

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**

---

Магистерская программа **ФИЗИКА ПЛАЗМЫ**

---

Направление подготовки **03.04.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **МАГИСТРАТУРА**

**ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА**  
(научно-исследовательский формат)

Мейстера Андрея Константиновича

---

Тема работы Изучение потоков энергии на установке ГДЛ

---

---

**«К защите допущена»**

И. О. заведующего кафедрой

к.ф.-м.н.

с.н.с., ИЯФ СО РАН

Сковородин Д.И./.....  
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

**Научный руководитель**

к.ф.-м.н.

с.н.с., ИЯФ СО РАН

Солдаткина Е.И./.....  
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

# Оглавление

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Газодинамическая ловушка</b>	<b>10</b>
<b>3</b>	<b>Влияние формы плазмоприёмника на продольное удержание энергии</b>	<b>12</b>
3.1	Постановка задачи	12
3.2	Описание эксперимента	13
3.3	Результаты и выводы	14
<b>4</b>	<b>Изучение высокочастотных колебаний в расширителе ГДЛ</b>	<b>17</b>
4.1	Постановка задачи	17
4.2	Описание эксперимента	18
4.3	Результаты и выводы	18
<b>5</b>	<b>Измерение энергетических потерь на лимитере</b>	<b>23</b>
5.1	Постановка задачи	23
5.2	Описание эксперимента	25
5.2.1	Измерение мощности нагрева плазмы	25
5.2.2	Измерение продольных потерь на плазмоприёмнике	26
5.2.3	Измерение потерь энергии на лимитере	28
5.3	Результаты	31
5.3.1	Нагрев от наведённых магнитным полем токов	31

5.3.2	Зависимость тепловых потерь на лимитере от захваченной плазмой энергии . . . . .	33
5.3.3	Зависимость тепловых потерь на лимитере от величины поля в ближайшей магнитной пробке. . . . .	34
5.4	Выводы . . . . .	37
<b>6</b>	<b>Заключение . . . . .</b>	<b>39</b>
	<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>41</b>

# 1 Введение

Открытые магнитные ловушки для удержания плазмы представляют интерес как системы, на основе которых возможно создание будущих реакторов термоядерного синтеза и источников быстрых нейтронов для материаловедения. Ключевыми преимуществами открытых ловушек по сравнению с прочими типами термоядерных реакторов (к примеру, токамаками и стеллараторами) являются относительная простота конструкции и возможность удержания плазмы при высоком отношении давления плазмы к давлению магнитного поля (параметр  $\beta$ ). Более высокое значение параметра  $\beta$  означает возможность удержания плазмы с более высоким кинетическим давлением магнитными полями той же силы, что вместе с простотой конструкции делает открытые ловушки значительно более дешёвыми в строительстве и эксплуатации. Также открытые ловушки имеют естественный путь удаления продуктов термоядерных реакций и примесей из области удержания вдоль магнитных линий через магнитные пробки [1].

Одной из разновидностей открытых магнитных ловушек для плазмы является газодинамическая ловушка (ГДЛ). Техническое описание ГДЛ приведено в главе 2. Газодинамическая ловушка представляет собой пробкотрон, в котором выполняются два условия:

- Высокое пробочное отношение (отношение магнитного поля в пробках к магнитному полю в центре ловушки):  $R \gg 1$ ;
- Длина установки  $L$  значительно превышает длину рассеяния иона на угол при вершине конуса потерь:  $L \gg \lambda_{ii} \frac{\ln R}{R}$ .

При таких условиях вытекание плазмы из ловушки становится схожим с вытеканием газа из сосуда с малым отверстием, так называемым газодинамическим течением. Именно благодаря этой схожести газодинамическая ловушка и получила своё название.

Переход к газодинамическому режиму течения позволяет значительно увеличить время удержания плазмы в установке. В обычном пробкотроне время вытекания плазмы из установки пропорционально логарифму пробочного отношения  $R$ :

$$\tau = \ln R / \nu_{ii},$$

где  $\nu_{ii}$  – частота ион-ионных столкновений. При газодинамическом течении зависимость времени жизни плазмы становится линейной как по пробочному отношению  $R$ , так и по длине установки  $L$ :

$$\tau = RL / 2v_s,$$

где  $v_s$  – скорость звука в плазме. В результате обычный пробкотрон оказывается принципиально ограничен по параметру  $Q$ , характеризующему отношение мощности, выделяемой в термоядерных реакциях, к мощности внешнего нагрева плазмы. Для простого пробкотрона  $Q$  не превышает 1,3 – 1,5, в то время как газодинамическая ловушка способна достигнуть необходимого значения  $Q$  при достаточно больших значениях длины установки и пробочного отношения [1].

Одной из ключевых задач в исследованиях открытых ловушек, в том числе ГДЛ, является сокращение потерь энергии из удерживаемой плазмы. Через магнитные пробки, помимо вышеупомянутых продуктов реакций и примесей, теряются также и заряженные частицы, не успевшие вступить в реакции и уносящие с собой из области удержания большие энергии. Продольные потери (то есть потери вдоль магнитных линий) составляют большую долю от общего числа потерь. Однако, несмотря на их преимущественность, нельзя пренебрегать и прочими каналами потерь. Определение физических механизмов, влияющих

на величину энергетических потерь из плазмы, может подсказать способы их сокращения и, соответственно, увеличить эффективность реакторов на основе открытых ловушек.

Одним из ключевых процессов, влияющих на продольные потери в открытой ловушке, является выстраивание в ней продольного электростатического барьера амбиполярного потенциала. Барьер возникает вследствие того, что электроны, более подвижные по сравнению с ионами, быстрее покидают зону удержания и проникают в область расширяющегося магнитного поля за пробками (область, называемую расширителем ловушки). Там электроны, следуя вдоль магнитных линий, попадают на плазмприёмник и поглощаются на нём. В результате, вследствие требования сохранения квазинейтральности плазмы, вблизи плазмприёмника образуется барьер электростатического амбиполярного потенциала, который выравнивает потоки ионов и электронов, ускоряя первые и отражая в обратную сторону вторые. Как следствие, электронный поток тепла из установки значительно уменьшается, способствуя удержанию энергии [2]. Теория предсказывает, что величина амбиполярного барьера составляет около  $8 T_e$  ( $T_e$  – температура электронов в центре установки) [3], что подтверждается экспериментальными исследованиями [4]. Однако наличие высокого перепада потенциала может привести к возникновению на плазмприёмнике униполярных дуг, а те, в свою очередь, разрушительно повлиять на амбиполярный барьер и привести к росту энергопотерь.

Если электроны в расширителе не испытывают частых столкновений, то благодаря сохранению магнитного момента они удерживаются в расширителе от проникновения через пробку обратно в область удержания. В результате они оказываются захваченными между пробкой и пристеночным потенциалом и осциллируют между ними. В таком случае амбиполярный потенциал распределяется в расширителе вдоль оси установки (рисунок 1.1), а не концентрируется вблизи плазмприёмника, что позволяет уменьшить вероятность возникновения униполярных дуг. Распределение амбиполярного потенциала

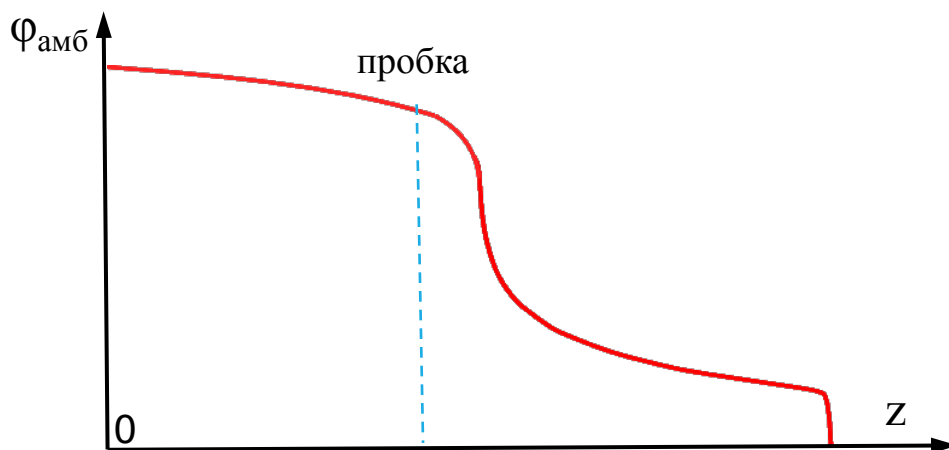


Рисунок 1.1: Качественная схема распределения продольного амбиполярного потенциала в установке ГДЛ.

происходит, если плазмopриёмник находится достаточно далеко от магнитной пробки, а именно далее точки с локальным коэффициентом расширения (отношением магнитного поля в данной точке к пробочному магнитному полю)  $K \sim \sqrt{m_i/m_e}$ , где  $m_i, m_e$  – массы ионов и электронов плазмы соответственно. Например, для водородной плазмы  $K \sim 40$ , а для дейтериевой  $K \sim 60$  [2].

На выстраивающийся амбиполярный барьер может влиять вторичная эмиссия электронов в расширителе установки. Вторичные электроны возникают в результате разных процессов: при попадании ионов и электронов на поверхность плазмopриёмника, а также при ионизации остаточного нейтрального газа в расширителе установки. Когда «горячий», высокоэнергетичный электрон, способный преодолеть амбиполярный барьер, попадает на плазмopриёмник и поглощается им, вместо него в область удержания может проникнуть «холодный», низкоэнергетичный вторичный электрон. В результате такой замены происходит потеря энергии из удерживаемой плазмы и её охлаждение. Таким образом, большая вторичная эмиссия электронов может привести к росту продольных потерь энергии по электронному каналу [3].

Опубликованное в 2019 году в работе [5] численное моделирование показало, что при больших степенях расширения магнитного поля за магнитной пробкой вторичная эмиссия может не иметь существенного влияния на удержание.

Наличие вторичной эмиссии может уменьшать величину скачка пристеночного электрического дебаевского потенциала, уравнивающего потоки ионов и электронов на плазмоприёмник, а также ускоряющего эмитированные вторичные электроны. В результате, если вторичные электроны не получают большого ускорения перпендикулярно пластине плазмоприёмника, то есть вдоль магнитных линий, то они эмитируются с пластины под большим углом относительно магнитных линий и набирают большой магнитный момент, который препятствует их проникновению в область удержания через магнитные пробки. Таким образом в расширителе формируется популяция захваченных электронов, что может приводить к увеличению высоты амбиполярного барьера до  $10\text{--}12 T_e$ , и, следовательно, уменьшению продольных энергетических потерь.

Существуют и другие возможные способы наделения вторичных электронов большим магнитным моментом, удерживающим их в расширителе. Увеличить поперечную скорость эмитированной частицы относительно линий магнитного поля может быть возможно путём изменения формы плазмоприёмника. В частности, в работе [3] предполагается, что такого эффекта можно достичь, используя плазмоприёмник с «жалюзийной» формой, в котором линии магнитного поля падают на пластины под большим углом к нормали. В данной работе была проведена экспериментальная проверка этого предположения; подробное описание гипотезы, постановка эксперимента и результаты приведены в главе 3.

