

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет: **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра: **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки: **03.03.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **БАКАЛАВРИАТ**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Колесниченко Константин Сергеевич

Тема работы: Оптимизация параметров мишенной плазмы в эксперименте на
установке КОТ

«К защите допущена»

И.О. заведующего кафедрой

к.ф.-м.н.

заведующий лабораторией, ИЯФ СО РАН

Научный руководитель

д.ф.-м.н.

заместитель директора по научной работе,
ИЯФ СО РАН

Сковородин Д.И./ _____
(подпись, МП)

Багрянский П.А./ _____
(подпись, МП)

«_____» _____ 2022 г.

«_____» _____ 2022 г.

Дата защиты: «_____» _____ 2022 г.

Новосибирск — 2022 г.

Содержание

Введение	4
1 Установка КОТ	8
1.1 Описание экспериментальной установки	8
1.1.1 Общее описание установки	8
1.1.2 Вакуумная система	9
1.1.3 Магнитная система	9
1.1.4 Система атомарной инжекции	10
1.1.5 Мишенная плазма	11
1.2 Требуемые параметры мишенной плазмы	12
2 Методика создания мишенной плазмы	15
2.1 Влияние продольной теплопроводности на температуру в центре	15
2.2 Термобарьер	16
2.3 Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца	16
2.4 Механизм создания высокой электронной температуры в мишен- ной плазме	17
3 Методики исследований и средства диагностики мишенной плазмы	19
3.1 Тройной ленгмюровский зонд	19
3.1.1 Принцип действия	19
3.1.2 Устройство зондов и особенности работы в условиях экс- перимента на установке КОТ	22

3.2	Другие средства диагностики, использованные в исследованиях	25
4	Результаты исследований и их обсуждение	27
	Заключение	35
	Список использованных источников	35

Введение

Одним из подходов к удержанию высокотемпературной плазмы с целью реализации управляемого термоядерного синтеза является использование магнитных ловушек открытого типа - пробкотронов, где плазма удерживается в области протяженного магнитного поля с максимумами на краях. Представителем сообщества открытых ловушек является газодинамическая ловушка (ГДЛ) [1], на основе которой возможно создание мощного источника термоядерных нейтронов D-T реакции объемного типа, востребованного в настоящее время для ряда ядерных и термоядерных приложений, включая управление реакторами деления, работающими в подкритическом режиме и обладающие высокой степенью внутренней безопасности. Важным достоинством ловушек открытого типа является доказанная экспериментально возможность удержания горячей плазмы с высоким относительным давлением β - отношением давления плазмы к эффективному давлению магнитного поля. Это обстоятельство открывает принципиальную возможность создания на основе пробкотронов компактных реакторов ядерного синтеза, максимально эффективно использующих магнитное поле для удержания термоядерной плазмы и способных использовать альтернативные виды топлива, не содержащие радиоактивный тритий и обладающие практически неисчерпаемым ресурсом добычи.

Несмотря на ряд достоинств, включая указанную выше возможность работы с высоким относительным давлением, пробкотрон имеет серьезный недостаток в виде большого уровня продольных потерь частиц и энергии, который является следствием прямого контакта горячей плазмы с плазменными поглотителями, расположенными в областях за магнитными пробками. В разные годы был предложен ряд методов улучшения продольного удержания, два из которых связаны с переходом в режим диамагнитного удержания с предельно высоким относительным давлением $\beta \sim 1$ [2], либо в режим с $\beta > 1$, когда формируется конфигурация с обращенным полем.

Недавним примером успешного получения плазмы с $\beta \sim 1$ является опыт коллег из TAE Technologies [3]. На установке C-2W удалось удерживать плазмод с обращенным полем около 30 мс. Величина магнитного поля в зоне удержания составляла до 3 кГс, а суммарная мощность атомарной инжекции — до 20 МВт. Создание плазмы с высоким β осуществлялось путем слияния двух плазмодов с обращенным полем и дальнейшей инжекцией пучков нейтральных атомов.

Более давним и фундаментальным примером служат результаты исследований на установке 2ХПВ [4]. В результате серии экспериментов была получена плазма с $\beta \sim 2.2$ при величине магнитного поля в зоне удержания 4,35 кГс и суммарной мощности атомарной инжекции 7 МВт. При этом формирование конфигурации с обращенным полем происходило непосредственно при помощи инжекции пучков нейтральных атомов в мишенную плазму, что выглядит гораздо более привлекательно с технической точки зрения.

В конце 2021 года в институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН был произведен физический пуск установки компактный осесимметричный тороид (КОТ). Данная установка нацелена на создание и изучение удержания горячей плазмы с относительным давлением порядка или даже больше единицы. Также стоит отметить, что эксперименты на установке КОТ являются частью большой программы по экспериментальному обоснованию проекта газодинамической многопробочной ловушки (ГДМЛ) [5, 6].

Создание плазмоида горячих ионов в установке КОТ планируется при помощи пучков нейтральных атомов, подобно экспериментам на 2ХПВ [4]. При этом прогресс в области нейтральной инжекции позволяет увеличить в 3-4 раза, в сравнении с 2ХПВ, эквивалентную плотность тока атомарных пучков на границе плазмы при суммарной мощности инжекции 4 МВт. При этом магнитное поле в зоне удержания составляет 2 кГс.

Наряду с изучением конфигурации с обращенным полем, основным направлением исследований на установке является исследование диамагнитного удерж-

жания. В своей работе [2] А. Д. Беклемишев показал, что возможно создание в пробкотроне области, называемой диамагнитным «пузырем», с $\beta \rightarrow 1$, являющейся равновесной. В связи с этим большой интерес представляет изучение устойчивости данной системы.

Для создания горячей плазмы с высоким относительным давлением в пробкотроне при помощи инъекции пучков нейтральных атомов необходимо создание мишенной плазмы, которая бы обеспечила эффективный захват частиц атомарных пучков и формирование популяции горячих ионов. При этом ее электронная температура T_e должна быть достаточно высока, чтобы обеспечить приемлемое для достижения высокого относительного давления энергетическое время жизни горячих ионов, которое при планируемых параметрах плазмы оказывается пропорциональным $T_e^{3/2}$.

Ранее исследования создания плазмы с помощью газоразрядных источников с кольцевой конфигурацией разрядного канала проводились на множестве экспериментальных установок, включая установки ИЯФ СО РАН: АМБАЛ-Ю, МАЛ [7], АМБАЛ-ЮМ [8], АМБАЛ-М [9]. В результате развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и подавления продольной теплопроводности плазмы с помощью специальным образом формируемого термобарьера [10] удалось получить мишенную плазму с температурой электронов более 50 эВ и плотностью $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Достижение данных показателей на установке КОТ позволило бы создать мишенную плазму, необходимую для эффективного захвата пучков нейтральных атомов и достижения высокого относительного давления.

Основной целью данной работы является исследование зависимости параметров мишенной плазмы (температура и плотность), создаваемой при помощи газоразрядного источника плазмы с кольцевой конфигурацией разрядного канала, от конфигурации магнитного поля, силы тока, протекающего через источник, количества напускаемого газа и др.

В соответствие с целью необходимо:

- изучить теоретические основы физических явлений, которые могут обеспечить формирование мишенной плазмы в пробкотроне установки КОТ с электронной температурой в несколько десятков электрон-вольт и линейной плотностью, достаточной для эффективного захвата атомарных пучков;
- разработать средство регистрации электронной температуры и плотности;
- получить зависимости измеряемых величин от параметров источника мишенной плазмы и конфигурации магнитного поля;
- проанализировать полученные результаты;
- на основании проведенного анализа оценить возможность эффективного захвата пучков нейтральных атомов.

1 Установка КОТ

Главной составной частью установки является осесимметричный пробкотрон относительно малого объема, где с помощью инжекции атомарных пучков планируется создание плазмы с относительным давлением $\beta \sim 1$. Основными задачами будущих исследований являются разработка методов создания и удержания горячей плазмы с высоким β , включая способы подавления сопутствующих неустойчивостей с целью дальнейшего использования полученных результатов на других установках с подобными параметрами. В данной работе описывается способ создания мишенной плазмы для последующего захвата пучков нейтральных атомов и создание популяции горячих ионов с высоким относительным давлением.

1.1 Описание экспериментальной установки

1.1.1 Общее описание установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.1. Мишенная плазма создается генератором плазмы и транспортируется в центральную ячейку, где выступает в качестве мишени для двух пучков нейтральных атомов (один из них не изображен на схеме, так как направление его инжекции перпендикулярно сечению разреза установки). Далее по ходу транспортировки мишенной плазмы находится секционированный поглотитель плазмы, который путем подачи электрических смещений на его секции позволяет управлять радиальным профилем электрического потенциала плазмы. Кроме того, секционированный

поглотитель дает возможность получать информацию о радиальном распределении электрического потенциала в струе мишенной плазмы.

1.1.2 Вакуумная система

Вакуумная система установки состоит из трех основных частей: камеры генератора плазмы, центральной камеры и камеры поглотителя плазмы. В данный момент для вакуумной откачки используются два турбомолекулярных насоса Shimadzu TMP1103 со скоростью откачки $700 \text{ л}\cdot\text{с}^{-1}$. С помощью данных насосов удастся достичь давления $\sim 10^{-4}$ Па. После ввода в строй инжекторов пучков нейтральных атомов планируется использование электродуговых испарителей титана для дополнительного увеличения скорости откачки и минимизации перезарядных потерь горячих ионов. При использовании испарителей титана совместно с дополнительными системами откачки атомарных инжекторов, ожидается получение вакуума с давлением меньше 10^{-5} Па.

