

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра Плазмы

Направление подготовки **03.04.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **МАГИСТРАТУРА**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Аникеева Михаила Андреевича

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы Физические процессы в расширителе и их влияние на продольное удержание энергии в ловушках открытого типа

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

Научный руководитель

Доктор физико-математических наук

Доктор физико-математических наук

Заместитель директора ИЯФ СО РАН по научной работе

Заведующий научно-исследовательской лабораторией ИЯФ СО РАН

Иванов А.А./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

Багрянский П.А./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Новосибирск, 2017

Оглавление

Введение.....	3
1. Современное состояние исследований по проблеме продольного удержания частиц и энергии в магнитных ловушках открытого типа.....	6
2. Описание установки	11
3. Исследование физических процессов в расширителе ГДЛ.....	16
3.1 Методика проведения эксперимента и диагностики	16
3.2 Описание эксперимента и полученных результатов	19
4 Исследование линейной плотности плазмы в расширителе ГДЛ	23
4.1 Постановка задачи	23
4.2 СВЧ интерферометр в расширителе ГДЛ.	24
4.3 Регистрация и обработка данных интерферометра	27
4.4 Результаты экспериментов	30
Заключение	34
Список литературы	37

Введение

Развитие термоядерной энергетики — это одна из возможностей обеспечить растущие энергетические потребности человечества. Из систем с магнитным удержанием плазмы ближе всего к созданию промышленного термоядерного реактора сейчас подошли ТОКАМАКи, очередным шагом в этом направлении является ITER — международный термоядерный экспериментальный реактор. Его разработка уже демонстрирует огромную физико-техническую сложность создания такого устройства. По этой причине актуальным становится вопрос об альтернативных схемах термоядерного реактора. Одной из таких альтернатив является магнитная ловушка открытого типа.

Системы открытого типа для магнитного удержания плазмы (пробкотроны) имеют перспективы для целого ряда приложений в области управляемого ядерного синтеза. С инженерно-физической точки зрения ближайшим из возможных приложений пробкотрона наиболее простой конструкции является источник нейтронов синтеза ядер D-T, способный производить нейтронный поток с плотностью мощности в несколько мегаватт на квадратный метр [1,2]. Поток нейтронов такого уровня требуется для проведения полномасштабных материаловедческих исследований, необходимых для конструирования первой стенки и других элементов термоядерных реакторов будущего. Кроме того, мощный генератор нейтронов может быть использован для управления подкритическими реакторами деления, включая устройства для «дожигания» долгоживущих радиоактивных отходов [3,4,5]. Ряд исследований показывает также, что магнитные ловушки открытого типа с улучшенным относительно простого пробкотрона продольным удержанием частиц плазмы могут быть основой для создания реакторов ядерного синтеза с коэффициентом усиления мощности $Q \gg 1$. Улучшения удержания можно достичь при использовании амбиполярных пробков [6,7], или предложенных недавно в ИЯФ СО РАН многопробочных [8] и винтовых секций [9]. В настоящее время в ИЯФ СО

РАН ведутся также активные исследования удержания термоядерной плазмы в диамагнитной ловушке — осесимметричном пробкотроне с предельно высоким значением относительного давления (отношение давления плазмы к давлению вакуумного магнитного поля) и, как следствие, пренебрежимо низкой величиной магнитного поля, практически, во всем объеме удерживаемой плазмы [10]. В такой системе функция распределения для электронов и ионов должна быть изотропной в пространстве скоростей, а кардинального увеличения времени удержания плазмы по сравнению с обычным пробкотроном предполагается достичь за счет большой величины пробочного отношения (отношение величины магнитного поля в пробке к величине поля в центральной плоскости ловушки).

Простота конструкции, принципиальная возможность удержания плазмы с высоким значением относительного давления ($\beta \sim 1$), наличие естественного канала удаления примесей и продуктов термоядерных реакций, возможность прямого преобразования тепловой энергии плазмы в электричество с высокой степенью эффективности являются неотъемлемыми достоинствами магнитных ловушек открытого типа.

Однако на пути развития открытых ловушек в область конкурентоспособных приложений ядерного синтеза в свое время возникли три серьезных проблемы, наличие которых существенно обесценивало перечисленные выше достоинства.

Первая из проблем — это отсутствие экспериментальных данных о возможности получения значений температуры электронов, приемлемых для термоядерных приложений. Низкая величина электронной температуры, по-видимому, связана с наличием высокого уровня продольных потерь, которые реализовались в экспериментах прошлых лет на многих экспериментальных установках. Это обстоятельство объясняет относительно низкий уровень исследовательской активности в области магнитных ловушек открытого типа, который наблюдается в настоящее время в мире.

Вторая проблема возникает при попытке реализовать удержание плазмы с высоким относительным давлением в наиболее привлекательной с инженерно-физической точки зрения осесимметричной конфигурации магнитного поля, поскольку аксиально-симметричная конфигурация ловушки с магнитными пробками не является благоприятной для МГД устойчивости плазмы.

Третья проблема связана с неравновесностью плазмы, удерживаемой в пробкатороне, что чревато развитием кинетических неустойчивостей и, как следствие, аномально высоким уровнем потерь плазмы.

Результаты недавних экспериментов, полученные на установке «газодинамическая ловушка» (ГДЛ) в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера, которая является аксиально-симметричным пробкотроном с большим пробочным отношением, продемонстрировали принципиальную возможность преодоления названных проблем [11,12,13,14]. Эти результаты являются ключевым аргументом для доказательства реалистичности создания на основе осесимметричного пробкотрона относительно компактных реакторов ядерного синтеза различного назначения с высокой объемной плотностью мощности. Доказанная экспериментально возможность удержания плазмы с высоким значением β [12] в таких системах открывает перспективу использования «бестритиевых» и даже «безнейтронных» видов топлива.

Неотъемлемой особенностью магнитных ловушек открытого типа является наличие прямого контакта горячей плазмы вдоль силовых линий магнитного поля с холодными поверхностями плазменных поглотителей, которые неизбежно должны быть размещены в областях с расширяющимися силовыми линиями за магнитными пробками. Данное обстоятельство порождает основные вопросы, связанные с изучением удержанием плазмы в пробкотронах. Это вопросы о выявлении физических механизмов, которые определяют транспорт энергии вдоль магнитного поля, и построении теоретических и вычислительных моделей, способных дать надежную

экстраполяцию продольных потоков частиц и энергии на установки реакторного класса. Таким образом, детальное изучение методами экспериментальной и теоретической физики процессов продольного переноса частиц и энергии плазмы в пробкотронах является обязательным шагом на пути реализации на их основе термоядерных приложений.

Конкретной задачей представленных в данной магистерской диссертации исследований являлось экспериментальное изучение наиболее важных с инженерно-физической точки зрения процессов, определяющих продольный транспорт частиц и энергии плазмы с параметрами, приближенными к параметрам реакторного уровня, в осесимметричной открытой магнитной ловушке, которой является установка ГДЛ в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера (описание установки ГДЛ приведено ниже в отдельном разделе диссертации).

1. Современное состояние исследований по проблеме продольного удержания частиц и энергии в магнитных ловушках открытого типа

Анализ научных публикаций по проблеме продольного удержания частиц и энергии в пробкотроне показывает, что эта важнейшая для альтернативных систем ядерного синтеза задача относится к категории недостаточно изученных. С одной стороны, хорошо исследованными представляются процессы, определяющие удержания ионной компоненты плазмы, включая кинетику кулоновских столкновений и микронеустойчивости, связанные с неизбежной для пробкотронов анизотропией функции распределения ионов в пространстве скоростей (см., например, [15]). С другой стороны, уровень изученности физических процессов, ответственных за перенос тепла электронами вдоль линий магнитного поля, в настоящее время остается недостаточным. Ниже кратко обрисовано состояние исследований по этому вопросу.

Большинство открытых ловушек имеют одинаковые устройства для управления потоками плазмы, истекающей наружу вдоль силовых линий. Эти устройства основаны на большой степени расширения трубок магнитного потока в области между пробкой и торцевым приемником плазмы, с целью уменьшить плотность потока энергии до приемлемого уровня. Для подавления рециркуляции вторичных электронов, эмитированных с поверхности плазменного поглотителя, в плазме расширителя открытой ловушки должны быть выполнены определенные условия.

В условиях отсутствия расширения электронный поток тепла в бесстолкновительной плазме (учитывая электронную эмиссию с поглотителя плазмы) оказывается много меньшим по сравнению с потоком, вычисленным по модели спитцеровской теплопроводности, но все же, много превышает тепловой поток ионов [16]. Причиной такого снижения потока тепла является барьер амбиполярного потенциала, который возникает вблизи поверхности поглотителя плазмы и отражает большинство электронов. Существует опасность, что в реальной горячей (термоядерной) плазме перепад потенциала в дебаевском слое вблизи стенки будет выше порога возникновения униполярной дуги, а когда появятся дуги, потенциальный барьер может исчезнуть. В расширяющемся магнитном поле вторичные электроны будут частично отражены магнитной пробкой назад к стенке, и электронный поток тепла можно снизить еще больше, увеличивая пробочное отношение. Теоретический предел для продольных потерь близок к 8 электронным температурам ($8T_e$) на каждую ион - электронную пару, покидающую ловушку. Подавляющую часть этой энергии несут ускоренные в амбиполярном поле ионы, что может быть использовано для рекуперации энергии.

Эта простая модель может быть усовершенствована при рассмотрении рассеяния электронов в объеме расширителя. Действительно, движение вторичных электронов, не проникающих в пробку, аналогично движению частицы, захваченной в адиабатическую ловушку. При наличии слабого

рассеяния в расширителе может сформироваться популяция захваченных электронов, которые осциллируют между магнитной пробкой и электростатическим барьером. В этом случае амбиполярное поле распределяется в объеме расширителя, а не концентрируется в дебаевском слое [17]. С одной стороны, это поле снижает в некоторой степени вероятность отражения от магнитной пробки, а с другой стороны дает возможность избежать униполярных дуг на поглотителях плазмы при температурах ядерного синтеза. Кроме режимов со слабыми кулоновскими столкновениями электронов были рассмотрены турбулентные режимы с эффективной изотропизацией электронной функции распределения [18]. Результат этого рассмотрения практически совпадает с результатом для слабых столкновений, хотя формулы различны. Согласно теории, если пробочное отношение для магнитного поля в расширителе превышает примерно 50 (для водородной или дейтериевой плазмы), большинство вторичных электронов не может проникнуть в горловину пробки, а электронный поток тепла насыщается на уровне теоретического предела в $8T_e$ на электрон-ионную пару.

Все эти режимы были предсказаны теоретически [17,18] (обзор теоретических работ по данной тематике представлен в [19]), а также реализованы в эксперименте в условиях близкого к бесстолкновительному течения плазмы и хорошими вакуумными условиями в расширителе в режимах с относительно низким значением температуры электронов в ловушке [20].

Таким образом, представляется весьма актуальным исследование ключевых с инженерно-физической точки зрения процессов, определяющих продольный транспорт энергии в магнитной ловушке открытого типа, параметры плазмы в которой приближаются к термоядерным, что и является основной целью диссертационной работы.