Также проникновению в зону удержания вторичных электронов может мешать развивающаяся в расширителе ловушки двухпучковая неустойчивость. Выбываемые с плоского плазмоприёмника вторичные электроны ускоряются в слое дебаевского потенциала в сторону пробки. В результате вторичные электроны формируют пучок, движущийся навстречу потоку более горячих электронов из центра ловушки. Таким образом, в расширителе открытой ловушки может развиваться двухпучковая неустойчивость, способная рассеять пучок на большие углы задолго до достижения им магнитной пробки [3]. Более подробное описа-



ние и экспериментальное исследование этой гипотезы приведено в главе 4.

Помимо продольных потерь, необходимо исследовать и прочие каналы, по которым теряется энергия из открытой ловушки. В ГДЛ наблюдается расхождение энергобаланса между инжектируемой и теряемой плазмой энергиями. Из пяти мегаватт инжектируемой нейтральными пучками мощности плазмой захватывается порядка двух-трёх мегаватт. При этом продольные потери энергии, считающиеся главным каналом потерь, составляют лишь сотни киловатт. Следовательно, установление каналов потерь недостающей мощности и определение процессов, регулирующих эти каналы, потенциально может позволить значительно сократить потери. Исследование одного из возможных механизмов данных потерь – осаждения нагретой быстрыми ионами плазмы на лимитерах установки ГДЛ – описано в главе 5.

## 2 Газодинамическая ловушка

Газодинамическая ловушка представляет собой открытую осесимметричную систему для магнитного удержания плазмы. Схема установки приведена на рисунке 2.1, а её технические характеристики – в таблице 2.1.

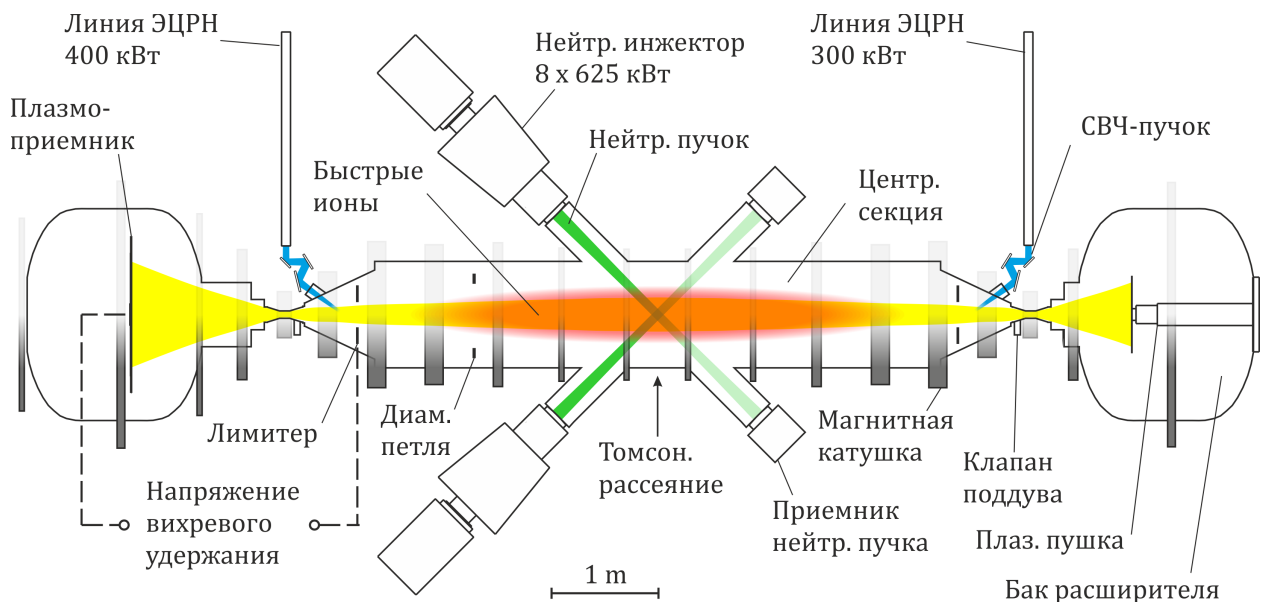


Рисунок 2.1: Схема газодинамической ловушки

Первоначальная, «мишенная», плазма в ГДЛ создаётся путём создания дугового разряда в плазменной пушке, после чего она нагревается посредством инжекции нейтральных пучков с энергией частиц 25 кэВ. Суммарная мощность атомарной инжекции составляет около 5 МВт. В результате резонансной перезарядки инжектированных нейтралов на мишенных ионах (захватывается 2 – 3 МВт) в плазме образуется компонента «быстрых» ионов, которая за счёт кулоновских столкновений передаёт свою энергию мишенной плазме, нагревая её до температуры порядка 200 эВ. Энергия популяции быстрых ионов при этом оказывается порядка 10 кэВ. Для компенсации вытекания частиц из установки

через магнитные пробки в ГДЛ производится поддув нейтрального газа из клапанов вблизи лимитеров. Длительность одного рабочего импульса установки, для простоты называемого «выстрелом», составляет около 10 мс.

Для обеспечения МГД-устойчивости плазмы используется метод «вихревого удержания» [6]. Для этого на лимитер установки подаётся электрический потенциал около +200 В, в результате чего на периферии плазменного столба формируется радиальное электрическое поле, перпендикулярное силовым линиям. Это приводит к возникновению в плазме дрейфа в скрещенных полях (также известного как  $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$  дрейф), заставляющего плазму дифференциально вращаться вокруг оси столба, что приводит к насыщению возникающей в плазме желобковой неустойчивости.

Таблица 2.1: Параметры установки ГДЛ [7]

Параметр	Значение
Межпробочное расстояние	7 м
Энергия нейтральных пучков	25 кэВ
Магнитное поле в центре	0,36 Т
Полная инжектированная мощность	5 МВт
Пробочное магнитное поле	до 14 Т
Захватываемая плазмой мощность	2 – 3 МВт
Пробочное отношение	33
Плотность плазмы	до $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$
Максимальная энергия горячих ионов	10 кэВ
Температура электронов	200 эВ
Максимальное значение $\beta$	0,6

## **3 Влияние формы плазмоприёмника на продольное удержание энергии**

### **3.1 Постановка задачи**

В работе [3] было высказано предположение, что проникновение через пробку в зону удержания вторичных электронов, эмитированных с плазмоприёмника, может быть предотвращено за счет изменения его формы. Утверждается, что при использовании плазмоприёмника типа «жалюзи» магнитные линии будут касаться пластин под большим углом к нормали, исходящей из поверхности. Вторичные электроны, выбитые из пластин падающими вдоль силовых линий ионами, будут разгоняться в перпендикулярном пластинам направлении слоем электростатического дебаевского потенциала. Как следствие, вторичные электроны будут приобретать существенную величину компоненты скорости, перпендикулярной магнитным линиям (рисунок 3.1). В результате они получат большой магнитный момент, который будет препятствовать их проникновению через пробки в область удержания установки, так как магнитный момент частицы является адиабатическим инвариантом, который должен сохраняться. Таким образом, изменение формы плазмоприёмника в расширителе может повлиять на параметры плазмы в центральной камере установки.

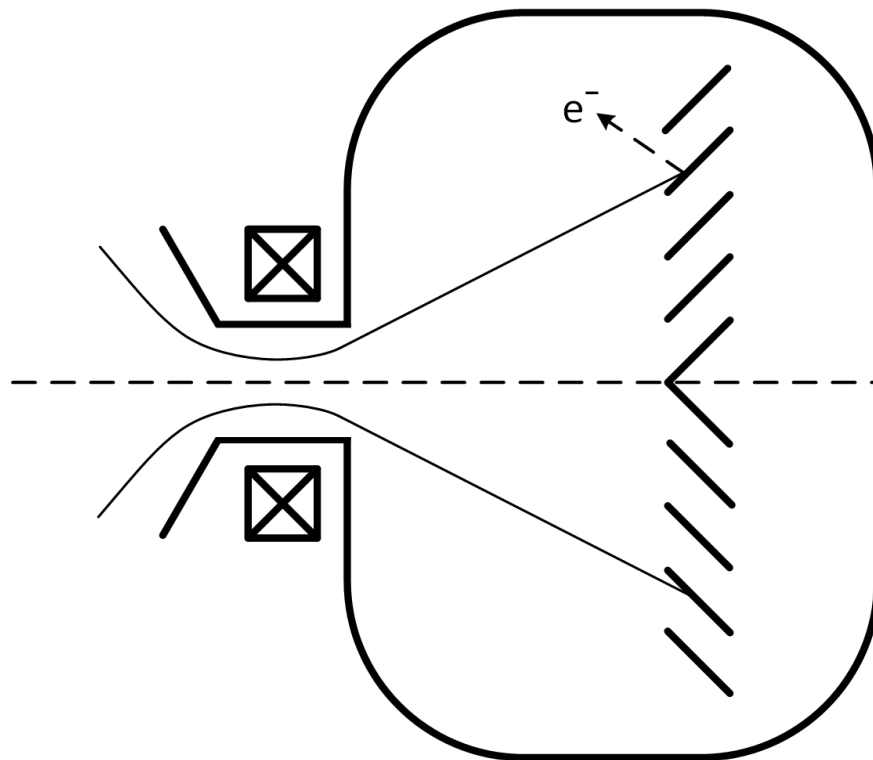


Рисунок 3.1: Ион-электронная эмиссия на плазмоприёмнике-жалюзи

## 3.2 Описание эксперимента

Для экспериментальной проверки этой гипотезы центральный сегмент плоского плазмоприёмника установки ГДЛ был заменён специально изготовленным из нержавеющей стали сегментом в форме жалюзи. Диаметр сегмента составил 20 см, его пластины были расположены под углом  $45^\circ$  к плоскости плазмоприёмника. Сегмент был установлен в расширитель ГДЛ на подвижном основании, позволяющем снаружи перемещать сегмент по оси установки. Схема перемещения сегмента по оси приведена на рисунке 3.3а, а его фотография в установке – на рисунке 3.3б.

В ходе эксперимента измерялись основные параметры плазмы в центре установки при разном положении жалюзийного сегмента вдоль оси. Его позиции выбирались таким образом, чтобы соответствовать определённым локальным коэффициентам расширения магнитного поля за пробкой  $K$  в этих точках. Чем ниже значение  $K$ , тем ближе к пробке находился жалюзийный сегмент. Минимальный коэффициент расширения в этих экспериментах  $K = 10$ , максималь-

ный  $K = 250$ . Таким образом, при определённом положении сегмент-«жалюзи» в расширителе переходил в область с  $K < \sqrt{m_i/m_e}$ , в которой нарушается распределение амбиполярного потенциального барьера.