1.1.3 Магнитная система

Магнитная система КОТ, изображенная на рис. 1.2, состоит из соленоида генератора плазмы, транспортной, термобарьерной и пробочных катушек. Пробочные катушки создают магнитное поле в области, где будет достигаться значение β близкое к единице. Поле в центральной части области составляет 2 кГс, а в пробках — 4 кГс, таким образом формируется открытая ловушка с пробочным отношением $R = 2$. В такой ловушке ларморовский радиус инжектированных протонов с энергией 15 кэВ составит 10 см. С одной из сторон пробкотрона располагается термобарьерный соленоид, создающий магнитное поле величиной 7,3 кГс в штатном режиме. В некоторых экспериментах данная величина изменялась с целью нахождения оптимальных параметров плазмы. Также имелась возможность изменять значение магнитного поля в плазменном генераторе, в штатном режиме равное 5 кГс. Величина магнитного поля в транспортной

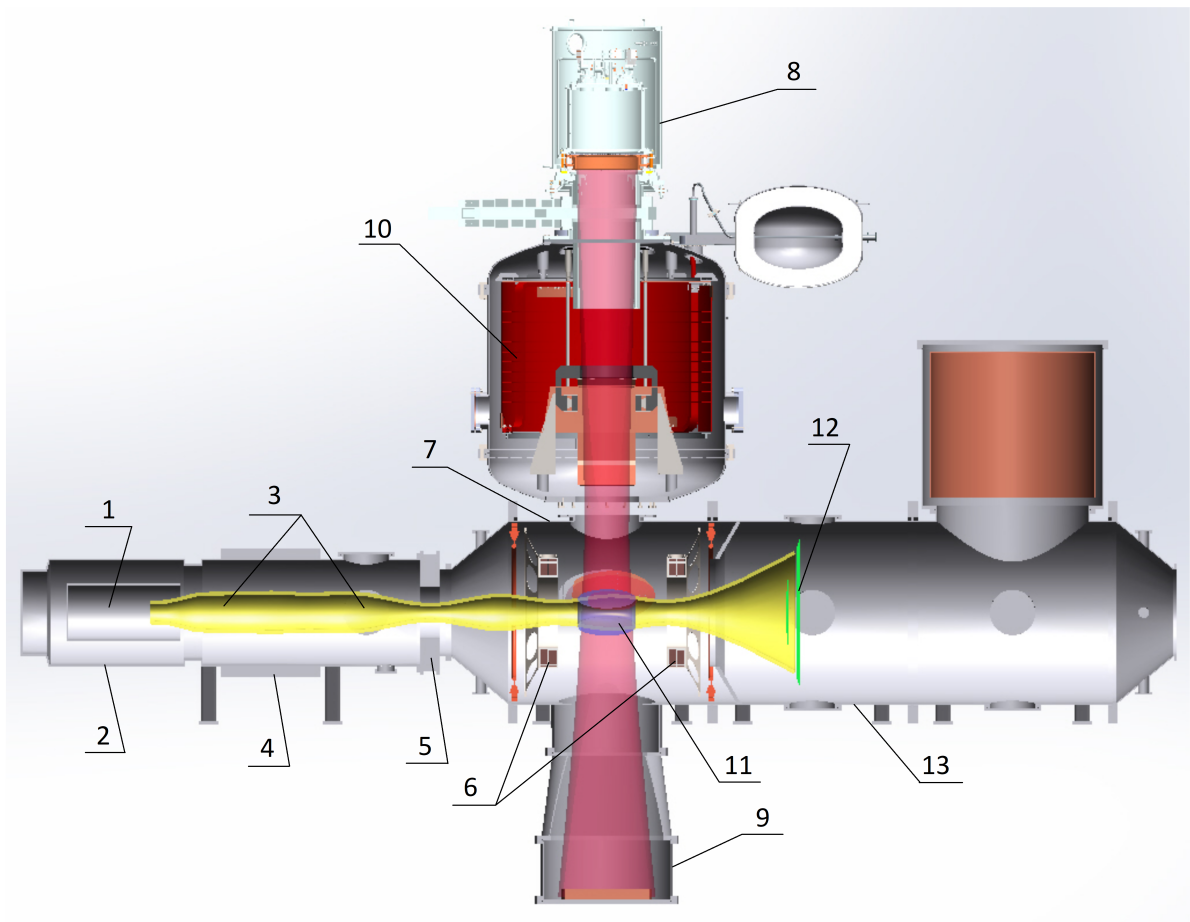


Рисунок 1.1: Схема установки КОТ. 1 - генератор мишенной плазмы, 2 - вакуумная камера генератора плазмы, 3 - мишенная плазма в транспортной зоне, 4 - катушки транспортной зоны, 5 - термобарьерный соленоид, 6 - пробочные катушки, 7 - центральная вакуумная камера, 8 - инжектор нейтральных атомов, 9 - приемник инжектора нейтральных атомов, 10 - вакуумная камера инжектора нейтральных атомов, 11 - область с $\beta \sim 1$, 12 - поглотитель плазмы, 13 - камера поглотителя плазмы.

секции в экспериментах не изменялась и была равна $\sim 1,6$ кГц. С другой стороны пробкотрона расположен секционированный поглотитель плазмы, расположенный в области со степенью расширения магнитного потока $K = 20$.

1.1.4 Система атомарной инжекции

Инжекция пучков нейтральных атомов на установке будет производиться с помощью двух инжекторов нейтральных атомов водорода [11]. Предполагаемое время работы инжекторов составляет 5 мс. Направления инжекции пучков перпендикулярны друг другу и оси симметрии установки. Их смещение относи-

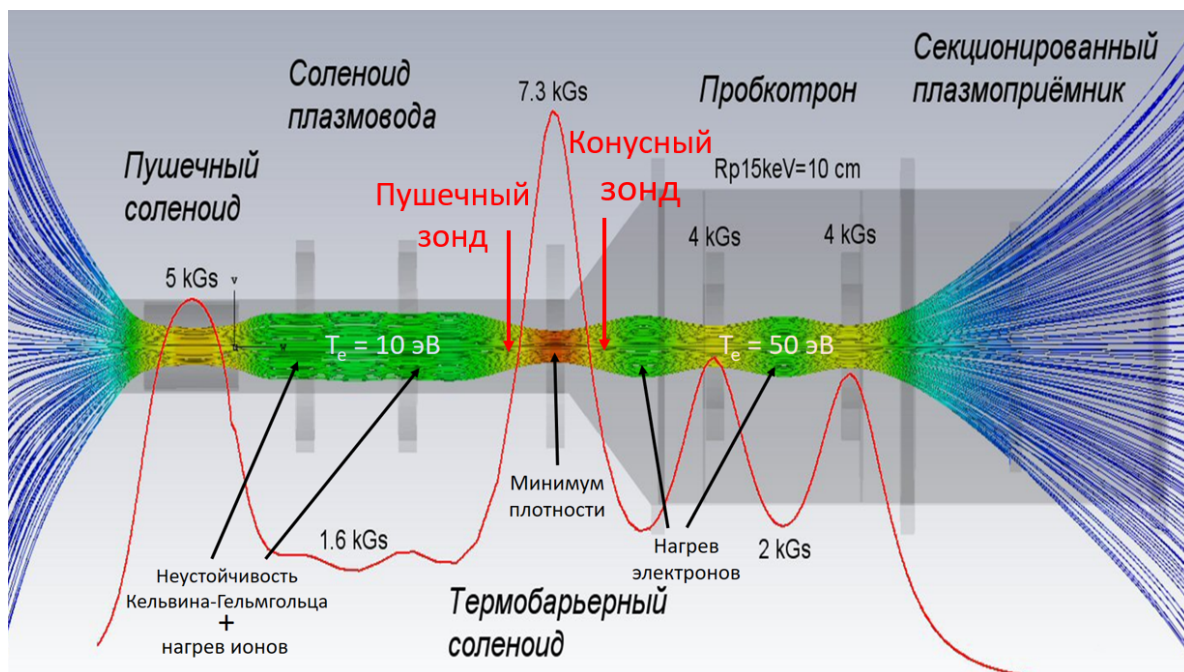


Рисунок 1.2: Магнитная система установки КОТ

тельно оси установки составляет 10 см. Ожидаемая плотность эквивалентного тока на границе плазмы составит около $3,5 \text{ экв. А} \cdot \text{см}^{-2}$, что больше результатов, достигнутых на установке 2ХИВ ($1,6 \text{ экв. А} \cdot \text{см}^{-2}$). На момент написания данной работы идет разработка системы питания инжекторов, и в скором времени они будут запущены.

1.1.5 Мишенная плазма

Мишенная плазма создается газоразрядным плазменным генератором с кольцевой конфигурацией разрядного канала. Схематическое изображение генератора представлено на рис. 1.3. Перед началом работы в рабочую полость напускается водород. Количество напускаемого газа, которое непосредственно влияет на плотность генерируемой плазмы, регулируется при помощи времени открытия катодного и анодного газовых клапанов и величины избыточного давления. Основной разряд между катодом 4 и анодом 5 инициируется пробоем между вспомогательными катодом 2 и анодом 3.

Плазменный генератор находится в достаточно большом магнитном поле

~ 5 кГц, при этом расстояние между магнитными силовыми линиями катода и анода внутри генератора составляет 1 см. Это приводит к тому, что в плазме возникает радиальный градиент потенциала, что обуславливает сильный и неоднородный дрейф в скрещенных электрических и магнитных полях. Неоднородный дрейф вызывает развитие неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, которая ведет к нагреву ионов и образованию термобарьера [7, 10].

