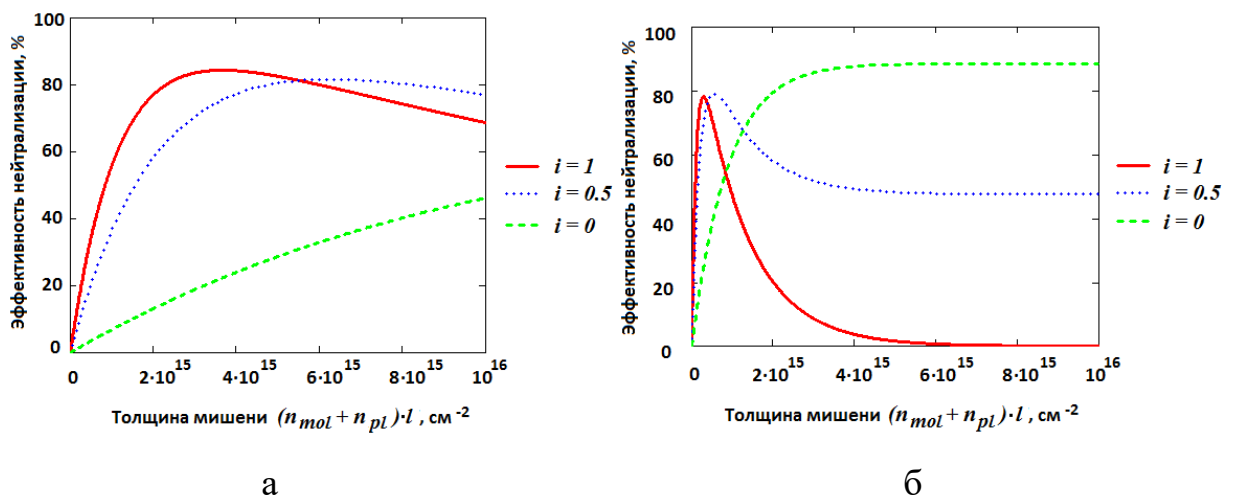


Рисунок 37. а) выход атомов при нейтрализации пучка отрицательных ионов водорода с энергией 1 МэВ, б) выход атомов при нейтрализации пучка отрицательных ионов водорода с энергией 10 кэВ

не пригоден для прямого измерения линейных параметров плазменной мишени в интересующем нас диапазоне параметров ($n_{pl} = (1 \div 3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$).

Линейная плотность плазмы определялась по ослаблению пучка атомов, прошедших сквозь мишень. В результате взаимодействия с газом и плазмой мишени начальный пучок H^0 трансформируется в пучок, состоящий из частиц H^0 , H^+ , H^- . Расчёт взаимодействия пучка со смесью газа и плазмы проводился численным решением системы трёх дифференциальных уравнений (17).

$$\begin{aligned} \frac{\partial N^0(l)}{\partial l} &= n_{gas} \cdot [\sum_{j=i,p} N^j \cdot \sigma_{j0} - \sum_{j=i,p} N^0 \cdot \sigma_{0j}] + n_{pl} \cdot [\sum_{j=i,p} N^j \cdot \sigma_{j0}^p - \\ &\sum_{j=i,p} N^0 \cdot \sigma_{0j}^p] \\ \frac{\partial N^p(l)}{\partial l} &= n_{gas} \cdot [\sum_{j=i,0} N^j \cdot \sigma_{jp} - \sum_{j=i,0} N^p \cdot \sigma_{pj}] + n_{pl} \cdot [\sum_{j=i,0} N^j \cdot \sigma_{jp}^p - \\ &\sum_{j=i,0} N^p \cdot \sigma_{pj}^p] \\ \frac{\partial N^i(l)}{\partial l} &= n_{gas} \cdot [\sum_{j=0,p} N^j \cdot \sigma_{ji} - \sum_{j=0,p} N^i \cdot \sigma_{ij}] + n_{pl} \cdot [\sum_{j=0,p} N^j \cdot \sigma_{ji}^p - \\ &\sum_{j=0,p} N^i \cdot \sigma_{ij}^p] \end{aligned} \quad (17)$$

Где введены обозначения n_{gas} – плотность газа в мишени; n_{pl} – плотность плазмы в мишени; $N^0(l), N^p(l), N^i(l)$ – доли частиц пучка в состоянии атома, протона и отрицательного иона после прохождения мишени длиной l ; σ_{12} – сечение процесса, в результате которого частица пучка переходит из состояния 1 в состояние 2. Индексами $0, p, i$ обозначены величины, относящиеся к атомам, протонам и отрицательным ионам соответственно.

В результате расчёта определяются величины фракций пучка в зависимости от плотности плазмы и степени ионизации. В расчёте предполагалось что плазма состоит из протонов и электронов, а газ состоит из молекул H_2 . Ионы плазмы могут находиться в трех состояниях: H^+ , H_2^+ , H_3^+ . Соотношение этих компонент определяется соотношением $n_e \cdot \tau$, где n_e – плотность электронов, τ – время удержания частиц [64]. Для наших условий (как

будет показано в § 4.3) $\tau \approx 50$ мкс, $n_e \approx 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, тогда величина определяющая соотношение компонент

$$n_e \cdot \tau \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}, \quad (18)$$

Теоретическая зависимость компонентного состава в ионном источнике от произведения $n_e \cdot \tau$ показана на рисунке 38а [64]. Из рисунка видно, что плотности компонент H_2^+ и H_3^+ много меньше плотности ионов H^+ . По этой причине взаимодействием пучка с ионами H_2^+ и H_3^+ в расчётах пренебрегали.

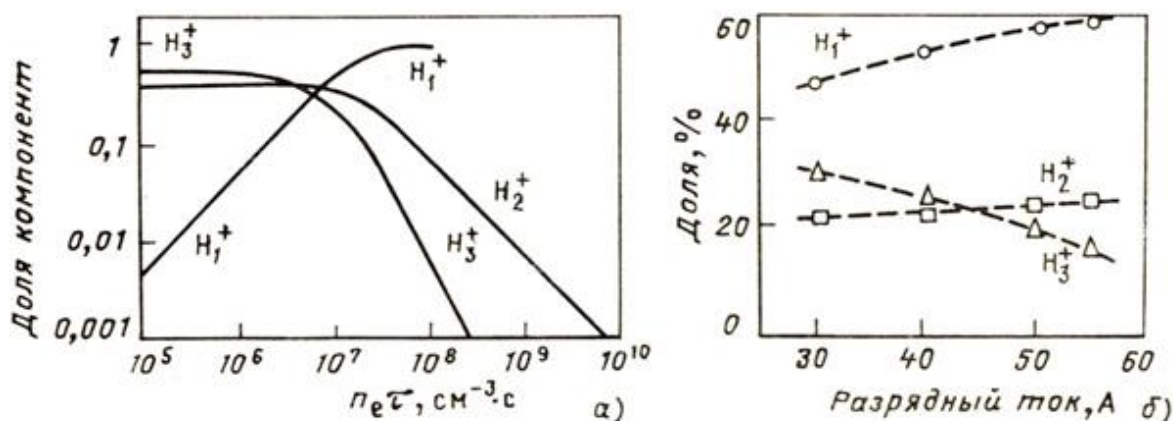


Рисунок 38. Зависимость компонентного состава плазмы [64]

При расчёте взаимодействия пучка с газом учитывались реакции, имеющие наибольшее сечение при энергии пучка [58,65]. Учитываемые реакции и сечения приведены в таблице 1.

Таблица 1. Реакции, учитываемые при расчете взаимодействия пучка атомов водорода с газом и их сечения при энергии пучка 10 кэВ.

Реакция	Сечение
$\text{H}^0 + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}^+$	$9.2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$
$\text{H}^0 + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}^-$	$2.2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$
$\text{H}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}^0$	$8.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$
$\text{H}^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}^-$	$4.7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$
$\text{H}^- + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}^+$	$4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$
$\text{H}^- + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}^0$	$1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$

При взаимодействии пучка атомов водорода с плазмой изменение зарядового состава пучка происходит по двум каналам: $H^0 \rightarrow H^+$ и $H^- \rightarrow H^0$. Ионы H^- при этом образуются при взаимодействии частиц пучка с газом. Реакции взаимодействия частиц пучка с частицами плазмы, учитываемые в расчете, и их сечения приведены в таблице 2 [58,65].

Таблица 2. Реакции, учитываемые при расчете взаимодействия пучка атомов водорода с плазмой и их сечения при энергии пучка 10 кэВ.

Реакция	Сечение
$H^0 + H^+ \rightarrow H^+ + H^0$	$8.3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
$H^0 + H^+ \rightarrow H^+ + e + H^+$	$1.84 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$
$H^- + H^+ \rightarrow H^0 + e + H^+$	$4.4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$
$H^- + H^+ \rightarrow H^0 + H^0$	$1.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$
$H^- + e \rightarrow H^0 + e + e$	$2 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$
$H^0 + e \rightarrow H^+ + e + e$	$1.5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$

Равновесный выход фракции пучка атомов, инжектируемого в водород, при энергии 10 кэВ имеет вид $H^0:H^+:H^- = 88.4\%:9.6\%:2\%$ [58]. Расчёт для этого случая проводился в нашей программе как модельная задача. Результаты расчёта совпадают с литературными данными [58] с точностью 0.2 %.