При каждом положении сегмента в расширителе измерялись электронная температура и энергосодержание быстрых ионов в области удержания. Измерение электронной температуры производилось посредством системы томсоновского рассеяния в центре установки, а энергосодержание – с помощью диамагнитной петли, установленной в точке с пробочным отношением  $R = 2$ . Параметры измерялись в 8 мс – момент прекращения работы инжекторов, когда удерживаемая в ГДЛ плазма достигает своих максимальных параметров (рисунок 3.2). Плотность плазмы в центре поддерживалась на постоянном уровне  $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

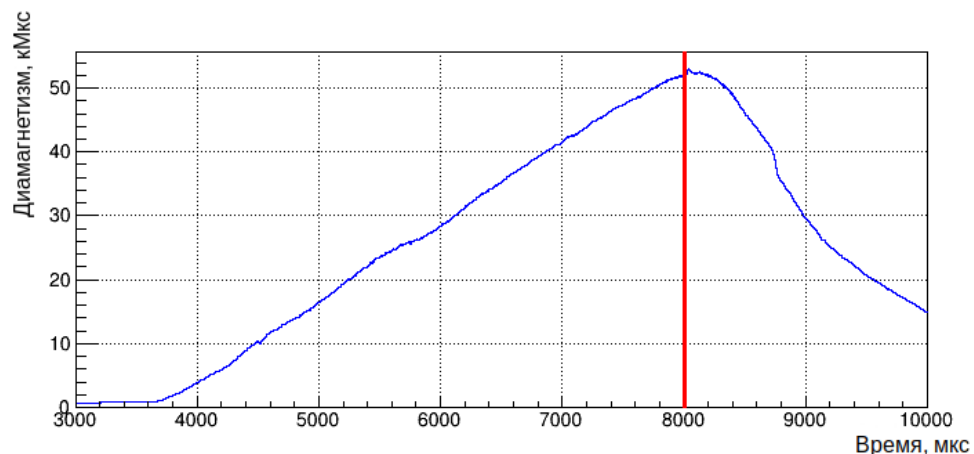
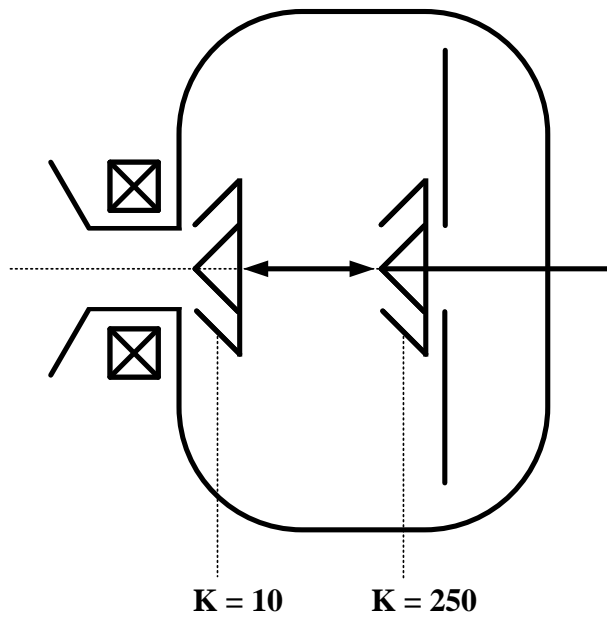


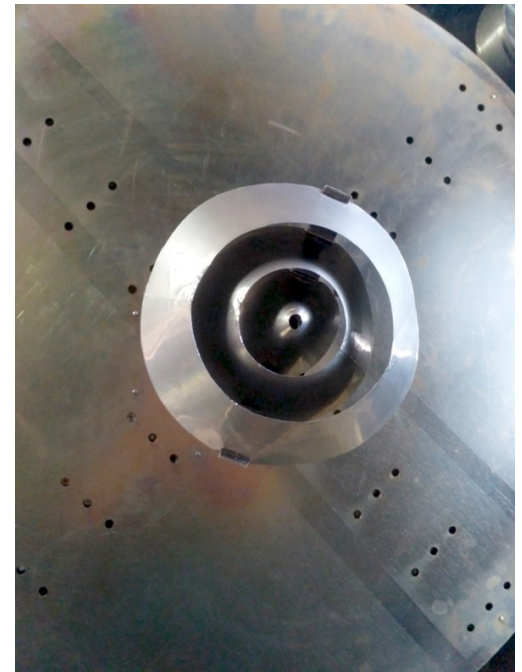
Рисунок 3.2: Зависимость диамагнитного потока, измеряемого петлёй в  $R = 2$ , от времени. Вертикальной линией обозначен момент максимума параметров плазмы – 8 мс.

### 3.3 Результаты и выводы

Результаты измерений электронной температуры  $T_e$  и энергосодержания быстрых ионов  $W_f$  приведены на рисунке 3.4. Вместе с ними на графиках приведены результаты измерения тех же параметров, полученные в предыдущем ис-



(а) Схема перемещения жалюзийного сегмента плазموприёмника во время эксперимента.



(б) Фотография установленного плазموприёмника-жалюзи.

Рисунок 3.3: Размещение жалюзийного сегмента в расширителе установки ГДЛ.

следовании [7], где аналогичным образом перемещался плоский сегмент плазмоприёмника вместо жалюзийного. Таким образом было проведено сравнение результатов для двух разных конструкций.

На рисунке 3.4 видно, что при перемещении плоского сегмента плазмоприёмника в область с меньшим  $K$  оба измеряемых параметра заметно убывали, начиная с  $K = 40$ . Электронная температура  $T_e$  в точке  $K = 10$  упала более чем на треть от своего значения в  $K = 40$ , а энергосодержание  $W_f$  – примерно на 15%. В эксперименте с жалюзийным сегментом и электронная температура, и энергосодержание быстрых ионов при  $K < 40$  изменялись незначительно и в целом оставались постоянными с точностью до погрешностей измерения.

Исходя из данных результатов, можно сделать вывод, что, по сравнению с плоским плазмоприёмником, жалюзийный плазмоприёмник не ухудшает параметры плазмы даже при близком расположении к пробке, а значит, такая конфигурация плазмоприёмника может быть использована в будущих термоядерных

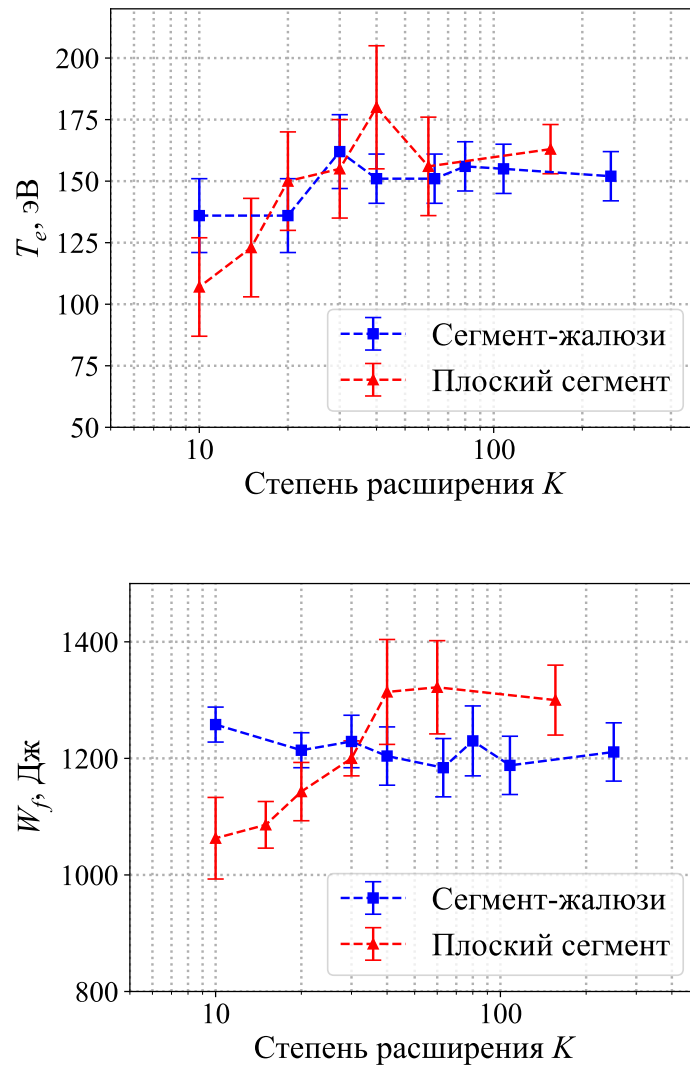


Рисунок 3.4: Результаты экспериментов с жалюзийным сегментом плазмприёмника.

установках для уменьшения продольных энергетических потерь. Также для такого плазмприёмника может быть смягчено требование на его расположение относительно пробки не ближе, чем  $K = \sqrt{m_i/m_e}$ .



## 4 Изучение высокочастотных колебаний в расширителе ГДЛ

### 4.1 Постановка задачи

В работе [3] Д.Д. Рютовым высказывается предположение о рассеянии эмитированных с плазмоприёмника вторичных электронов в расширителе открытой ловушки вследствие развития двухпучковой неустойчивости. Поскольку выбитые с плоского плазмоприёмника вторичные электроны ускоряются пристеночным слоем электростатического дебаевского потенциала в направлении пробки, то эти электроны формируют собой пучок. Это может приводить к раскачке нестабильных ленгмюровских колебаний на плазменной частоте

$$\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}, \quad (4.1)$$

на которых этот пучок рассеивается по углу, прежде чем достигнуть магнитной пробки и проникнуть в зону удержания.

Плазменную частоту вблизи плазмоприёмника можно оценить, считая, что поток плазмы расширяется равномерно при расхождении магнитных силовых линий. В этом случае  $n_e = n_{mirror} / K$ , где  $n_{mirror} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$  – плотность электронов в пробке. Степень расширения магнитного поля вблизи плазмоприёмника ГДЛ  $K \sim 500$ . Подставляя все значения в формулу (4.1), получаем оценку  $\omega_{pe} \sim 4 \text{ ГГц}$ . Таким образом, наличие или отсутствие в спектрах электромагнитных колебаний в расширителе ГДЛ на гигагерцовых частотах позволит су-

дить о том, развивается ли вблизи плазмоприёмника двухпучковая неустойчивость.

## 4.2 Описание эксперимента

Для измерения частот электромагнитных колебаний вблизи плазмоприёмника в расширителе ГДЛ был установлен электрический зонд (рисунок 4.1). Непосредственно зонд представлял собой коаксиальный кабель с посеребренной медной жилой, выступающей на 1 см из медной экранирующей оболочки. Жила и оплетка кабеля разделены слоем тефлонового диэлектрика. Дополнительно зонд был помещен в керамическую трубку для изоляции от плазмы. Зонд находился на радиусе 12,3 см от оси установки. Контакты с зонда выводились на специальный вакуумный высокочастотный разъём, расположенный на фланце бака расширителя, а с него – на осциллограф, способный оцифровывать сигнал с частотой до 60 ГГц.

Запуск осциллографа был синхронизирован с системой запуска ГДЛ. Осциллограф записывал сигнал с 4 до 8 мс «времени установки», то есть во время работы инжекторов нейтральных пучков. Осциллограммы каждого выстрела записывались в файлы для последующей компьютерной обработки. Для получения спектров колебаний из записанных осциллограмм использовался алгоритм Fast Fourier Transform (FFT) из библиотеки NumPy для языка Python 3.