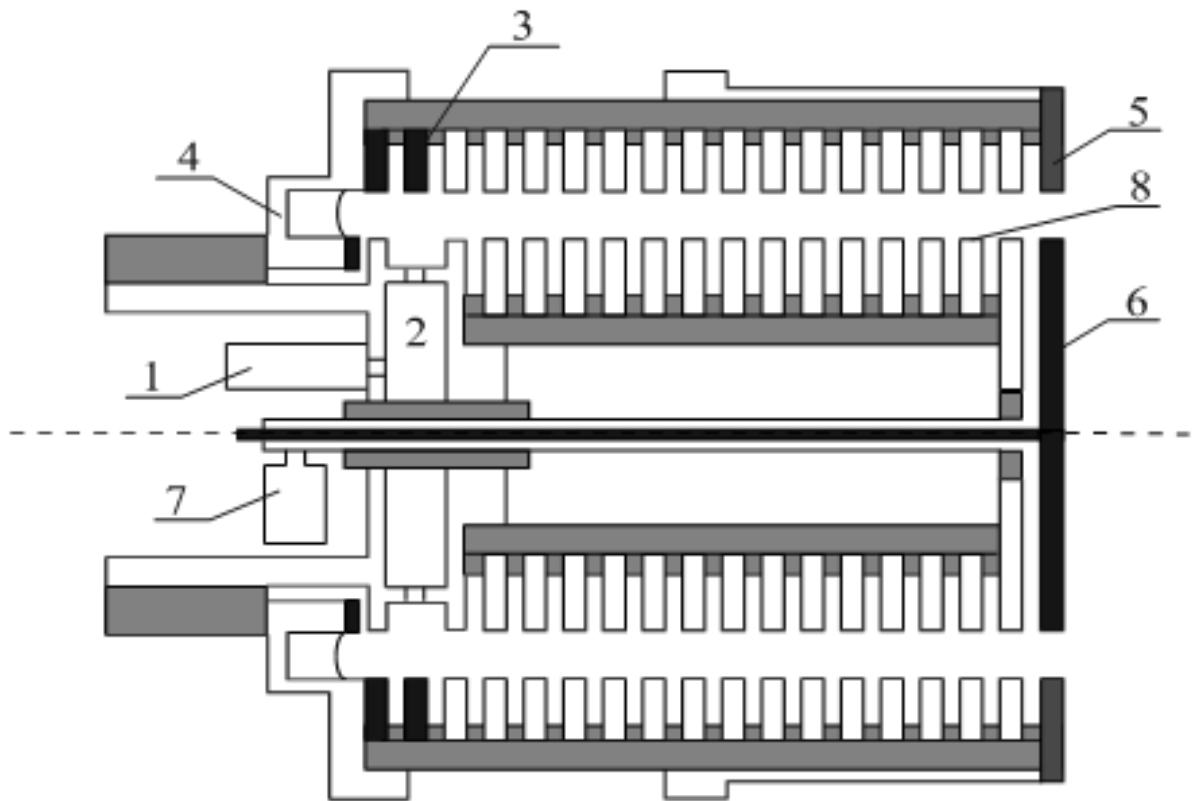


Рисунок 1.3: Схема генератора плазмы с кольцевой конфигурацией разрядного канала. 1 - катодный газовый клапан, 2 - вспомогательный катод, 3 - вспомогательный анод, 4 - катод основного разряда, 5 - штатная анодная шайба, 6 - инвертирующая анодная шайба, 7 - анодный газовый клапан, 8 - изолированные ограничивающие диафрагмы.

1.2 Требуемые параметры мишенной плазмы

Одним из ключевых факторов, препятствующих накоплению горячих ионов, является их торможение на электронах. Скорость передачи энергии от ионов к электронам пропорциональна частоте электрон-ионных столкновений, в кото-

ную температура входит в степени $3/2$. Следовательно, для улучшения накопления быстрых частиц и, как следствие, увеличения величины вытесненного поля, необходимо создать мишенную плазму с достаточно высокой температурой.

Данную проблему разобрали в своей работе Ю.А. Цидулко и И.С. Черноштанов [12]. С помощью компьютерного моделирования была получена временная зависимость отношения вытесненного магнитного поля относительно вакуумного поля в отсутствие плазмы. В работе производился расчет захвата пучков нейтральных атомов, по характеристикам близким к расположенным на установке КОТ, при этом моделировались только кулоновские столкновения частиц без учета их коллективного взаимодействия.

Из рис. 1.4а видно, что при электронной температуре плазмы уже 30 эВ удастся получить величину отношения вытесненного магнитного поля к вакуумному близкую к единице. При электронной температуре больше 50 эВ уже не наблюдается значительного увеличения вытесненного магнитного поля. Расчеты сделаны при плотности плазмы равной $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

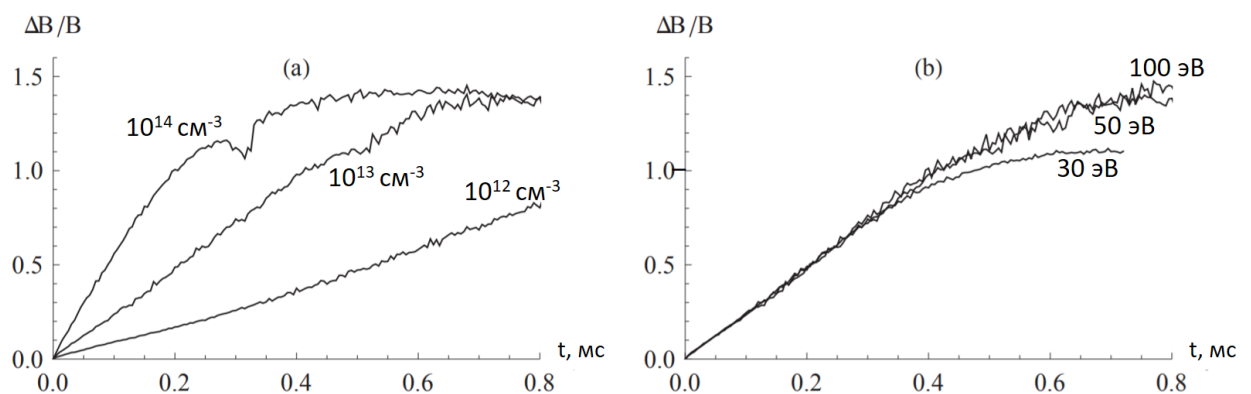


Рисунок 1.4: Временная зависимость величины вытесненного магнитного поля в зависимости от (а) плотности и (б) температуры.

На рис. 1.4б представлены подобные зависимости, но уже для разных плотностей мишенной плазмы при температуре $T_e = 50 \text{ эВ}$. Из этих графиков можно сделать вывод о том, что для эффективного захвата пучков нейтральных атомов

плотность мишенной плазмы должна быть больше или порядка $3 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$.

Также в работе моделируется неустойчивость, вызванная сильной анизотропией функции распределения ионов в пространстве скоростей. Ее наличие может уменьшить величину вытесненного магнитного поля. Развитие методов стабилизации данной неустойчивости является целью следующего этапа исследований на установке КОТ.

Таким образом, для эффективного захвата быстрых частиц необходимо создать мишенную плазму с электронной температурой более 30 эВ и плотностью более $3 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$.

2 Методика создания мишенной плазмы

Как уже было сказано, для эффективного захвата пучков нейтральных атомов необходимо создать достаточно горячую и достаточно плотную плазму.

2.1 Влияние продольной теплопроводности на температуру в центре

Значительным ограничителем максимальной электронной температуры является продольная теплопроводность плазмы. Газоразрядный источник в данной ситуации выступает в роли термостата, так как эмитирует большое количество холодных (несколько эВ) электронов. С помощью уравнения теплопроводности можно оценить мощность инжекции, необходимую для поддержания электронной температуры 50 эВ в центре вакуумной камеры. Приняв температуру в центре камеры $T_c = 50$ эВ, температуру в газоразрядном источнике $T_{pg} = 10$ эВ, радиус плазмы $R = 10$ см, расстояние между местом инжекции и газоразрядным источником $L = 1$ м, получаем мощность инжекции $W \sim 70$ МВт. Для поддержания температуры 30 эВ в центре необходима мощность инжекции $W \sim 10$ МВт. На установке КОТ суммарная мощность инжекции равна 4 МВт, следовательно, необходимо найти механизм подавления продольной теплопроводности.

2.2 Термобарьер

Если температура плазмы постоянна, зависимость электростатического потенциала для электронов плазмы с максвелловским распределением по скоростям определяется уравнением Больцмана:

$$\phi(z) = \phi_0 + \frac{T_e}{e} \ln \frac{n(z)}{n_0} \quad (2.1)$$

Из уравнения 2.1 видно, что для образования потенциального барьера для электронов необходимо создать локальным минимум плотности. При этом величина такого барьера может составлять несколько электронных температур [10].

2.3 Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца

На установке КОТ локальный минимум плотности создается с помощью перешедших в бесстолкновительный режим удержания ионов. Плазма, образованная источником, является аксиально-симметричным образованием с сильным градиентом потенциала в области между магнитными поверхностями катода и анода. В силу непараболической зависимости градиента потенциала от радиуса частицы подвержены неоднородному дрейфу в скрещенных E и B полях. Неоднородность дрейфа наряду с конечностью ларморовского радиуса является причиной различия скоростей дрейфа электронов и ионов. В связи с этим различием возникает азимутальное поляризационное поле, которое при некоторых условиях приводит к усилению амплитуды возмущения и развитию неустойчивости. Более подробно механизм возникновения неустойчивости описан в работах А. А. Кабанцева и С. Ю. Таскаева [7, 13, 14].

Отличительными свойствами данной неустойчивости являются:

- частота колебаний, вызывающих неустойчивость, по порядку величины равна частоте дрейфа в скрещенных полях ($f_{KHI} \sim f_E = c \frac{E}{rB}$);
- частота колебаний зависит только от величины магнитного поля в источнике и не зависит от поля в пробкотроне и транспортной области;
- проекция волнового вектора, направленная вдоль силовых линий магнитного поля, равна 0;
- $\frac{e\phi_{\sim}/T_e}{n_{\sim}/n} \gg 1$ и $\frac{e\phi_{\sim}}{T_e} \gg 1$, где ϕ_{\sim} - амплитуда колебаний потенциала, T_e - электронная температура, n_{\sim} - амплитуда колебаний плотности, n - плотность, усредненная по колебаниям.

2.4 Механизм создания высокой электронной температуры в мишенной плазме

Создание высокой электронной температуры плазмы на установке КОТ реализуется с помощью заявленных выше механизмов, аналогично экспериментам на разных версиях установки АМБАЛ [7–9]. Поясняющая механизм нагрева схема приведена на рис. 1.2. Газоразрядный источник с кольцевой конфигурацией разрядного канала генерирует плазму, в которой развивается неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Неустойчивость генерирует поперечные магнитному полю низкочастотные ($\omega \ll \Omega_{ci}$) электростатические волны. В таких электрических полях ионы плазмы стохастически приобретают большую кинетическую энергию в поперечном направлении (в экспериментах на установке АМБАЛ-ЮМ до 1 кэВ), преобразуя энергию вращения плазменного столба в кинетическую и поглощая волну.