4.2.1 Инжекция вдоль оси установки

Вначале рассмотрим случай инъекции атомарного пучка вдоль оси ловушки. В этом случае длина мишени равна 120 см. Расчётные зависимости доли атомов (в процентах от тока инжектируемого пучка) от плотности плазмы (n_{pl}) и степени ионизации ($t = \frac{n_{pl}}{n_{pl}+n_{gas}}$) приведены на рисунке 39. Степень ионизации $t=0$ соответствует инъекции атомарного пучка в газ, а степень

ионизации $t=1$ соответствует инъекции атомарного пучка в полностью ионизованную плазму. При инъекции атомарного пучка в полностью ионизованную плазму по измеренному ослаблению пучка атомов можно однозначно определить линейную толщину мишени. При инъекции атомарного пучка в не полностью ионизованную плазму по измеренному ослаблению пучка атомов нельзя однозначно определить линейную плотность плазмы, поскольку существует много наборов значений (n_{pl}, t) , ослабляющих атомарный пучок до заданного уровня. Из ослабления атомарного пучка не полностью ионизованной плазмой можно определить нижний порог на степень ионизации плазмы для случая, когда плотность плазмы $n_{pl} \geq 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. В этом случае доля атомов в прошедшем пучка $N^0 < 85\%$, эта область показана на рисунке 39 серым фоном. Из рисунка 39 видно, что измеренное значение ослабления атомарного пучка в этой области не может быть получено при степени ионизации меньше

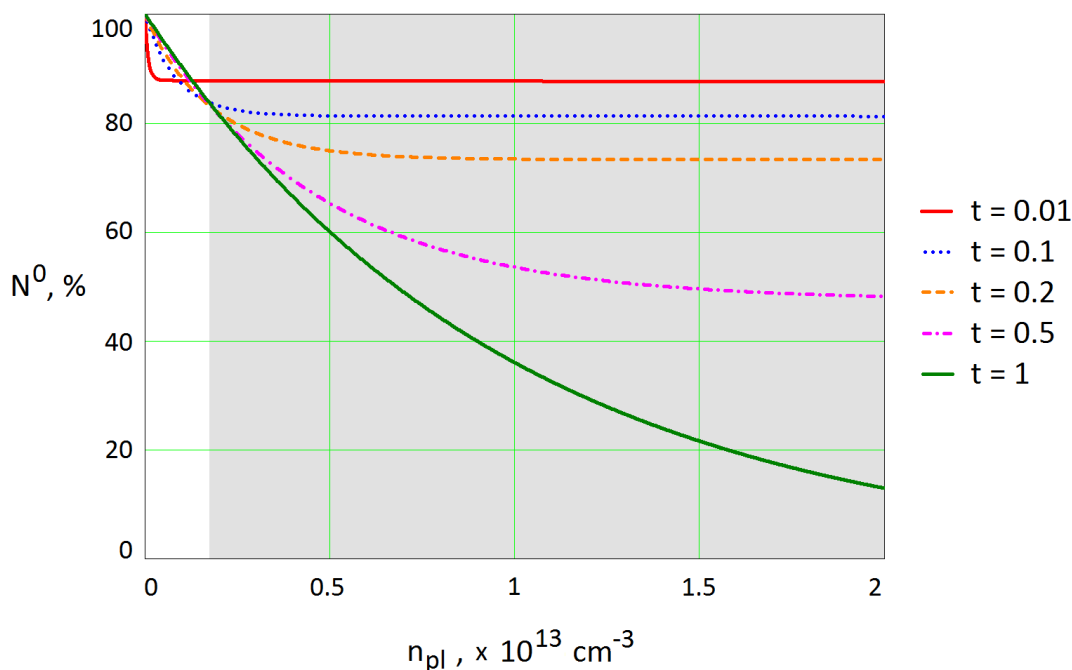


Рисунок 39. Доля частиц пучка в состоянии атома при инъекции атомарного пучка

некоторой. Это означает, что по измеренному ослаблению атомарного пучка можно определить нижний порог на степень ионизации плазмы.

Так же можно определить минимально возможную плотность плазмы. Для данной величины ослабления атомарного пучка плотность плазмы не может быть меньше чем плотность плазмы, вычисленная для случая полностью ионизованной плазмы. Из рисунка видно, что определённый таким образом нижний порог на плотность плазмы может сильно отличаться от действительной плотности плазмы если степень ионизации сильно отличается от $t = 1$.

Степень ионизации плазмы можно определить и другим способом. При инжекции атомарного пучка в не полностью ионизованную плазму образуются отрицательные ионы. Образование отрицательных ионов происходит при взаимодействии атомов пучка с молекулами газа, а разрушение отрицательных ионов происходит преимущественно при взаимодействии их с частицами плазмы вследствие разницы в величинах сечений разрушения отрицательного иона водорода. На рисунке 40 показана рассчитанная доля отрицательных ионов как функция плотности плазмы и степени ионизации для случая инжекции пучка атомов водорода в не полностью ионизованную плазму. Доля отрицательных ионов достигает своего равновесного значения при плотности плазмы $n_{pl} \leq 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (для длины мишени 120 см) и является чувствительным репером по отношению к степени ионизации плазмы. В интересующем нас диапазоне значений плотности плазмы доля частиц пучка в состоянии отрицательного иона слабо зависит от плотности плазмы.

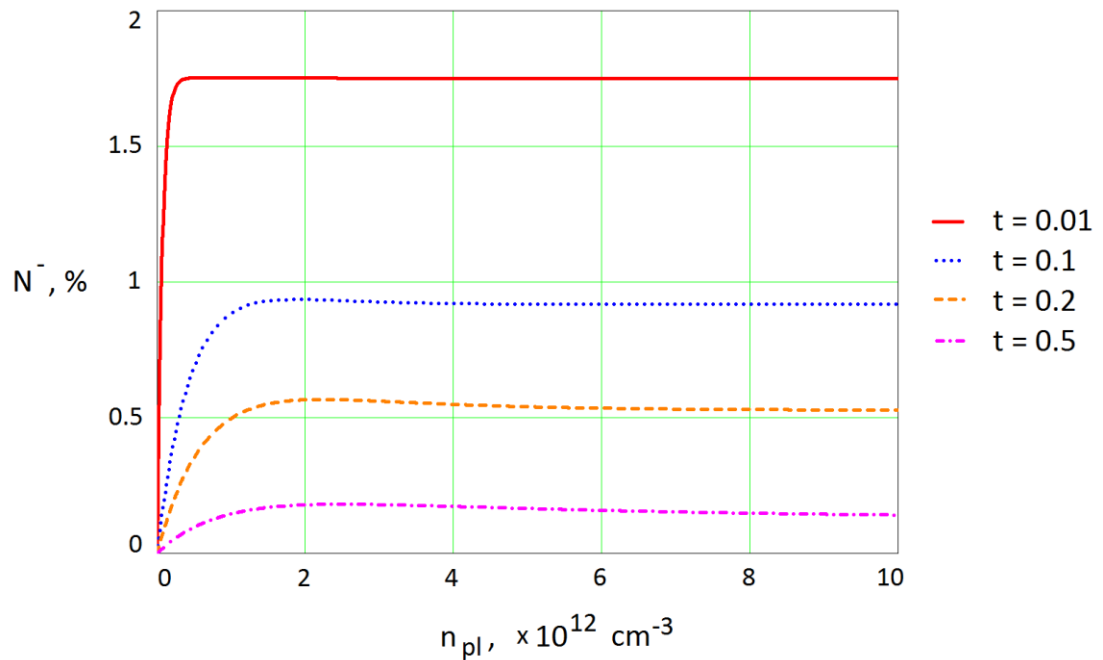


Рисунок 40. Доля частиц пучка в состоянии отрицательного иона при инъекции атомарного пучка

4.2.2 Инжекция перпендикулярно оси установки

В случае инъекции пучка перпендикулярно оси ловушки качественная зависимость доли атомов от плотности плазмы и степени ионизации не изменяется, но интересующие нас плотности плазмы лежат в другой области на графике. Для того чтобы выход атомов в интересующем нас диапазоне плотностей плазмы был более чувствителен к степени ионизации плазмы энергия диагностического пучка в этом случае была снижена до 5 кэВ. Расчётные зависимости доли атомов (в процентах от тока инжектируемого пучка) от плотности плазмы (n_{pl}) и степени ионизации (t) при инъекции атомарного пучка приведены на рисунке 41. В этом случае по ослаблению атомарного пучка может быть определен нижний порог на плотность плазмы, как и в случае зондирования плазмы вдоль оси установки. Степень ионизации

плазмы может быть определена более точно если плотность плазмы, усредненная по диаметру ловушки, известна из зондовых измерений.

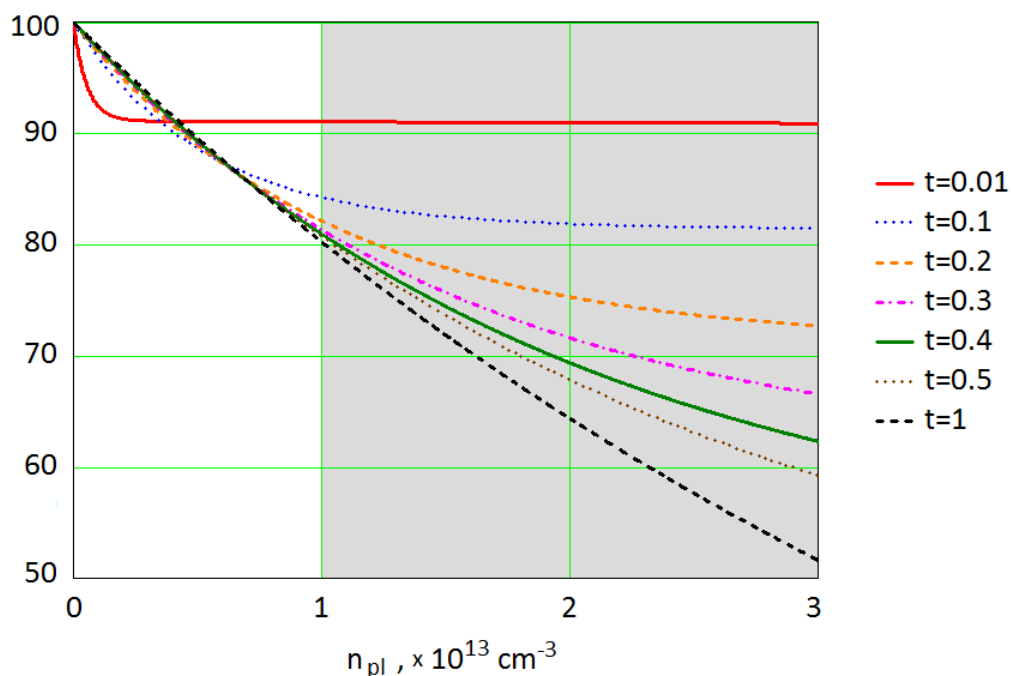


Рисунок 41. Доля частиц пучка в состоянии атома при инъекции атомарного пучка поперек оси ловушки в зависимости от плотности плазмы

§ 4.3 Результаты экспериментов

4.3.1 Эксперименты с использованием стационарной системы питания разряда

Первая серия экспериментов была проведена с использованием стационарной системы питания, описанной в § 4.1. Из-за недостаточной системы охлаждения ловушки эксперименты проводились в режиме импульсов с длительностью 1 с. Параметры плазмы (плотность плазмы и электронная температура) измерялись зондами. Использовался одиночный зонд, вводимый в ловушку вдоль оси, и тройной зонд, вводимый в ловушку поперек оси и

расположенный на расстоянии $\frac{1}{4}$ длины ловушки от центрального сечения. Зависимость плотности плазмы на оси ловушки от мощности разряда показаны на рисунке 42. Приведены зависимости измеренной для нескольких значений плотности газа перед разрядом. Плотность плазмы линейно зависит от мощности разряда. При небольших мощностях разряда плотность плазмы практически не зависит от плотности газа перед разрядом. При уменьшении плотности газа перед разрядом не удаётся увеличить мощность разряда (не удаётся получать максимальный ток разряда).