## 4.3 Результаты и выводы

Пример характерного спектра измеренных колебаний изображён на рисунке 4.2. Небольшие узкие пики вблизи 400, 600, 800 МГц и так далее наблюдаются в выстрелах без плазмы, они связаны с измерительным оборудованием и не имеют отношения к плазменным процессам. Частоты спектральных пиков наблюдаемых колебаний лежали в полосе до 1 ГГц, частот выше 1 ГГц обнару-

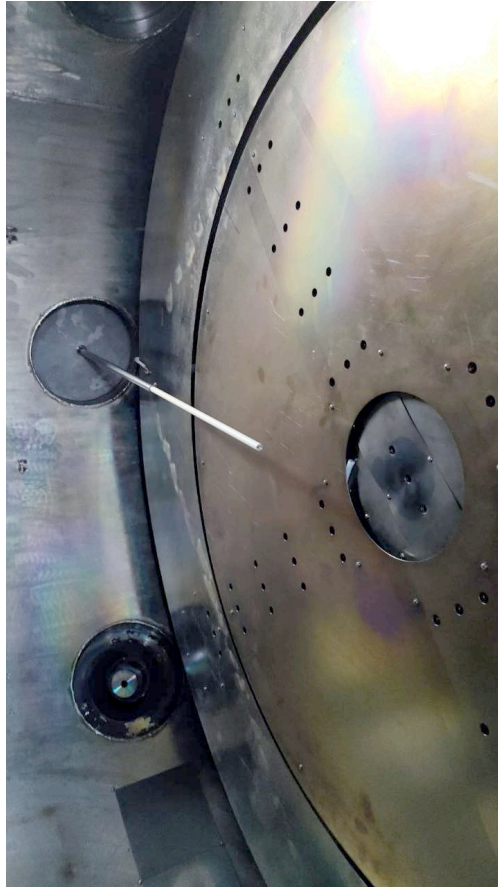


Рисунок 4.1: Фотография электрического зонда в расширителе установки ГДЛ.

жено не было. Таким образом, можно сделать вывод, что двухпучковая неустойчивость вблизи плазмприёмника, по всей видимости, не развивается, так как в спектрах отсутствуют ожидаемые плазменные электронные частоты порядка 4 ГГц.

Тем не менее в спектрах колебаний была обнаружена некоторая структура, нуждающаяся в интерпретации. Объяснением может быть возникающая в неравновесной плазме в расширяющемся за пробкой магнитном поле неустойчивость на двойном плазменном резонансе. Эта неустойчивость имеет место для электронов на верхнегибридных частотах

$$\omega_{UH} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2}$$

при условии  $\omega_{UH} \approx s\omega_{ce}$ , где  $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$  – электронная плазменная частота,  $\omega_{ce} = eB / m_e c$  – электронная циклотронная частота, а  $s$  – целое число.

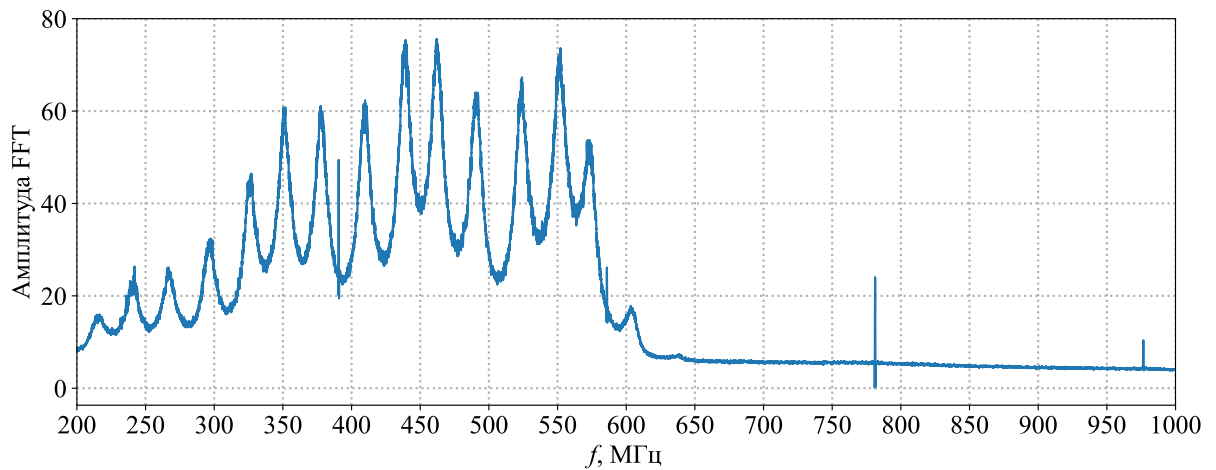


Рисунок 4.2: Пример характерного фурье-спектра, полученного при помощи электрического зонда в расширителе.

В слабом магнитном поле  $\omega_{pe} \gg \omega_{ce}$ , и условием резонанса становится

$$\omega_{pe} \approx s\omega_{ce}. \quad (4.2)$$

В однородном магнитном поле и плазме постоянной плотности данный резонанс будет выполняться лишь на одной частоте, поскольку значения  $\omega_{pe}$  и  $\omega_{ce}$  будут постоянны. Однако в расширяющемся (то есть ослабевающем) магнитном поле обе частоты начинают меняться вместе с полем. Циклотронная частота  $\omega_{ce} \propto B$  зависит от силы поля напрямую, линейно, а плазменная  $\omega_{pe} \propto \sqrt{n_e}$  зависит от поля опосредованно, так как плотность плазмы, следующей за расширяющимися магнитными линиями, будет падать. Таким образом, в этой области возникнет множество «слоёв», в которых условие  $\omega_{pe} \approx s\omega_{ce}$  будет выполняться для разных плотностей плазмы, в результате чего в спектре колебаний будет наблюдаться характерная «зebra». Примеры такой структуры можно обнаружить в астрофизике, например, в радиочастотных спектрах Солнца, Юпитера и пульсара в Крабовидной туманности PSR B0531+21 [8].

Однако для электронов и циклотронная, и плазменная частоты вблизи плазмодиприёмника (то есть в области слабого магнитного поля) имеют порядок величины в несколько ГГц, колебания на которых в эксперименте не наблюдались.

Поэтому вместо резонанса электронов в расширителе может происходить аналогичный двойной плазменный резонанс ионов [8]. Для ионов подобный резонанс происходит на нижнегибридных частотах

$$\omega_{LH} = \sqrt{\frac{\omega_{pi}^2 + \omega_{ci}^2}{1 + \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2}}, \quad (4.3)$$

где  $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi n_i q^2/m_i}$  – ионная плазменная частота,  $\omega_{ci} = qB/m_i c$  – ионная циклотронная частота, а  $q$  – заряд иона. Этот резонанс происходит при условиях  $\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$  и  $\omega_{pi} \gg \omega_{ci}$ , тогда формула (4.3) сводится к  $\omega_{LH} \approx \omega_{pi}$ , и условие резонанса становится аналогичным условию (4.2):

$$\omega_{pi} \approx s\omega_{ci}.$$

Для проверки гипотезы о двойном плазменном резонансе ионов была проведена оценка частот ионных плазменных и циклотронных колебаний в расширителе ГДЛ. Оценка производилась при помощи программы, позволяющей рассчитать распределение величины магнитного поля по  $r$  и  $z$  в ГДЛ при заданных токах катушек. Локальные измерения плотности плазмы в расширителе ГДЛ провести невозможно ввиду отсутствия адекватных диагностик, поэтому для оценки распределения плотности плазмы в расширителе предполагалось, что плазма расширяется по радиусу равномерно. Зависимость от  $z$  оценивалась, аналогично разделу о постановке задачи, как  $n(z) = n_{mir}/K(z)$ , где  $n_{mir} = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  – плотность плазмы в магнитной пробке, а  $K = B_{mir}/B(z)$  – локальная степень расширения магнитного поля.

Результаты оценки приведены на рисунке 4.3. Синей линией обозначена зависимость ионной плазменной частоты  $\omega_{pi}$  от координаты  $z$  в расширителе, а красными линиями – моды ионной циклотронной частоты  $\omega_{ci}$  с первой по тридцатую. Количество мод циклотронной частоты выбрано условно. Магнитная пробка находится в координате  $z = 350 \text{ см}$ , электрический зонд при этом нахо-

дится в координате  $z = 522$  см, на рисунке 4.3 не приведённой.

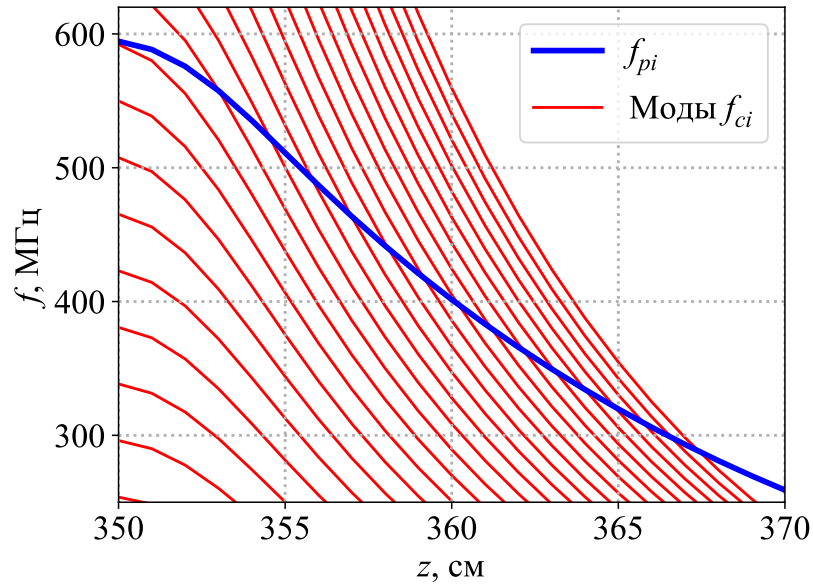


Рисунок 4.3: Оценка частот двойного плазменного резонанса в расширителе ГДЛ.

Условие двойного плазменного резонанса выполняется на тех частотах, где синяя линия  $\omega_{pi}$  пересекает красные линии мод  $\omega_{ci}$ . Отсюда видно, что, если наблюдаемый спектр действительно порождён ионным двойным плазменным резонансом, то данные колебания вероятней всего возбуждаются вблизи пробки, где выполняются необходимые для данного резонанса условия  $\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$  и  $\omega_{pi} \gg \omega_{ci}$ <sup>1</sup>, и затем улавливаются зондом у плазмоприёмника. Однако видно, что расстояние между резонансными точками на рисунке 4.3 заметно сокращается с уменьшением  $\omega_{pi}$ , чего не наблюдается в спектре на рисунке 4.2. Это может объясняться отличием распределения плазменной плотности от оценочного предположения равномерного расширения плазмы  $n(z) = n_{mir}/K(z)$ . Для однозначного вывода по данному вопросу необходимы диагностики, позволяющие измерять плотность плазмы в объёме расширителя ГДЛ, но дополнительным подтверждением могут стать результаты планируемой серии экспериментов с вариацией величины магнитного поля в пробке ловушки.

<sup>1</sup>При параметрах вблизи пробки  $B \sim 150$  кГс,  $n \sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

## 5 Измерение энергетических потерь на лимитере

### 5.1 Постановка задачи

В ГДЛ наблюдается значительное расхождение мощности, захваченной плазмой при нагреве нейтральными пучками, и мощности тепловых потерь из удерживаемой плазмы. Упоминание данной проблемы встречается в работе, опубликованной в 1999 году [9]. Нагрев плазмы в ГДЛ происходит с помощью нейтральных пучков, которыми в плазму инжeksiруется около 5 МВт мощности. Из этих 5 МВт плазмой захватывается 2–3 МВт, и возникает популяция быстрых ионов с энергией порядка 10 кэВ. Продольные потери через магнитные пробки ловушки определяются формулой из [1]:

$$Q \approx 1,53n \cdot 8T_e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_i}} \cdot S. \quad (5.1)$$

Оценка для дейтериевой плазмы с параметрами  $T_e = 200$  эВ,  $n = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $S = 18$  см<sup>2</sup> (площадь сечения плазмы в магнитной пробке) даёт продольные потери порядка 300 кВт в одну магнитную пробку, что подтверждается экспериментальными измерениями. Потери, связанные с поперечным переносом, были исследованы в работе [10], в которой установлено, что они составляют незначительно малую долю от продольных. Таким образом, при обнаруживаемых потерях в сотни киловатт, канал потерь оставшихся мегаватт мощности остаётся неясным.