В экспериментах на установке АМБАЛ-Ю [15] было показано, что даже без использования термобарьера в ловушке может быть достигнута температура ионов $T_i = 50$ эВ. Пусть плотность плазмы равна $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, тогда дли-

на свободного пробега ион-ионных столкновений составит $\lambda_{ii} \sim 30$ см. В таких условиях функция распределения ионов в пространстве скоростей будет анизотропна в области сильного магнитного поля в связи с тем, что длина свободного пробега сравнима с продольным размером неоднородности магнитного поля. Также в данной области плотность плазмы станет меньше и, следовательно, длина пробега станет больше, что уменьшит скорость выравнивания продольной и поперечной температур и сделает функцию распределения еще более анизотропной. Таким образом, образуется локальный минимум плотности, который приведет к образованию термобарьера, снижающего продольную электронную теплопроводность плазмы.

Благодаря использованию данного метода в экспериментах на установке АМБАЛ-М [9], являющейся самой близкой к установке КОТ по геометрии магнитного поля из установок типа АМБАЛ, удалось получить в пробкотроне плазму с ионной температурой $T_i = 200$ эВ и электронной температурой $T_e = 50$ эВ. Механизм нагрева электронов состоял в том, что ионы, прошедшие через область сильного магнитного поля захватывались в пробкотроне и нагревали электроны, находящиеся там. Благодаря образованию термобарьера мощность потерь энергии уменьшалась в несколько раз. Отличием созданной на установке КОТ плазмы будет ее более высокая плотность (КОТ — $n_{CAT} = 3 \cdot 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³, АМБАЛ-М — $n_{AMBAL} = 6 \cdot 10^{12}$ см⁻³), необходимая для эффективного захвата пучков нейтральных атомов.

3 Методики исследований и средства диагностики мишенной плазмы

В данной главе описываются методы исследования плазмы на установке КОТ. Основная информация о плазме извлекалась из локальных измерений электронной температуры и плотности, регистрируемых двумя тройными ленгмюровскими зондами. Также для получения информации о плазме использовался набор измерителей тока в разных элементах установки: генератор плазмы, катушки магнитного поля и др.

3.1 Тройной ленгмюровский зонд

3.1.1 Принцип действия

Тройной ленгмюровский зонд предназначен для локальных измерений электронной температуры, плотности и потенциала плазмы [16]. В плазму помещаются три одиночных зонда, соединенных по схеме, изображенной на рис. 3.1. Между двумя зондами подается напряжение достаточно большое, чтобы ток между ними был приблизительно равен току ионного насыщения. Для этого необходимо создать потенциал в несколько раз больший электронной температуры в данной точке. Принципиальная вольт-амперная характеристика ленгмюровского зонда изображена на рис. 3.2. Третий зонд находится в плавающем режиме.

Как уже было сказано, плотность тока, попадающая на зонд, находящийся под отрицательным потенциалом, соответствует току ионного насыщения

$$j_- = j_i = \frac{en \langle v_i \rangle}{4}. \quad (3.1)$$

В равновесной плазме плотность тока определяется распределением Больцмана. Для зондов, находящихся под некоторым потенциалом U , получается

$$j = \frac{en \langle v_i \rangle}{4} - \frac{en \langle v_e \rangle}{4} \exp\left(\frac{eU}{T_e}\right) = j_i - j_e \exp\left(\frac{eU}{T_e}\right), \quad (3.2)$$

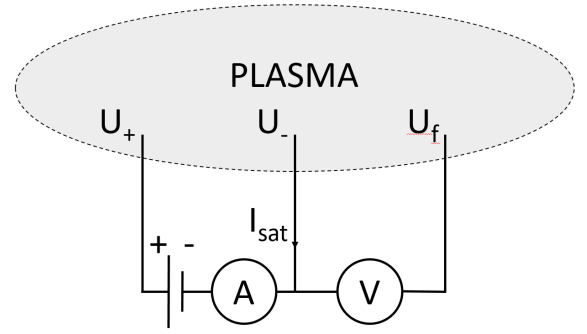


Рисунок 3.1: Принципиальная схема тройного ленгмюровского зонда.

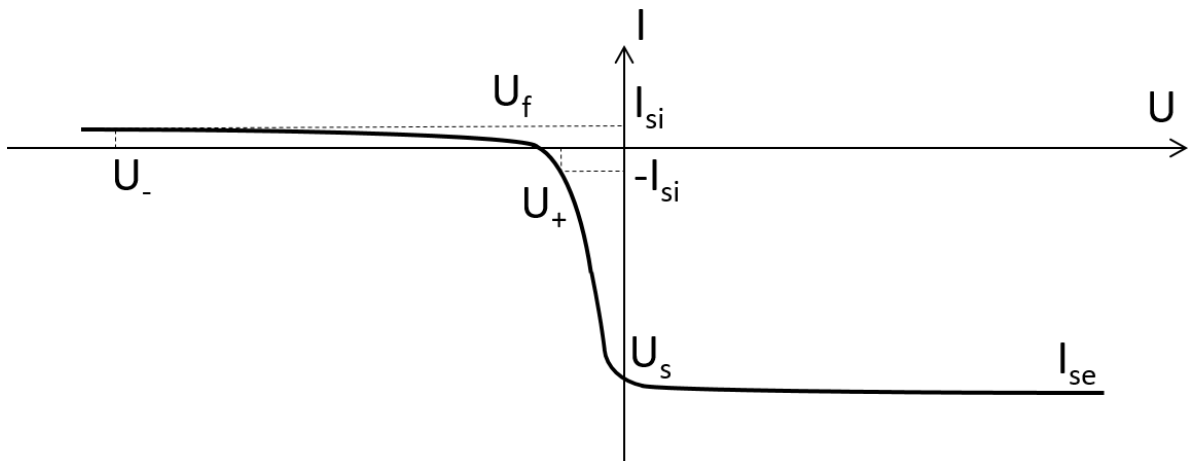


Рисунок 3.2: Условная ВАХ ленгмюровского зонда.

Плотность тока, попадающая на «положительный» зонд, равна обратному ионному току насыщения в силу закона сохранения заряда, а на плавающий

зонд — нулю. Откуда получаем систему из двух уравнений

$$j_i - j_e \exp\left(\frac{eU_f}{T_e}\right) = 0, \quad (3.3)$$

$$j_i - j_e \exp\left(\frac{eU_+}{T_e}\right) = -j_i. \quad (3.4)$$

Откуда электронная температура

$$T_e = \frac{e(U_f - U_+)}{\ln 2}. \quad (3.5)$$

Вывод формулы для плотности плазмы несколько более сложен и приведен в работе физиков токийского университета [16]. Плотность плазмы может быть получена из величины силы тока, измеренного между «положительным» и «отрицательным» зондом

$$n = \frac{I_{sat} \exp(1/2)}{Se} \sqrt{\frac{m_i}{T_e}}. \quad (3.6)$$

Также в экспериментах измерялся плавающий потенциал зонда. Согласно конспекту лекций калифорнийского университета [17] потенциал плазмы

$$U_p = U_f + \frac{T_e}{2e} \ln \frac{2m_i}{\pi m_e}. \quad (3.7)$$

Все данные формулы получены для случая незамагниченной плазмы, но они являются применимыми и в условиях эксперимента на установке КОТ, так как ларморовский радиус вращения ионов при величине магнитного поля 5 кГс и температуре ионов 50 эВ, составляющий $\rho_i = 1,4$ мм, в несколько раз больше толщины проволоки $w = 0,5$ мкм и много больше радиуса Дебая $\lambda_D = 5$ мкм.

3.1.2 Устройство зондов и особенности работы в условиях эксперимента на установке КОТ

На установке КОТ использовались два зонда. Схема их расположения показана на рис. 1.2: один из них находился в транспортной области (пушечный зонд), другой — за термобарьером со стороны пробкотрона (конусный зонд). Таким образом, регистрировался рост температуры, обусловленный наличием термобарьера. Сам зонд представляет собой кварцевую трубку с тремя, вставленными в нее молибденовыми проволоками диаметром 500 мкм, выступающую на 2 мм (см. рис. 3.3). Кварцевые трубки зажаты в стальном держателе, который может двигаться с помощью шагового двигателя.

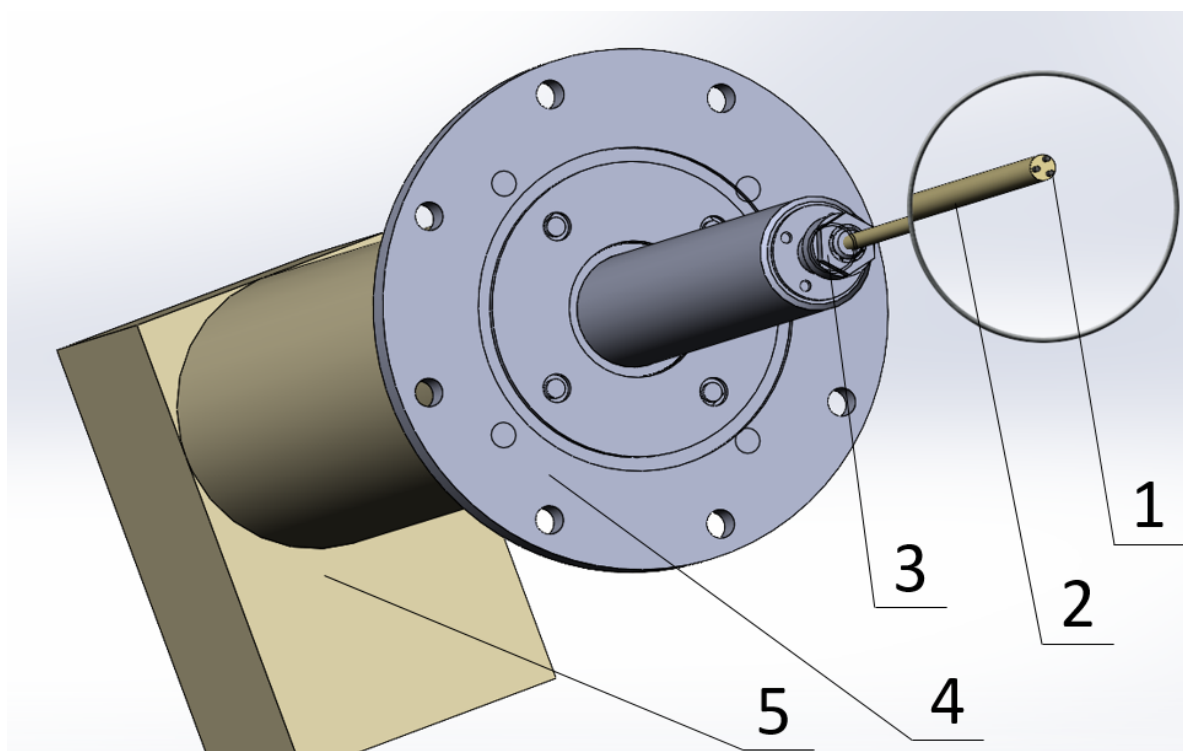


Рисунок 3.3: Схема одного из тройных ленгмюровских зондов. 1 - молибденовая проволока, 2 - трубка из кварцевого стекла, 3 - держатель зонда, 4 - фланец, 5 - шаговый двигатель