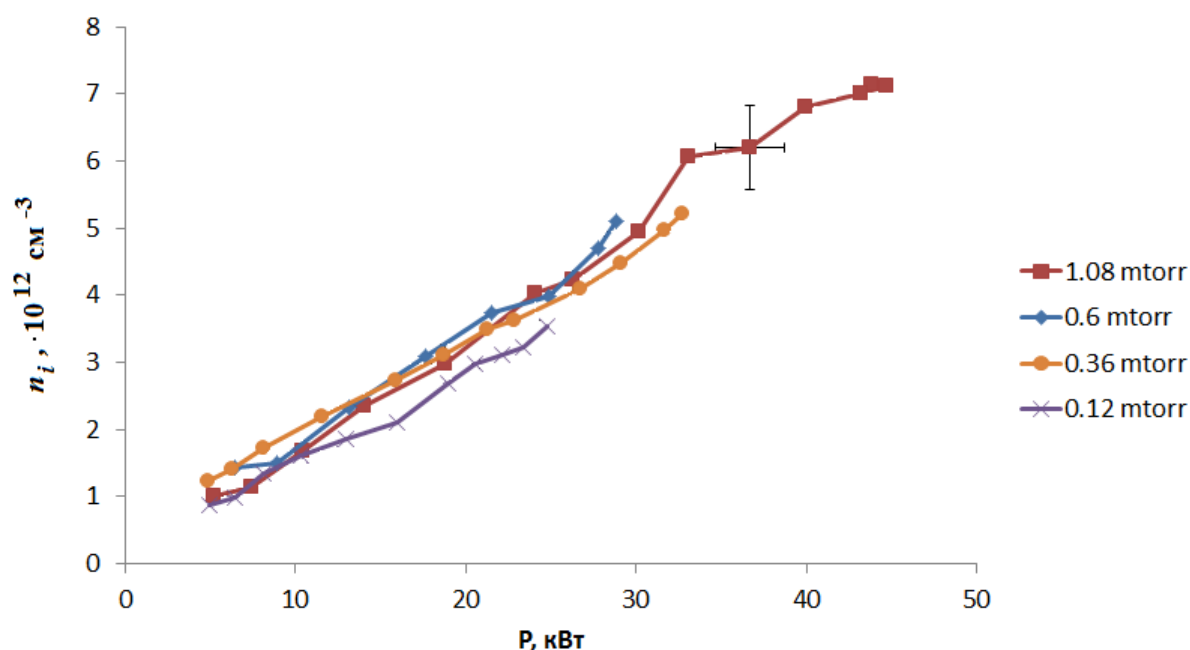


Рисунок 42. Зависимость плотности плазмы от мощности разряда

Зависимость электронной температуры на оси ловушки от мощности разряда показана на рисунке 43. Электронная температура увеличивается с мощностью разряда и с уменьшением плотности газа. Электронная температура в основной области разряда составляет 3-5 эВ.

Распределение плотности плазмы вдоль оси в области выходного отверстия показана на рисунке 44. Эта зависимость измерена одиночным зондом, вводимым в отверстие для прохождения пучка. Координата 0 на оси z соответствует торцу ловушки. Положительные значения на оси z соответствуют

внутренняя область ловушки, в которой магнитное поле однородно и постоянно по величине. Плотность плазмы в этой области постоянна вдоль оси.

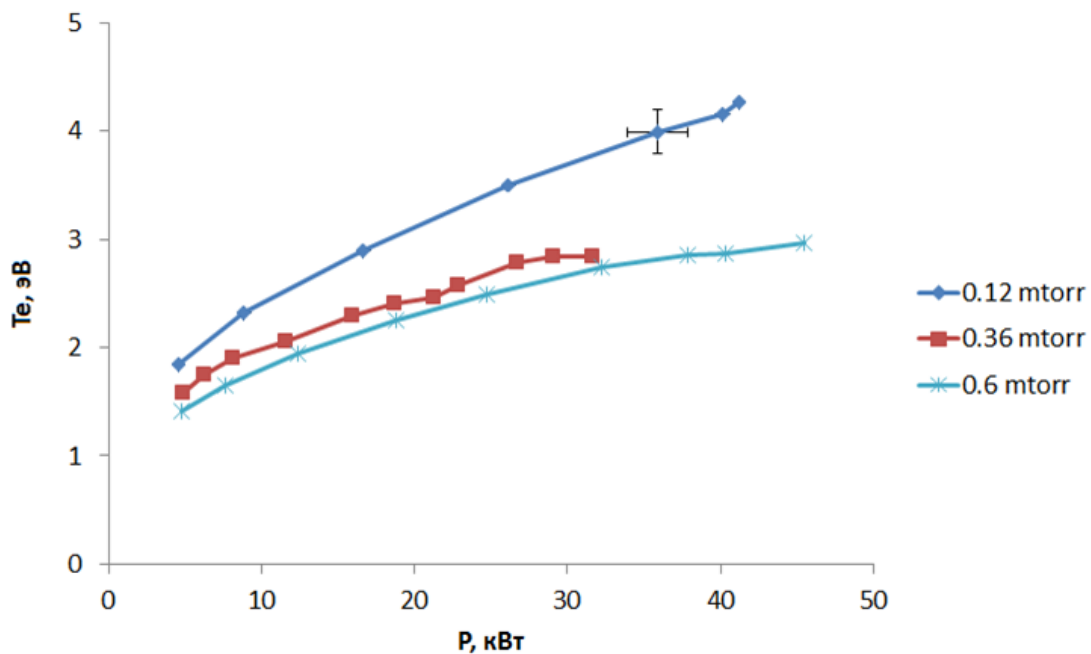


Рисунок 43. Зависимость электронной температуры от мощности разряда

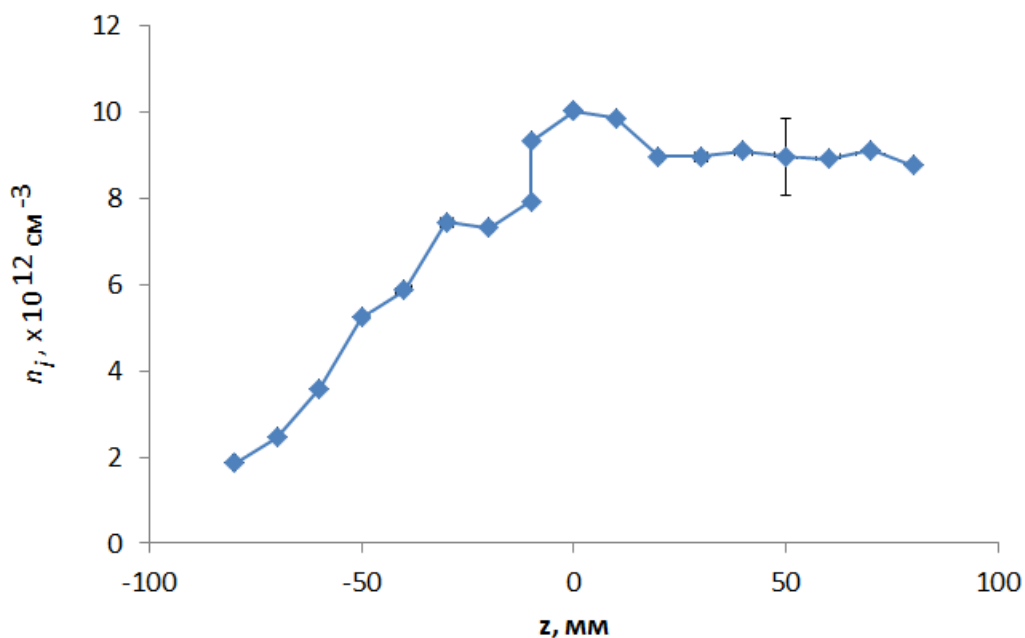


Рисунок 44. Распределение плотности плазмы вдоль оси в области выходного отверстия

Отрицательным значениям на оси z соответствует область выходного отверстия, в котором имеется инверсное магнитное поле (см рисунок 28). В области выходного отверстия наблюдается снижение плотности плазмы в 5 раз в измеренном диапазоне расстояний. Такое снижение плотности плазмы обусловлено запирающим действием встречным магнитным полем. Плотность плазмы на оси измеренная продольным зондом во внутренней области одной половины ловушки и поперечным зондом в противоположной половине ловушки совпадают с точностью лучше, чем 10 %.

4.3.2 Эксперименты с использованием импульсной системы питания разряда

Вторая серия экспериментов была проведена с использованием импульсной системы питания, описанной в § 4.1. На первом этапе мощность разряда не превышала 180 кВт, при этом были проведены измерения степени ионизации при инжекции вдоль и поперек оси установки. После модернизации системы питания мощность разряда удалось увеличить до 220 кВт, при этом степень ионизации определялась при инжекции пучка поперек оси установки. Характерные сигналы напряжения и тока разряда показаны на рисунке 45. Питание разряда осуществляется от формирующей линии, поэтому после подачи напряжения на разрядный промежуток появляется выброс напряжения на разряде величиной до 1 кВ. Через несколько сотен микросекунд (после заполнения плазмой ловушки) ток разряда нарастает до постоянного значения, напряжение разряда также стабилизируется. Все измерения были проведены в момент времени 1 мс после начала разряда.