В идеализированной пробочной ловушке, где плазменная струя вытекает через магнитные пробки, не возвращаясь обратно в область удержания, теория дает благоприятный прогноз для электронных потерь тепла: закон конвективного теплообмена $Q_e \sim T_e^3 / 2$ со средней энергией в несколько T_e на потерянный электрон [21]. Однако, в реальных условиях взаимодействие вытекающей плазмы с поверхностями и фоновыми нейтралами в объеме за пробками может вызвать генерацию и приток холодных электронов из расширителя в область удержания, что приводит к существенному увеличению потерь по электронному каналу [22].

Было высказано предположение о том, что уменьшение неблагоприятных эффектов при взаимодействии плазмы с поверхностью и нейтралами остаточного газа может быть достигнуто в расширителе, где происходит сильное уменьшение магнитного поля после в области за магнитной пробкой [17]. Вывод о положительном влиянии конфигурации расширителей на электронное удержание вдохновило дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования физики расширителя и экстраполяцию применимости полученных результатов на устройства термоядерного класса. Предыдущие экспериментальные исследования, посвященные роли расширителей в продольном удержании плазмы, были проведены на установке ГДЛ около 20 лет назад при гораздо более низких параметрах плазмы, чем в настоящее время [20]. По этой причине необходимо расширить набор экспериментальных данных с учётом недавно достигнутых режимах с более высокой температурой плазмы.

Обзор современного состояния теоретического понимания физики расширителя представлен в работе Д.Д. Рютова [19]. Для баланса электронных и ионных токов через пробку необходим электростатический барьер в несколько электронных температур $e\phi = A \cdot T_e$. Величина фактора A зависит от режима удержания частиц и ряда параметров плазмы. Например, для режима газодинамического удержания в случае равенства электронных и ионных температур $A \sim 5$ [18]. Этот электростатический барьер представляет

собой комбинацию приращений потенциала в трех областях – внутри ловушки, области свободного потока в расширителе и в дебаевском слое вблизи торцевых пластин, $\phi = \phi_{\text{confinement}} + \phi_{\text{Expander}} + \phi_{\text{Debye}}$. Чтобы минимизировать отрицательные эффекты взаимодействия плазмы с поверхностями, полезно уменьшить падение потенциала в дебаевской оболочке до уровней $e\phi_{\text{Debye}} \ll T_e$. Таким образом, электростатический барьер, ограничивающий электроны, должен быть сформирован до достижения концевых пластин: $e\phi_{\text{Debye}} \ll e(\phi_{\text{confinement}} + \phi_{\text{expander}}) \sim A \cdot T_e$. В зависимости от режима удержания в зеркальной ловушке можно ожидать некоторого приращения потенциала в самой зеркальной ловушке $e\phi_{\text{confinement}} \sim (0,5 - 2) T_e$. Однако в расширителе должен образоваться основной потенциальный барьер. В идеализированной ситуации электронный баланс давления в потоке плазмы, который расширяется из пробки, создает положительный амбиполярный потенциал $e\phi_{\text{expander}} \approx T_e \cdot \ln K$, где $K \equiv V_{\text{mirror}} / V$ – коэффициент расширения магнитного поля. При достаточно большой степени расширения $K > 50$ величина этого потенциала в расширителе может достигать нескольких T_e ($e\phi_{\text{expander}} = a \cdot T_e$, где $a \approx 3 - 4$). Более реалистичные симуляции плазменного потока в расширителе показывают, что даже если электростатический барьер в расширителе может быть ниже максимального $T_e \cdot \ln K$, в расширителе может быть образован значительный электростатический барьер $e\phi_{\text{expander}} \approx (3 \div 4) T_e$ [23].

Эта гипотетическая картина приводит нас к следующим ключевым вопросам, требующим экспериментального подтверждения для развития новых установок на основе ловушек с магнитными пробками:

1. Каков минимальный коэффициент расширения K_{min} , при котором обратный поток холодных электронов в область удержания мало влияет на продольные тепловые потери в открытой ловушке?
2. Какова величина потенциального барьера в дебаевском слое вблизи торцевых пластин, которые установлены в положении $K \geq K_{\text{min}}$?

Ответ на последний вопрос важен для конструирования поглотителей плазмы. Они должны обеспечить предотвращение дуговых разрядов в случае формирования высокой разности потенциалов в дебаевском слое.

Настоящее экспериментальное исследование представляет собой попытку ответить на поставленные выше вопросы. В работе представлены результаты первого этапа экспериментов по исследованию физических процессов в расширителе, которые были проведены на установке ГДЛ. На этом этапе исследования измерялись потенциал плазмы и средняя энергия электронов вблизи торцевых пластин в расширителе при различных значениях K . Получено также первое представление о влиянии расширения магнитного поля на параметры плазмы удерживаемой в центральной части ловушки.

2. Описание установки

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) представляет собой осесимметричную линейную открытую ловушку с длинным центральным соленоидом и высоким пробочным отношением [24]. Газодинамическая ловушка удерживает плазму с двумя ионными компонентами. Первая компонента представляет собой довольно плотную столкновительную плазму, называемую «фоновой» или «мишенной» плазмой. Эта фракция плазмы образуется в начале эксперимента с помощью дуговой разрядной плазменной пушки. Мишенная плазма также может быть получена микроволновым (СВЧ) пробоем нейтрального газа с использованием одного из гиротронов системы электрон-циклотронного нагрева. Мишенная плазма удерживается в газодинамическом режиме. На стадии заполнения, которая длится 4,5 мс, температура мишенной плазмы составляет около $3 \div 5$ эВ. После заполнения ловушки мишенной плазмой включается система атомарной инжекции, формирующая нейтральные пучки. Пучки дейтерия инжектируются в центр установки ГДЛ под углом 45° , а через 0,5 мс после включения пучков

нейтральных атомов плазменная пушка выключается. Пучки быстрых нейтралов с энергией ~ 25 кэВ ионизируются в мишенной плазме и образуют вторую плазменную компоненту - популяцию быстрых ионов. Эти ионы удерживаются в адиабатическом режиме и постепенно тормозятся в фоновой плазме и также вытекают через пробку. Релаксация быстрых ионов в плазме хорошо описывается теорией парных кулоновских столкновений [25]. Время рассеяния быстрых ионов для параметров плазмы в ГДЛ существенно превышает время их торможения на электронах, поэтому функция распределения быстрых ионов анизотропная в фазовом пространстве, а пространственное распределение быстрых ионов имеет максимумы вблизи точек останова (точек поворота), которые для 45° наклонной инжекции соответствуют пробочному отношению 2. Пикированный продольный профиль быстрых ионов имеет важное значение для термоядерных приложений ГДЛ в качестве нейтронного источника.

В течение 5 мс работы системы атомарной инжекции электронная температура плазмы повышается примерно до 200 - 250 эВ. В то же время ионы быстрой компоненты достигают средней энергии около 10 кэВ и плотности в точках останова 5×10^{13} см⁻³. Баланс частиц мишенной плазмы поддерживается инжекцией холодного газа.

Несколько лет назад установка ГДЛ была модернизирована за счёт ввода в эксплуатацию электронно-циклотронного резонансного нагрева (ЭЦРН). Применение ЭЦРН позволяет увеличить электронную температуру до 900 эВ [11,26]. Система ЭЦРН основана на двух гиротронах 54,5 ГГц с общей мощностью до 0,8 МВт, в дополнение к основной мощности нагрева в 5 МВт от инжекции нейтральных атомов. Схематическое изображение установки ГДЛ представлено на Рисунке 1, основные инженерные параметры установки и параметры плазмы даны в Таблице 1.

Важным параметром, определяющим режим продольного удержания ионов и перепад амбиполярного потенциала между плазмой и торцевой стенкой, является температура теплых ионов. К сожалению, в этой серии

экспериментов было невозможно напрямую измерить температуру ионов, но можно сделать простые ее оценки. Принимая во внимание тот факт, что теплые ионы нагреваются в основном из-за кулоновских столкновений с электронами, можно оценить характерное время обмена энергией между электронами и тёплыми ионами. Для плотности плазмы $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и электронной температуры $T_e \sim 500 \text{ эВ}$ это время обмена энергией составляет около 25 мс, что значительно превышает время работы системы СВЧ-нагрева ($\sim 0,5 \text{ мс}$). Следовательно, ионная температура не может быть существенно увеличена за счёт влияния ЭЦРН. В предыдущих экспериментах только с использованием пучков нейтральных атомов температура ионов мишенной плазмы оказалась равной $T_i \sim 0,6 T_e \sim 120 \text{ эВ}$. Это означает, что средняя длина свободного пробега ионов меньше размеров установки (7 м), но превышает характерную длину пробок ($\sim 1 \text{ м}$). При этом удержание мишенной плазмы происходит в газодинамическом режиме с бесстолкновительным течением ионов через пробки (режим «коротких пробок»), для которого оценка амбиполярного потенциала дает $e\phi \sim 5T_e$ [18].

Таблица I. Основные параметры установки ГДЛ

<i>Параметр</i>	<i>Значение</i>	<i>Параметр</i>	<i>Значение</i>
Межпробочное расстояние	7 м	Пробочное отношение	33
Магнитное поле в центре	0.36 Т	Длительность инжекции	до 5 мс
Магнитное поле в пробке	до 14 Т	Энергия нейтральных атомов	25 кэВ
Плотность теплых ионов	до $2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	Инжектируемая мощность	5 МВт
Плотность быстрых ионов	до $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$	Захваченная мощность	2 МВт
Средняя энергия быстрых ионов	9 кэВ	Электронная температура (только пучки)	до 0.25 кэВ
Максимальное β	60%	Электронная температура (с ЭЦРН)	до 0.9 кэВ