При температуре плазмы $T = 50$ эВ, плотности $n = 10^{14}$ см⁻³ мощность, поглощаемая поверхностью зонда с площадью $S = 1.8 \cdot 10^{-2}$ см² равна $Q \approx \frac{n \langle v_i \rangle}{4} 4T_e S \approx 100$ Вт. При длительности импульса $\tau = 5$ мс изменение темпе-

ратуры зондов, сделанных из молибдена, $\Delta T \approx 1500$ К. При вычислении изменения температуры потери энергии по теплопроводности и излучению не учитывались. На первых этапах исследований вместо кварцевого стекла использовалась керамика, но высокая энергетическая нагрузка приводила к разрушению изолятора и выходу из строя зондов. Кварцевое стекло используется в связи его высокой механической и термической стойкостью.

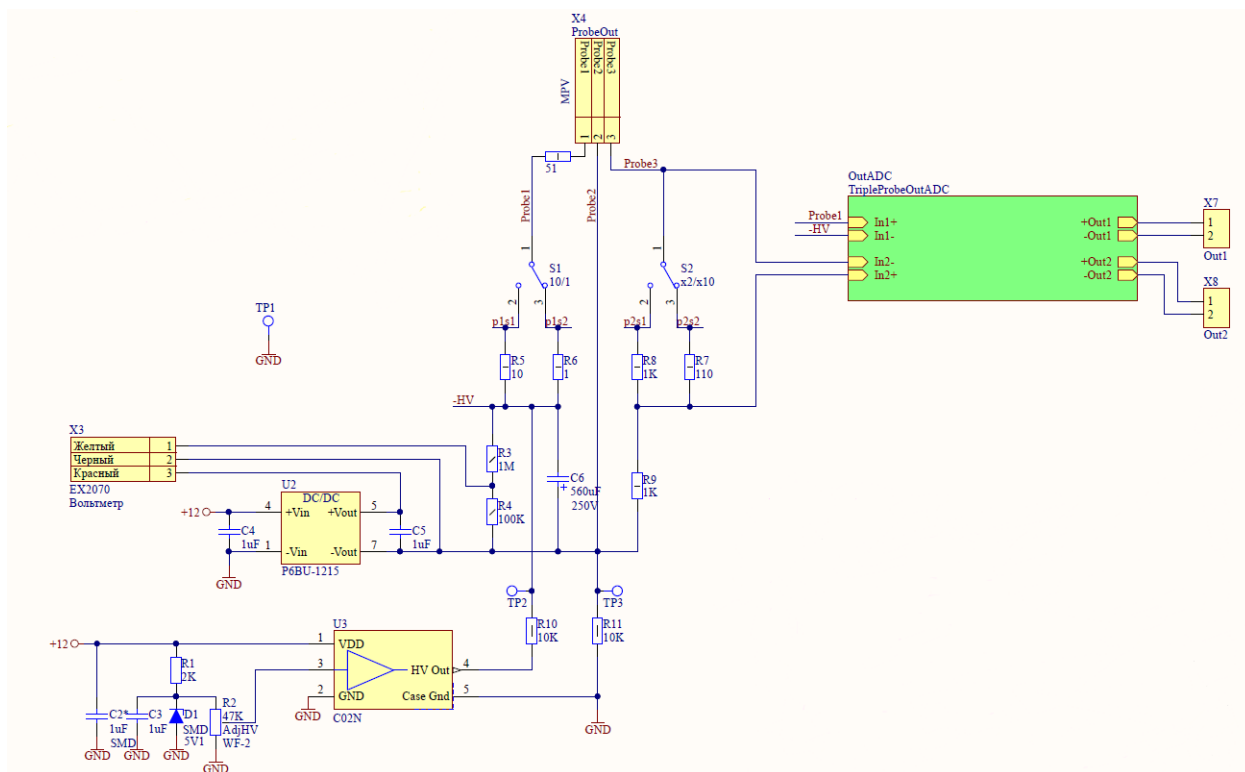


Рисунок 3.4: Электрическая схема тройного ленгмюровского зонда.

Электрическая схема, предназначенная для измерений при помощи тройного зонда, представлена на рис. 3.4. Для преодоления влияния помех, связанных с колебаниями потенциала плазмы в месте расположения зонда и корректного измерения напряжения между плавающим (Probe3) и «положительным зондом» (Probe2), а также силы тока между «положительным» (Probe2) и «отрицательным» (Probe1) используется гальваническая развязка, реализованная с помощью специального операционного усилителя и позволяющая проводить корректные измерения, не привязываясь к потенциалу корпуса установки. Для поддержания необходимого напряжения между Probe2 и Probe1 (в эксперимен-

тах эта величина превосходила $3T_e$) используется конденсатор на 560 мкФ. Есть возможность регистрировать ток насыщения с резисторов 1 Ом или 10 Ом, а напряжение между Probe3 и Probe2 измеряется с коэффициентом деления 2 или 10. При этом важным элементом схемы является балластное сопротивление 51 Ом, которое препятствует зажиганию дугового разряда между молибденовыми зондами. Для независимого измерения потенциала плавающего зонда относительно корпуса установки использовался высокоомный делитель.

Перемещение зондов вдоль радиальной координаты установки осуществлялось с помощью шаговых двигателей. Управление ими имеет ручной и дистанционный режим. Дистанционное управление осуществляется модулем RS-485, расположенным в одном из крейтов системы управления установки КОТ. Данный модуль связан с контроллером шагового двигателя с помощью стандартной витой пары, осуществляющей передачу информации по стандарту RS-485 в полудуплексном режиме. Работу с шинами крейта обеспечивает микроконтроллер SiLab C8051F340. Взаимодействие с контроллером крейта осуществляется через буферное ЗУ объемом 32 кБ, доступ к которому имеют и микроконтроллер, и контроллер шины крейта. В данном буфере записываются информационные послышки, передаваемые по шине RS-485, а также используемые для смены временных задержек и скорости передачи. Инициирование операций модуля RS-485 происходит с помощью внешнего прерывания микроконтроллера. После выполнения цикла микроконтроллер сбрасывает прерывание, устанавливает флаг готовности и флаги ошибок в регистре управления модуля. Доступ к этому регистру со стороны микроконтроллера осуществляется посредством шины SPI.

Сигналы, получаемые с зондов, обрабатывались с помощью 8-канальных АЦП. Диапазон изменения входных сигналов $-10\text{ В} - +10\text{ В}$, результаты представлены в виде 16-разрядных слов. Для обработки полученных сигналов было разработано программное обеспечение. Все данные, измеряемые во время эксперимента, сохранялись в формате пакета ROOT, разработанного в ЦЕРН, и в

дальнейшем обрабатывались и визуализировались с помощью языка программирования C++.

3.2 Другие средства диагностики, использованные в исследованиях

В экспериментах с заземленным поглотителем плазмы измерялся профиль попадающего на него тока. Каждая секция поглотителя была заземлена так, как показано на рис. 3.5. В точках, обозначенных звездочками, измерялись сигналы с помощью АЦП. Сигналы фильтровались при помощи простейшей интегрирующей цепочки с характерным временем $\tau = 10$ мкс. Далее находилась разность потенциалов, падающая на сопротивлении $R=5$ мОм, и вычислялась сила тока, протекающего через каждую секцию поглотителя, а также через стенку вакуумной камеры. Также исследовался режим работы поглотителя плазмы, находящегося под плавающим потенциалом. В данном режиме измерения сигналов на поглотителе не производились.

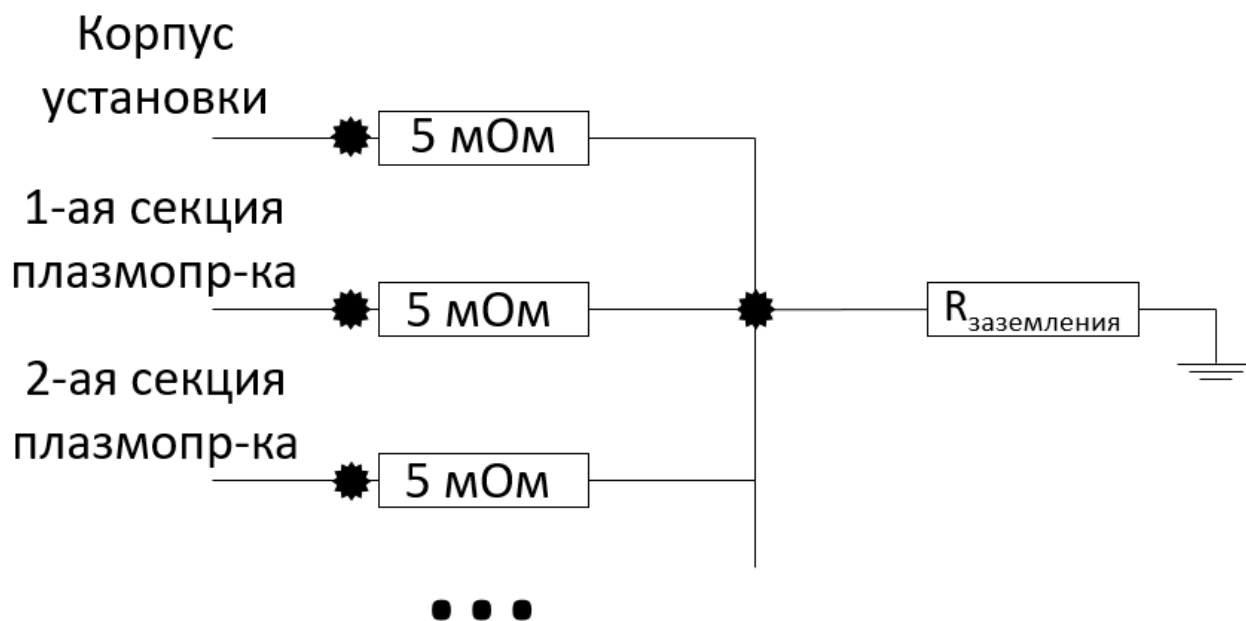


Рисунок 3.5: Электрическая схема плазмоприемника. Сигналы измерялись в точках, обозначенных звездочками.