Существует несколько вариантов, способных объяснить недостающие потери. Энергия может теряться на излучение из плазмы, а также на перезарядные потери быстрых ионов. Быстрые ионы, прежде чем отдать свою энергию в столкновениях с заряженными частицами плазмы, могут нейтрализоваться посредством резонансной перезарядки на нейтральном газе и вылететь на стенку установки, будучи не удерживаемыми магнитным полем. Исследования суммарных потерь в 1999 году на перезарядку быстрых ионов и излучение показали величину потерь по этим каналам порядка 50 – 60 кВт при инжекции 4 МВт энергии нейтральными пучками и захвате порядка 2 МВт [9]. Тем не менее необходимо отметить, что данное исследование проводилось в тот период, когда длительность атомарной инжекции на установке ГДЛ составляла 1 мс и поддержание материального баланса плазмы путем поддува большого количества нейтрального газа еще не требовалось, как это происходит сегодня с длительностью атомарной инжекции 5 мс. Еще одним (и рассматриваемым в данной работе) предположением являются потери при попадании периферийной плазмы на лимитеры установки.

Численное моделирование, проделанное в работе [11], предсказывает, что быстрые ионы, вращающиеся по большим ларморовским радиусам, нагревают преимущественно периферийную плазму. Смоделированное распределение мощности передачи энергии от нейтральных пучков электронам представлено на рисунке 5.1. Видно, что максимум мощности находится между 12 и 15 см (в координатах радиуса в центре установки), что важно, так как силовые линии магнитного поля, касающиеся лимитера, проходят в центре на радиусе 16 см. Возможно, что нагретая периферийная плазма оседает на лимитерах и оставляет на них полученную от быстрых ионов энергию. Таким образом, измерив нагрев лимитерных колец, возможно оценить количество поступающей на них энергии и выяснить вносимый данным каналом вклад в общие потери.



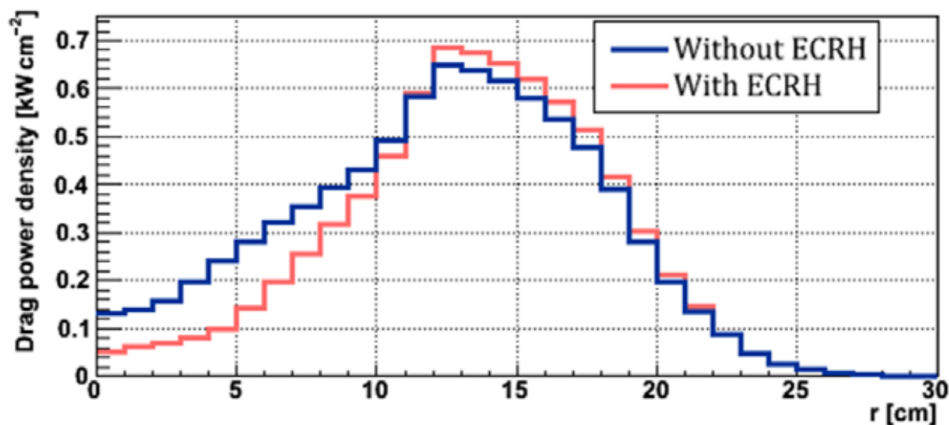


Рисунок 5.1: Радиальный профиль энергии, передаваемой от нейтральных пучков электронам плазмы [11].

## 5.2 Описание эксперимента

### 5.2.1 Измерение мощности нагрева плазмы

Для измерения инжектированной и захваченной мощности использовались вторично-эмиссионные датчики, установленные в приёмниках пучков инжекторов ГДЛ. Мощность  $P$  пучка, поступающего на датчик, вычислялась по формуле

$$P = UIC_{neutr},$$

где  $U$  – напряжение на модуляторе инжектора,  $I$  – ток пучка, а  $C_{neutr}$  – коэффициент нейтрализации пучка газом в инжекторе.

Захваченная плазмой мощность вычислялась исходя из разницы показаний пучка в выстрелах с плазмой и без неё. В начале каждого дня экспериментов производился «фоновый» выстрел без плазмы, в котором для каждого инжектора записывалась мощность, приходящая на вторично-эмиссионный датчик. Затем, уже в выстрелах с плазмой, теми же датчиками измерялась мощность пучков, прошедших через плазму. Захваченная каждым инжектором мощность вычислялась вычитанием мощности «с плазмой» из «фоновой» мощности. Затем полная инжектированная энергия определялась путем интегрирования сум-

марной захваченной мощности по времени (рисунок 5.2).

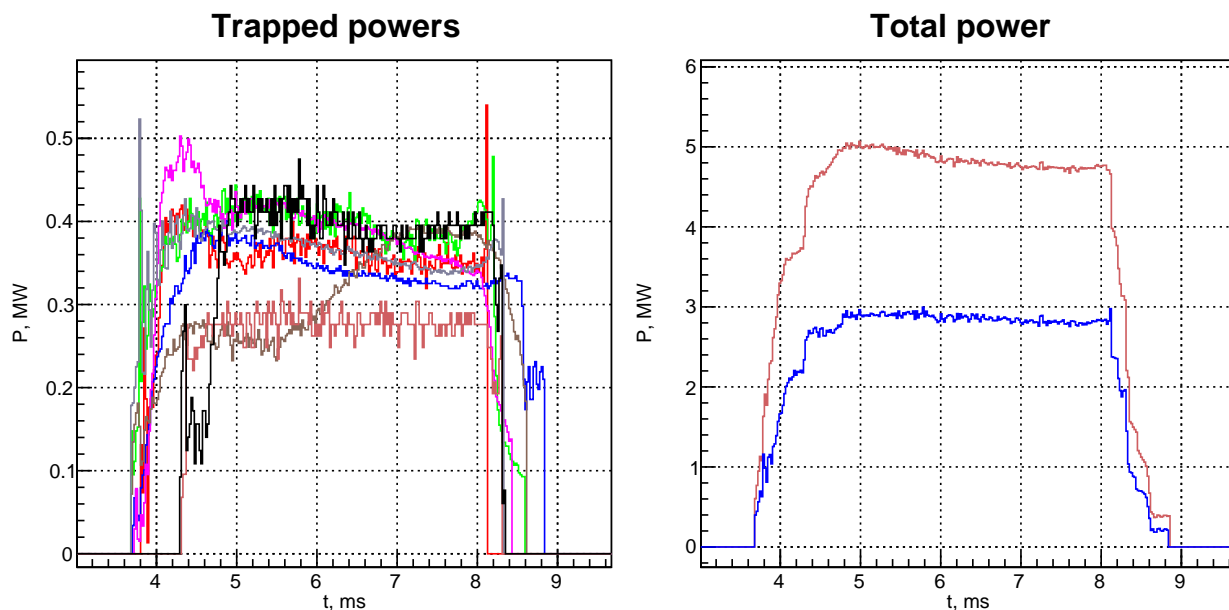


Рисунок 5.2: Захваченная плазмой мощность нейтральных пучков. Слева – захваченная плазмой мощность от каждого инжектора, справа – суммарная мощность фонового выстрела (красная линия) и суммарная захваченная мощность (синяя линия).

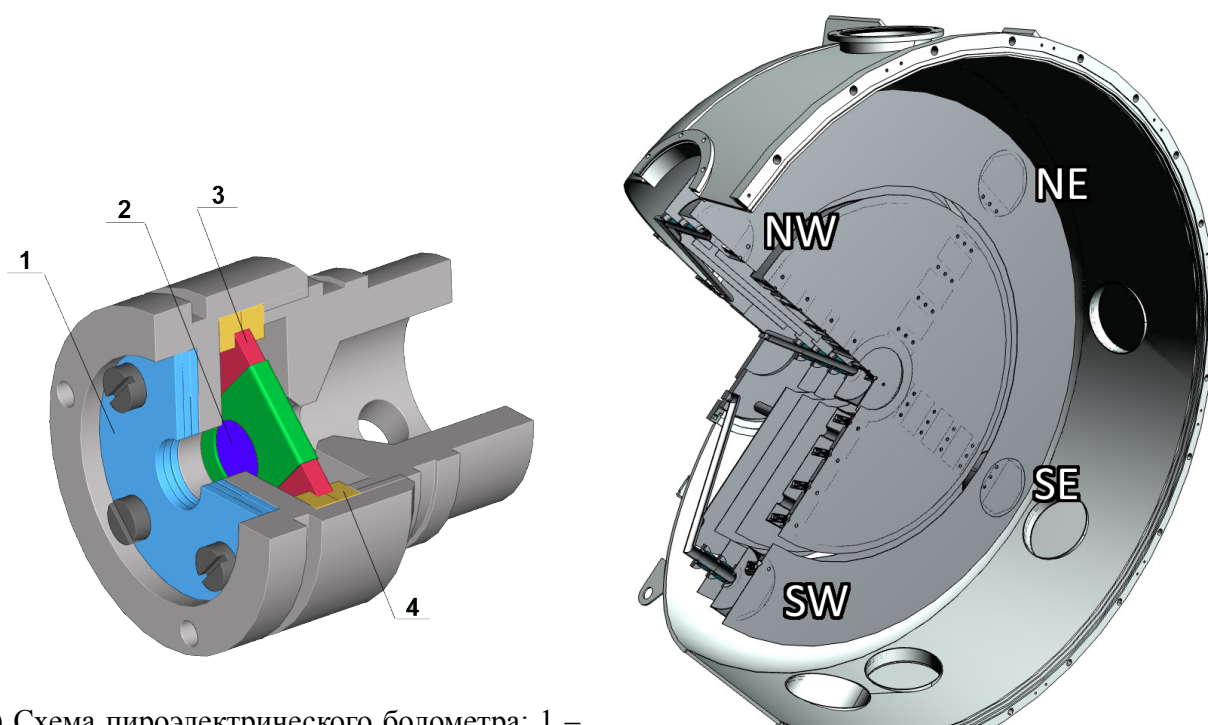
### 5.2.2 Измерение продольных потерь на плазмоприёмнике

Для измерения продольных потерь через магнитную пробку использовалась диагностическая система болометров<sup>1</sup>, размещённая на плазмоприёмнике в расширителе установки ГДЛ. Настройке и калибровке данной измерительной системы была посвящена бакалаврская выпускная квалификационная работа автора. На момент написания упомянутой ВКР до рабочего состояния была доведена лишь часть болометрической системы; в настоящее время все датчики функционируют, благодаря чему возможно изучать пространственное распределение энергии на плазмоприёмнике и точную величину полных продольных потерь.

Схема болометра приведена на рисунке 5.3а. Каждый болометр состоит из пироэлектрической таблетки ниобата лития, посеребрённой на торцах и закреп-

<sup>1</sup>А также датчиков ионного и полного токов, которые не используются в данной работе.