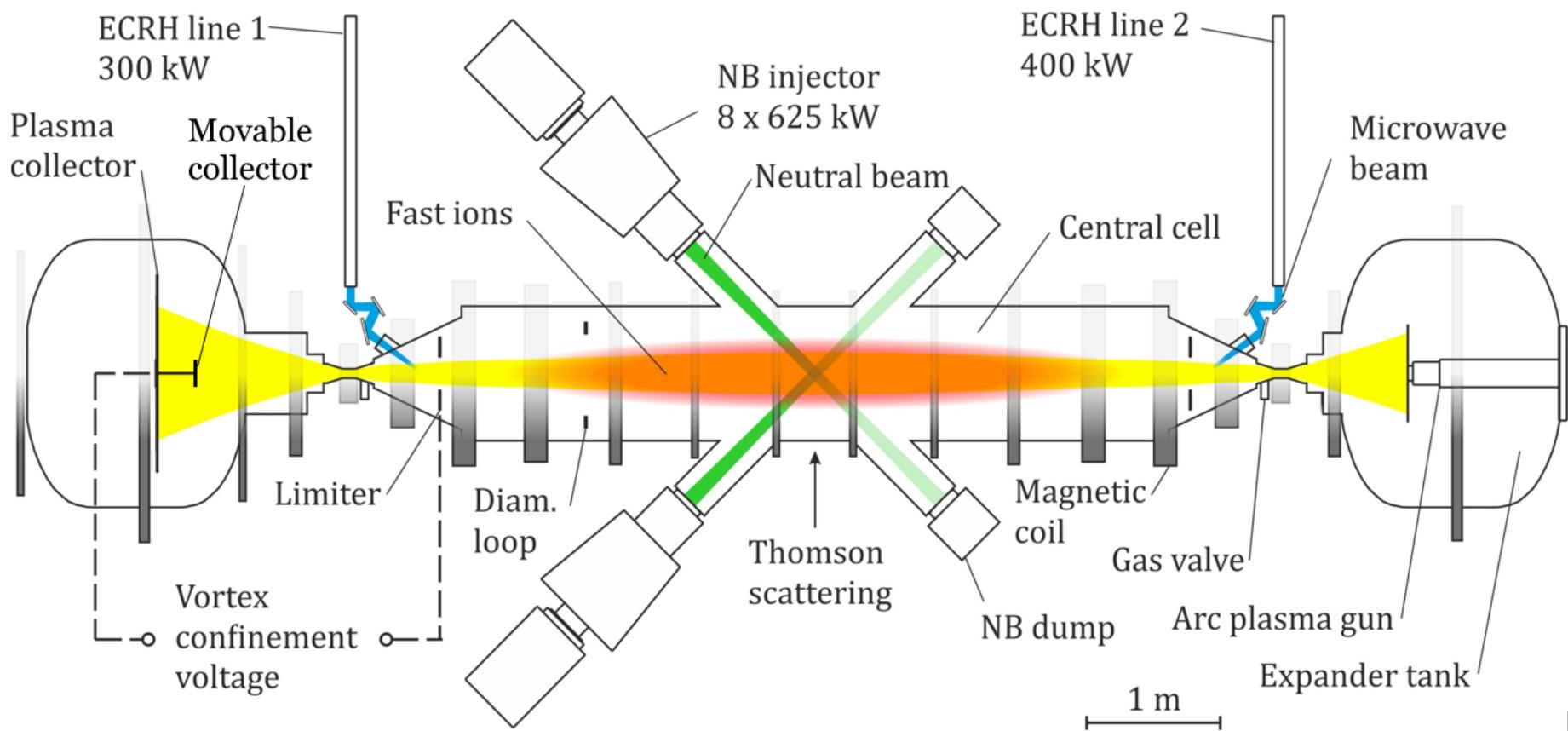


Рисунок 1: Схема установки ГДЛ

Важно отметить, что плазменная пушка размещена в том месте, где магнитное поле на оси на два порядка слабее, чем поле в магнитных пробках. Это означает, что существенная часть потока плазмы из пушки отражается обратно в расширительный бак. Это приводит к разным величинам давления нейтрального газа в расширителях и вызывает асимметрию в установке в процессе плазменного разряда. Создание мишенной плазмы путем микроволнового пробоя предварительно инжесктивированного нейтрального газа вместо создания с помощью плазменной пушки помогает устранить асимметрию в давлении и, соответственно, асимметрию в балансе продольных токов, что приводит к формированию равной величины перепада амбиполярного потенциала в расширителях.

МГД-стабилизация удерживаемой плазмы осуществляется так называемым методом вихревого удержания, который был первоначально предложен и успешно реализован на ГДЛ [27]. Метод вихревого удержания основано на инициировании сдвигового вращения плазмы в относительно тонком периферийном слое. Плазма в этом слое приводится в контакт со специальными электродами: секционными торцевыми пластинами и лимитерами. В настоящей конфигурации ГДЛ радиально сегментированные торцевые пластины помещаются в расширители за магнитными пробками, а радиальные лимитеры размещаются внутри области удержания вблизи пробок. К радиальным лимитерам прикладывается положительное смещение 150 - 350 В относительно заземленных внутренних секций торцевых пластин. Такое же смещение прикладывается к внешним участкам торцевых пластин. Эти электроды проецируются друг на друга вдоль линий магнитного поля. Применение смещающего напряжения инициирует электрический разряд в периферийном слое. Как правило, мощность разряда около 50-100 кВт достаточна для создания радиального электрического поля, подходящего для формирования вихря.

3. Исследование физических процессов в расширителе ГДЛ

3.1 Методика проведения эксперимента и диагностики

Температура электронов T_e и электронная плотность n_e измерялись в экваториальной плоскости ГДЛ с помощью диагностики основанной на методе томсоновского рассеяния. Энергия быстрых ионов W_{fi} регистрировалась диамагнитной петлей. Одиночный ленгмюровский зонд использовался для измерения потенциала плазмы в окрестности подвижного плазмоприёмника (рис.2). Ленгмюровский зонд выполнен в виде петли проволоки из торированного вольфрама диаметром 0,12 мм и длиной петли 7 мм. Расстояние между зондом и коллектором составляло 90 мм. Зонд может работать как классический одиночный зонд Ленгмюра, так и в качестве эмиссионного зонда, нагретого внешним источником. Зонд в эмиссионном режиме позволяет непосредственно измерять локальный потенциал плазмы. Потенциал плазмы также может быть получен из характеристик зонда в режиме одиночного зонда Ленгмюра.

Подвижный плазмоприёмник с зондом Ленгмюра был установлен в западном расширителе ГДЛ напротив плазменной пушки (см. рис.1). Изменение коэффициента расширения проводилось путем перемещения плазмоприёмника в осевом направлении (см. Рис.2). Подвижный плазмоприёмник, аналогично неподвижным коллекторам в расширителе ГДЛ, был заземлен. Положительное напряжение смещения было применено к лимитерам для реализации метода вихревого удержания.

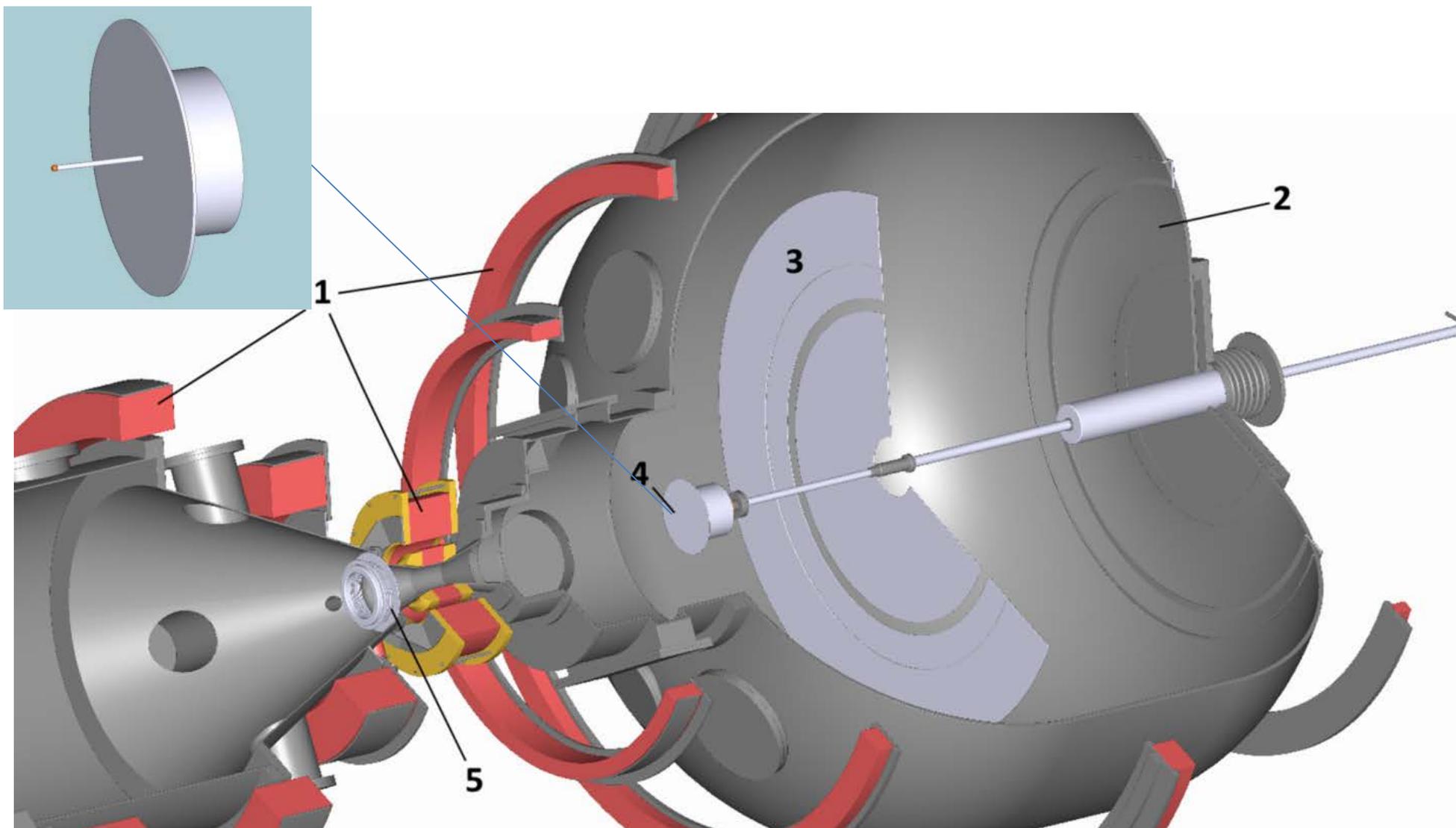


Рисунок 2. Схема эксперимента с подвижной частью плазмодприемника. 1 – магнитные катушки, 2 – бак расширителя, 3 – основная часть приемника плазмы, 4 – подвижная часть приемника плазмы с вмонтированным зондом, 5 – лимитер. На выноске с увеличенным масштабом показан подвижный плазмодприемник и зонд.