С помощью пояса роговского измерялись силы тока в дуговом разряде. Для регистрации сила тока в катушках магнитного поля использовались промышленные датчики тока. Помимо этого измерялись потенциалы катода, анода и инвертирующей анодной шайбы.

4 Результаты исследований и их обсуждение

На начальных этапах исследований газоразрядный источник имел конструкцию, схематически изображенную на рис. 1.3. Однако в такой конфигурации не удалось достичь даже повышения температуры в пробкотроне относительно газоразрядного источника. Также стоит отметить, что в некоторых рабочих импульсах установки напряжение на разряде резко падало приблизительно в два раза. Была выдвинута гипотеза о том, что в газоразрядном источнике поперек магнитного поля загораются дуговые разряды между анодом и заземленным корпусом соленоида генератора плазмы. После вскрытия установки были обнаружены многочисленные следы горения дугового разряда (рис. 4.1). Для предотвращения пробоя анода было установлено охранное кольцо, сделанное из молибдена и находящееся под плавающим потенциалом (рис. 4.2). Основная сложность выбора конструкции кольца заключается в том, что изменение магнитного поля возбуждает сильные токи в кольце, и, как следствие, на него действуют большие по величине силы. После установки кольца значительно снизилась амплитуда высокочастотных (несколько МГц) колебаний, регистрируемых на сигналах тока с секционированного поглотителя плазмы.

Из проведенных экспериментов с заземленным поглотителем плазмы было выяснено, что электронная температура в пробкотроне меньше, чем в транспортной области. В следующей серии измерений секции поглотителя плазмы были изолированы друг от друга и находились под плавающим потенциалом в плазме. Данная модернизация привела в росту температуры в пробкотроне.

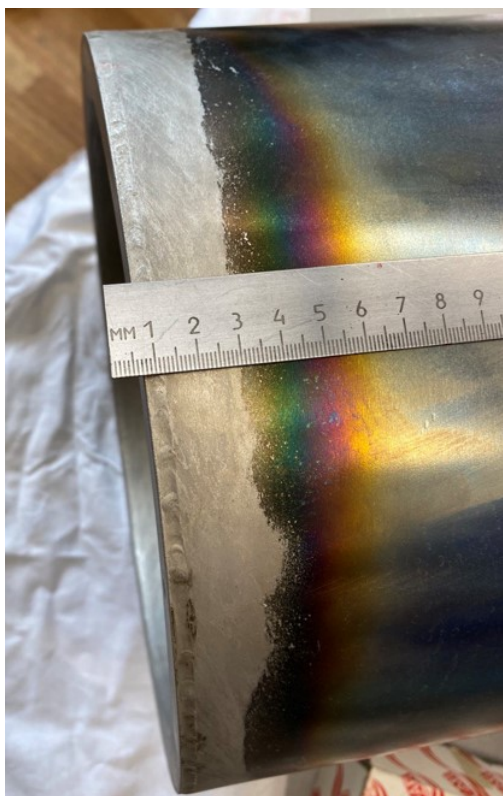


Рисунок 4.1: Следы горения дугового разряда с внешней стороны корпуса соленоида генератора плазмы.

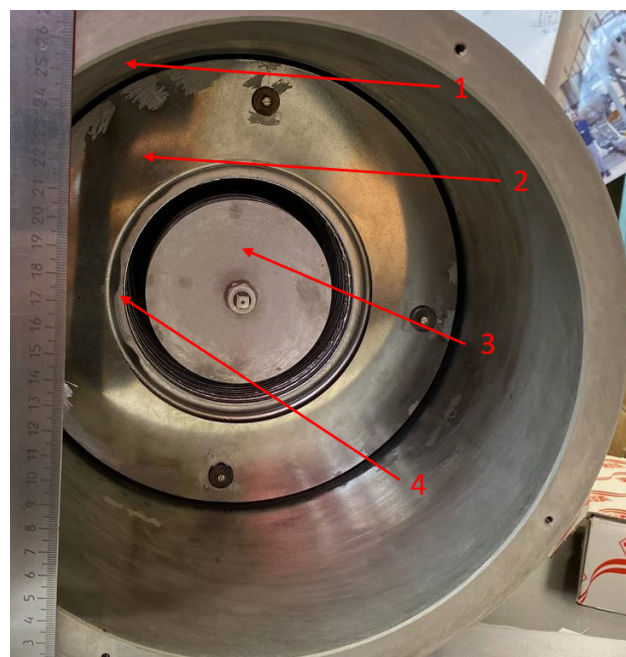


Рисунок 4.2: Фото генератора плазмы с охранным кольцом. 1 - заземленный корпус соленоида генератора плазмы, 2 - охранный кольцо, предотвращающее развитие дугового разряда, 3 - инвертирующая анодная шайба, 4 - анод генератора плазмы

Температура в пробкотроне также оказывается выше температуры в транспортной области, если весь поглотитель находится под плавающим потенциалом, а все его секции соединены. Случай с полностью изолированными секциями является более адекватным для создания радиального градиента электрического потенциала и возбуждения неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, по этой причине все результаты, представленные далее, соответствуют данной конфигурации поглотителя.

Характерная зависимость напряжения и силы тока в разряде источника плазмы представлена на рис. 4.3. Сила тока изменялась в пределах от 4 до 16 кА. Для регулировки силы тока изменялось напряжение зарядки искусственной линии, служащей источником тока для разряда. Напряжение на разряде изменялось в ходе рабочего импульса в несколько раз, но всегда лежало в пределах от 100 до

300 В.

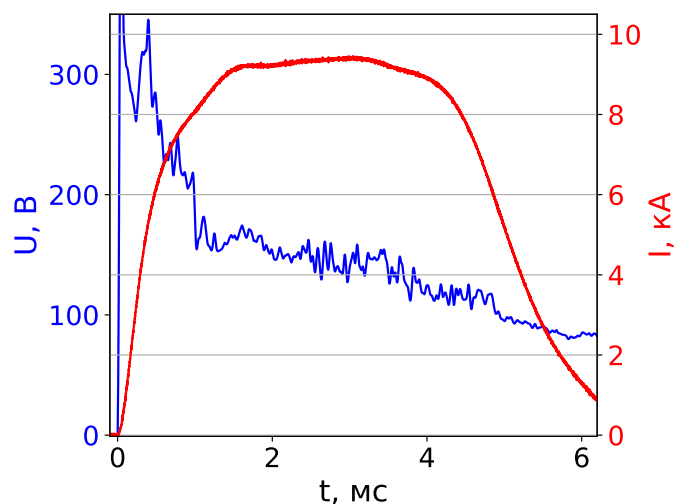


Рисунок 4.3: Напряжение и сила тока в разряде источника плазмы.

Было замечено, что при увеличении тока разряда максимальная температура в пробкотроне растет до $I_{PG} = 10$ кА. Далее температура падает, и, вероятно, это связано с тем, что увеличивающееся напряжение между секциями поглотителя плазмы вызывает пробой, меняющий характер протекающих процессов. Также было обнаружено, что увеличение количества напускаемого газа ведет к уменьшению максимальной температуры в пробкотроне и увеличению ширины плато, на котором эта температура достигается, однако необходимы дополнительные исследования в данной области.

На рис. 4.4 показана зависимость электронной температуры и плотности плазмы в пробкотроне и транспортной области. Сигналы были обработаны с помощью фильтра Баттерворта с частотой 2 кГц. Данные зависимости были получены при токе в термобарьерной катушке $I_{TB} = 1,75$ кА, токе разряда $I_{arc} = 10$ кА и избыточном давлении $p = 0,8$ атм, при этом радиальная координата зонда соответствовала максимальной электронной температуре. Плотность плазмы в пробкотроне в течение всего эксперимента была меньше, чем в транспортной области, и колебалась около $n_e \approx 10^{13}$. Это связано с отражением части ионов от области сильного магнитного поля вблизи термобарьера. Электронная

температура плазмы резко возрастает в первую миллисекунду до $T_e \approx 20$ эВ и уменьшается все оставшееся время, что, вероятно, связано с уменьшением напряжения на разряде. Меньшее напряжение создает меньший градиент азимутального вращения, и, следовательно, неустойчивость Кельвина-Гельмгольца затухает. При этом на начальном этапе электронная температура в пробкотроне все же больше электронной температуры в транспортной области, что говорит о развитии неустойчивости на первых миллисекундах эксперимента.