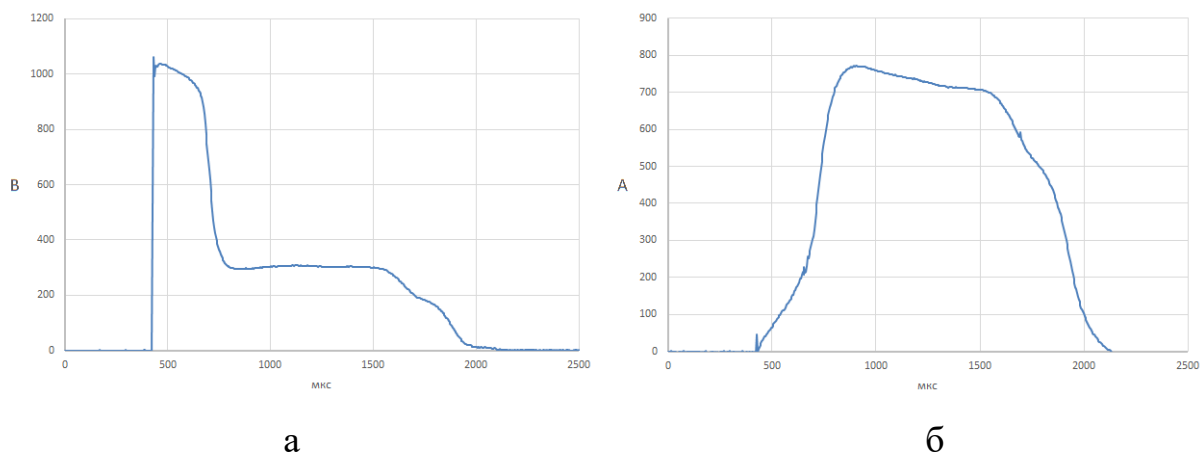


Рисунок 45. а) осциллограмма напряжение разряда; б) осциллограмма тока разряда при использовании коротко импульсной системы питания.

На рисунке 46 показана плотность плазмы в зависимости от мощности, вводимой в разряд. Приведены значения для нескольких плотностей газа перед разрядом. Плотность плазмы линейно зависит от мощности, вводимой в разряд. При мощности ~ 180 кВт в ловушке достигается плотность плазмы $n_i \approx 1.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

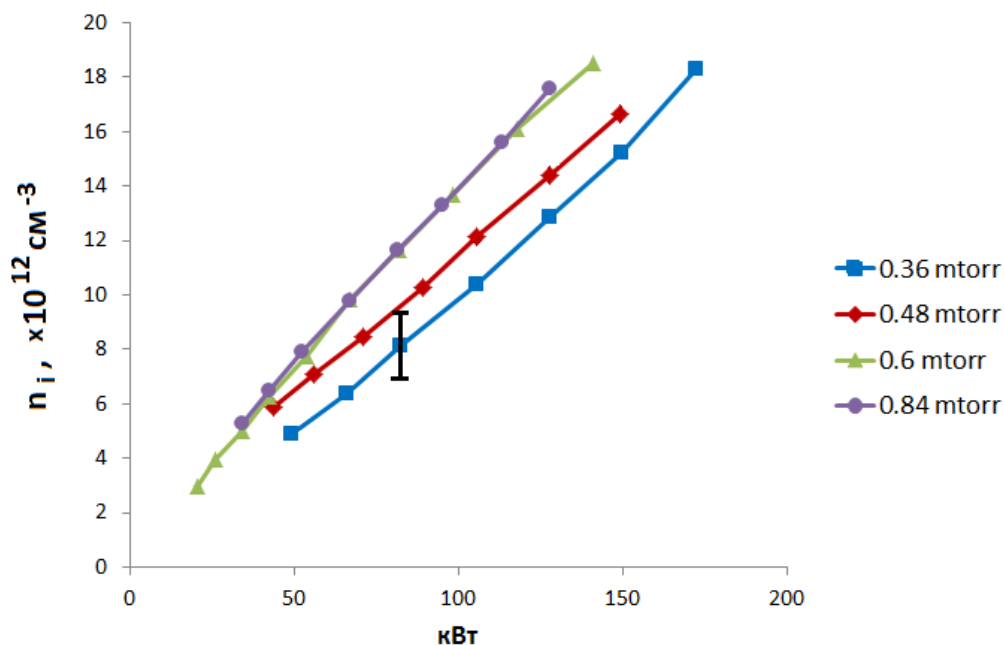


Рисунок 46. Зависимость плотности плазмы от мощности разряда при различных плотностях газа

На рисунке 47 показаны зависимости электронной температуры от мощности, вводимой в разряд, при различных давлениях газа перед разрядом.

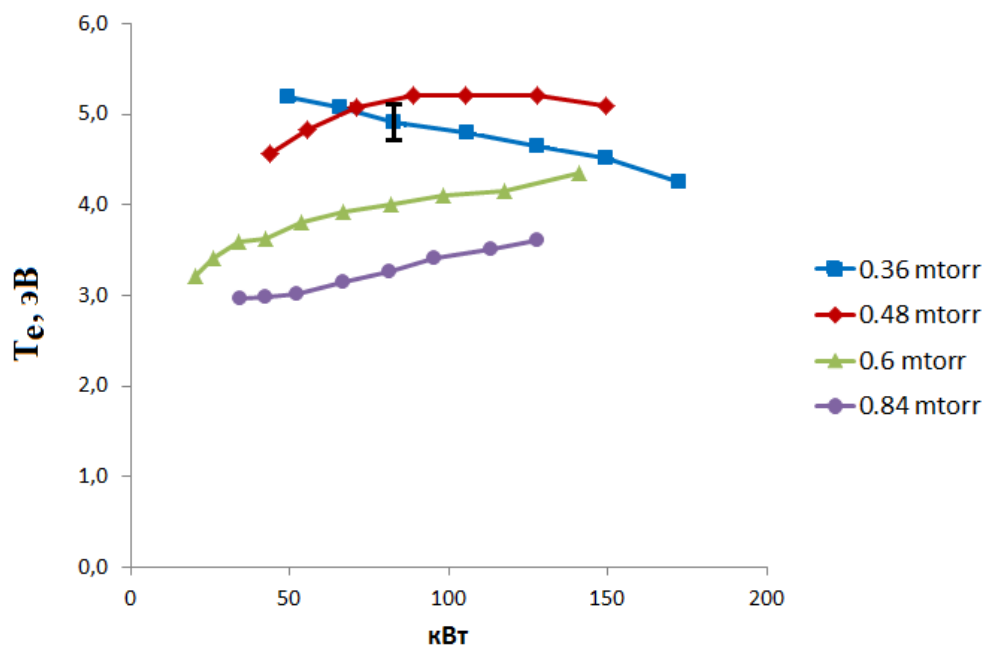


Рисунок 47. Зависимость электронной температуры от мощности разряда

Зависимость поведения кривых от давления газа может объясняться зависимостью напряжения разряда. При уменьшении давления газа установившееся напряжение разряда увеличивается и как следствие увеличивается энергия первичных электронов. Это приводит к более пологой зависимости плотности плазмы от мощности разряда, а также появлению максимума на зависимости электронной температуры от мощности разряда. Электронная температура в центре ловушки составляет $T_e \approx 4 - 5$ эВ.

Поперечными зондами было снято распределение параметров плазмы по радиусу. На рисунке 48 показаны распределения плотности плазмы и электронной температуры, измеренные зондами в центральном сечении ловушки и на расстоянии $\frac{1}{4}$ от центра. Радиус вакуумной камеры равен 10 см. Плотность плазмы максимальна в центре ловушки и линейно спадает с расстоянием от оси. Плотность плазмы на удалении от центра имеет в ~ 2 раза

меньшую величину и имеет небольшую неоднородность ($\sim 15\%$) в области прохождения нейтрализованного пучка ($r = 5$ см). Электронная температура на удалении от центра ловушки имеет значительно большую величину и достигает 7 эВ.

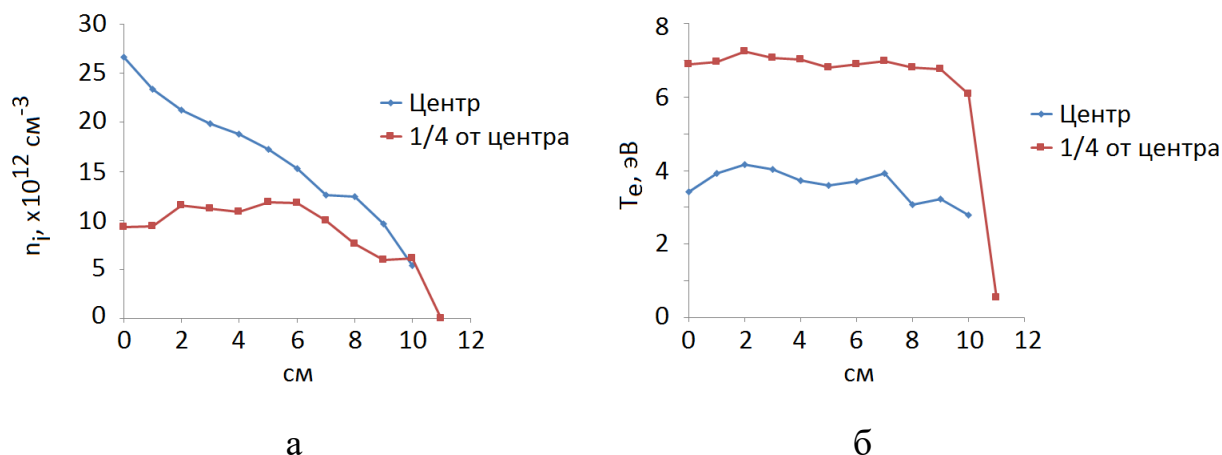


Рисунок 48. Распределение параметров плазмы по радиусу при мощности разряда 220 кВт: а) плотность плазмы, б) электронная температура

Время жизни плазмы в ловушке было измерено при быстром отключении напряжения питания разряда. На рисунке 49 показана зависимость плотности плазмы от времени и модельные кривые, показывающие экспоненциальное падение плотности плазмы с характерными временами 45 мкс и 170 мкс. В момент времени 0 мкс включается напряжение разряда. После заполнения плазмой ловушки в момент времени ~ 860 мкс напряжение питания отключается. Обнаружено два режима вытекания плазмы из ловушки. После отключения питания плазма вытекает с характерным временем ~ 45 мкс. После уменьшения плотности плазмы до величины $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ падение плотности плазмы в ловушке замедляется и время удержания увеличивается до ~ 170 мкс.