лѐнной непосредственно на пластине усилителя для минимизации электрических наводок. Таблетка защищена от электростатических колебаний плазмы металлической сеткой с прозрачностью 0,25 и шагом в 0,025 мм – значительно меньшим, чем дебаевский радиус плазмы<sup>2</sup>  $\lambda_d \sim 0,2$  мм. Плата усилителя закреплена в металлическом корпусе посредством вакуумной резины, гасящей акустические помехи. Болометры размещены крестообразно по пластине плазмприѐмника (рисунок 5.3b), один датчик расположен в центре, оставшиеся двадцать распределены по радиусам.



(а) Схема пироэлектрического болометра: 1 – металлическая сетка, 2 – пироэлектрик, 3 –

(б) Схема расположения болометров на плазмприѐмнике установки ГДЛ.

Рисунок 5.3: Болометрическая система измерения продольных потерь.

Для подсѐта полной энергии, осаждѐнной на плазмприѐмнике, показания каждого болометра умножались на площадь соответствующего ему сегмента плазмприѐмника. Путем суммирования данных произведений получалась зависимость полной поступающей на плазмприѐмник мощности от времени (рисунок 5.4). Далее интегрированием этой зависимости по времени определялась полная энергия продольных потерь, осаждѐнная на плазмприѐмнике.

<sup>2</sup>При следующих оценочных параметрах плазмы в расширителе:  $T_e = 10$  эВ,  $n = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

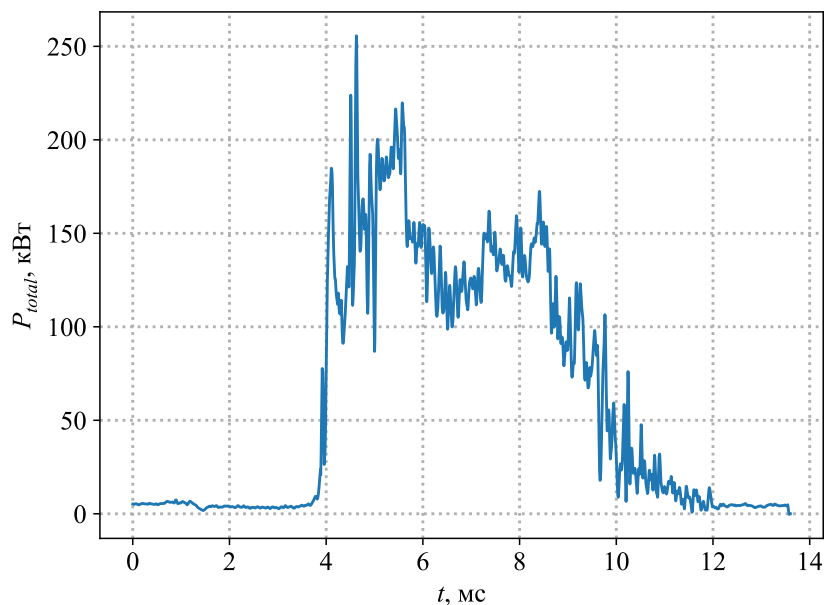
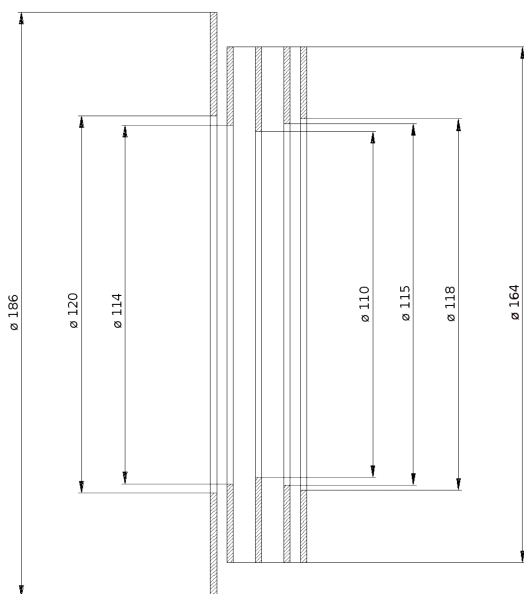


Рисунок 5.4: Пример временной зависимости мощности продольных потерь на плазموприёмник.

### 5.2.3 Измерение потерь энергии на лимитере

Для проведения измерений штатный лимитер из нержавеющей стали, расположенный вблизи западной магнитной пробки, был заменён на специально изготовленный аналог, состоящий из пяти медных колец с разными внутренними диаметрами (рисунок 5.6). Выбор материала колец служил для ускорения растекания по ним тепла. На каждое кольцо было установлено по термосопротивлению Pt-100, прижатому к кольцу медной пластинкой, которая, в свою очередь, была припаяна к кольцу. Кольца были пронумерованы по их близости к удерживаемой плазме. Терморезисторы были установлены друг над другом в одинаковом положении по азимуту колец с их «теневой» (с противоположной основному объёму плазмы) стороны. На третьем (среднем) кольце находился токовод для подачи на кольцо напряжения и создания радиального электрического поля. Хотя для создания радиального поля достаточно одного кольца под потенциалом, дополнительные изолированные кольца препятствуют зажиганию дугового разряда между «потенциальным» кольцом и корпусом установки, потому что находятся под «плавающим» потенциалом и делают распреде-

ление электрического поля более гладким. Все кольца были установлены на основании из нержавеющей стали и изолированы друг от друга керамикой. Также в кольцах были сделаны разрезы, чтобы избежать больших токов, наведённых магнитным полем. Кольца были расположены на основании так, что разрезы двух соседних колец находились под азимутальным углом в  $90^\circ$  друг к другу.



(а) Упрощённый чертёж колец лимитера.

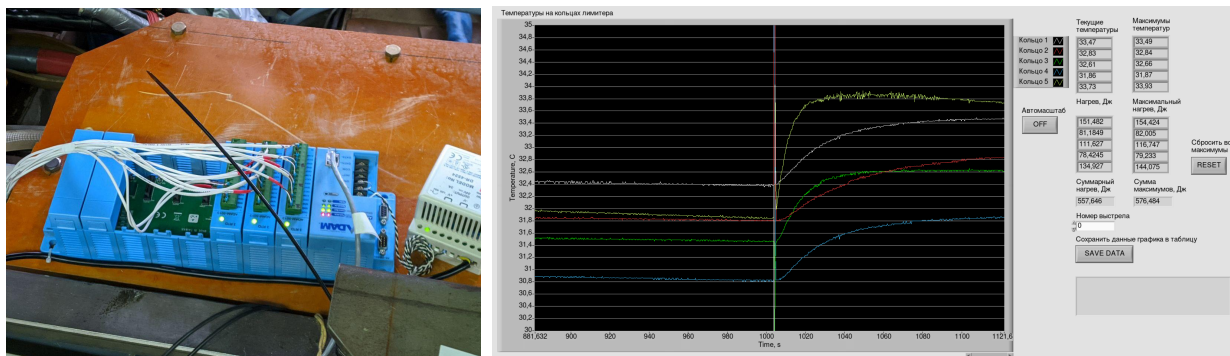


(б) Фотография лимитера в сборе.

Рисунок 5.5: Медный лимитер для измерения осаждаемого тепла.

Для регистрации данных с термосопротивлений использовались два модуля ADAM-5013, установленных в контроллер ADAM-5510. Модули ADAM-5013 в своей заводской конфигурации прокалиброваны для работы с Pt-100 и способны с частотой 3 Гц снимать показания напряжения с термосопротивлений и пересчитывать их в температуру. Терморезисторы были подключены к модулям ADAM по четырёхпроводной схеме, чтобы исключить влияние длины проводов на показания. Посредством контроллера показания с измерительных модулей передавались по протоколу Modbus в программу на графическом языке LabView, написанную для данного эксперимента. Программа собирала показания температур на кольцах в реальном времени и рисовала графики температур для каждого кольца. Также в программу была заложена автоматизированная функция сохранения графиков температур в файл для последующего расчёта

тепла, синхронизированная с системой запуска установки.



(а) Фотография контроллера ADAM-5510 с измерительными модулями ADAM-5013. (б) Скриншот программы сбора данных на LabView.

Рисунок 5.6: Система измерения тепла на лимитере.

Для оценки нагрева колец использовался скрипт, написанный на языке Python

3. Запуск катушек магнитного поля провоцировал наводку длительностью не более секунды в виде большого скачка в системе измерения, что было использовано для определения момента выстрела. Для каждого кольца в записанной зависимости температуры от времени по максимуму производной сигнала определялся момент выстрела. В точки до момента выстрела методом наименьших квадратов вписывалась прямая, необходимая для учёта остывания кольца. Среди точек после момента выстрела скрипт находил максимум температуры и вычитал из него значение экстраполированной в данный момент времени прямой остывания. Таким образом получалась разница температур  $\Delta T$ , из которой по формуле  $Q = cm\Delta T$ , где  $c$  – теплоёмкость меди,  $m$  – масса кольца, оценивался нагрев кольца  $Q$ . Для каждого кольца и каждого выстрела строились графики (образец на рисунке 5.7), с помощью которых производился контроль корректности работы скрипта.

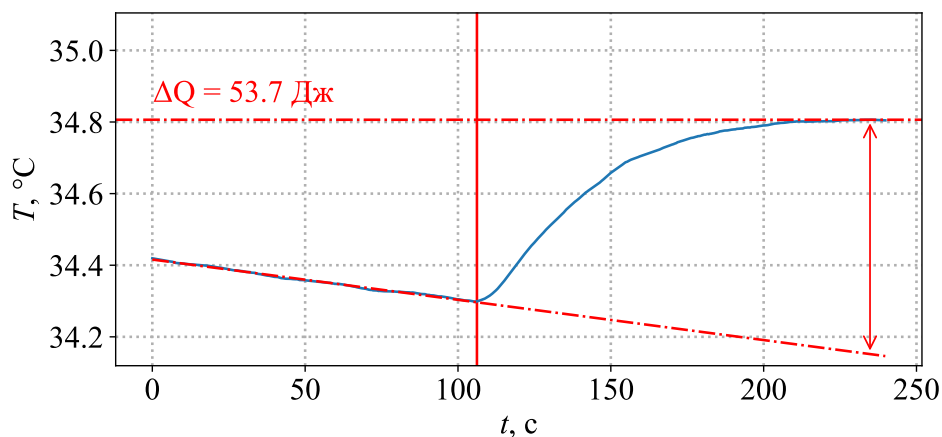


Рисунок 5.7: Пример обработки данных с одного лимитерного кольца. Сплошная вертикальная линия – момент выстрела, нижняя штрихпунктирная линия – вписанная прямая остывания, верхняя штрихпунктирная линия – линия максимума измеренной температуры. Вертикальная стрелка показывает разность температур, по которой вычислялся нагрев.

## 5.3 Результаты

### 5.3.1 Нагрев от наведённых магнитным полем токов

Первые результаты показали, что, несмотря на разрезы в кольцах, магнитное поле установки всё равно создаёт токи, достаточные для заметного нагрева колец. Нагрев, подобный примеру на рисунке 5.7, наблюдался даже в выстрелах без плазмы, исключительно с магнитным полем. Тем не менее величина нагрева в выстрелах с плазмой отличалась от выстрелов без плазмы (рисунок 5.8), поэтому в каждой серии экспериментов вместе с «фоновым» выстрелом инжекторов записывался также «фоновый» выстрел для лимитеров, и измеренный в нём нагрев в дальнейшем вычитался из нагрева для выстрелов с плазмой.