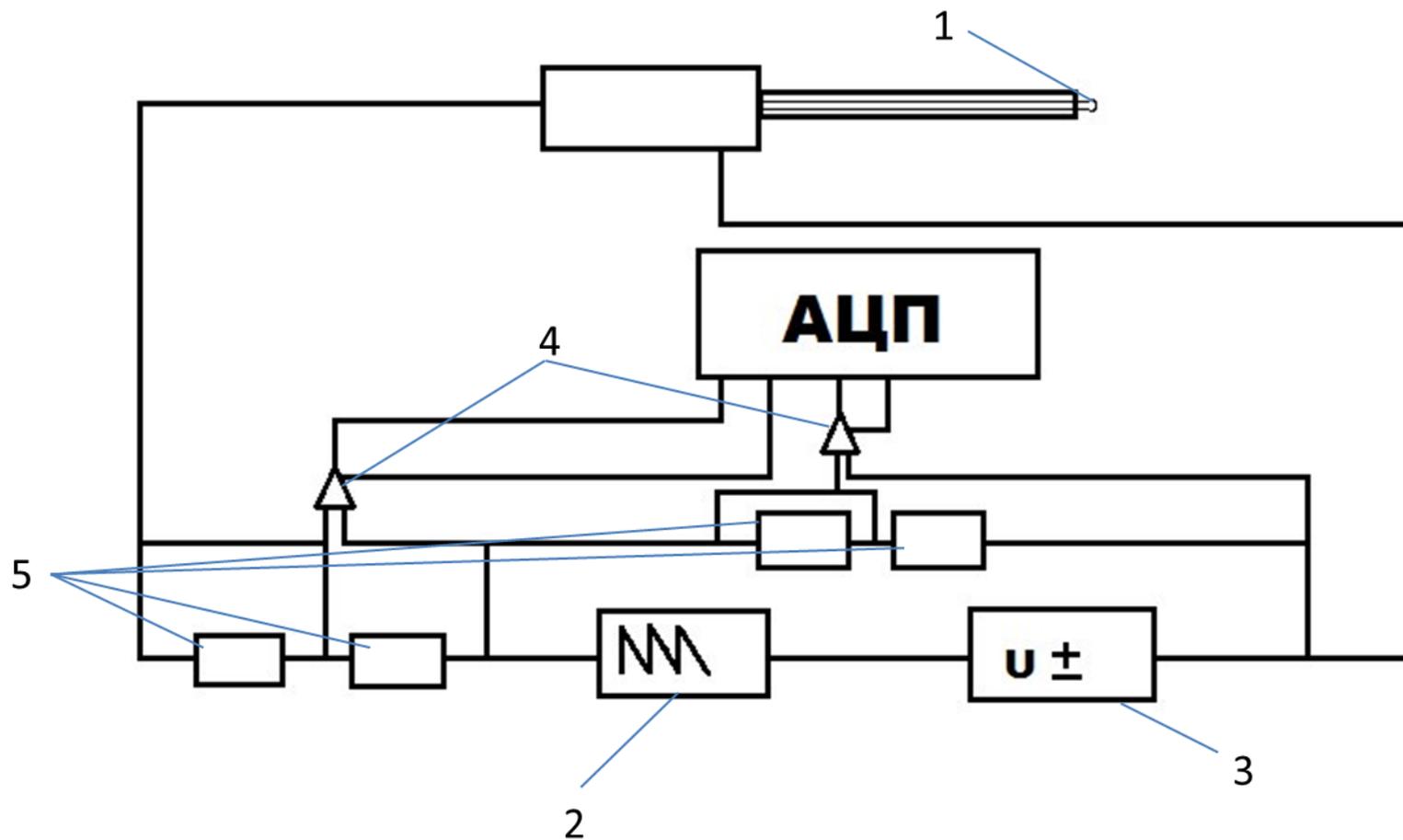


Рисунок 3: Схема тракта регистрации ленгмюровского зонда: 1- петелька зонда 7мм; 2- генератор пилообразного напряжения; 3- генератор смещения; 4- усилители; 5-сопротивления.

На рисунке 3 представлена схема тракта регистрации ленгмюровского зонда. С генератора 1 подавалось пилообразное напряжение в диапазоне 10-120В. Дополнительный источник питания 2 формировал напряжение смещения в диапазоне ± 100 В. Сигналы $U(t)$ и $I(t)$ регистрировались гальванически изолированным АЦП, а затем использовались для вычисления нужных параметров плазмы с помощью специального компьютерного кода.

3.2 Описание эксперимента и полученных результатов

Измерения параметров плазмы в окрестности подвижного плазмоприёмника проводились в специальном режиме работы, когда мишенная плазма создавалась СВЧ-пробоем. В этом режиме фоновое давление в обоих расширителях остается по существу одинаковым, чтобы избежать асимметрии давления, как указано выше.

Перед началом эксперимента зонд устанавливался в нужное положение на оси установки, путём сдвига штанги и прокаливался. Во время эксперимента регистрировался ток и напряжение на зонде в зависимости от времени. Далее полученные данные обрабатывались, после чего строилась зависимость потенциала от степени расширения.

Температура электронов и плотность фоновой плазмы измерялись в центральной плоскости с помощью системы томсоновского рассеяния в момент 0,5 мс до выключения пучков нейтральных атомов. Зависимости T_e и n_e от K показаны на рис. 4 и рис. 5, соответственно. Как видно из представленных на рисунках данных, при коэффициенте расширения $K > 40$ положение поглотителя плазмы, практически, не влияет на температуру плазмы, а также ее плотность.

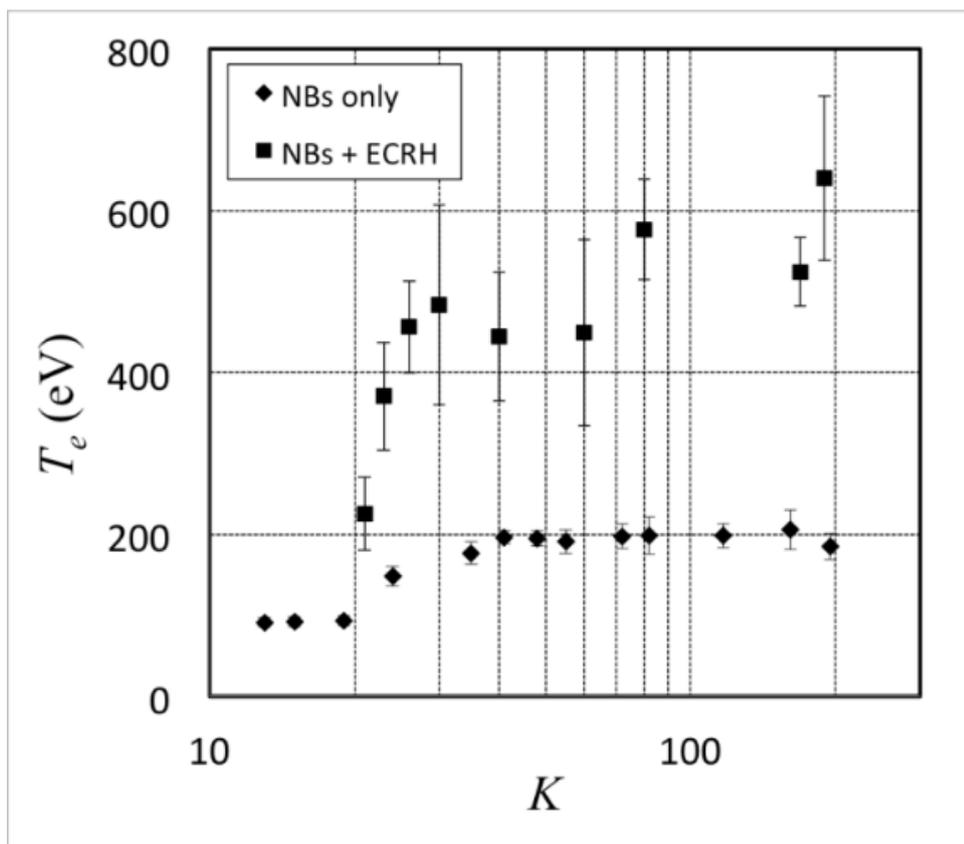


Рисунок 4. Зависимость температуры плазмы на оси ГДЛ от степени расширения для двух режимов: с нагревом только атомарными пучками – ромбы, с дополнительным ЭЦР нагревом – квадраты

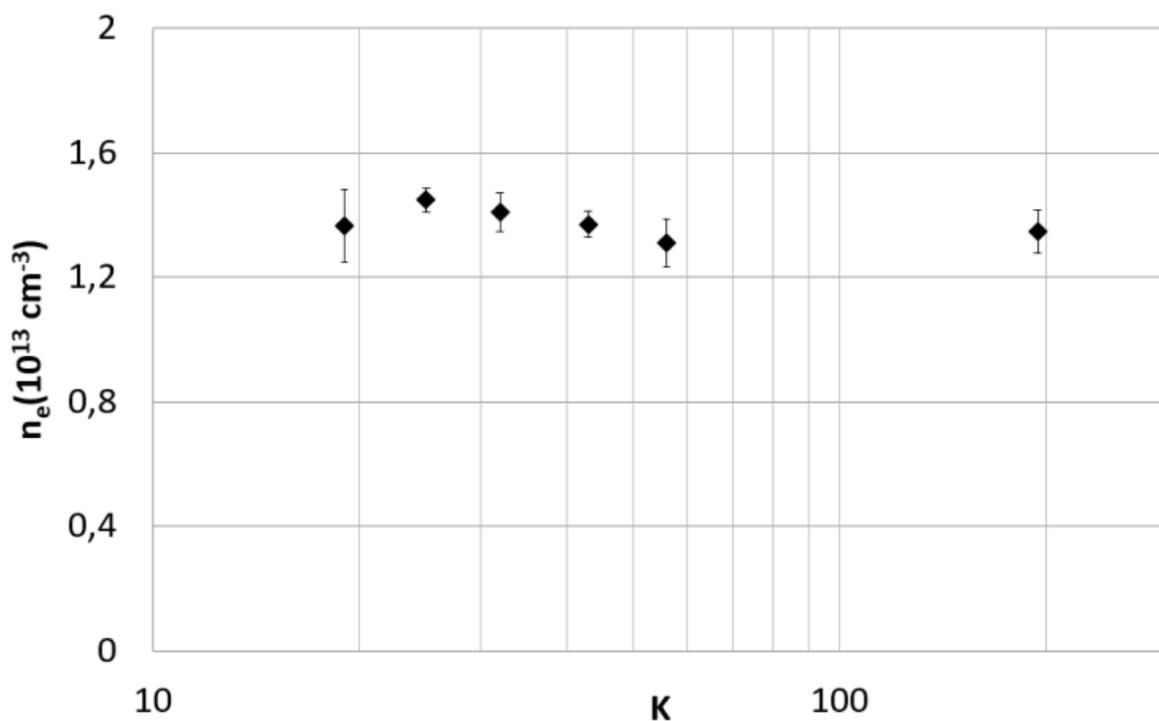


Рисунок 5. Зависимость плотности плазмы на оси ГДЛ от степени расширения

Стабильность основных параметров обоих компонент плазмы, фоновой и быстрой, в центральной плоскости при $K > 40$ также указывает на пренебрежимо малое влияние эффектов, вызванных близостью подвижного плазменного коллектора к пробке, как, например, аномальный перенос тепла электронами. Только при $K < 40$ положение плазмоприёмника нарушает основные характеристики плазмы. Диамagnetизм быстрых ионов, измеренный диамагнитной петлей, также остается почти постоянным в диапазоне $K = 25 \div 160$.

В режиме СВЧ-пробоя потенциал плазмы вблизи поглотителя остается в пределах 10-20 В при $K > 70$ (см. Рис.6). Уменьшение K приводит к медленному увеличению потенциала, который при $K \sim 30$ достигает значения около 100 эВ.

Значение средней энергии электронов в плазме, окружающих плазменный коллектор, также показано на Рис. 6. Она составляет около 20 эВ при K выше 100. Не существует надежных данных о средней энергии электронов в диапазоне $K < 100$ из-за высокого уровня шума на рабочих сигналах в режиме СВЧ-пробоя. Этот шум, по-видимому, определяется наличием перегретых электронов, создаваемых во время СВЧ-пробоя.