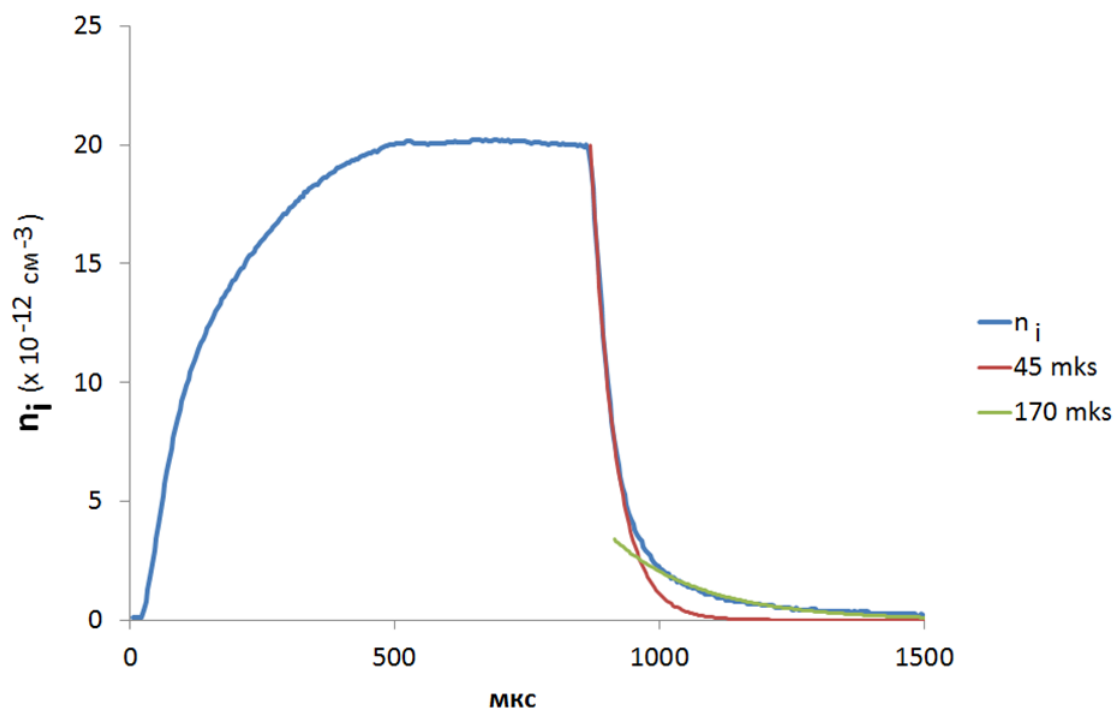


Рисунок 49 Осциллограмма плотности плазмы от времени при быстром отключении питания разряда

При зондировании плазмы вдоль оси установки мощность разряда не превышала 180 кВт. Диагностический пучок состоял при этом из атомов водорода. Сигналы, полученные при инъекции атомов в плазму, приведены на рисунке 50. На рисунке 50а показаны токи атомарной фракции пучка, на рисунке 50б токи протонов, на рисунке 50в токи отрицательных ионов.

Кривые, обозначенные маркером «Ток инъекции» соответствуют токам фракций пучка, полученным в случае, когда в ловушку не напускается газ и не поджигается разряд. В этом случае пучок, инжектируемый в ловушку, состоит из атомов, токи протонов и отрицательных ионов равны нулю. При инъекции атомарного пучка в газ в соответствии с расчетом ток атомов уменьшается, появляются токи протонов и отрицательных ионов.

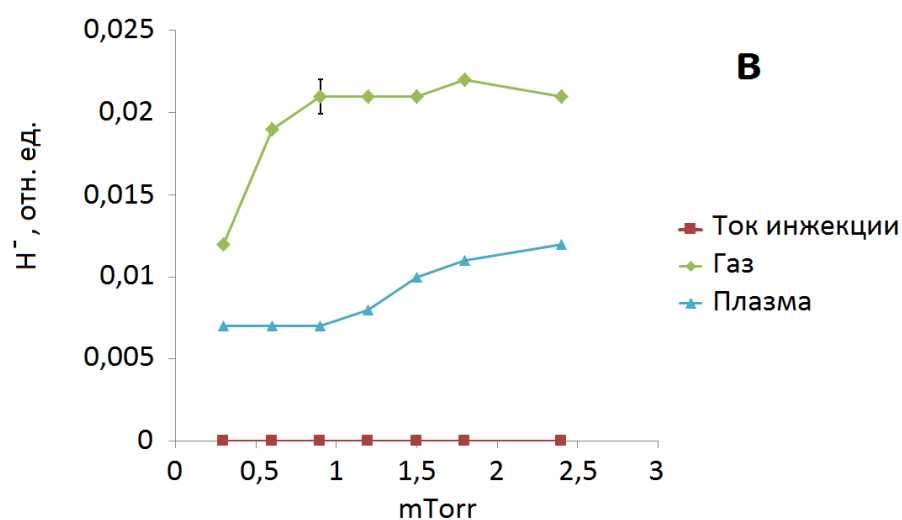
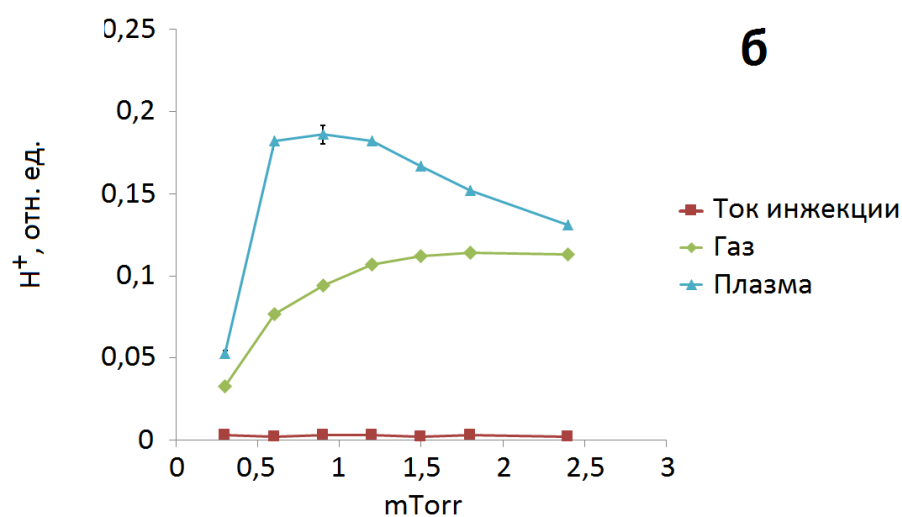
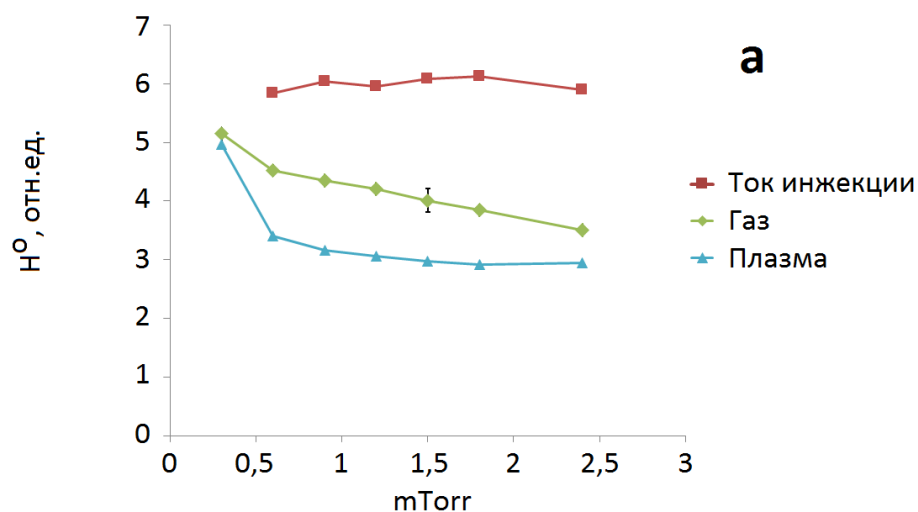


Рисунок 50. Токи фракций пучка при инъекции в газ и в плазму в зависимости от давления газа. а) - ток атомов, б) – ток протонов, в) – ток отрицательных ионов.

При инъекции атомарного пучка в не полностью ионизованную плазму токи атомов и отрицательных ионов снижаются (в сравнении со случаем инъекции атомарного пучка в газ), а ток протонов увеличивается в соответствии с расчётом. Как следует из зондовых измерений, плотность плазмы слабо меняется при увеличении давления газа в ловушке перед разрядом > 1 мТорр. При этом давлении газа ток протонов достигает максимума. При дальнейшем увеличении напуска газа ток протонов начинает снижаться, ток отрицательных ионов начинает увеличиваться. Это происходит вследствие уменьшения степени ионизации плазмы при сохранении плотности плазмы неизменной (согласно зондовым измерениям).

Максимальное увеличение тока протонов и уменьшение тока отрицательных ионов (в сравнении со случаем инъекции атомарного пучка в газ) свидетельствует о достижении максимальной степени ионизации плазмы. Максимальная степень ионизации плазмы достигается при давлениях газа 0.5 – 1 мТорр. Из отношений токов протонов можно определить степень ионизации плазмы. Она составляет 15 ± 5 % для этих условий.