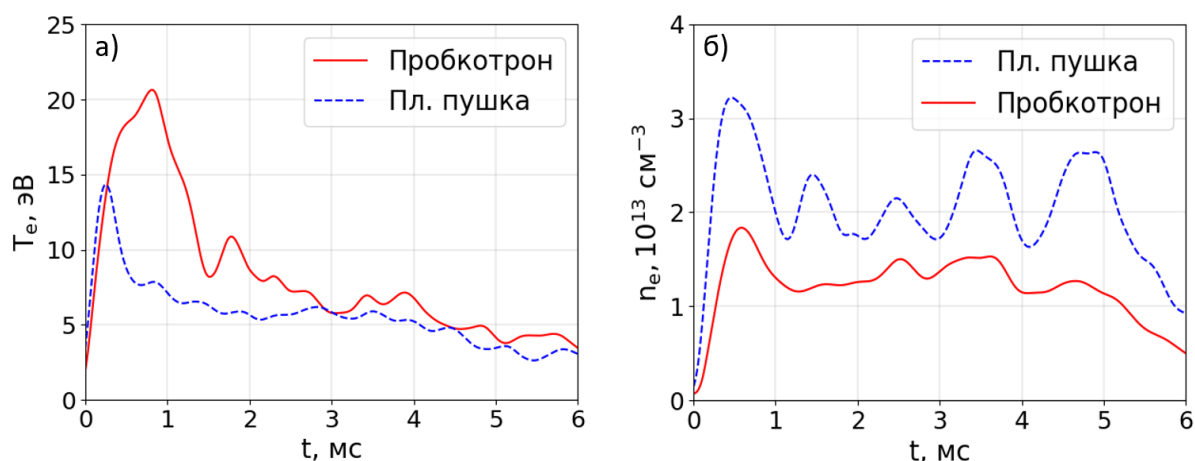


Рисунок 4.4: Зависимость электронной температуры (а) и плотности плазмы (б) в пробкотроне (красная сплошная линия) и транспортной области (синяя пунктирная линия) от времени, обработанная при помощи фильтра Баттерворта.

С помощью ленгмюровских зондов также были получены радиальные профили температуры и плотности, представленные на рис. 4.5 и 4.6. Зонды перемещались поперек оси установки с шагом 2 см. Представленные на графиках радиальные координаты являются проекциями зондов вдоль магнитных силовых линий на центральную плоскость пробкотрона. Красной пунктирной линией на графиках показана проекция катода газоразрядного источника. Данные профили были получены при тех же условиях, что и временные зависимости электронной температуры и плотности, и взяты в три разных момента времени $t_1 = 0,25$ мс, $t_2 = 2,75$ мс, $t_3 = 5$ мс. Благодаря этому удалось проследить расширение плазмоида вдоль радиальной координаты. Как видно из графиков и температуры, и плотности, плазма смещается поперек магнитного поля: мак-

симум смещается от оси установки. Данную проблему описал Р. С. Иванов в своем выступлении на конференции МНСК-2022 [18]. Эффект заключается в

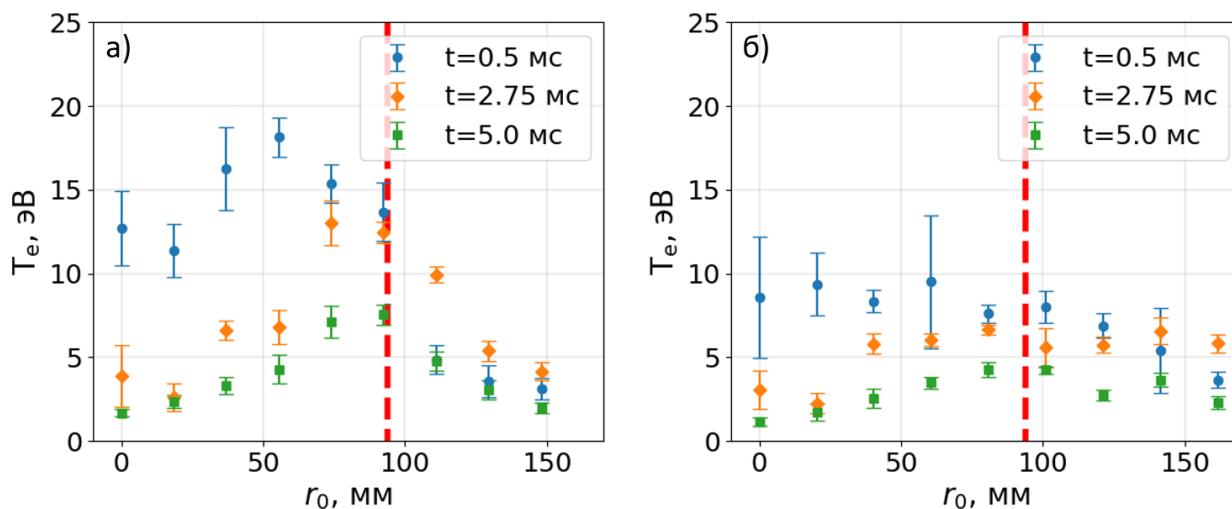


Рисунок 4.5: Радиальные профили электронной температуры в пробкотре (а) и транспортной области (б), полученные в разные моменты времени. Красной пунктирной линией показана проекция катода.

том, что время работы соленоидного газоразрядного источника меньше времени проникновения поля в область разряда. Это связано с тем, что в элементах газоразрядного источника возбуждаются токи, вытесняющие магнитное поле. Это время по порядку величины совпадает с временем работы соленоидов. В связи с этим наблюдается смещение проекции катода по магнитной силовой поверхности. Изначальное поле в соленоиде было меньше, чем рассчитанное без учета вытесняющих полей, и, следовательно, проекция катода будет расположена ближе к оси установки. Постепенно внешнее поле будет проникать в соленоид, и проекция катода сместится на больший радиус.

На рис. 4.7 изображены временные зависимости электронной температуры и плотности плазмы при разных величинах тока в термобарьерной катушке. Выбирались точки вдоль радиуса с максимальным значением температуры. При малом токе нагрев плазмы незначителен, так как величина термобарьера недостаточна для эффективного подавления продольной теплопроводности плазмы.

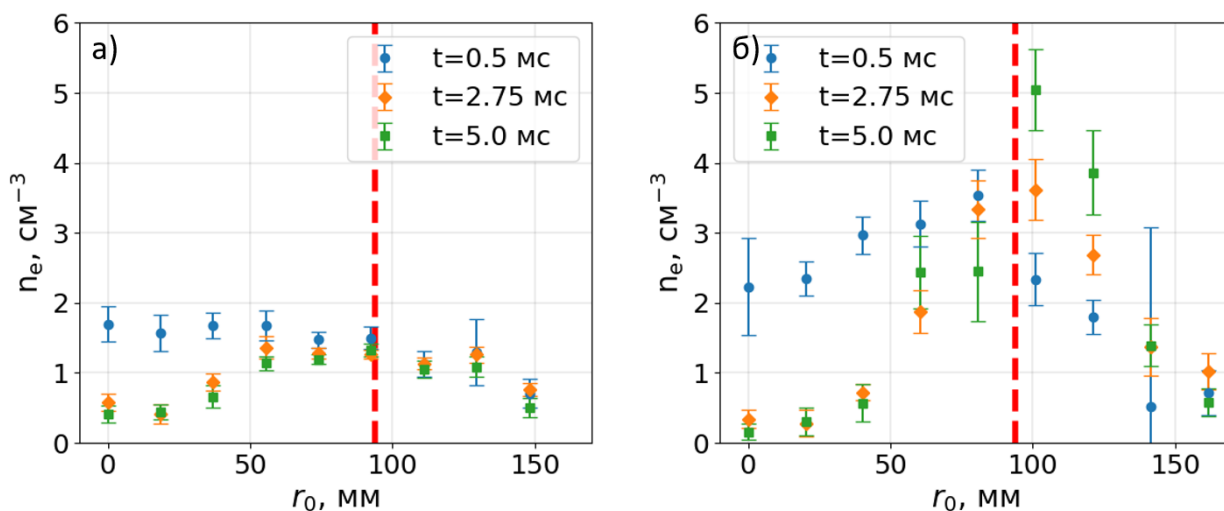


Рисунок 4.6: Радиальные профили плотности плазмы в пробкотроне (а) и транспортной области (б), полученные в разные моменты времени. Красной пунктирной линией показана проекция катода.

При слишком большом токе плотность плазмы заметно снижается. Таким образом, существует некоторое оптимальное значение тока в термобарьерной катушке, при котором продольная теплопроводность эффективно подавлена, но плотность плазмы еще достаточно высока.

Для регистрации развития неустойчивости измерялись сигналы плавающего потенциала плазмы (рис. 4.8). Измерения проводились при параметрах, указанных выше, на магнитной силовой поверхности близкой к катоду газоразрядного источника. Амплитуда колебаний потенциала зонда $\phi_{\sim} \approx 100$ В, что удовлетворяет условию $\frac{e\phi_{\sim}}{T_e} \gtrsim 5 \gg 1$. Условие $\frac{e\phi_{\sim}/T_e}{n_{\sim}/n} \gg 1$ также выполнялось во всех экспериментах. Данные признаки и то, что электронная температура в пробкотроне больше, чем в транспортной области, указывают, что нагрев плазмы производится именно неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца, однако из анализа спектра потенциала, находящегося в транспортной области, этого явно не следует. Красной точечной линией обозначена частота $E \times B$ дрейфа, на которой ожидается развитие данной неустойчивости. Данная зависимость была рассчитана из напряжения, падающего на разряде. Яркость на графике приве-

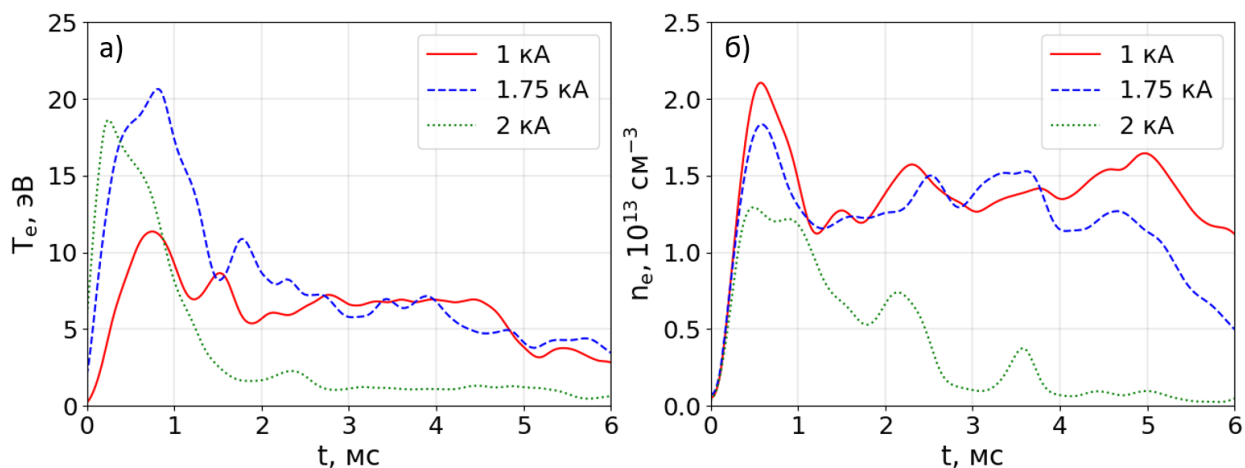


Рисунок 4.7: Зависимость электронной температуры (а) и плотности плазмы (б) от времени при различной силе тока в термобарьерной катушке (красная сплошная линия - 1 кА, синяя пунктирная линия - 1,75 кА, зеленая точечная - 2 кА). Данные обработаны при помощи фильтра Баттерворта.