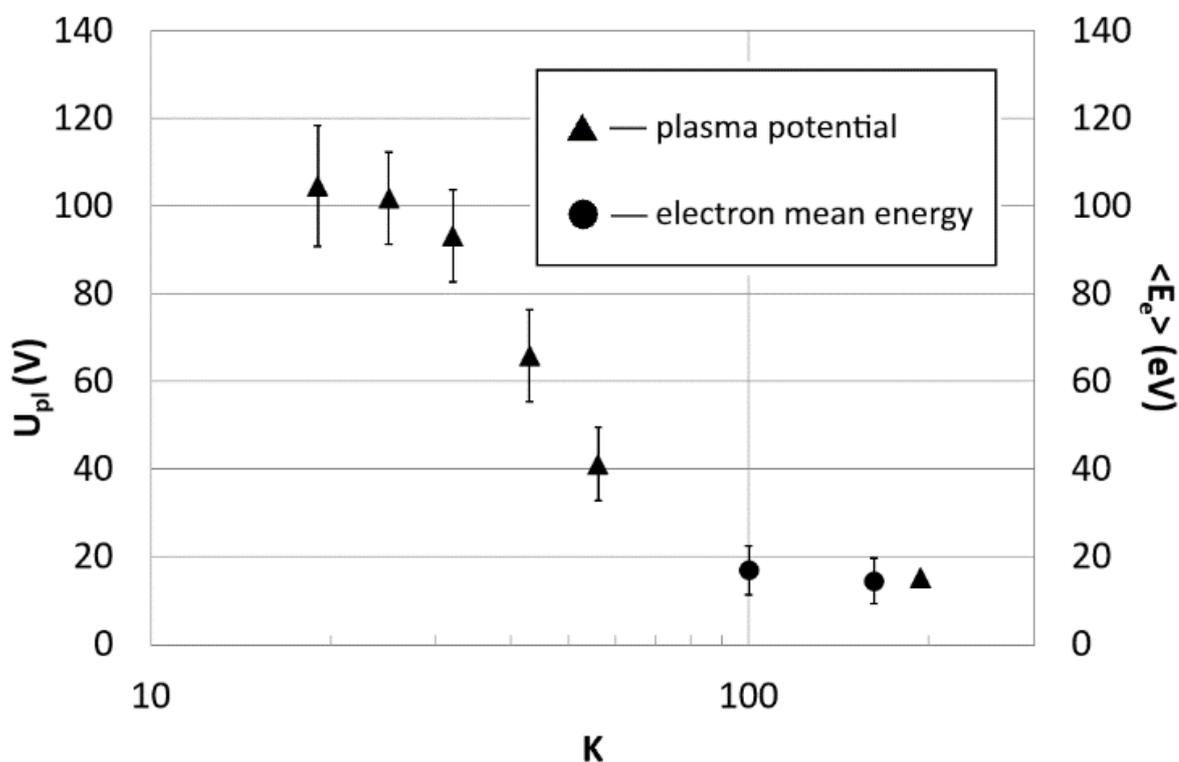


Рисунок 6. Зависимости потенциала плазмы (треугольные точки) и средней энергии электронов (круглые точки) вблизи приемника плазмы от степени расширения

Из приведенных выше зависимостей можно сделать очень важный вывод, что изменение коэффициента расширения магнитного поля в диапазоне $40 < K < 200$ не влияет на основные параметры плазмы в центре магнитной ловушки. Следовательно, может быть реализована возможность эффективного нагрева плазмы при относительно малой степени расширения магнитного поля, что имеет очень важное практическое значение для открытых магнитных систем. Полученные в данных экспериментах результаты доказывают возможность нагрева удерживаемой плазмы до сотен эВ при достаточно умеренных коэффициентах расширения $K \sim 30-40$. Рисунок 7 показывает спектр лазерных фотонов, рассеянных на электронах плазмы (диагностика на основе томсоновского рассеяния). Данный спектр соответствует максвелловской функции распределения электронной

компоненты с $T_e \sim 0,7$ кэВ при $K = 30$. Этот результат близок к рекордным значениям для этого метода удержания и нагрева плазмы

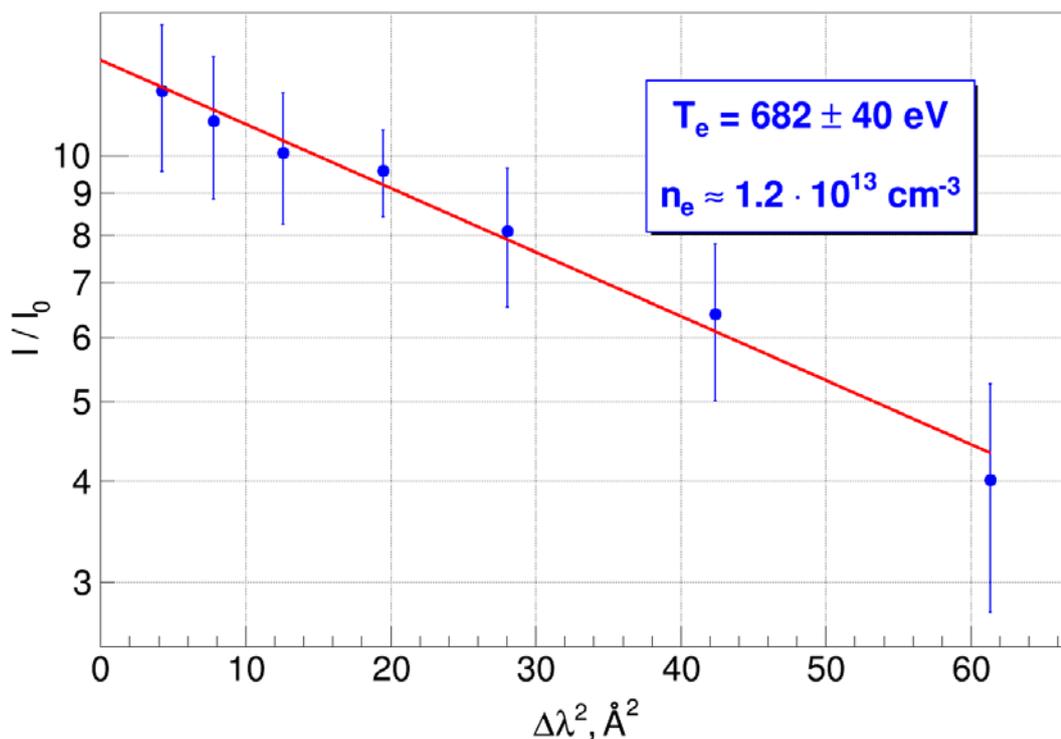


Рисунок 7. Пример спектра рассеянного на электронах плазмы излучения лазера. Измерение сделано в центральной плоскости оси ГДЛ при $K=30$ в режиме использования дополнительного ЭЦР-нагрева

4 Исследование линейной плотности плазмы в расширителе ГДЛ

4.1 Постановка задачи

Второй частью данной квалификационной работы являлось исследование линейной плотности плазмы в расширителе. Не так давно, на установке ГДЛ была проведена серия экспериментов, целью которой было изучение влияния нейтрального газа в расширителе на параметры плазмы в центральной части ловушки [28]. Интерес представляла линейная плотность плазмы в поперечном направлении, и её изменение в зависимости от плотности напускаемого в расширитель газа. Для решения этой задачи был разработан и установлен в западном расширителе ГДЛ 8 мм СВЧ-

интерферометр с частотно-фазовой модуляцией, способный измерять линейную плотность плазмы в расширителе до $4 \cdot 10^{14} \text{см}^{-2}$.

Как известно, микроволновые методы измерения параметров плазмы основаны на взаимодействии электромагнитных полей волны со свободными носителями зарядов в плазме – электронами [29]. Подобная диагностика уже использовалась ранее на установке ГДЛ, но она работала при более низких параметрах плазмы и использовала классическую схему «зебра» для детектирования набега фазы [30]. Основные преимущества СВЧ интерферометра с частотно-фазовой модуляцией подобного типа следующие:

- отсутствие возмущений в плазме, вызванных прямым взаимодействием;
- способность показывать знак изменения фазы при различных флуктуациях плотности плазмы;
- подавление эффектов связанных с изменением амплитуды сигнала.

Основные ограничения для интерферометра:

- Возможная рефракция при высоких плотностях плазмы.

4.2 СВЧ интерферометр в расширителе ГДЛ.

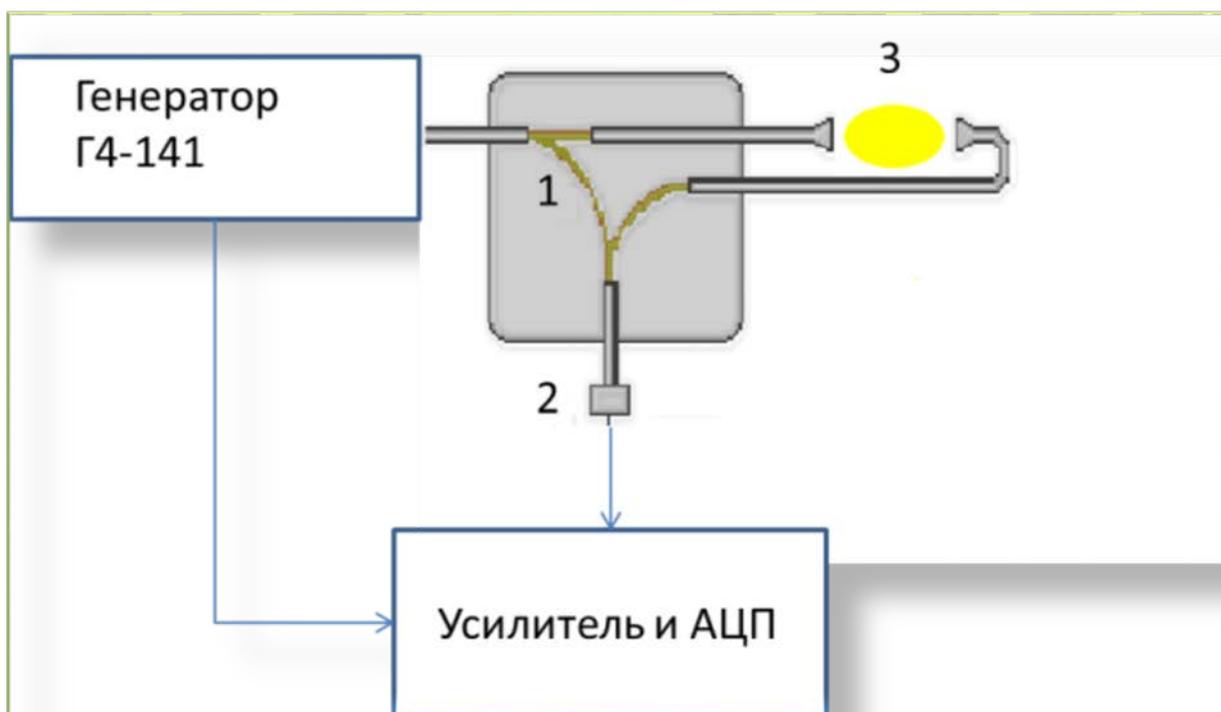


Рисунок 8. Схема интерферометра: 1- диэлектрические волноводы; 2- регистрирующий диод; 3- диагностируемая плазма.

Блок-схема интерферометра представлена на рисунке 8. В качестве источника высокочастотного излучения используется генератор Г4-141 на основе лампы обратной волны (ЛОВ). Генератор был модифицирован – в него помещен специальный модуль, позволяющий генерировать пилообразное управляющее напряжение на ЛОВ и за счет этого создавать достаточно быструю частотную модуляцию выходного сигнала. Период пики составляет 25 мкс, амплитуда пилообразного напряжения создает глубину частотной модуляции, которая составляла не более 1% от основной частоты. По причине влияния магнитного поля установки ГДЛ на ЛОВ, генератор был перемещён на достаточно отдалённое расстояние от установки. Длина соединяющих волноводов составила примерно 7 м. Далее в схеме интерферометра (см. рис. 8) сигнал разделялся и ответвлялся в диэлектрические волноводы опорного (1) и измерительного (3) каналов. Длина диэлектрического волновода в опорном канале составляет 10 см. Волновод опорного канала закреплен на подвижной площадке, чтобы иметь возможность изменять фазу и амплитуду опорного сигнала простым перемещением площадки относительно измерительного плеча. Такая схема позволяла отказаться от аттенюатора и фазовращателя в опорном плече интерферометра.