Степень ионизации плазмы можно определить по ослаблению тока отрицательных ионов в сравнении со случаем инъекции атомарного пучка в газ (см 3.4.1). Ослабление тока отрицательных ионов в 3 раза означает, что степень ионизации плазмы в ловушке достигает $t \approx 17 \pm 8$ % (см. рисунок 40). Измерение фракций инжектируемого пучка позволяет определять минимальную плотность плазмы в ловушке. Для полученного увеличения тока протонов (уменьшения тока атомов) минимальная оценка на плотность плазмы составляет $n_{pl} \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Эта величина значительно меньше измеренной зондом и не соответствует реальной плотности плазмы вследствие того, что такие измерения позволяют определить только нижний порог плотности плазмы. Если степень ионизации плазмы сильно отличается от 100 % значение плотности

плазмы, получаемые из ослабления атомарного пучка, сильно занижены (см. рисунок 39).

Зондирование плазмы поперек оси ловушки проводилось пучком атомов водорода. Степень ионизации плазмы в центре ловушки, определенная по ослаблению атомарного пучка, находилась в согласии с величиной степени ионизации определенной при инъекции пучка вдоль оси установки и составляла $\sim 15\%$ при одинаковых условия разряда. Следует заметить, что вследствие значительного уменьшения длины взаимодействие пучка с плазмой точность определения величины степени ионизации (в особенности верхнего предела) значительно уменьшилась. Из рисунка 41 видно, что при средней плотности плазмы $\bar{n}_{pl} \sim 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ графики для степеней ионизации $> 20\%$ расположены близко друг к другу.

После модернизации системы питания разряда мощность, вводимая в плазму, увеличилась до 220 кВт. Это позволило увеличить плотность плазмы, и точность определения степени ионизации значительно возросла. Увеличение экспериментально определяемой степени ионизации плазмы так же связано с увеличением электронной температуры. Сигналы ослабления атомарного пучка приведены на рисунке 51. Степень ионизации в центре ловушки для в этом случае увеличилась до $50\% \pm 30\%$. Следует заметить, что верхний предел в точности определения величины степени ионизации по-прежнему значителен. Эта погрешность связана со слабой зависимостью величины ослабления атомарного пучка от степени ионизации плазмы (при $t > 0.5$) при данной величине линейной плотности плазмы (см. рисунок 41). Степень ионизации рассчитывалась из известного (по зондовым измерениям) распределения плотности плазмы вдоль линии инъекции пучка и расчётной зависимости ослабления атомарного пучка (см. рисунок 41).

Поток плазмы вытекающей в торцевое отверстие измерялся при помощи плазмоприемника, описанного в § 4.1. Зависимость тока на цилиндр от

потенциала цилиндра при плотности плазмы в ловушке $n_{pl} \approx 1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ показана на рисунке 52.

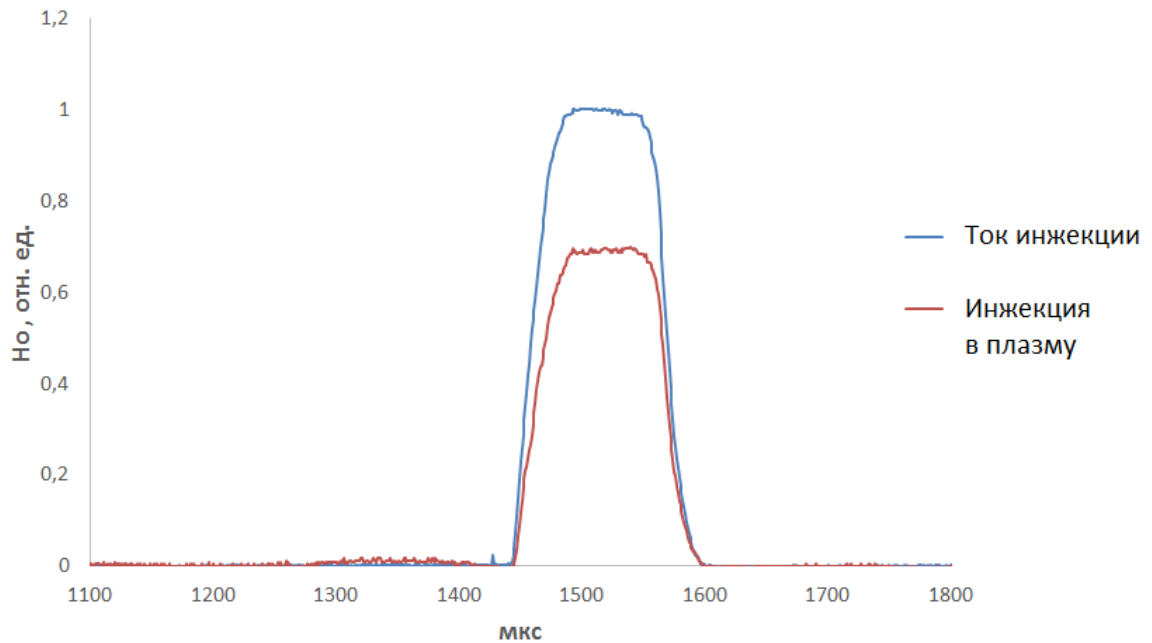


Рисунок 51. Осциллограммы ослабления атомарного пучка при инжекции поперек оси ловушки

При потенциале ~ -20 В зависимость тока на приемник от напряжения становится более плавной. Ток при этом потенциале можно считать током насыщения. Дальнейшее увеличение измеряемого тока при уменьшении потенциала измеряющего цилиндра может быть связано со следующими процессами: не полное подавление вторичной электронной эмиссии с поверхности измеряющего цилиндра, и ионизация остаточного газа в объеме измеряющего цилиндра. Ток ионов плазмы, измеренный таким образом $I_h \approx 8$ А.

Можно оценить эффективное уменьшение площади истечения плазмы при использовании инверсного магнитного поля. Площадь торцевого отверстия $S_h = 78.5 \text{ см}^2$. В случае если удержания в торцевое отверстие нет, плазма

вытекает в отверстие со скоростью ионного звука. В этом случае ток в отверстие был бы равен:

$$I_{h_max} = j \cdot S_h = e \cdot n_{pl} \cdot v_s \cdot S_h \approx 260 \text{ A}, \quad (19)$$

Измеренный в эксперименте ток оказался в ~ 30 раз меньше. Это можно интерпретировать как уменьшение во столько же раз эффективной площади истечения плазмы. В этом случае она оказывается равной $\sim 2,5 \text{ см}^2$.

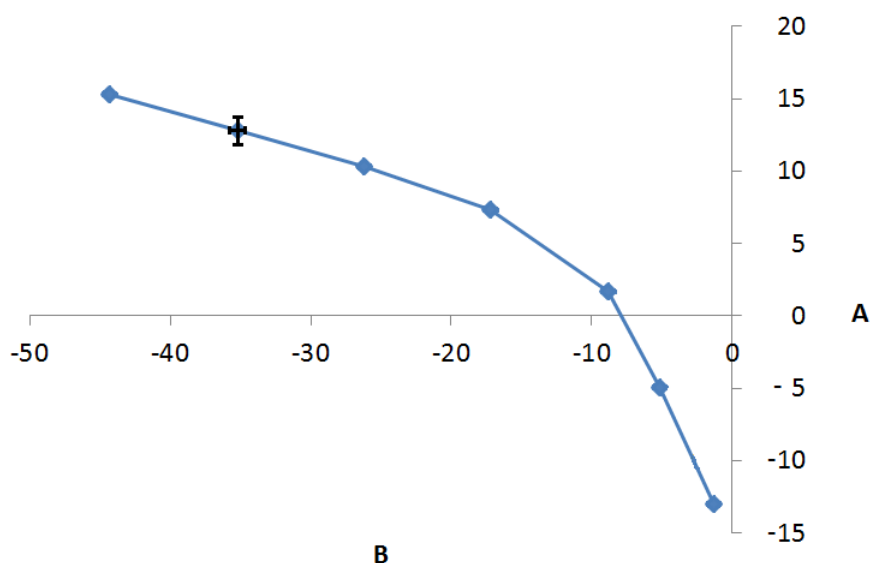


Рисунок 52. Зависимость потока плазмы в выходное отверстие от потенциала измеряющего цилиндра

§ 4.4 Оценка параметров удержания плазмы в мультипольной магнитной ловушке

Эффективность удержания плазмы в ловушке можно оценить, определив время удержания плазмы в ней. В ловушке описанной геометрии плазма может теряться по трем каналам: вытекание плазмы сквозь мультипольное магнитное поле на стенку камеры, потеря плазмы на катодах, вытекание плазмы в отверстия, предназначенные для прохождения пучка. Скорость потери плазмы

в каждый из каналов удобно характеризовать эффективной площадью потерь, подразумевая при этом, что плазма вытекает сквозь эту эффективную площадь со скоростью близкой к ионно-звуковой.

Истечение плазмы сквозь мультипольное магнитное поле хорошо исследовано [47,54-57]. Вытекание плазмы сквозь такое магнитное поле происходит в «щели», образуемые сходящимися силовыми линиями магнитного поля. Ширина таких щелей равна двум гибридным ларморовским радиусам $d_{sl} = 2 \cdot \sqrt{r_e \cdot r_i}$ [47,55]. Подставляя в эту формулу величину магнитного поля на поверхности камеры ($B_w = 7$ кГс) и следующие параметры плазмы: $T_e = 5$ эВ, $T_i = 0,5$ эВ получим ширину щели $d_{sl} = 0.06$ мм. Тогда полная эффективная площадь потерь может быть вычислена по формуле (20)

$$S_1 = N \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot d_{sl} \approx 30 \text{ см}^2, \quad (20)$$

где $N = 70$ – количество магнитных «щелей», $r = 10$ см – радиус вакуумной камеры.

Катоды находятся в плазме, и плазма может теряться непосредственно на них. В описанной ловушке полная площадь катодов имеет величину $S_2 = 160 \text{ см}^2$. Таким образом, в описываемой ловушке потери на катоды играют существенную роль в общем удержании плазмы.