Чтобы дополнительно проверить, что источником нагрева в «фоновых» выстрелах является именно магнитное поле, было проведено моделирование омического нагрева от магнитного поля, создаваемого ближайшими к лимитеру магнитными катушками: конусной катушкой и двумя пробочными катушками («медленного» и «быстрого» магнитного поля). Их размеры и положение вме-

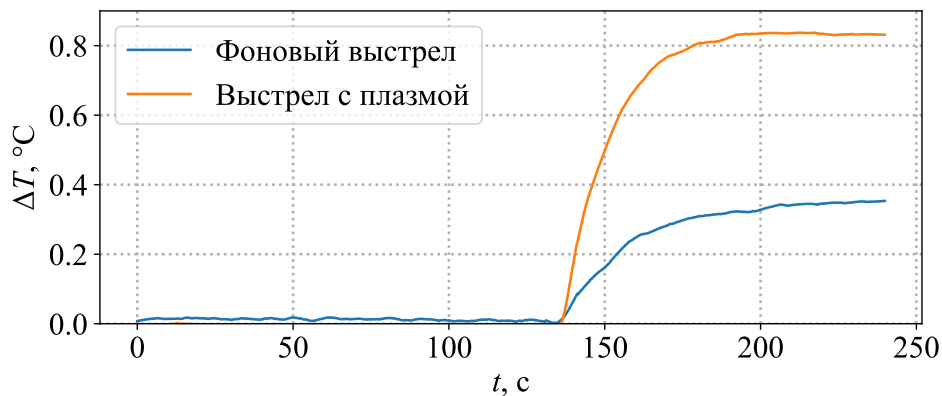


Рисунок 5.8: Нагрев лимитерного кольца в выстрелах с плазмой и без неё.

сте с лимитером были воссозданы с помощью программы для 3D-моделирования Varicad, а для моделирования магнитного поля использовалась программа CST Studio Suite (рисунок 5.9).

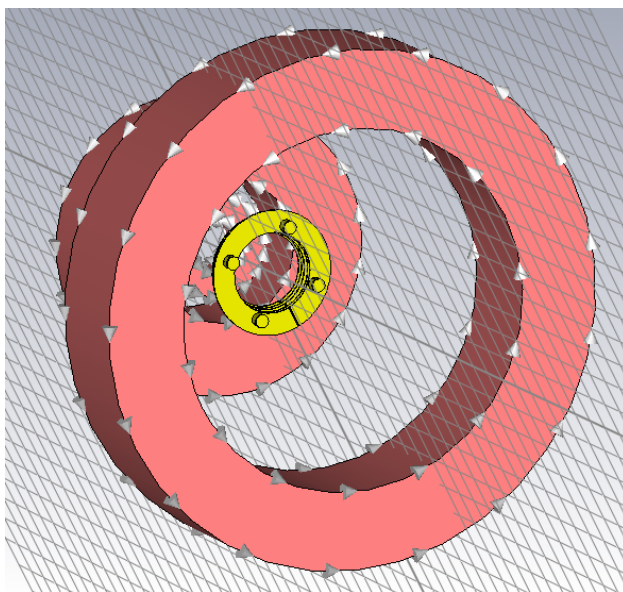
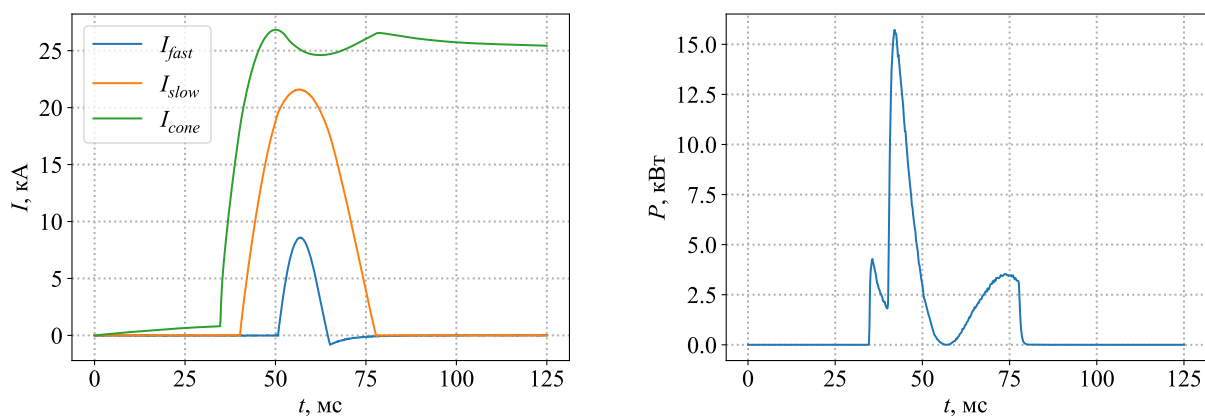


Рисунок 5.9: Скриншот 3D-модели лимитера и катушек магнитного поля.

Моделирование проводилось с использованием осциллограмм токов, записанных для соответствующих катушек в экспериментальных выстрелах на установке (рисунок 5.10а). График смоделированной зависимости мощности, выделяемой на кольцах в результате омического нагрева, от времени представлен на рисунке 5.10b.

Интегрирование зависимости, представленной на рисунке 5.10b, по време-





(а) Экспериментальные осциллограммы токов. (б) Мощность омического нагрева колец магнитным полем.

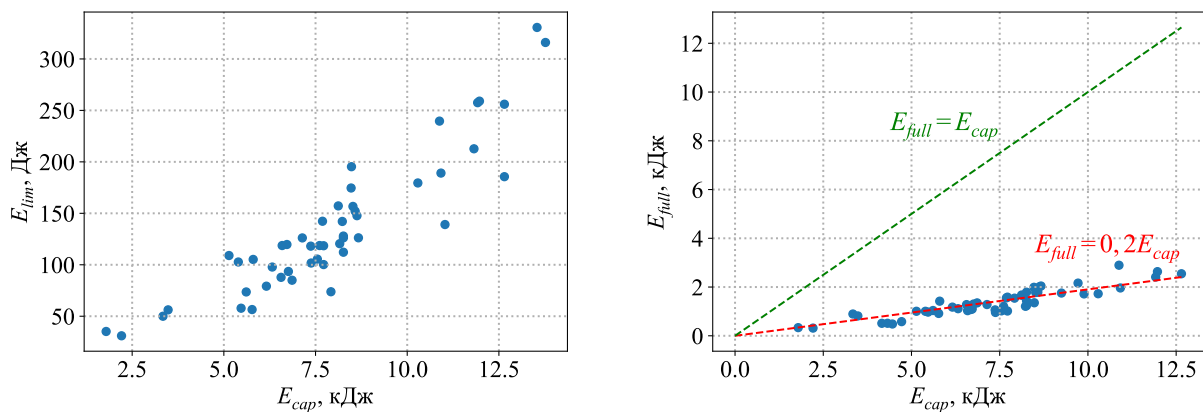
Рисунок 5.10: Моделирование нагрева колец лимитера токами, наведёнными магнитным полем установки.

ни даёт значение  $Q = 161$  Дж, что близко к экспериментально полученным значениям в выстрелах без магнитного поля, где  $Q$  лежит в диапазоне 160 – 170 Дж. Таким образом, можно сделать заключение, что источником нагрева в «фоновых» выстрелах является именно магнитное поле катушек.

### 5.3.2 Зависимость тепловых потерь на лимитере от захваченной плазмой энергии

Для определения потерь энергии на лимитерах и плазмоприёмнике была проведена серия экспериментов, в которой варьировалась энергия, захваченная плазмой от нейтральных пучков. Варьирование энергии проводилось путём изменения количества поддуваемого в установку нейтрального газа (что приводит к увеличению захваченной от атомарных пучков энергии) и изменением количества задействованных в выстреле инжекторов. Результаты представлены на рисунке 5.11.

На рисунке 5.11а представлена зависимость суммарной энергии, потерянной на всех кольцах плазмоприёмника в зависимости от захваченной плазмой энергии. Видно, что потери на лимитерах растут пропорционально захвачен-



(а) Зависимость потерь энергии на лимитер от захваченной энергии.

(б) Зависимость потерь энергии на лимитеры и через магнитные пробки от захваченной энергии.

Рисунок 5.11: Экспериментальные результаты измерения продольных тепловых потерь и потерь на лимитеры.

ной энергии, но не превышают нескольких сотен джоулей при величине захваченной плазмой энергии в диапазоне от 2 до 13 килоджоулей. Оценка полных тепловых потерь на основании измерений (удвоенная сумма потерь на измерительном лимитере и плазмоприёмнике) представлена на рисунке 5.11b. Здесь для демонстрации разности между захваченной и измеренной энергиями зелёным пунктиром проведена линия  $E_{full} = E_{cap}$  ( $E_{full}$  – удвоенная измеренная на лимитере и плазмоприёмнике энергия,  $E_{cap}$  – захваченная плазмой энергия), а красным пунктиром – вписанная в экспериментальные данные методом наименьших квадратов прямая, обозначающая измеренные потери. Вписанная прямая имеет градиент, приблизительно равный 0,2; из этого следует, что полные потери энергии на лимитеры и через магнитные пробки составляют порядка 20% от захваченной плазмой энергии нейтральных пучков.

### 5.3.3 Зависимость тепловых потерь на лимитере от величины поля в ближайшей магнитной пробке.

Также в данной работе было проведено исследование энергии, содержащейся в периферийной плазме. Для этого была изучена зависимость потоков тепла

на лимитер от магнитного поля ближайшей к нему пробочной катушки. При ослаблении магнитного поля пробки радиусы его силовых линий увеличиваются; соответственно линии, лежащие ближе к оси и ранее проходившие через пробку в расширитель, теперь упираются в лимитер. В результате периферийная плазма, следующая за магнитными линиями ослабленного поля, окажется вытеснена на лимитер. Тогда, опираясь на результаты моделирования, представленные на рисунке 5.1, мы должны наблюдать нагрев лимитера плазмой гораздо больший, чем по оценкам, определяющим газодинамический поток частиц в ГДЛ.

Для данного исследования был проведен ряд выстрелов с постепенно ослабляемым магнитным полем пробочной катушки, располагающейся вблизи лимитера. Для каждого значения напряжения были сделаны выстрелы как с плазмой, так и без неё для корректного вычисления нагрева лимитера от магнитного поля (то есть в «фонах»), которые впоследствии были вычтены из нагрева в выстрелах с плазмой. Вместе с тем была проведена оценка тепла, содержащегося в периферийной плазме. Оценка производилась по формуле (5.1), и для нее требовались радиальные профили плотности и температуры электронов для последующего интегрирования по площади. Поскольку система томсоновского рассеяния в это время находилась в стадии наладки, экспериментальные распределения  $n_e$  и  $T_e$  для оценки были взяты из статьи [11]. В измеренные на разных радиусах в центре установки значения  $n_e$  и  $T_e$  были вписаны квадратичные сплайны, полученные распределения представлены на рисунке 5.12.