Измерительное плечо интерферометра проходило внутрь вакуумной камеры, при этом использовались вакуумно-уплотненные окна из тефлона. Рупора СВЧ-излучателей были размещены в западном расширительном баке в степени расширения $K=50$, как показано на рисунке 9. Размер плазмы вдоль луча (диаметр плазмы) в этой степени расширения составляет 30 см. Волна входит в плазму перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, и вектор электрической напряженности волны $E \parallel B$ (обыкновенная волна).

За счёт склейки двух диэлектрических волноводов волны с обоих плеч складывались, и амплитуда интерференционного сигнала регистрировалась

диодом Д404. Сигнал диода усиливался усилителем и регистрировался АЦП. Вместе с ним синхронно на второй канал АЦП подавался контрольный сигнал пилообразной формы, модулирующий частоту зондирующего излучения.

Все узлы интерферометра (разветвители, диэлектрические волноводы, диод) были помещены в экранированный бокс для уменьшения влияния излучения системы ЭЦРН и других источников наводок на измерения. Вся сборка интерферометра, включая бокс, рупорные антенны и подводящие волноводы была жестко закреплена на вакуумной камере установки ГДЛ для устранения влияния вибрации на показания интерферометра.

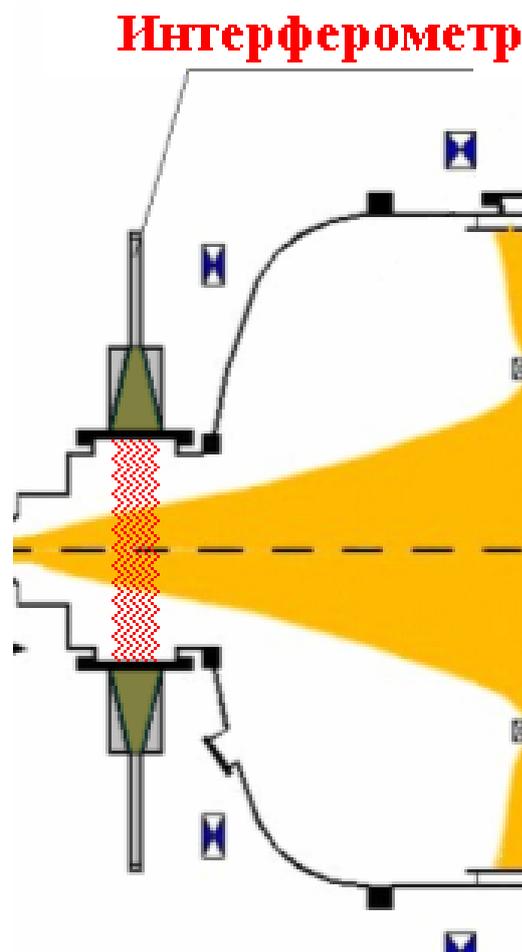


Рисунок 9. Расположение рупоров интерферометра в расширителе ГДЛ.

4.3 Регистрация и обработка данных интерферометра

«Сырые» сигналы интерферометра с двух каналов регистрирующего АЦП показаны на рисунке 10. Все осциллограммы приведены в относительных единицах, а на рисунке представлен интервал по времени в 100 мкс с временной разверткой 20 мкс на клетку. Запись сигнала начиналась за 0,5 мс до начала эксперимента, что позволяло иметь участок осциллограммы без набега фазы, связанного с плазмой, для калибровки и определения нуля фазы.

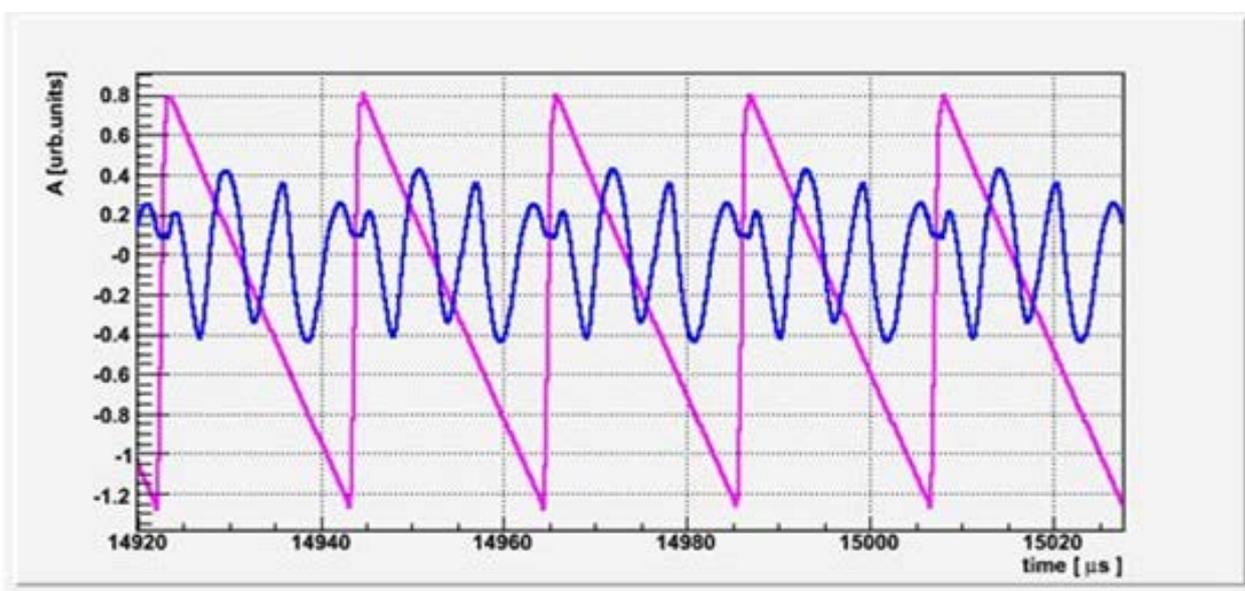


Рисунок 10. Типичный вид осциллограмм сигналов интерферометра: синяя линия – сигнал с диода, красная линия – пилообразный сигнал модуляции частоты генератора.

При использовании схемы с частотной модуляцией (в нашем случае частота генератора модулировалась по пилообразному закону) сложении волн измерительного и опорного тракта на детекторе-диоде приводило к появлению нескольких максимумов и минимумов сигнала, следующих с частотой, кратной частоте модуляции. Число максимумов и минимумов на одном периоде пилы зависит от глубины модуляции частоты генератора и разнице в длине трактов.

Появление дополнительного набега фазы, связанного с диэлектрической проницаемостью плазмы в измерительном плече, приводит к смещению максимумов и минимумов сигнала детектора (сдвигу фазы) на соответствующую величину. Если модуляция частоты СВЧ-излучателя происходит по линейному закону (пилообразное управляющее напряжение на ЛОВ генератора), то восстановление набега фазы, связанного с появлением плазмы, сводится к простому определению относительного сдвига максимумов и (или) минимумов сигнала детектора на каждом периоде пилы. При этом расстояние между максимумами (или минимумами) есть набег фазы в 2π радиан. Важным ограничением на этот метод фазового детектирования является требование, что изменение измеряемого набега фазы (связанного с плазмой) за период пилы не должно превышать π радиан. Поэтому имеет смысл использовать высокую частоту модулирующего напряжения. При выполнении этого условия, метод дает надежное определение величины и знака дополнительного набега фазы, связанного с появлением плазмы в измерительном тракте интерферометра. Основным преимуществом данного метода является его способность показывать знак изменения фазы (плюс или минус) при различных флуктуациях плотности плазмы, при этом метод слабо чувствителен к изменению амплитуды зондирующей волны в измерительном тракте, связанному с ее ослаблением или рефракцией в плазме.

Для реализации данного метода восстановления набега фазы была создана специальная программа, которая вычисляет «сдвиг» максимумов и минимумов сигнала, полученного с диода, относительно сигнала пилообразной формы, подаваемого с генератора. Этот сдвиг вычисляется на каждом периоде пилы, давая одну точку на графике $\varphi(t)$ набега фазы, связанного с плазмой. Интервал осциллограммы в 0,5 мс до начала эксперимента используется для определения нуля фазы. Алгоритм вычисления набега фазы позволяет вести обработку сигналов как с начала, так и с конца осциллограммы сигнала, при этом сопоставление данных

может исключить сбойные участки, вызванных слишком быстрыми изменениями фазы из-за наличия, например, высокочастотных флуктуаций плазмы при включении системы атомарной инжекции или выключения плазменной пушки.

Зависимость линейной плотности от набега фазы $\varphi(t)$ (рад) определяется следующей формулой [29]:

$$\langle nl \rangle = \frac{\varphi(t)}{2.8 \times \lambda},$$

где $\langle nl \rangle$ - линейная плотность (см^{-2}); λ - длина волны (8мм), а 2,8- переводной коэффициент.

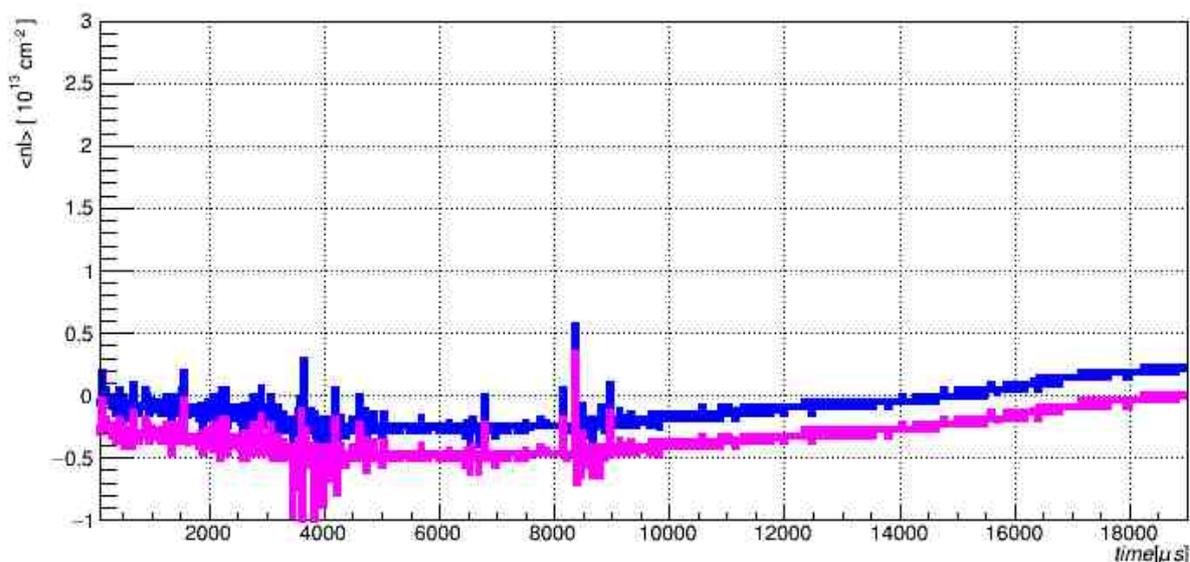


Рисунок 11: Показания интерферометра в фоновом выстреле.