Измерения потока плазмы в торцевые отверстия показывают, что эффективная площадь потерь плазмы в эти отверстия равна $S_3 = 5 \text{ см}^2$. Площадь потерь в торцевые отверстия мала по сравнению с потерями по другим каналам.

Время удержания плазмы в ловушке можно оценить по формуле (21):

$$\tau \approx \frac{V}{v_s \cdot (S_1 + S_2 + S_3)} \approx 35 \text{ мкс}, \quad (21)$$

где $V (\approx 16 \cdot 10^3 \text{ см}^3)$ – объём плазмы, v_s – скорость ионного звука. Время удержания плазмы, оцененное таким образом, близко к времени удержания плазмы, полученному в эксперименте – 45 мкс.

Полученная в эксперименте степень ионизации плазмы $\sim 50\%$ вероятно ограничена потоком нейтралов со стенки в плазму. Ионы плазмы, вытекая сквозь мультипольные магнитные щели, попадают на стенки вакуумной камеры, нейтрализуются на них, и проникают обратно в плазму. Водород слетает со стенок вакуумной камеры в виде молекул с температурой, близкой к температуре поверхности камеры. Можно оценить глубину проникновения молекул водорода в плазму с имеющимися параметрами. В таблице 3 приведены значения скорости ударной ионизации молекулы водорода [59,66] и рассчитанные длины пробега молекулы водорода в плазме с плотностью $n_i = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от температуры электронов. Близкие значения длин пробега получаются для процесса диссоциации молекулы водорода.

Таблица 3. Скорость реакции ударной ионизации молекулы водорода и длина пробега молекулы водорода в плазме.

$T_e, \text{ эВ}$	$k_{y.u.}, \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	$l, \text{ см}$
3	$1 \cdot 10^{-10}$	160
4	$3,7 \cdot 10^{-10}$	40
5	$1 \cdot 10^{-9}$	16
7	$3 \cdot 10^{-9}$	5,3
10	$7,5 \cdot 10^{-9}$	2,1
20	$2,1 \cdot 10^{-8}$	1

В таблице 4 приведены скорости реакции ионизации атома водорода [59,66] и рассчитанная длина пробега атома в плазме с плотностью $n_i = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Энергия атома водорода в расчётах принималась равной 1 эВ.

Таблица 4. Скорость реакции ударной ионизации атома водорода и длина пробега атома водорода в плазме.

T_e , эВ	$K_{y.u.}$, $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$	l , см
3	$1 \cdot 10^{-10}$	1400
4	$3,5 \cdot 10^{-10}$	400
5	$9 \cdot 10^{-10}$	150
7	$2,5 \cdot 10^{-9}$	55
10	$6 \cdot 10^{-9}$	23
20	$1,5 \cdot 10^{-8}$	9

Из приведенных расчётов значений видно, что при параметрах плазмы, получаемых в ловушке, нейтралы со стенки могут легко проникать в плазму на всю глубину. Отсюда также видно, что при повышении температуры электронов с ~ 3 до ~ 10 эВ глубина проникновения нейтралов уменьшается в ~ 100 раз. При повышении электронной температуры до $T_e \sim 10$ эВ наряду с увеличением плотности плазмы и увеличением линейных размеров ловушки можно добиться того что нейтралы, слетающие со стенки будут ионизоваться на расстоянии ≤ 10 см от стенки вакуумной камеры не проникая в глубь плазмы.

Заключение

В рамках развития тандемного поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов водорода проведено исследование генератора плазмы и конвертора отрицательных ионов. Измерены параметры плазмы в генераторе плазмы, получен достаточный поток плазмы в конвертор. Проведены измерения параметров плазмы в конверторе отрицательных ионов, показана возможность регулирования разности потенциалов между плазмой в конверторе и стенкой конвертора, что позволяет регулировать энергию положительных ионов, бомбардирующих поверхность конвертора.

Разработана и изготовлена вторая версия генератора плазмы для тандемного поверхностно-плазменного источника отрицательных ионов. Измерены зависимости параметров плазмы во второй версии генератора плазмы от параметров разряда и параметры плазменной струи из генератора плазмы. Измеренная плотность плазмы в генераторе плазмы $> 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура составляет 3-5 эВ. Обнаружено значительное подавление потока плазмы в отверстие магнитным полем обратного направления по отношению к направлению поля в генераторе плазмы. Экспериментальные результаты, полученные при исследовании такого генератора плазмы, позволили предложить схему плазменного нейтрализатора на основе мультипольной магнитной ловушки.

Разработан и изготовлен прототип плазменной мишени для нейтрализации мощных пучков отрицательных ионов в высокой энергии. Плазменная мишень представляет собой мультипольную магнитную ловушку. В ловушке получена плазма с плотностью $n_i \approx 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в импульсах длительностью 1 с. В импульсах длительностью 1 мс получена плазма с плотностью $n_i \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура достигает 7 эВ.

Предложена схема определения степени ионизации плазмы в ловушке по перезарядке диагностического пучка атомов водорода. Диагностический пучок инжектируется в ловушку и перезаряжается на мишени. Прошедший пучок разделяется на фракции магнитным анализатором. Фракции прошедшего пучка регистрируются отдельно. Для определения степени ионизации плазмы из измеряемых величин фракций пучка разработана программа, позволяющая рассчитывать фракции прошедшего диагностического пучка в зависимости от линейной толщины плазменной мишени и степени ионизации плазмы. Поставлены эксперименты по определению степени ионизации плазмы в ловушке при инъекции диагностического пучка вдоль и поперек оси ловушки. В экспериментах по инъекции атомарного пучка поперек оси ловушки измерена степень ионизации плазмы. Степень ионизации плазмы в центральном сечении ловушки равна $50 \% \begin{matrix} +30 \% \\ -5 \% \end{matrix}$.

Полученные на прототипе плазменной мишени экспериментальные результаты показали, что плазменная мишень для нейтрализации пучков отрицательных ионов водорода может быть реализована на основе предложенной схемы.

В заключение я хотел бы выразить благодарность всем, кто помогал мне при работе над диссертацией.

В первую очередь я благодарю Димова Г.И. под руководством которого начал свою работу.

Благодарю заведующего лабораторией 9 ИЯФ СО РАН Иванова А.А. за постоянную поддержку и внимание к исследованиям.

Благодарю Давыденко В.И. за ценные замечания к работе.

Также благодарю инженеров лаборатории 9-0 Капитонова В.А. и Волохова А.И., а также сотрудника НКО Долгушина В.М. за постоянную помощь в подготовке экспериментов.

Список литературы

1. Dimov G.I. Use of hydrogen negative ions in particle accelerators // Rev. Sci. Instrum., 1996. 67 (10), p. 3393
2. Moehs D.P., Peters J., Sherman J. Negative hydrogen ion sources for accelerators // IEEE Transaction of plasma science, 2005. 33(6), p. 1786
3. Peters J. Negative ion sources for high energy accelerators // Review of scientific instruments, 2000. V. 71 N. 2, p. 1069
4. Hemsworth R.S., Inoue T. Positive and negative ion sources for magnetic fusion // IEEE Transaction of plasma science, 2005. 33(6), p. 1799
5. Hemsworth R., Decamps H., Graceffa J., Schunke B., Tanaka M., Dremel M., Tanga A., De Esch H.P.L., Geli F., Milnes J., Inoue T., Marcuzzi D., Sonato P. and Zaccaria P. Status of the ITER heating neutral beam system // Nucl. Fusion 49 (2009) 045006
6. Duesing G., Altman H., Falter H., Goede A., Haange R., Hemsworth R.S., Kupshus P., Stork D., and Thompson E. Neutral beam injection system // Fusion Technol., 1987. V. 11, N.1, p. 163-202
7. Bayanov B.F., Belov V.P., Bender E.D., Bokhovko M.V., Dimov. G.I., Kononov V.N., Kononov O.E., Kuksanov N.K., Palchikov V.E., Pivovarov V.A., Salimov R.A., Silvestrov G.I., Skrinisky A.N., Soloviov N.A., Taskaev S. Yu. Accelerator-based neutron source for the neutron-capture and fast neutron therapy at hostital // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 413 (1998), p. 397-426
8. Sanin A., Belchenko Yu., Gusev I., Ivanov A., Raschenko V., Savkin V., Shchudlo I., Sorokin I., Zubarev P. Operating experience and recent updates of negative hydrogen ion source at BINP tandem accelerator // AIP Conf. Proc. (2019)
9. Melanson S., Dehnel M., Potkins D., Theroux J., Hollinger C., Martin J., Philpott C., Stewart T., Jackle P., Williams S., Brown S., Jones T., Coad B., and Withington

- S. A negative ion source test facility // Review of Scientific Instruments, 2016. 87 02B109
10. Dimov G.I. Tandem surface-plasma source: A new concept for a dc negative ion source // Review of Scientific Instruments, 2002. V. 73, N. 2, p. 970
 11. Nevins W.M., Swain R. The thermonuclear fusion rate coefficient for p-11B reactions // Nuclear Fusion, 2000. V. 40, N. 4, p. 865
 12. Rostoker N., Qerushi A., Binderbauer M. Colliding beam fusion reactor // Journal of Fusion Energy, 2003. V. 22, N. 2, p. 83
 13. Иванов А.А. «Струйные плазменные мишени», Дисс. Кандидата физ.-мат. Наук (Новосибирск: ИЯФ АН СССР, сиб. отд. 1986)
 14. J.H. Fink, A.M. Frank, Photodetachment of electrons from negative ions in a 200 keV deuterium beam source, Lawrence Livermore Natl. Lab. (1975), UCRL-16844.
 15. V. Vanek, T. Hursman, D. Copeland, D. Goebel, “Technology of a laser resonator for the photodetachment neutralizer”, Proc. 3rd Int. Symposium on Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, (Brookhaven, 1983). P.568-584.
 16. M. Kovari, B. Crowley. “Laser photodetachment neutraliser for negative ion beams”, Fusion Eng. Des., 85, P.745–751. (2010)
 17. W. Chaibi, C. Blondel, L. Cabaret, C. Delsart, C. Drag, A. Simonin, “Photoneutralization of negative ion beam for future fusion reactor” // Negative Ions Beams and Sources: 1st International Symposium, AIP Conference Proceedings. V. 1097. P. 385 (2009).
 18. Popov S.S., Burdakov A.V., Ivanov A.A., Kotelnikov I.A. Photon trap for neutralization of negative ion beams. Preprint: <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1504/1504.07511.pdf>
 19. Димов Г И «Перезарядный метод инъекции протонов в ускорители и накопители» Препринт № 304 (Новосибирск: ИЯФ АН СССР, Сиб. отд., 1969)