дена в условных единицах, пропорциональных амплитуде колебаний с некоторой частотой. Вблизи данной кривой нет ярко выраженного пика амплитуды колебаний. Вероятно, это связано, как уже говорилось ранее, с расположением поглотителя плазмы, который подавляет развитие неустойчивости. Также это может быть связано с длиной транспортной области. В работе А. А. Кабанцева [7] было показано, что при «короткой» конфигурации транспортной области развиваются колебания с азимутальными модами $m > 1$, а неустойчивость не вызывает нагрев плазмы.

Таким образом, на установке КОТ удалось добиться увеличения электронной температуры мишенной плазмы в пробкотроне путем создания термобарьера и развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Однако значения полученных плазменных характеристик ($T_e \approx 20$ эВ, $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$) недостаточны для эффективного захвата пучков нейтральных атомов. Плотность плазмы может быть повышена путем увеличения количества газа, напускаемого во время эксперимента, и данные исследования будут проведены в будущем. Увеличение электронной температуры является более сложной задачей, и в дан-

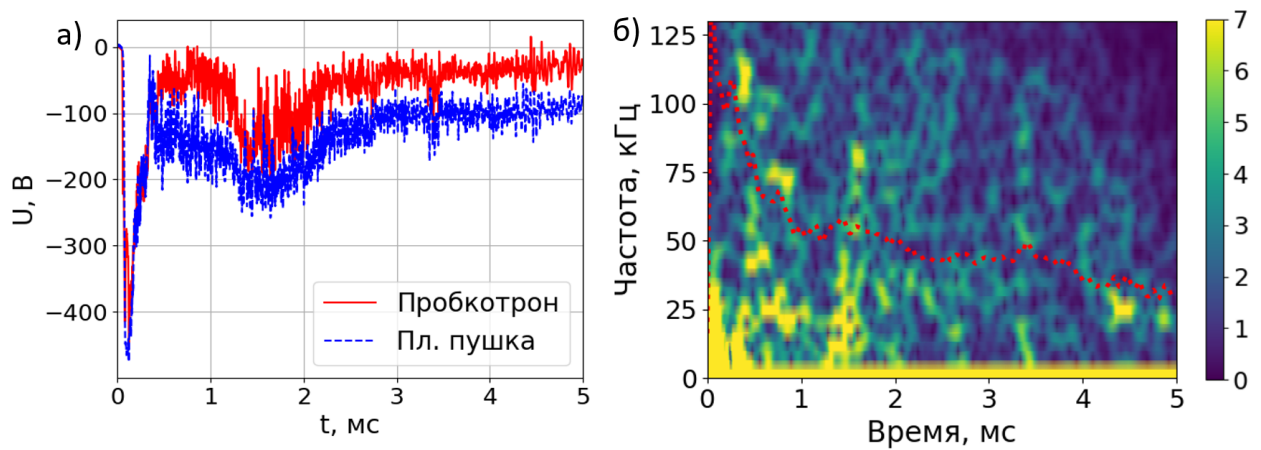


Рисунок 4.8: Зависимость плавающего потенциала от времени (а) в пробкотроне (красная сплошная линия) и транспортной области (синяя пунктирная линия) и спектральное разложение сигнала зонда (б), находящегося в транспортной области. Красной точечной линией на графике спектрального разложения обозначена частота $E \times B$ дрейфа.

ный момент не совсем ясно, чем вызвано, во-первых, ее резкое снижения в первые миллисекунды эксперимента, во-вторых, низкое значение в максимуме. По сегодняшним оценкам, модификация секционированного поглотителя плазмы (предотвращение пробоев между секциями, а также его расположение в области с большей степенью расширения магнитного потока за пробкой К), доработка системы питания соленоида газоразрядного источника плазмы для создания более длительного импульсного магнитного поля, уменьшение индукционных токов, возникающих в элементах источника плазмы, и увеличение длины транспортной области должно привести к усилению нагрева плазмы и достижению необходимых параметров.

Заключение

В конце 2021 года в институте ядерной физики им. Г. И. Будкера был произведен физический пуск установки КОТ. Были разработаны диагностики для регистрации электронной температуры и плотности плазмы, проведены необходимые мероприятия по автоматизации работы на установке, что позволило провести первые эксперименты по созданию мишенной плазмы, необходимой для эффективного захвата пучков нейтральных атомов. Электронная температура достигала значений $T_e \approx 20$ эВ, а плотность составляла $n_e \approx 10^{13}$ см⁻³. При этом температура плазмы в транспортной области была значительно меньше температуры в пробкотроне, что говорит о развитии неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и образовании термобарьера. Найдены значения силы тока в дуговом разряде $I_{PG} = 10$ кА и термобарьерном соленоиде $I_{TB} = 1.75$ кА, при которых плазма является наиболее горячей и плотной. Однако электронная температура и плотность, полученные в экспериментах, недостаточны для эффективного захвата пучков нейтральных атомов. Для увеличения показателей необходимо модифицировать целый ряд систем, входящих в состав установки: секционированный поглотитель плазмы, газоразрядный источник плазмы, соленоид источника плазмы. Также одним из перспективных методов увеличения температуры является увеличение длины транспортной области.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Иванов А. А., Приходько В. В. Газодинамическая ловушка: результаты исследований и перспективы // Успехи физических наук. — 2017. — Т. 187, № 5. — С. 547–574.
- [2] Beklemishev AD. Diamagnetic “bubble” equilibria in linear traps // Physics of Plasmas. — 2016. — Vol. 23, no. 8. — P. 082506.
- [3] Overview of C-2W: high temperature, steady-state beam-driven field-reversed configuration plasmas / H Gota, MW Binderbauer, T Tajima et al. // Nuclear Fusion. — 2021. — Vol. 61, no. 10. — P. 106039.
- [4] Field-reversal experiments in a neutral-beam-injected mirror machine / WC Turner, JF Clauser, FH Coensgen et al. // Nuclear Fusion. — 1979. — Vol. 19, no. 8. — P. 1011.
- [5] Novosibirsk project of gas-dynamic multiple-mirror trap / A Beklemishev, A Anikeev, V Astrelin et al. // Fusion Science and Technology. — 2013. — Vol. 63, no. 1T. — P. 46–51.
- [6] Bagryansky PA, Beklemishev AD, Postupaev VV. Encouraging results and new ideas for fusion in linear traps // Journal of Fusion Energy. — 2019. — Vol. 38, no. 1. — P. 162–181.
- [7] Кабанцев А. А. Неустойчивости струи мишенной плазмы : Дисс... кандидата наук ; ИЯФ СО РАН. — 1991.

- [8] Гилев АА и др. Ионногорячая плазма в квадрупольной ловушке // Письма в ЖЭТФ. — 1993. — Т. 57. — С. 621.
- [9] Создание горячей стартовой плазмы в концевой системе АМБАЛ-М / ТД Ахметов, ВС Белкин, ЕД Бендер и др. // Физика плазмы. — 1997. — Т. 23, № 11. — С. 988–1001.
- [10] Термоизолированная мишенная плазма в пробокотроне АМБАЛ-Ю / Г. И. Димов, А.А. Кабанцев, С. В. Кузьмин и др. // Физика плазмы. — 1993. — Т. 19, № 3. — С. 350–358.
- [11] Neutral beam injection system for the CAT experiment / VI Davydenko, PP Deichuli, AA Ivanov, SV Murakhtin // Plasma and Fusion Research. — 2019. — Vol. 14. — P. 2402024–2402024.
- [12] Tsidulko YuA, Chernoshtanov IS. Particle-in-cell simulation of field reversal in mirror trap with neutral beam injection // AIP Conference Proceedings / AIP Publishing LLC. — Vol. 1771. — 2016. — P. 040005.
- [13] Кабанцев АА, Таскаев СЮ. Низкочастотная дрейфовая неустойчивость плазменной струи желобкового типа // Физика плазмы. — 1990. — Т. 16. — С. 700.
- [14] Кабанцев АА. Подавление неустойчивости Кельвина-Гельмгольца обращением электрического поля плазменной струи // Труды Всесоюзного совещания по открытым ловушкам. — 1990. — С. 40–50.
- [15] Кабанцев АА, Таскаев СЮ. О температуре ионов плазменной струи // Физика плазмы. — 1992. — Т. 18. — С. 635.
- [16] Chen Sin-Li, Sekiguchi T. Instantaneous direct-display system of plasma parameters by means of triple probe // Journal of Applied Physics. — 1965. — Vol. 36, no. 8. — P. 2363–2375.

- [17] Chen Francis F. Langmuir probe diagnostics // Mini-Course on Plasma Diagnostics, IEEEICOPS meeting, Jeju, Korea. — 2003. — P. 20–111.
- [18] Иванов РС. Магнитные измерения на установке КОТ // МНСК-2022: Физика плазмы. — 2022.