Полученные распределения были приняты осесимметричными и постоянными по времени, после чего были проинтегрированы согласно формуле

$$Q = \tau \cdot \int_{r_0}^R 1,53n(r) \cdot T_e(r) \sqrt{\frac{T_e(r)}{2\pi m_i}} \cdot 2\pi r dr, \quad (5.2)$$

где  $r_0$  – радиус, на который приходит в центр установки магнитная силовая линия с внутреннего края лимитера,  $R = 25$  см – радиус, на котором плотность

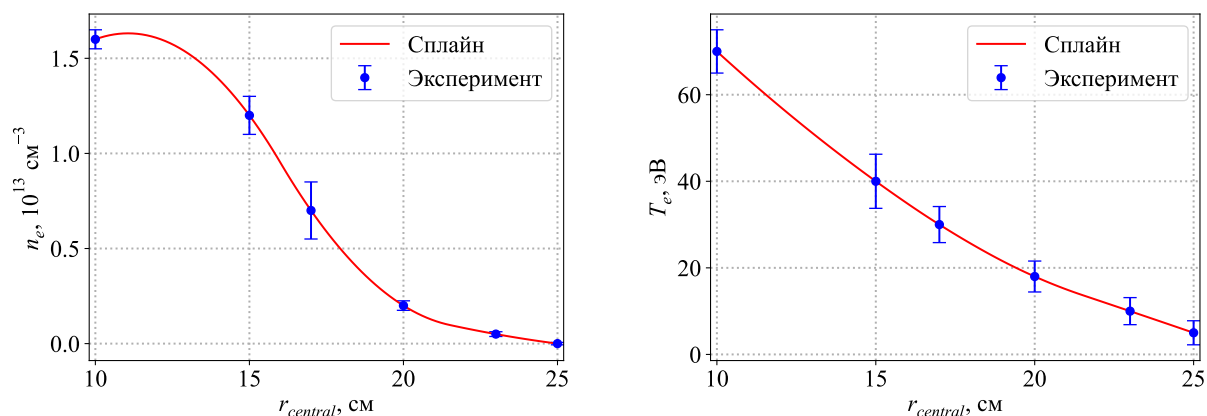


Рисунок 5.12: Оценочные распределения электронной температуры и плотности.

плазмы спадает до нуля,  $\tau = 5$  мс – время вытекания плазмы на лимитер. Вместо  $8 T_e$ , как в формуле (5.1), здесь взято значение в одну  $T_e$ , так как  $8 T_e$  – это оценка суммарного перепада амбиполярного потенциала между центром установки и торцевым плазмодприёмником в расширителе, здесь же расчёт производится для центральной камеры установки, в которой величина амбиполярного потенциала практически постоянна [1]. Для разных значений магнитного поля в пробке радиусы  $r_0$  были рассчитаны с помощью программы, моделирующей магнитные поля в ГДЛ по заданным значениям токов в катушках и рассчитывающей координаты силовых линий по заданным координатам их начала. Для каждого экспериментального значения поля был рассчитан свой радиус  $r_0$ , минимальный составил 13 см, максимальный – 15,7 см. Для каждого значения  $r_0$  (то есть, эффективно, для каждого значения величины магнитного поля в пробке) был вычислен интеграл (5.2).

Сравнение оценочных и экспериментальных результатов представлено на рисунке 5.13. На представленном графике видно, что даже при значительно ослабленном магнитном поле осаждаемая на лимитере энергия по-прежнему не превышает сотен джоулей. В то же время экспериментальные результаты лежат на графике вблизи оценочных, полученных по формуле (5.2). Данное наблюдение говорит об отсутствии в периферийных слоях плазмы высокого энер-

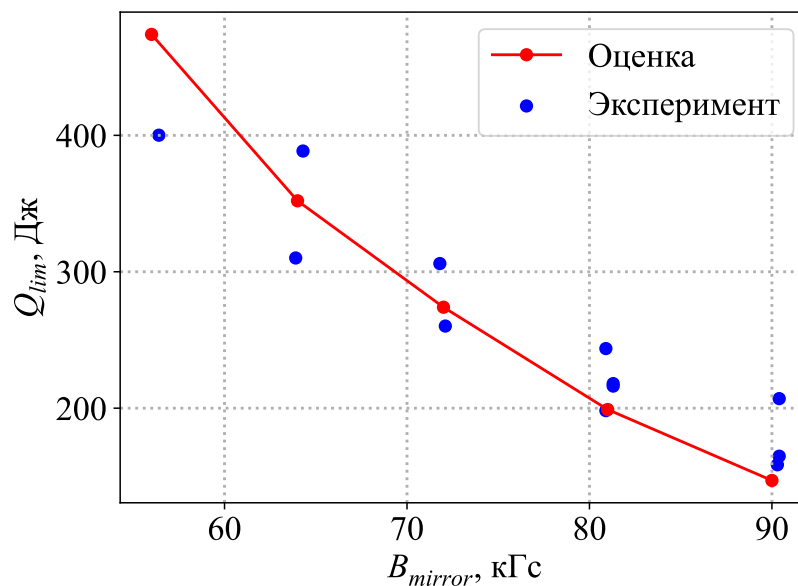


Рисунок 5.13: Зависимость энергии нагрева лимитера от величины магнитного поля в ближайшей пробочной катушке.

госодержания, предсказанного численной моделью в работе [11].

## 5.4 Выводы

Экспериментальное исследование показало, что потеря энергии на лимитерах не является значимым каналом тепловых потерь в установке ГДЛ. При мощности инжекции в плазму нейтральными пучками в диапазоне десятка килоджоулей потери на лимитере составляют всего лишь сотни джоулей. Более того, направление плазменных потоков на лимитер путём ослабления пробочного магнитного поля показало отсутствие высокого энергосодержания в периферийной плазме.

Так как оценка полных потерь в магнитные пробки и на лимитеры составляет всего 20% от захваченной энергии, необходимы дальнейшие исследования каналов энергетических потерь. Наиболее вероятной кандидатурой представляются перезарядные потери быстрых ионов; несмотря на то, что их измерения на установке ГДЛ проводились в работе [9], с тех пор была проведена значимая модернизация системы с добавлением поддува нейтрального газа для поддер-

жания материального баланса плазмы. Увеличение концентрации нейтрального газа в установке, по всей видимости, привело к увеличению вероятности перезарядки высокоэнергетичных быстрых ионов и их потере из удерживаемой плазмы, что потенциально может объяснить расхожимость захваченной и потерянной из плазмы мощностей. В настоящий момент планируются эксперименты по измерению данных потерь с помощью болометров, расположенных в центральной камере установки.

## 6 Заключение

В данной работе проведён ряд исследований, направленных на улучшение удержания энергии в газодинамической ловушке. По итогам работы исследовано влияние формы плазмopриёмника в расширителе ГДЛ на параметры удерживаемой плазмы, зарегистрированы высокочастотные колебания вблизи плазмopриёмника в расширителе ловушки и потоки энергии на лимитер вблизи магнитной пробки.

Изучение влияния формы плазмopриёмника на параметры удерживаемой плазмы показало, что плазмopриёмник формы «жалюзи» может иметь положительное влияние на удержание энергии в установке. Измерение электронной температуры и энергосодержания быстрых ионов в эксперименте с подвижным жалюзийным сегментом плазмopриёмника показало улучшение параметров плазмы по сравнению с плоским плазмopриёмником при  $K < \sqrt{m_i/m_e}$ . Вне этой области жалюзийный сегмент показал схожие с плоским плазмopриёмником результаты, что позволяет сделать вывод о возможности использования жалюзийного плазмopриёмника в будущих проектах термоядерных реакторов на основе открытых ловушек.

Исследование высокочастотных колебаний в расширителе ловушки вблизи плазмopриёмника электрическим зондом показало отсутствие колебаний на частотах выше 1 ГГц. Из этого можно сделать вывод об отсутствии развития вблизи плазмopриёмника двухпоточковой неустойчивости, ожидаемой на частоте  $\sim 4$  ГГц. Помимо этого в измеренных колебаниях был обнаружен спектр, схожий с «зебра»-спектром, обычно порождаемым двойным плазменным резо-

нансом, однако для точного установления природы этого спектра необходимы дальнейшие исследования с вариацией силы поля в магнитной пробке и диагностики, позволяющие регистрировать плотность плазмы в объёме расширителя ГДЛ.

Измерение энергетических потерь на лимитере вблизи магнитной пробки показало отсутствие высокого энергосодержания в периферийных слоях плазмы. Энергетические потери на лимитере, даже при увеличении на него плазменного потока ослаблением магнитного поля пробки, не превышают нескольких сотен джоулей при захваченной от нейтральных пучков энергии порядка нескольких килоджоулей. Суммарные потери на лимитеры и в магнитные пробки составляют лишь 20% от захваченной плазмой энергии, поэтому в дальнейшем планируется проведение исследований, которые помогут установить каналы потерь оставшихся 80% энергии. Наиболее вероятным предположением о канале данных потерь является резонансная перезарядка быстрых ионов на нейтральном газе, поддуваемом в установку для поддержания материального баланса плазмы, для его проверки готовится серия экспериментов с болометрами в центральной камере установки ГДЛ.



## Список литературы

- [1] Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Газодинамическая ловушка // Итоги науки и техники: физика плазмы. — 1988. — Т. 8.
- [2] Konkashbaev IK, Landman IS, Ulinich FR. Possibility of decreasing the electron heat flux from open traps // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1978. — Vol. 74. — P. 956–964.
- [3] Ryutov D.D. Axial Electron Heat Loss from Mirror Devices Revisited // Fusion Science and Technology. — 2005. — Vol. 47, no. 1T. — P. 148–154. — <https://doi.org/10.13182/FST05-A627>.
- [4] Measurements of axial energy loss from magnetic mirror trap / EI Soldatkina, VV Maximov, VV Prikhodko et al. // Nuclear Fusion. — 2020. — Vol. 60, no. 8. — P. 086009.
- [5] Skovorodin D. I. Suppression of secondary emission of electrons from end plate in expander of open trap // Physics of Plasmas. — 2019. — Vol. 26, no. 1. — P. 012503. — <https://doi.org/10.1063/1.5043072>.
- [6] Vortex confinement of plasmas in symmetric mirror traps / Alexei D Beklemishev, Peter A Bagryansky, Maxim S Chaschin, Elena I Soldatkina // Fusion science and technology. — 2010. — Vol. 57, no. 4. — P. 351–360.
- [7] Influence of the magnetic field expansion on the core plasma in an axisymmetric mirror trap / E Soldatkina, M Anikeev, P Bagryansky et al. // Physics of Plasmas. — 2017. — Vol. 24, no. 2. — P. 022505.

- [8] Double plasma resonance and its manifestations in radio astronomy / Vladimir Vasil'evich Zheleznyakov, E Ya Zlotnik, Valery Vasil'evich Zaitsev, Vladimir Evgen'evich Shaposhnikov // *Physics-Uspekhi*. — 2016. — Vol. 59, no. 10. — P. 997.
- [9] Effect of fast Ti-deposition on gas recycling at the first wall and on fast ion losses in the GDT experiment / PA Bagryansky, ED Bender, AA Ivanov et al. // *Journal of nuclear materials*. — 1999. — Vol. 265, no. 1-2. — P. 124–133.
- [10] Soldatkina EI, Bagryansky PA, Solomakhin AL. Influence of the radial profile of the electric potential on the confinement of a high- $\beta$  two-component plasma in a gas-dynamic trap // *Plasma Physics Reports*. — 2008. — Vol. 34, no. 4. — P. 259–264.
- [11] Overview of ECR plasma heating experiment in the GDT magnetic mirror / PA Bagryansky, AV Anikeev, GG Denisov et al. // *Nuclear Fusion*. — 2015. — Vol. 55, no. 5. — P. 053009.