На рисунке 11 показан результат восстановления значения линейной плотности в фоновый выстрел (без плазмы). Синяя линия – результат вычислений сдвигов максимумов с начала эксперимента: первые несколько периодов работал только интерферометр, для определения нуля. Красная линия – тот же алгоритм обработки, только для минимумов и с конца эксперимента. Заметная «просадка» вызвана влиянием магнитного поля установки на ЛОВ генератора, ввиду чего незначительно меняется частота генерации, и как следствие, появляется дополнительный набег фазы с

характерным временем изменения магнитного поля. Данная просадка является систематической ошибкой измерения и зависит только от магнитного поля установки. Полностью экранировать генератор от воздействия магнитного поля не удалось, поэтому данная систематическая ошибка была легко учтена при обработке вычитанием «фонового» сигнала.

4.4 Результаты экспериментов

Система напуска газа в расширитель позволяла создавать плотности нейтрального газа от $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ до $n \sim 10^{14}$. На рисунках 12-15 показаны данные полученные СВЧ-интерферометром (сверху) и фаза, восстановленная после обработки программой (снизу). Данные получены при различном напуске газа.

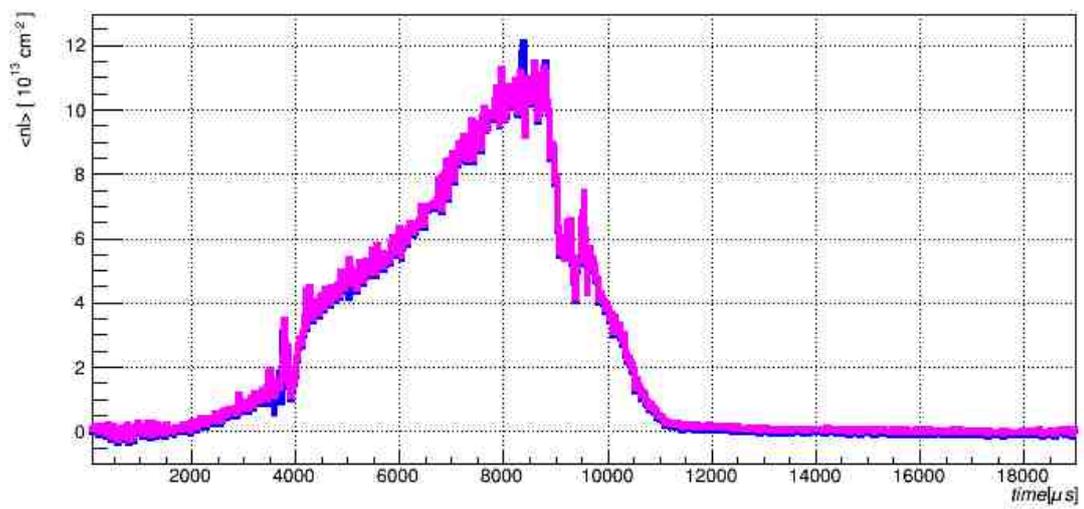
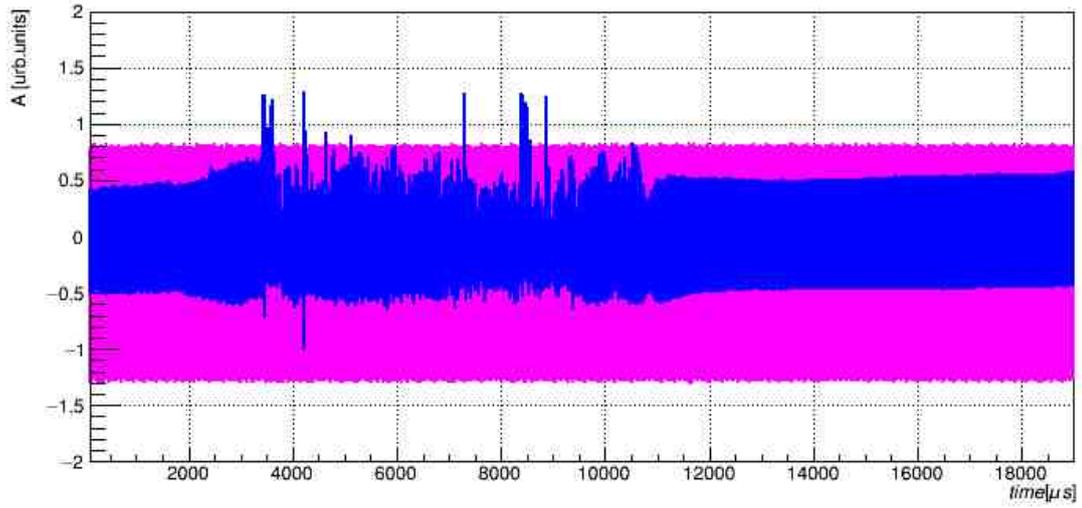


Рисунок 12: Результаты эксперимента без напуска газа.

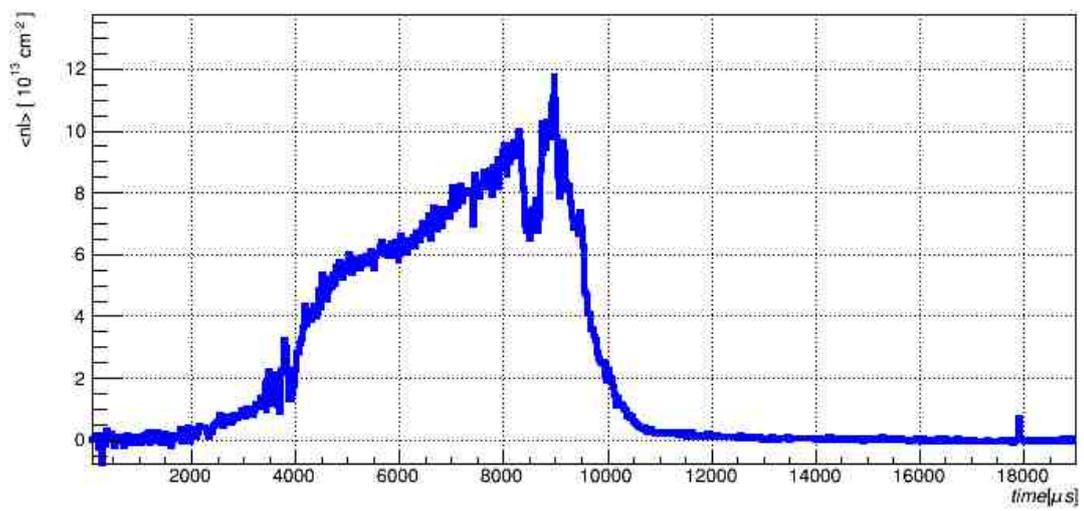
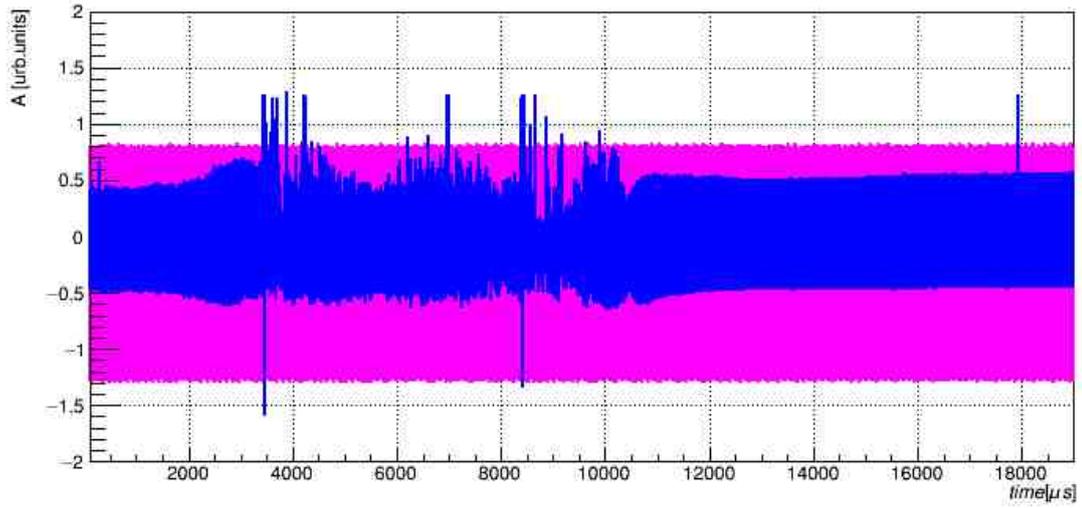


Рисунок 13: Результаты эксперимента при напуске $n=4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

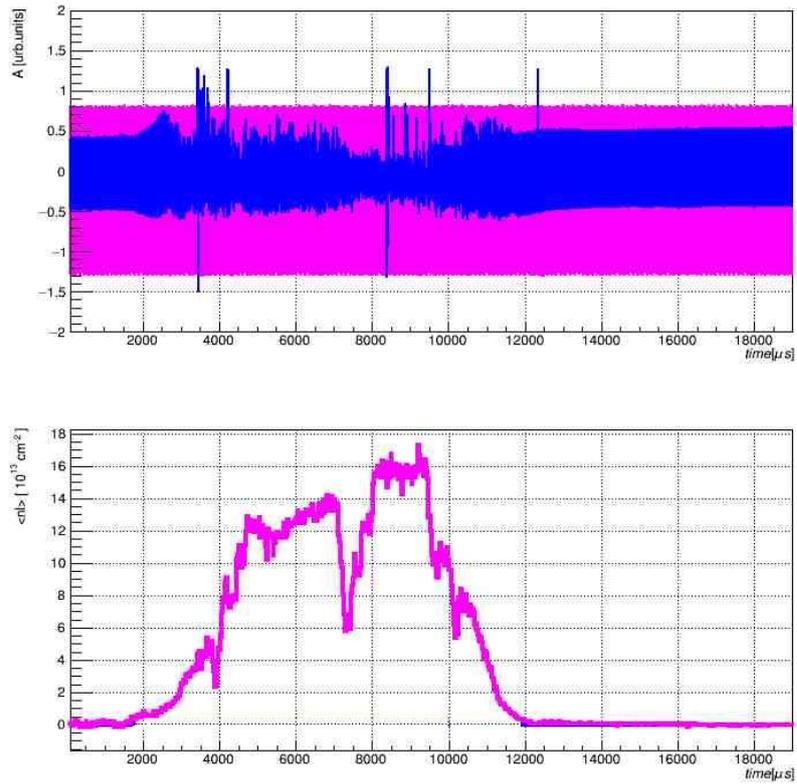


Рисунок 14: Результаты эксперимента при напуске $n=4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

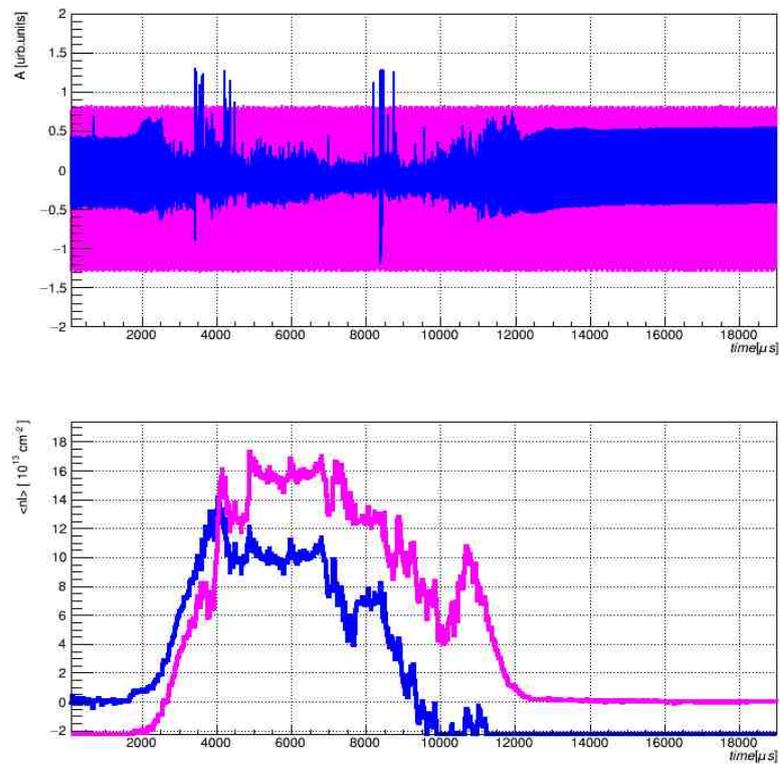


Рисунок 15: Результаты эксперимента при напуске $n=9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