20. Dimov G. I., Roslyakov G. V. Nucl.Fusion 15, 551-553 (1975)
21. Иванов А. А., Росляков Г. В. ЖТФ 50, 2300-2303 (1980)
22. Skovoroda A.A., Preprint IAE-5544/6, RRC Kurchatov Inst., Moscow (1992)
23. V. Kulygin et al. 4th IAEA Technical Meeting, Padova, Italy,(2005)
24. M.W. Grossman. Plasma neutralizer for H- beams // Proceedings of the Symposium on the Production and Neutralization of the Negative Hydrogen Ions and Beams (1977), p. 198
25. K. H. Berkner, R. V. Pyle, S. E. Savas, and K. R. Stalder. Plasma neutralizers for H- and D- beams // Proceedings of the Symposium on the Production and Neutralization of the Negative Hydrogen Ions and Beams (1980), p. 291
26. A. I. Hershcovitch, B. M. Johnson, V. J. Kovarik, M. Meron, K. W. Jones, K. Prelec, and L. R. Grisham. Neutralization efficiency of plasma targets for high energy negative ions // AIP Conference Proceedings 111 (1984), p. 561
27. J.R. Trow, K.G. Moses. Characteristics of an RF Plasma Neutralizer // AIP Conference Proceedings 158 (1987), p.651
28. L.M. Lea, S.B. Schneider, A.J.T. Holmes. Density and Temperature Measurements in a Large Volume Plasma of Relevance to Plasma Neutralizers // AIP Conference Proceedings 287 (1992), p. 817
29. M. Hanada, M.Kashiwagi, T. Inoue, K. Watanabe, T. Imai. Experimental comparison between plasma and gas neutralization of high-energy negative ion beams // Review of Scientific Instruments, 2004. V. 75, N. 5, p. 1813
30. C. B. Forest, K. Flanagan, M. Brookhart, M. Clark, C. M. Cooper, V. Désangles, J. Egedal, D. Endrizzi, I. V. Khalzov, H. Li, M. Miesch, J. Milhone, M. Nornberg, J. Olson, E. Peterson, F. Roesler, A. Schekochihin, O. Schmitz, R. Siller, A. Spitkovsky, A. Stemo, J. Wallace, D. Weisberg and E. Zweibel. The Wisconsin Plasma Astrophysics Laboratory // J. Plasma Phys. (2015), vol. 81, 345810501
31. E. Surrey and A. Holmes. The Beam Driven Plasma Neutralizer // AIP Conf. Proc. 1515 (2013), p. 532

32. Димов Г.И., Емелёв И.С., Письма в ЖТФ, т. 36, в.6, стр. 15-21 (2010)
33. Dimov G.I., Emelev I.S., et.al., Multicusp trap with circular geometry for confinement of low-temperature plasma // Transactions of fusion science and technology V.59, N. 1T FUSTE8 (2) (2011)
34. Димов Г.И., Емелев И.С. Эксперименты по удержанию мишенной плазмы в магнитной ловушке с инверсными пробками и кольцевыми мультипольными стенками // ЖТФ, т. 84, в. 2 (2014) с. 27-34
35. G.I. Dimov, I.S. Emelev, A.A. Ivanov, Plasma Target for Neutralization of the Negative Ion Beam // AIP Conf. Proc. 1771, 070015 (2016)
36. Ю.И.Бельченко, В.И.Давыденко, П.П.Дейчули, И.С.Емелев, А.А.Иванов, В.В.Колмогоров, С.Г.Константинов, А.А.Краснов, С.С.Попов, А.Л.Санин, А.В.Сорокин, Н.В.Ступишин, И.В.Шиховцев, А.В.Колмогоров, М.Г.Атлуханов, Г.Ф.Абдрашитов, А.Н.Драничников, В.А.Капитонов, А.А.Кондаков, Исследования по физике и технике ионных и атомарных пучков в ИЯФ СО РАН (1960-2017) // УФН т.188, №6 (2017), с. 595
37. I.S. Emelev, A.A. Ivanov, A Plasma Target for Neutralization of the Negative Ion Beam // AIP Conf. Proc. (2018)
38. Емелёв И.С., Первая регистрация отрицательных ионов водорода в ТППИ. // Тезисы докладов XLVIII Международной научной студенческой конференции, Новосибирск, 2010, с. 157
39. Емелев И.С. Мультипольная ловушка кольцевой геометрии для удержания низкотемпературной плазмы. // Тезисы докладов XXXVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2011, стр.204.
40. J. R. Hiskes, A. Karo, and M. Gardner. Mechanism for negative-ion production in the surfaceplasma negative-hydrogen-ion source // Journal of Applied Physics 47, 3888 (1976)

41. M. Bacal and M. Wada. Negative hydrogen ion production mechanisms // *Applied Physics Reviews* 2, 021305 (2015)
42. L. W. Swanson and R. W. Strayer. Field Electron Microscopy Studies of Cesium Layers on Various Refractory Metals: Work Function Change // *J. Chem. Phys.* 48, 2421 (1968)
43. M. Seidl, H. L. Cui, J. D. Isenberg, H. J. Kwon, B. S. Lee, and S. T. Melnychuk. Negative surface ionization of hydrogen atoms and molecules // *Journal of Applied Physics* 79, 2896 (1996)
44. Ю.И. Бельченко, Г. И. Димов, В.Г. Дудников, А.С. Куприянов «Работы по поверхностно-плазменным источникам отрицательных ионов для инжекторов плазменных ловушек в Новосибирске» Препринт 88-14 (Новосибирск: ИЯФ АН СССР, Сиб. отд., 1988)
45. М.А. Тиунов, Б.М. Фомель, В.П. Яковлев «SAM – интерактивная программа для расчёта электронных пушек на мини-ЭВМ» Препринт 89-159 (Новосибирск: ИЯФ АН СССР, Сиб. отд., 1989)
46. Ю.И. Голубенко, М.Э. Вейс. Н.К. Куксанов, С.А. Кузнецов, Б.М. Корабельников, А.Б. Малинин, П.И. Немытов, В.В. Прудников, С.Е. Петров. Р.А. Салимов, В.Г. Черепков, С.Н. Фадеев «Ускорители серии ЭЛВ: состояние, применение, развитие» Препринт ИЯФ СО РАН 97-7 (Новосибирск: ИЯФ АН СССР, Сиб. отд., 1997)
47. K.N. Leung, Noah Hershkowitz, and K.R. MacKenzie, Plasma confinement by localized cusps // *Phys. Fluids* 19, 1045 (1976)
48. А.И. Морозов, Л.С. Соловьев, в сб. Вопросы теории плазмы Вып. 2 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 177
49. В.Л. Грановский. Электрический ток в газе. Установившийся ток // М.: «Наука» 1971
50. Методы исследования плазмы, под ред. Лохте-Хольтгрёвена // М.: «Мир» 1971

51. Диагностика плазмы, под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда // М.: «Мир» 1967
52. В.И. Демидов, Н.Б. Колоколов, А.А. Кудрявцев Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы // Энергоатомиздат 1996
53. Батушев В. А. Электронные приборы // М.: «Высшая школа» 1969
54. J. Bretagne, G. Delouya, C. Gorce, M. Capitelli, and M. Bacal. Electron energy distribution functions in electron-beam sustained discharges: application to magnetic multicusp hydrogen discharges // J. Phys. D: Appl. Phys. 18 (1985) p. 811-825.
55. M. Hirakawa, Y Arakawat. Plasma particle simulation in cusped ion thrusters // International Electric Propulsion Conference IEPC 93-242 (1993) p. 2198
56. A.A. Hubble, E.V. Barnat, B.R. Weatherford, and J.E. Foster. The electron spatial distribution and leak width in a magnetic cusp // Plasma Sources Sci. Technol. 23 (2014)
57. A.J. Marcus, G. Knorr, and G. Joyce. Two-dimensional simulation of cusp confinement of a plasma // Plasma Physics, Vol. 22 (1980) p. 1015
58. C.F. Barnett, J.A Ray, E. Ricci, M.I. Wilker, E.W. McDaniel, E.W. Thomas, and H.B. Gilbody, Atomic Date for Controlled Fusion Research, ORNL – 5207, v. II, (1977)
59. ALADDIN // Atomic and Molecular Data. – Vienna, Austria: IAEA. – [URL:http://www-admis.iaea.org/aladdin/](http://www-admis.iaea.org/aladdin/)
60. K.H. Berkner, R.V. Pyle, J.W. Stearns, Intense, mixed-energy hydrogen beams for CTR injection // Nuclear fusion 15 (1975), p. 249
61. Г.И. Димов, А.А. Иванов, Г.В. Росляков, Исследование водородной плазменной мишени // Физика плазмы т. 6 вып. 4 (1980) с. 933
62. Б.А. Трубников, в сб. Вопросы теории плазмы Вып. 1 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 98

63. Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В., Диагностический инжектор атомов водорода // Физика плазмы т.7 вып. 2 (1981) с. 464
64. К. Барнет, М. Харрисон. Прикладная физика атомных столкновений // М. «Энергоатомиздат» 1987
65. C.F. Barnett, H.T. Hunter, M.I. Kirkpatrick, I. Alvarez, C. Cisneros, and R.A. Phaneuf, Atomic Data for Controlled Fusion Research, ORNL – 6086, v. I, (1990)
66. Г.Г. Лесняков. Скорости реакций образования атомов и ионов в водороде и дейтерии // ВАНТ Сер. Термоядерный синтез, Вып. 1(5) (1980) с. 118