При напуске газа с $n=4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (рис. 13) нет сильных изменений относительно показаний на рисунке 12, что наблюдается при измерении других параметров плазмы [28]. При увеличении плотности нейтрального газа на порядок (рис. 14) характер сигнала с диода (верхняя часть рис.14) изменился, и линейная плотность возросла. К сожалению, при быстром увеличении плотности, когда набег фазы больше π , программа обработки может не достоверно восстановить линейную плотность. При набеге фазы больше π за один период пилы программа обработки может ошибиться со знаком «сдвига». Подобные спорные случаи обработки корректируются в программе в ручную оператором. На рисунке 15 показан результат обработки при плотности напуска $n=9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что уже является подкритической для данной диагностики. Сигнал с диода (верхняя часть рис.15) деформирован, что не позволяет говорить о достоверности восстановленных данных. Скорее всего, деформация сигнала вызвана рефракцией в плазме вследствие большой плотности, однако в точке $t=4\text{мс}$ можно визуально соединить синюю и красную линии (обработка сигнала с начала и с конца соответственно). Таким образом, можно говорить об увеличении линейной плотности в 1.5 раза в сравнении с данными полученными без напуска газа.

Заключение

В заключении кратко сформулируем основные результаты работы.

Впервые при параметрах плазмы с субтермоядерными параметрами экспериментально исследованы ключевые физические процессы в расширителе магнитной ловушки открытого типа, определяющие продольный транспорт энергии.

Показано, что при установке поглотителя плазмы в позицию с коэффициентом расширения $K > 30$ эмиссия вторичных электронов с поверхности поглотителя несущественно влияет на параметры плазмы в ловушке. Продемонстрировано, что при $K=30$ в условиях дополнительного

ЭЦР нагрева электронная температура может достигать $T_e \approx 700$ эВ, что близко к рекордным значениям, полученным ранее на установке ГДЛ.

Полученные значения потенциала плазмы и средней энергии электронов указывают на наличие низкотемпературной плазмы в окрестности плазмоприёмника. Скорее всего, эта плазма образуется за счет ионизации нейтрального газа в расширителе. Температура электронов в этой плазме составляет около 15-20 эВ, что значительно меньше электронной температуры в сотни электрон-Вольт на соответствующих силовых трубках магнитного потока внутри ловушки.

В случае расширения магнитного поля $K > 40$ потенциал плазмы вблизи плазмоприёмника составляет всего несколько десятков вольт и монотонно уменьшается с увеличением K . Это означает, что падение потенциала в дебаевском слое на плазмоприёмнике значительно ниже чем T_e в центре магнитной ловушки.

Эти выводы хорошо соответствуют прежним теоретическим предсказаниям, которые суммированы в обзоре Д.Д.Рютова [19]. Согласно этим предсказаниям, в частности, существует популяция холодных электронов, заключенных в расширителе, в «яме» эффективного потенциала Юшманова [31]. Падение потенциала плазмы $\sim 5T_e$ между центром ловушки и заземлённым плазмоприёмником не возникает в дебаевском слое вблизи плазмоприёмника. Ранее экспериментальные работы подтвердили это предсказание при существенно более низком значении T_e . Настоящие результаты доказывают теоретические предсказания в области гораздо более высоких электронных температур. Подробное описание проведенных в рамках диссертационной работы экспериментов и их результаты приведено в [32].

Модернизирован СВЧ интерферометр, предназначенный для измерения линейной плотности плазмы в области расширителя.

В экспериментах по напуску газа в расширитель было обнаружено, что в диапазонах плотностей газа от $n=2 \cdot 10^{12}$ см⁻³ до $n=1 \cdot 10^{13}$ см⁻³ линейная

плотность плазмы в расширителе практически не изменяется. При повышении плотности напускаемого газа до $n=9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, линейная плотность плазмы возрастает в 1,5 раза.

Список литературы

- 1 Coengsen F H, Casper T A, Correll D L, et. al., 1989 *J. Fusion Energ.* **8** 237;
- 2 Bagryansky P A, Ivanov A A, Kruglyakov E P, et. al., 2004 *Fusion Eng. Des.* **70** 13];
- 3 Simonen T C, Moir R W, Molvik A W and Ryutov D D 2013, *Nucl. Fusion* **53** 063002;
- 4 Noack K, Rogov A, Anikeev A V, et. al., 2008 *Ann. Nucl. Energy* **35** 1216;
- 5 Yurov D V, Anikeev A V, Bagryansky P A, et. al., 2012 *Fusion Eng. Des.* **87** 1684;
- 6 Dimov G I, 2005 *Phys.-Usp.* **48(11)** 1129;
- 7 Fowler T K and Logan B G 1977 *Comments on Plasma Physics. Controlled Fusion* **2** 167;
- 8 Beklemishev A, Anikeev A, Astrelin, et al.,. 2013 *Fusion Sci. Technol.* **63** 1T, 4;
- 9 V.V. Postupaev, A. V. Sudnikov, A. D. Beklemishev, I. A. Ivanov, 2016 *Fusion Eng. and Design*, 106, 29
- 10 A.D. Beklemishev. Diamagnetic “bubble” equilibria in linear traps. *Physics of Plasmas* **23**, 082506 (2016)
- 11 P.A. Bagryansky, A.G. Shalashov, E.D. Gospodchikov, A.A. Lizunov, V.V. Maximov, V.V. Prikhodko, E.I. Soldatkina, A.L. Solomakhin, D.V. Yakovlev. *Threefold Increase of the Bulk Electron Temperature of Plasma Discharges in a Magnetic Mirror Device. Physical Review Letters*, **vol.114**, no. 20, p. 205001 (2015)
- 12 T.C. Simonen, A. Anikeev, P. Bagryansky, A. Beklemishev, A. Ivanov., A. Lizunov, V. Maximov., V. Prikhodko, Yu. Tsidulko. *High Beta Experiments in the GDT Axisymmetric Magnetic Mirror. Journal of Fusion Energy*, **vol. 29**, no. 6 (special issue), p. 558-560 (2010)
- 13 K.V. Zaytsev, A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, A.S. Donin, O.A. Korobeinikova, M.S. Korzhavina, Yu.V. Kovalenko, A.A. Lizunov, V.V. Maximov, E.I. Pinzhenin, V.V. Prikhodko, E.I. Soldatkina, A.L. Solomakhin, V.Ya. Savkin and D.V. Yakovlev.

-
- Kinetic instability observations in the Gas Dynamic Trap. Physica Scripta, vol. T161, p. 014004 (2014)*
- 14 T.C. Simonen, *Three Game Changing Discoveries: A Simpler Fusion Concept? Journal of Fusion Energy, Volume 35, Issue 1, pp 63–68 (2015)*
- 15 R.F. Post, *Nuclear Fusion. v. 27. No. 10 (1987), p. 1579.*
- 16 Hobbs G.D. and Wesson J.A., *Plasma Phys., 1967, v. 9, p. 85.*
- 17 Konkashbaev I.K., Landman I.S., and Ulinich F.R., *Zh. Exp. Teor. Fiz., 1978, v. 74, p. 956.*
- 18 Mirnov V.V. and Ryutov D.D., *Itogi Nauki Tech., Ser.: Fiz. Plasmy, 1988, v. 8, p. 77.*
- 19 D. Ryutov, *Fusion Science and Technology* **47**, 148 (2005).
- 20 A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, G.I. Kuznetsov, and N.V. Stupishin, *Plasma Physics Reports, v. 25, No. 10 (1999), pp. 775-782.*
- 21 V. Pastukhov, *Nucl. Fusion* **14**, 3 (1974).
- 22 R. F. Post, *J. Nucl. Mater.* 76–77, 112 (1978).
- 23 H. Gota, M. Tuszewski, E. Trask, E. Garate, M. W. Binderbauer, T. Tajima, L. Schmitz, B. H. Deng, H. Y. Guo, S. Aefsky, I. Allfrey, D. Barnes, N. Bolte, D. Q. Bui, F. Ceccherini, R. Clary, K. D. Conroy, M. Cordero, S. A. Dettrick, J. D. Douglass, P. Feng, E. Granstedt, D. Gupta, S. Gupta, C. Hooper, J. S. Kinley, K. Knapp, S. Korepanov, A. Longman, R. Magee, R. Mendoza, Y. Mok, A. Necas, S. Primavera, S. Putvinski, M. Onofri, D. Osin, N. Rath, T. Roche, J. Romero, N. Rostoker, J. H. Schroeder, L. Sevier, A. Sibley, A. Smirnov, Y. Song, L. C. Steinhauer, M. C. Thompson, T. Valentine, A. D. van Drie, J. K. Walters, W. Waggoner, X. Yang, P. Yushmanov, and K. Zhai, *Fusion Sci. Technol.* **68**(1), 44–49 (2015).
- 24 A. Ivanov and V. Prikhodko, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **55**, 063001 (2013)

-
- 25 A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, A.A. Ivanov, A.N. Karpushov, S.A. Korepanov, V.V. Maximov, S.V. Murakhtin, A.Yu. Smirnov, K. Noack, G. Otto, *Nuclear Fusion* 40 (4), 753-765 (2000).
- 26 P. A. Bagryansky, A. V. Anikeev, G. G. Denisov, E. D. Gospodchikov, A. A. Ivanov, A. A. Lizunov, Yu. V. Kovalenko, V. I. Malygin, V. V. Maximov, O. A. Korobeinikova, S. V. Murakhtin, E. I. Pinzhenin, V. V. Prikhodko, V. Ya. Savkin, A. G. Shalashov, O. B. Smolyakova, E. I. Soldatkina, A. L. Solomakhin, D. V. Yakovlev, and K. V. Zaytsev, *Nucl. Fusion* 55, 053009 (2015).
- 27 A. Beklemishev, P. Bagryansky, M. Chaschin, and E. Soldatkina, *Fusion Sci. Technol.* 57(4), 351 (2010).
- 28 S. V. Murakhtin, *Abstracts of 11th International Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, Novosibirsk*, p. 22 (2016)
- 29 Уортон Ч. «Микроволновая диагностика» в сб.: «Диагностика плазмы» под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Изд. «Мир», 1967.
- 30 А.В. Рассохин, 8-миллиметровый СВЧ-интерферометр для исследования динамики плазмы в газодинамической ловушке, Новосибирск, 2005 г.
- 31 E. E. Yushmanov, *Sov. Phys. JETP* 22, 409 (1966)
- 32 E. Soldatkina et al. *Phys. Plasmas* 24, 022505 (2017)